

CEA-R-5963



COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE

A2000253



FR0201570

**ÉTUDE DE LA FAISABILITÉ D'UN LASER X EN
RECOMBINAISON DANS UN PLASMA D'AZOTE
HYDROGÉNOÏDE CRÉÉ PAR EFFET TUNNEL**

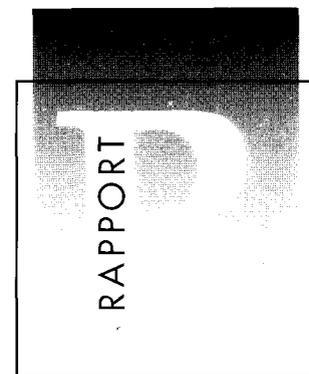
par

Sébastien HULIN

CEA/DAM - DIRECTION ILE-DE-FRANCE

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE THÉORIQUE
ET APPLIQUÉE

CEA/DAM - ILE-DE-FRANCE



DIRECTION DES TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION

**RAPPORT
CEA-R-5963**

2001

RAPPORT CEA-R-5963 – Sébastien HULIN

“ETUDE DE LA FAISABILITE D’UN LASER X EN RECOMBINAISON DANS UN PLASMA D’AZOTE HYDROGENOÏDE CREE PAR EFFET TUNNEL.”

Sommaire - De courte longueur d'onde, brillants, monochromatiques, les lasers X sont des outils privilégiés pour sonder les plasmas denses. Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur l'étude d'un schéma laser X basé sur la création par effet de champ (OFI) du milieu lasant. Ce processus d'ionisation permet d'arracher un grand nombre d'électrons aux atomes soumis à un champ électromagnétique intense, sans chauffage important. De ce fait un effet laser peut être obtenu pendant la phase de recombinaison du plasma.

Le milieu lasant est créé à l'aide d'un laser Ti:Saphir (790 nm) ultra court (60 fs) et ultra intense (10^{19} W/cm²) qui, focalisé dans un jet d'azote, permet d'en ioniser totalement les atomes. Au cours de la recombinaison du plasma des inversions de population entre les niveaux de nombre quantique principal 2 et 1 (2,4 nm) et 3 et 2 (13,4 nm) de l'azote hydrogénéoïde sont attendues pour un plasma suffisamment froid et dense.

La création du milieu par effet tunnel, l'interaction laser-plasma, dominée par l'autofocalisation relativiste, ainsi que la dynamique de la recombinaison ont été étudiées numériquement et expérimentalement. La mesure de la température électronique et les simulations numériques indiquent un chauffage important du plasma dû à la croissance d'instabilités Raman. Bien que ce chauffage soit néfaste au schéma de laser X proposé, la détection de l'émission X du plasma dans la gamme des 2-20 nm indique une forte croissance de l'intensité de la transition à 13,4 nm avec la densité électronique, conforme à un effet laser, que l'on ne retrouve pas sur la transition à 2,4 nm.

2001 - Commissariat à l'Energie Atomique – France

RAPPORT CEA-R-5963 – Sébastien HULIN

“STUDY OF A RECOMBINATION X-RAY LASER SCHEME IN A H-LIKE NITROGEN PLASMA CREATED BY OPTICAL FIELD INDUCED IONIZATION”

Summary - Thanks to their high brightness and short wavelength, X ray lasers are interesting diagnostics in many experiments because they can efficiently probe dense plasmas. Furthermore their monochromaticity and collimation make them interesting tools in plasma physics but also in many biology or chemistry experiments. The effective use of this diagnostic is mainly depending on its dimensions and cost. For this reason, research on X ray laser is now focused on the reduction of cost and the realization of table-top facilities. One of these research axis, based on the optical field induced ionization (OFI) of the plasma, is presented in this work

An ultra-short (60 fs) high-brightness (10^{19} W/cm²) Ti:Sapphire (790 nm) laser is focused into a nitrogen pulsed gas jet. A dense (10^{20} cm⁻³) plasma of fully stripped nitrogen is created by the way. During the fast recombination of the plasma some population inversions between levels of principal quantum number 2 and 1 (2.4 nm) and 3 and 2 (13.4 nm) can occur depending on the plasma parameters.

The creation of the plasma by OFI, laser-plasma interaction dominated by relativistic self-focusing, and recombination dynamics are studied by numerical simulations on one hand and experiments on the other hand. Temperature measurements and numerical simulations show a strong heating, destructive for the laser scheme, which can be explained by Raman instability growing. Nevertheless plasma X ray emission in the 2-20 nm range show a strong increase with the electronic density of the 13.4 nm line intensity. This behavior is consistent with a laser effect but is not detected on the 2.4 nm transition line

2001 - Commissariat à l'Energie Atomique – France

ORSAY
N° D'ORDRE:

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

spécialité

PHYSIQUE des PLASMAS

par

Sébastien HULIN

**Etude de la faisabilité
d'un laser X en recombinaison
dans un plasma d'azote hydrogénoïde
créé par effet tunnel**

Soutenue le **20 Octobre 2000** devant le jury composé de :

M.	Thierry	AUGUSTE	
M.	Jacques	BAUCHE	
M.	Ernst	FILL	Invité
M.	Jean-Claude	GAUTHIER	Rapporteur
Mme.	Sylvie	JACQUEMOT	
M.	Gérard	JAMELOT	
Mme.	Annie	KLISNICK	Rapporteur

- Rapport CEA-R-5963 -

CEA/DAM – Direction Ile de France
Département de Physique Théorique et Appliquée

ÉTUDE DE LA FAISABILITÉ D'UN LASER X
EN RECOMBINAISON DANS UN PLASMA D'AZOTE HYDROGÉNOÏDE
CRÉÉ PAR EFFET TUNNEL

par

Sébastien HULIN

Avril 2001

**PLEASE BE AWARE THAT
ALL OF THE MISSING PAGES IN THIS DOCUMENT
WERE ORIGINALLY BLANK**

Remerciements

Ma thèse s'est déroulée dans deux centres du CEA, au sein de deux services distincts, dépendants de deux Directions Opérationnelles différentes. J'ai donc eu la chance de cotoyer deux fois plus de personnes, de m'adresser à deux fois plus de supérieurs hiérarchiques et de remplir tous les formulaires, qui ne manquaient pas de tomber tous les ans, en double. D'ici à dire que j'ai eu deux fois plus de travail il n'y a qu'un pas que je ne franchirai pas. Tout ce préambule pour que le lecteur me pardonne la longue litanie de remerciements qui va suivre.

En premier lieu je tiens à remercier les différents responsables qui se sont succédés à la tête des départements et services où j'ai été accueilli: François Gounand, Jean Lachkar, Irène Nenner, Louis Laurent, Didier Normand et Emmanuel Berthier.

Je souhaite aussi remercier les membres de mon jury, J. Bauche qui a bien voulu le présider, Annie Klisnick et Jean-Claude Gauthier qui se sont donnés la peine d'être rapporteurs de mon manuscrit, Gérard Jamelot, mon directeur de thèse, pour son soutien et ses conseils tout au long de ces trois années et Ernst Fill qui, bien qu'absent le jour de la soutenance, m'a beaucoup instruit de ses connaissances au cours de nos rencontres successives.

Je tiens bien sûr à remercier tout particulièrement mes deux responsables de thèse: Sylvie Jacquemot et Thierry Auguste. Sylvie a toujours su être disponible et présente et m'a toujours accueilli simplement dans son bureau (malgré notre différence de grade). Je lui suis profondément reconnaissant de toute le savoir qu'elle m'a transmis et de la confiance qu'elle a su me témoigner. Thierry, quant à lui, m'a énormément appris, aussi bien sur un plan pratique (où trouver des filtres pour la cafetière) que théorique (la science du calembour m'étant encore inconnue en 97). Je tiens, par ces quelques lignes, à lui exprimer ma gratitude pour ces trois années passées sous sa tutelle. Je les remercie tous deux sincèrement de tout le temps qu'ils ont bien voulu me consacrer.

Mais ils n'ont pas été les seuls à supporter mon incessant va et vient, d'un centre à un autre, d'un bureau à un labo, d'une manip à un code. Pascal Monot (sait très bien rajouter quelques foyers d'autofocalisation sur n'importe quel type d'image, JPEG, TIFF, GIF...), Laurence Bonnet (marathonienne le long des couloirs du bâtiment K, et en talons !!), Pascal d'Oliveira (sa signature semble précieuse: tout le monde la demande), Erik Lefebvre (l'artiste peintre du parallélisme particulière), Sandrine Dobosz ("la reine de l'embouti-recuit" ou "la cliqueuse folle") ont eu tout autant de mal à savoir si je reviendrai le lendemain pour leur poser une fois de plus la même question lancinante: "Comment ça marche?" Il est certain qu'ils sont pour beaucoup dans le résultat final et que plus d'une ligne de ce manuscrit leur sont redevables.

Je remercie tout autant Michel Bougeard qui parvient, avec un chausse-pied, à faire rentrer dans nos gamelles tous les bouts de verre qu'il nous prend la fantaisie d'y mettre et qui n'est pas innocent à la saturation de mon répertoire "blagues", Eric Caprin, grâce auquel je connais mieux "l'Internationale", Didier Guyader et André Fillon, "sculpteurs sur métaux".

Merci à tous ceux dont j'ai partagé les bureaux et dont j'ai parfois dû perturber la sérénité: Pascal Salières (comment dormir les yeux ouverts tout en donnant l'illusion de la plus intense réflexion), Gilles Riazuelo (fou en E3 prend pion en C5), Gérald Faussurier (quand pars-tu à DCSA?), Jean-François Hergott (le plus Teuton des Alsaciens...ou le plus Lorrain des Français?) et tous ceux que j'ai cotoyés au cours de ces trois années, Bertrand Carré, Christian Cornaggia, Pierre Breger, Martin Schmidt, Pierre Meynadier, Michel Perdrix, Olivier Gobert. Je n'oublie pas tous ceux qui sont, ou ont été, embarqués dans le même type de bateau-ivre que moi: Jean-Michel Lekston, Laurent Lederoff, Thierry Pougeard-Dulimbert, Hamed Merdji, Philippe Hering, Luca Quaglia, Manuel Curtet, Catherine Toupin, François Walraet, Pierre-Marie Paul, Cyril Bouvet; vous voyez que la liste est longue et que la science ne manque pas de jeunes chercheurs motivés.

Je ne peux non plus oublier d'exprimer ma reconnaissance à Alain Decoster et Christophe Blancard qui m'ont tous deux grandement aidé dans la compréhension de mes travaux, ainsi qu'à Marguerite Cornille et Jacques Dubau dont le travail m'a été fort utile et sans lequel nombre de calculs présentés ici n'auraient pu être réalisés.

Enfin, je ne peux terminer cette "complainte du thésard heureux" sans remercier Jacqueline Bandura et Angeline Lucas qui n'ont jamais oublié, chacune de leur côté, de me faire parvenir les rapports d'activités que j'attendais tous les ans avec impatience.

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	v
Liste des tableaux	ix
Liste des figures	xi
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
PARTIE I: MODÉLISATION	9
1 Bases physiques des lasers X	11
1.1 Principes de base du rayonnement laser	11
1.2 Schémas laser X	14
1.2.1 Schémas collisionnels.	14
1.2.2 Schémas photo-pompés	16
1.2.3 Schémas en recombinaison	19
2 Ionisation du jet d'azote	29
2.1 Principes théoriques de l'ionisation tunnel	30
2.2 Energie d'ATI.	39
2.3 Caractéristiques du plasma après ionisation	44
2.4 Discussion sur le modèle d'ionisation.	45
3 Simulation de l'interaction laser-plasma	47
3.1 Code de simulation MANET	47
3.1.1 Unités pratiques.	48
3.1.2 Equations résolues.	49
3.1.3 Conditions aux limites	50
3.2 Creusement d'un canal de plasma.	51
3.2.1 Rappels sur la force pondéromotrice.	52

3.2.2	Simulations	53
3.3	Chauffage paramétrique	60
3.3.1	Rappels sur la diffusion Raman	60
3.3.2	Simulations	62
3.4	Autofocalisation relativiste	63
3.4.1	Rappels sur l'autofocalisation relativiste	63
3.4.2	Simulations	66
4	Recombinaison, émission stimulée	71
4.1	Code de simulation CHIVAS	71
4.2	Equations hydrodynamiques	71
4.3	Conduction thermique	72
4.4	Équation d'Etat	73
4.4.1	Contribution électronique	74
4.4.2	Contribution ionique	74
4.4.3	Modèle d'ionisation GGGV	74
4.5	Transfert radiatif	75
4.6	Code de simulation LASIX	77
4.6.1	Structure générale des différentes espèces ioniques.	78
4.6.2	Equations générales.	79
4.6.3	Coefficient de gain local.	81
4.7	Hydrodynamique du plasma	82
4.7.1	Conditions initiales	82
4.7.2	Evolution temporelle.	84
4.8	Cinétique atomique.	88
4.8.1	Transition $2 \rightarrow 1$ (24,78 Å).	91
4.8.2	Transition $3 \rightarrow 2$ (133,87 Å).	93
5	Conclusion des simulations	99
 PARTIE II: EXPÉRIENCES		 102
6	Le laser UHI 10	105
6.1	Description de la chaîne laser	105
6.2	Caractérisation de l'impulsion	107
6.2.1	Durée	108
6.2.2	Contraste.	109
6.2.3	Focalisation	110
6.3	Voie sonde	110
6.4	Dispositif expérimental	111
6.4.1	Enceinte sous vide	111

6.4.2	Jet pulsé	111
6.5	Diagnostics	115
6.5.1	Ombroscopie	115
6.5.2	Imagerie en champ lointain	117
6.5.3	Interférométrie	117
6.5.4	Imagerie Thomson	120
6.5.5	Spectrométrie	122
7	Expériences de propagation	127
7.1	Configuration expérimentale	128
7.2	Absorption et décalage spectral	129
7.2.1	Résultats	129
7.2.2	Interprétation	131
7.3	Ionisation par champ	133
7.3.1	Résultats	133
7.3.2	Interprétation	134
7.4	Mise en évidence de l'autofocalisation relativiste	136
7.4.1	Résultats	136
7.4.2	Interprétation	138
7.5	Spectroscopie X	139
7.5.1	Résultats	139
7.5.2	Interprétation	141
7.6	Conclusions	143
8	Expériences de détection des raies laser X	147
8.1	Configuration expérimentale	147
8.2	Propagation	149
8.2.1	Résultats	149
8.2.2	Interprétation	151
8.3	Degré d'ionisation et hydrodynamique	155
8.3.1	Résultats	155
8.3.2	Interprétation	160
8.4	Dépendance de l'émission X avec la pression	161
8.4.1	Résultats	162
8.4.2	Interprétation	177
8.5	Conclusions	182
	CONCLUSION GÉNÉRALE	185
	Bibliographie	193

ANNEXES	198
A - Unités et formules pratiques	201
C - Faisceaux gaussiens	203
D - Publication	205

Liste des tableaux

2.1	Potentiels d'ionisations U_i [64] et champs intra-atomiques correspondants E_i pour les 7 états de charge de l'azote. Les champs intra-atomiques E_i sont calculés selon l'expression (2.4)	29
2.2	Potentiel intra-atomique E_i , instant auquel un état de charge est totalement ionisé t_i ($t = 0$ lorsque le champ laser est maximal) et amplitude du champ à cet instant $E_0(t = t_i)$ pour le cas représenté sur la figure 2.2	34
2.3	Eclairement de saturation des 7 états de charge de l'azote, calculés par le modèle BSI.	38
2.4	Température électronique $T_{e,k}$ et temps de collision $\tau_{e,k}$ pour les sept populations électroniques issues des sept états de charge de l'azote.	43
3.1	Paramètres caractéristiques des simulations.	54
3.2	Paramètres caractéristiques des simulations.	66
4.1	Répartition initiale des différentes espèces ioniques	88
4.2	Taux de recombinaison radiatifs et collisionnels pour une température de 15 eV et une densité de 10^{20}cm^{-3}	92
8.1	Transitions détectées à l'aide du spectromètre XUV pour une puissance laser de 10 TW et les longueurs d'onde correspondantes.	166

Table des figures

1.1	Evolution, en fonction de la longueur du milieu, de l'intensité maximale de la raie laser X à 21,2 nm dans le zinc néonoïde [15].	13
1.2	Principe du schéma de laser X par excitation collisionnelle. Le pompage se fait dans un régime nanoseconde ou sub-nanoseconde avec des énergies de l'ordre du kiloJoule. Les longueurs d'onde amplifiées sont dans la gamme des 10 – 25 nm.	15
1.3	Principe du schéma de laser X par photo-ionisation en couche interne pour le néon. Le pompage se fait en régime picoseconde par rayonnement X. Celui-ci est issu d'un premier plasma créé par un laser interagissant avec une cible solide faite d'un matériau lourd. Les longueurs d'onde amplifiées sont dans la gamme du nanomètre.	17
1.4	Principe du schéma laser X par photo-ionisation résonnante pour le couple silicium-aluminium. Une transition du Si XIII à 6,65 Å pompe l'aluminium XII à 6,63 Å et permet de créer une inversion entre les niveaux $n = 3$ et $n = 2$ de l'Al XII à 44 Å [41]	18
1.5	Principe du schéma classique de recombinaison sur des espèces hydrogéoïdes (a) et héliumoïdes (b).	20
1.6	Principe du schéma en recombinaison par OFI sur les espèces hydrogéoïdes.	21
1.7	Longueur d'onde des transitions $2p \rightarrow 1s$ et $3p \rightarrow 2s$ pour les espèces hydrogéoïdes en fonction du numéro atomique Z	22
1.8	Longueur d'onde des transitions $2p \rightarrow 1s$ pour les espèces hydrogéoïdes et lithiumoïdes en fonction du numéros atomique Z	24
2.1	Principe de l'ionisation par effet tunnel: un électron piégé dans un puits de potentiel, soumis à un champ statique intense, peut traverser la barrière de potentiel par effet tunnel.	30
2.2	Evolution temporelle du champ électrique du laser et de l'état de charge moyen de l'azote calculé à partir des équations (2.12) et (2.10). Le laser est caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 60 fs, un éclairement crête de $2 \times 10^{19} W/cm^2$ et une longueur d'onde de 800 nm.	34

2.3	Taux d'ionisation tunnel instantané et état de charge moyen en fonction du temps. Le laser est caractérisé par une largeur à mi-hauteur de $60 fs$, un éclairement crête de $2 \times 10^{19} W/cm^2$ et une longueur d'onde de $800 nm$	35
2.4	Pourcentage d'ions N^{6+} présents en fonction de l'éclairement crête.	36
2.5	Nombre d'ions détectés en fonction de l'éclairement laser [75].	37
2.6	Principe de l'ionisation par suppression de barrière (BSI): le champ externe abaisse le niveau de la barrière de potentiel en-dessous de l'état fondamental.	38
2.7	Température d'ATI équivalente en fonction de l'éclairement maximum. L'impulsion laser présente un profil temporel Gaussien de $60 fs$ de largeur à mi-hauteur pour une longueur d'onde de $800 nm$	41
2.8	Evolution de l'énergie d'ATI et du champ électrique du laser en fonction de la phase du laser: $\omega_0 t$	41
2.9	Spectre en énergie des électrons issus de l'ionisation d'azote atomique par un laser de $60 fs$ de durée et de $2 \times 10^{19} W/cm^2$ d'éclairement maximal. La densité atomique d'azote est de $10^{20} cm^{-3}$ et la longueur d'onde du laser est $\lambda = 800 nm$	42
3.1	Découpage du domaine entre les différents processeurs.	49
3.2	Présentation générale du domaine de simulation.	51
3.3	Profil de densité électronique dans la boîte de simulation (X, Y) $16 fs$ avant que le maximum de l'impulsion laser ne passe le bord gauche de la boîte. Le laser progresse de la gauche vers la droite.	55
3.4	Transformée de Fourier, calculée sur toute la durée de la simulation, de la densité de charge ($\rho = n_e - \sum_i Z_i n_i$) au centre de la boîte de simulation.	56
3.5	Flux d'énergie électronique sortant de la boîte entre le début de la simulation et l'instant où le diagnostic est demandé.	56
3.6	Profil transverse de densité électronique intégré sur toute la longueur de la boîte de simulation. $t = 0 fs$ correspond à l'instant où $I = I_0$ sur le bord gauche de la boîte.	57
3.7	Profil transverse de densité ionique intégré sur toute la longueur de la boîte de simulation. $t = 0 fs$ correspond à l'instant où $I = I_0$ sur le bord gauche de la boîte.	58
3.8	Profil de densité électronique dans la boîte de simulation (X, Y) $222 fs$ avant que le maximum de l'impulsion laser ne passe le bord gauche de la boîte. Le laser progresse de la gauche vers la droite.	59
3.9	Profil de densité ionique dans la boîte de simulation (X, Y) $222 fs$ avant que le maximum de l'impulsion laser ne passe le bord gauche de la boîte. Le laser progresse de la gauche vers la droite.	59

3.10	Relation d'accord de phase sur les nombres d'onde pour les diffusions Raman stimulées avant et arrière. k_0 , k_d et k_p , sont respectivement les nombres d'onde de l'onde laser incidente, l'onde transverse électromagnétique diffusée et l'onde plasma longitudinale.	61
3.11	Transformée de Fourier, calculée sur toute la durée de la simulation, du champ électrique transverse E_y sur le bord gauche de la boîte de simulation et sur l'axe de propagation du laser.	62
3.12	Schéma de principe de l'autofocalisation.	64
3.13	Eclairement laser à différents instants de la simulation: $t = 85 fs$, $t = 170 fs$, $t = 255 fs$, $t = 340 fs$ et $t = 425 fs$. Le laser se propage de la gauche vers la droite. Les échelles de couleur représentent l'éclairement en unité adimensionnée $a_0^2/2$. Sur le graphique du haut, le laser se propage dans un plasma de densité électronique $0,12 n_c$. En bas il se propage dans le vide.	67
4.1	Conditions initiales des simulations hydrodynamiques.: densité électronique n_e (—), densité ionique n_i (- -) and état de charge moyen Z^* (- -).	82
4.2	Profil de température électronique initial pour $T_{init} = 50 eV$	83
4.3	Evolution temporelle de la température électronique T_e pour $T_{init} = 50 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	84
4.4	Evolution temporelle de la densité électronique n_e pour $T_{init} = 50 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	84
4.5	Evolution temporelle de l'état de charge Z^* pour $T_{init} = 50 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	84
4.6	Evolution temporelle de la température électronique T_e de la maille centrale ($X = 200 \mu m$) pour $T_{init} = 50 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	85
4.7	Evolution temporelle de la densité électronique n_e de la maille centrale ($X = 200 \mu m$) pour $T_{init} = 50 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	85
4.8	Evolution temporelle de l'état de charge Z^* de la maille centrale ($X = 200 \mu m$) pour $T_{init} = 50 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	86
4.9	Evolution temporelle de la température électronique T_e de la maille centrale ($X = 200 \mu m$) pour $T_{init} = 900 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$ et pour deux valeurs du coefficient de flux limite cfl	86
4.10	Evolution temporelle de la densité électronique n_e pour $T_{init} = 900 eV$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$	87
4.11	Diagramme de Grotrian simplifié et énergie des différents niveaux de l'azote hydrogéoïde.	89
4.12	Etat de charge moyen Z^* de la maille centrale de la simulation hydrodynamique calculée par LASIX pour $T_{init} = 900 eV$ et $n_e^0 = 4 \times 10^{20} cm^{-3}$	90

4.13	Coefficients de gain locaux pour les transitions $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$ (24,78 Å). Conditions initiales: $T_e = 15 eV$ et $n_e = 6 \times 10^{20} cm^{-3}$.	91
4.14	Gain maximum pour la transition $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$ en fonction de la densité pour différentes valeurs de T_e .	92
4.15	Gain maximum pour la transition $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$ en fonction de la température pour différentes valeurs de n_e .	92
4.16	Evolution temporelle des coefficients de gain locaux pour les transitions $3d_{\frac{5}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$, $3d_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$ et $3d_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{1}{2}}$ (133,87, 133,88 et 133,74 Å). Conditions initiales: $T_e = 20 eV$ et $n_e = 1 \times 10^{20} cm^{-3}$.	94
4.17	Evolution temporelle du coefficient de gain local G de la transition $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ pour $T_e = 40 eV$ et quatre valeurs de la densité initiale.	95
4.18	Maximum, G_{max} , du coefficient de gain local pour la transition $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ en fonction de la température et pour différentes valeurs de la densité.	97
6.1	Schéma de principe et caractéristiques du laser UHI 10.	106
6.2	Principe de l'autocorrélateur moyenneur: l'émission à 2ω dépend du recouvrement des deux faisceaux.	107
6.3	Mesure de la durée de l'impulsion: émission à 2ω en fonction du décalage temporel.	108
6.4	Mesure du contraste du laser par le cross-corrélateur.	109
6.5	Enceinte expérimentale du laser UHI 10 et support, motorisé suivant trois axes, de la parabole hors-axe de focalisation du laser.	112
6.6	Vue schématique de la vanne pulsée (P: piston, N: buse, S: solénoïde).	112
6.7	Profil de densité de neutres mesuré à 1 mm de la sortie de la buse rectangulaire ($1 \times 20 mm^2$), pour une pression amont de 8 bar.	113
6.8	Profil de densité de neutres de la buse rectangulaire ($1 \times 20 mm^2$) suivant X et Z, pour une pression amont de 2 bar. Les isocontours donnent la valeur de la densité atomique en unité de $10^{19} cm^{-3}$.	114
6.9	Densité atomique en fonction de la pression amont pour $X = 0, Y = 0$ et $Z = 1 mm$. La droite est une fonction linéaire de la pression.	114
6.10	Densité de neutres en fonction de la distance à la buse Z pour deux valeurs de la pression amont pour la buse de 500 μm de diamètre. Les courbes en trait plein sont des fonctions exponentielles de Z .	115
6.11	Densité atomique en fonction de la pression amont, pour deux buses différentes et pour une distance à la buse $Z = 430 \mu m$. Les droites en trait plein sont des fonctions linéaires de la pression.	115
6.12	Principe de l'ombroscopie.	116

6.13	Image obtenue par ombroscopie. Le laser, se propageant de la gauche vers la droite, crée un plasma dans le jet de gaz. La buse correspond à la grande zone sombre qui occupe la partie supérieure droite de l'image alors que le plasma se traduit par une petite bulle sombre, juste au-dessous et sur le bord gauche de la buse.	116
6.14	L'interféromètre de Mach-Zehnder.	117
6.15	Exemples d'interférogrammes. A gauche, sans le laser de 10 TW, mesure de la densité de neutres. A droite, mesure de la densité électronique. Le laser se propage de la gauche vers la droite. La zone sombre trapézoïdale en bas de chaque image est l'ombre d'une buse de 500 μm	119
6.16	Diagnostic d'imagerie Thomson.	121
6.17	Spectromètre à champ-plan.	123
6.18	Image du spectre harmonique détecté sur la CCD. De gauche à droite, harmoniques 39 (20,5 nm) à 77 (10,4 nm) de la fréquence du laser. . .	124
6.19	Schéma de principe d'un réseau en réflexion.	125
7.1	Configuration expérimentale. Le laser IR de 10 TW est focalisé par la parabole hors-axe à l'entrée du jet de gaz.	129
7.2	Energie transmise à la longueur d'onde du laser.	130
7.3	Evolution du spectre de l'impulsion laser en fonction de la pression. .	130
7.4	dZ/dt et degré d'ionisation de l'azote pour un laser de 70 fs FWHM et pour un éclairement crête de $10^{19} W/cm^2$	132
7.5	Images obtenues par ombroscopie à différents instants, pour une pression amont de 8 bar et une puissance laser de 10 TW.	133
7.6	Images obtenues par ombroscopie à deux instants différents, pour une pression amont de 8 bar et une puissance laser de 10 TW. Aucune évolution du plasma n'est détectée.	134
7.7	Formes de l'isocontour $I = 1,7 \times 10^{14} W/cm^2$, détecté par ombroscopie dans le plasma (trait plein) et calculé dans l'hypothèse d'un faisceau Gaussien focalisé dans le vide (pointillés).	135
7.8	Imagerie Thomson à 90° pour une puissance laser de 10 TW et différentes valeurs de la pression.	137
7.9	Profils de diffusion Thomson, pris sur l'axe de propagation du laser. .	137
7.10	Evolution de la distance entre les deux premiers foyers. L'incertitude sur la valeur de cette distance est de 30 μm	138
7.11	Spectre de l'azote entre 1,89 et 1,96 nm pour une pression amont de 9 bar et une puissance laser de 10 TW.	140
7.12	Emission de la raie centrée à 1,937 nm suivant la direction de propagation du laser X.	141

7.13	Spectres expérimental et théorique. Les transitions correspondantes sont indiquées au-dessus de chaque raie.	142
7.14	Comparaison entre signal de diffusion Thomson et émission X du plasma. Le signal Thomson est obtenu pour 1 tir laser alors que le signal X est intégré sur 200 tirs.	143
8.1	configuration expérimentale. Le laser IR de 10 <i>TW</i> est focalisé par la parabole hors-axe à l'entrée du jet de gaz. Trois diagnostics sont disposés autour de la zone d'interaction.	148
8.2	Imagerie Thomson à 90° (à gauche) et profils correspondants suivant l'axe de propagation du laser (à droite) pour une puissance laser de 10 <i>TW</i> et différentes valeurs de la pression. Le laser se propage de la gauche vers la droite.	150
8.3	Mise en évidence de la filamentation pondéromotrice lors des simulations (a) et dans les expériences (b). En haut, profils d'éclairement calculés dans les simulations PIC du paragraphe 3.4; en bas, mesure d'imagerie Thomson pour une pression amont de 12 <i>bar</i>	152
8.4	Profils de densité atomique mesurés par interférométrie suivant l'axe de propagation du laser pour une pression amont de 10 <i>bar</i> et deux buses différentes.	153
8.5	Image de diffusion Thomson pour la buse cylindrique de 1 <i>mm</i> de diamètre et $P_{amont} = 10 \text{ bar}$. La distance sur laquelle se propage l'impulsion est de 520 μm . Le laser se propage de la gauche vers la droite.	154
8.6	Densité électronique et densité de neutres en fonction de la pression à 430 μm de la buse de 500 μm de diamètre.	155
8.7	Densité électronique et densité de neutres en fonction de la pression à 1 <i>mm</i> de la buse de 500 μm de diamètre.	155
8.8	Evolution de l'état de charge de l'azote, en fonction de la pression amont, pour une distance à la buse de 1 <i>mm</i>	156
8.9	Interférogrammes détectés à 430 μm de la buse, pour une pression amont de 2 <i>bar</i> , à quatre instants différents. Le laser se propage de la gauche vers la droite.	157
8.10	Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 3,35 \text{ ps}$ avec $P_{amont} = 2 \text{ bar}$ et $P_{laser} = 10 \text{ TW}$	158
8.11	Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 10 \text{ ps}$ avec $P_{amont} = 2 \text{ bar}$ et $P_{laser} = 10 \text{ TW}$	158
8.12	Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 1,2 \text{ ns}$ avec $P_{amont} = 2 \text{ bar}$ et $P_{laser} = 10 \text{ TW}$	159
8.13	Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 3 \text{ ns}$ avec $P_{amont} = 2 \text{ bar}$ et $P_{laser} = 10 \text{ TW}$	159

8.14	Evolution temporelle de l'état de charge moyen pour un plasma ionisé par collisions. $n_e = 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ et $T_e = 900 \text{ eV}$	160
8.15	Vitesse de propagation de la zone de surdensité suivant la direction radiale.	161
8.16	Images détectées par la caméra CCD du spectromètre, pour une puissance laser de 10 TW et pour la buse de $500 \mu\text{m}$. (a) dans la gamme des $10 - 20 \text{ nm}$ pour 20 tirs et $P_{\text{amont}} = 15 \text{ bar}$ et, (b) dans la gamme des $2 - 10 \text{ nm}$ pour 20 tirs laser et $P_{\text{amont}} = 10 \text{ bar}$	162
8.17	Profils correspondant aux images de la figure 8.16.	163
8.18	Comparaison entre un spectre expérimental et la position des raies de résonance de différentes espèces ioniques: (a) $N \text{ VII}$, (b) $N \text{ VI}$ et (c) $N \text{ V}$	164
8.19	Comparaison entre la position des raies satellites, calculée par le code SUPERSTRUCTURE, et un spectre expérimental. Dans le tableau, configurations prises en compte dans le calcul des raies satellites de trois espèces ioniques de l'azote.	165
8.20	Identification des différentes raies de résonance détectées à l'aide du spectromètre XUV, (a), dans la gamme $10 - 20 \text{ nm}$ et, (b), dans la gamme des $2 - 10 \text{ nm}$	167
8.21	Spectres obtenus dans les mêmes conditions de pression pour deux puissances laser différentes, 10 TW et 2 TW . A 2 TW seules les transitions du N^{4+} sont détectées.	168
8.22	Spectre brut et spectre traité obtenu par soustraction du fond continu au signal brut.	169
8.23	Diagramme de covariance des raies comprises entre 10 et 20 nm et spectre caractéristique. Une forte corrélation entre deux raies se traduit par une tache blanche sur le diagramme de covariance. La valeur n^+ mentionnée au-dessus de chaque raie donne l'espèce ionique, N^{n+} , dont elle est issue.	170
8.24	Evolution avec la pression des spectres bruts normalisés à un seul tir pour $10 < \lambda < 20 \text{ nm}$	171
8.25	Evolution avec la pression des spectres bruts normalisés à un seul tir pour $2 < \lambda < 10 \text{ nm}$	172
8.26	Evolution avec la pression des spectres bruts normalisés à un seul tir pour la buse de 1 mm de diamètre et $9 < \lambda < 20 \text{ nm}$	173
8.27	Evolution avec la pression des transitions $3d-2p$, $1s3d-1s2p$, $1s^25d-1s^22p$ et $1s^24d-1s^22p$ pour les mesures réalisées avec la buse de $500 \mu\text{m}$ de diamètre.	174
8.28	Rapport entre l'intensité de la transition $3d-2p$ du N^{6+} et l'intensité des transitions $1s^25d-1s^22p$ et $1s^24d-1s^22p$ du N^{4+} , pour une puissance laser de 10 TW	175

8.29	Rapport entre l'intensité de la transition $1s3d - 1s2p$ du N^{5+} et l'intensité des transitions $1s^25d - 1s^22p$ et $1s^24d - 1s^22p$ du N^{4+} , pour une puissance laser de $10 TW$	176
8.30	Rapport entre l'intensité de la transition $2p - 1s$ du N^{6+} et l'intensité de la transition $1s2p - 1s^2$ du N^{5+} , pour une puissance laser de $10 TW$	177
8.31	Coefficient de transmission [114] de 500 microns d'azote moléculaire à $300 K$ pour trois pressions différentes.	178
8.32	Comparaison entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées, pour différentes températures, des rapports entre les raies à $13,38 nm$, $16,7 nm$, $17,4 nm$ et $18,6 nm$	180
8.33	Comparaison entre les mesures expérimentales et les calculs, effectués pour différentes températures, du rapport entre les raies à $2,48 nm$ et $2,88 nm$	181

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dès l'apparition des premiers lasers dans les années 60 [1], l'extension de l'effet laser à de plus courtes longueurs d'onde a été étudiée. Ainsi, différents schémas laser X [2, 3, 4, 5] ont vu le jour entre les années 65 et 75. Ils prédisaient l'amplification de rayonnements appartenant aussi bien au domaine des X durs (0,1 - 2 Å), qu'au domaine des X mous (2 - 300 Å) ou de l'Ultra-Violet Extrême (300 - 1000 Å). Ne restait plus alors qu'à trouver les moyens de les mettre en œuvre.

Or les lasers optiques (0,3 - 1 μm), en plus de fournir les bases théoriques de la réflexion sur les lasers X, se sont avérés être les outils les mieux adaptés à la conduite de ces études. Ils permettent en effet la création du seul état de la matière où l'amplification par émission stimulée d'un rayonnement de courte longueur d'onde peut se faire: le plasma. Depuis une trentaine d'années, l'exploration expérimentale des différents schémas d'inversion de population a donc suivi leurs développements technologiques.

L'avènement des lasers de puissance, dans les années 70 et 80, a enfin permis de mettre en évidence les premières fortes amplifications de rayonnement avec des coefficients de gain significatifs ($G > 4 cm^{-1}$), dans la gamme des X mous, suivant deux des schémas envisagés: l'excitation collisionnelle [4] au sein d'ions néonoïdes [6] et la recombinaison à trois corps [2] dans des plasmas lithiumoïdes [7, 8] et hydrogéoïdes [9, 10]. Un très grand nombre d'expériences a par la suite été conduit sur les installations laser de par le monde [11], explorant un domaine très vaste de longueurs d'onde, mais uniquement basé sur ces deux schémas "premiers". Ceci peut s'expliquer notamment par la facilité des lasers de puissance à créer les plasmas à la densité du solide ($10^{23} cm^{-3}$) et fortement ionisés que ces schémas requièrent. En effet, grâce à l'efficacité du processus de Bremsstrahlung Inverse au voisinage de la densité critique (un électron est accéléré par l'absorption d'un photon lorsqu'il se trouve au voisinage d'un ion), il est possible de chauffer suffisamment le plasma pour ioniser la matière par collisions électroniques.

Dans la première moitié des années 90, les recherches se sont orientées vers la quête de la saturation de l'effet laser ainsi que vers celle de la plus courte longueur d'onde possible. La fenêtre de l'eau a ainsi été atteinte [12], avec l'obtention d'un gain de $2,6 cm^{-1}$ sur une transition à 4,32 nm du tungstène nickeloïde, ainsi que la saturation de l'effet laser dans une expérience réalisée au Rutherford [13] sur du germanium. La principale application envisagée était alors l'utilisation du laser X comme diagnostic dans des expériences de biologie. Mais rapidement, l'intérêt des lasers X pour la caractérisation des plasmas de fusion inertielle est apparu. Les lasers X permettent, en effet, d'aller sonder des plasmas à des densités d'autant plus élevées que leur longueur d'onde est courte: $10^{25} cm^{-3}$ pour un laser à 10 nm et seulement $10^{21} cm^{-3}$ pour un laser à 1 μm . Les programmes de fusion contrôlée dans différents pays (principalement la France et les Etats-Unis) ont ainsi poussé le développement des lasers X et sont à l'origine des plus grandes avancées dans le domaine.

Parallèlement, le besoin de disposer d'une source laser dans la gamme de la dizaine de nanomètres s'est fait de plus en plus ressentir au sein d'une communauté scientifique regroupant aussi bien chimistes, que physiciens des matériaux ou biologistes. Pour y répondre il s'est avéré nécessaire de faire fonctionner les lasers X sur des installations de dimension plus modeste que celle des lasers de puissance précédemment utilisés (PHEBUS au Centre de Limeil-Valenton en France ou NOVA au Lawrence Livermore National Laboratory aux Etats-Unis). Des progrès très importants pour diminuer l'énergie de pompe ont ainsi été réalisés [14] dans la deuxième moitié des années 90, à l'image du laser à 21,2 *nm* développé par le Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique sur l'installation du LULI [15], et ont entraîné un regain d'intérêt pour des schémas jusqu'alors oubliés. C'est dans cette optique que les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent: trouver une alternative aux lasers X déjà existants, moins coûteuse en énergie.

Nous nous sommes, de ce fait, intéressés à un schéma de laser X dont la faisabilité n'a été démontrée expérimentalement que récemment [16]. Là encore, c'est l'évolution technique dans le domaine des lasers optiques qui a permis d'obtenir ce résultat. Grâce au développement de la technique d'amplification par dérive de fréquence, les laboratoires disposent, aujourd'hui, de faisceaux lasers très intenses ($> 10^{16} W/cm^2$) pour de faibles investissements énergétiques (~ 1 *Joule*). Ce rayonnement particulier, émis sur une très courte durée (~ 100 *fs*), permet d'atteindre des états d'ionisation élevés du plasma sans passer par un important transfert énergétique. Dans ce schéma le processus d'ionisation lie directement le champ électromagnétique du laser aux atomes: c'est l'ionisation tunnel [17] ou ionisation par effet de champ (OFI pour "Optical Field Ionization"). Les schémas laser X basés sur ce processus (schémas OFI) existent [18] et sont potentiellement très attractifs car des valeurs de gain importantes sont attendues ($1000 cm^{-1}$). Le caractère transitoire de l'inversion de population (~ 1 *ps*) permettant d'obtenir une émission X de très courte durée, une excellente résolution temporelle peut être espérée lors d'expériences d'application.

La mise en œuvre de tels schémas est toutefois difficile. Elle demande en effet une forte ionisation du plasma à une température électronique très basse (de l'ordre de 10 *eV*), et cela pour une densité électronique élevée ($10^{20} cm^{-3}$). Or, pour de telles densités électroniques, l'éclairement intense du laser de pompe peut être une source importante de chauffage. La compréhension des mécanismes qui occasionnent ce dernier fait alors appel à une physique de l'interaction laser-matière en régime relativiste. Les électrons du plasma, soumis à un champ électromagnétique d'une forte intensité, acquièrent en effet une vitesse proche de celle de la lumière. La réalisation des lasers X par OFI ne peut donc se faire sans une étude de la physique de l'interaction laser-matière à très haut flux.

Ce double intérêt, la réalisation d'un laser X par OFI et la compréhension de l'interaction laser-matière à très haut flux, a amené deux services du CEA à se rapprocher: le SPAM¹ (DSM²) et le SPPE³ (DAM⁴), afin d'exploiter au mieux leurs moyens théoriques et expérimentaux tel le laser UHI 10, installé à Saclay en 1997.

Le choix d'un milieu amplificateur gazeux a été motivé par la possibilité de réaliser un laser X à fort taux de répétition et produisant peu de débris. Le rayonnement X va alors se propager suivant la même direction que le laser de pompe, contrairement aux expériences sur cible solide, où l'impulsion X se propage suivant une direction transverse. La nature du gaz a, quant à elle, été dictée par les caractéristiques du laser, la plus courte longueur d'onde accessible dans un gaz, ionisé par OFI avec un laser de $10^{19}W/cm^2$, étant $2,48\text{ nm}$ le long de la transition $2p - 1s$ de l'azote hydrogénoïde.

Mais avant tout, il faut focaliser et propager l'impulsion laser. Des études antérieures [19, 20] ont montré qu'il était nécessaire d'utiliser un jet pulsé, plutôt qu'une cellule remplie de gaz, si l'on veut y parvenir, car cela permettrait, en particulier, d'atteindre le régime d'autofocalisation relativiste [21]. Dans ce cas, l'impulsion se trouve guidée sur une grande distance tout en étant focalisée plus fortement que dans le vide. Ce régime est très intéressant pour le laser X puisque l'amplification du rayonnement est d'autant plus importante que la longueur du milieu amplificateur est grande.

Ce travail de thèse porte donc sur l'étude de l'effet laser X dans un plasma d'azote hydrogénoïde créé lors de la propagation du laser UHI 10 dans un jet de gaz pulsé. Il s'articule en deux parties.

- La première partie décrit les différents mécanismes physiques qui sous-tendent le schéma. Elle s'appuie sur des simulations numériques effectuées à l'aide de trois codes de simulation, développés au sein du Département de Physique Théorique et Appliquée (DPTA) dont dépend le SPPE.

Le premier chapitre présente le principe des différents schémas laser X existants et met en relief les caractéristiques propres du schéma en OFI .

L'ionisation du milieu par le laser UHI 10 par effet tunnel est décrite dans le deuxième chapitre.

Le troisième chapitre décrit l'interaction entre la partie principale de l'impulsion pompe et le plasma formé par le front avant de celle-ci.

Dans un quatrième chapitre sont présentés des calculs de physique atomique qui suivent l'hydrodynamique du plasma lors de sa phase de recombinaison. Ils

1. SPAM: Service des Photons, Atomes et Molécules

2. DSM: Direction de Sciences de la Matière

3. SPPE: Service de Physique des Plasmas et Électromagnétisme

4. DAM: Direction des Applications Militaires

vont permettre d'estimer les valeurs des gains locaux pour les raies à $2,48 \text{ nm}$ et $13,4 \text{ nm}$ de l'azote hydrogénoïde.

Un cinquième chapitre viendra conclure cette première partie des travaux qui a donné lieu à la rédaction d'un article [22] fourni en annexe.

- Dans une seconde partie, les expériences effectuées sur le laser UHI 10 sont présentées et interprétées à la lumière des simulations de la partie I. Ces expériences sont regroupées en deux séries.

La première série a porté plus particulièrement sur l'étude de la propagation de l'impulsion laser lorsqu'elle est focalisée dans un milieu long.

La seconde série a permis de détecter les raies laser X à $2,48 \text{ nm}$ et $13,4 \text{ nm}$ en focalisant l'impulsion dans un jet de dimensions plus réduites.

Un dernier chapitre présente les conclusions auxquelles ces trois années de travaux ont abouti.

Références de l'introduction

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [1] W. Kaiser, C. G. B. Garrett, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 229 (1961)
- [2] L. I. Gudzenko, L. A. Shelepin, *Sov. Phys. Doklady* **10** 147 (1965)
- [3] M. A. Duguay, P. M. Rentzepis, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 350 (1967)
- [4] A. G. Molchanov, *Sov. Phys. Usp.* **15**, 124 (1972)
- [5] A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, E. A. Yukov, *Sov. J. Quantum Electron.* **5**, 59 (1975)
- [6] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, T. A. Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985)
- [7] G. Jamelot *et al.* *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **18**, 4647 (1985)
- [8] P. Jaeglé, A. Carillon, A. Klisnick, G. Jamelot, A. Guennou, A. Sureau, *Europhys. Lett.* **1**, 555 (1986)
- [9] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, D. Voorhees, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1753 (1985)
- [10] J. F. Seely, C. M. Brown, U. Feldman, M. Richardson, B. Yaakobi, W. E. Behring, *Optics Commun.* **54**, 289 (1985)
- [11] C. H. Skinner, *Phys. Fluids B* **3**, 2420 (1991)
- [12] B. J. MacGowan, S. Maxon, L. B. Da Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, D. L. Matthews, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, G. F. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 420 (1990)
- [13] A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaeglé, G. Jamelot, J. Zhang, M. H. Key, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C. L. S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D. O'Neil, G. J. Pert, S. A. Ramsden, J. P. Raucourt, G. J. Tallents, J. Uthoibhi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2917 (1992)
- [14] J. J. Rocca, *Rev. Scient. Inst.* **70**, 3799 (1999)
- [15] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel, P. Zeitoun, *Phys. Rev. A* **55**, 3858 (1997)
- [16] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, H. Tashiro, K. Toyoda, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774 (1993)
- [17] L. V. Keldysh, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307 (1965)
- [18] Y. J. Peyraud, N. Peyraud, *J. Appl. Phys.* **43**, 2993 (1972)
- [19] F. Jakober, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1996)
- [20] E. De Wispelaere, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (1997)
- [21] C. E. Max, J. Arons, A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 209 (1974)
- [22] S. Hulin, T. Auguste, P. Monot, S. Jacquemot, L. Bonnet, E. Lefebvre, *Phys.*

Rev. E **61**, 5693 (2000)

MODÉLISATION

Chapitre 1

Bases physiques des lasers X

1.1 Principes de base du rayonnement laser

En 1901, M. Planck établit, pour rendre compte de certaines mesures, que l'intensité de rayonnement $I(\omega)$ émis par un corps noir, de température d'équilibre T , entre les fréquences ω et $\omega + d\omega$ doit s'écrire:

$$I(\omega)d\omega = \frac{h\omega^3 d\omega}{\pi^2 c^2 (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)} \quad (1.1)$$

où h est une constante baptisée constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide. Pour trouver cette expression, M. Planck avait discrétisé l'espace des phases, associé au corps noir, en volumes élémentaires de dimension finie. Il pensait que cette discrétisation ne devait être attribuée qu'à un formalisme mathématique qui ne remettait pas en cause la nature continue de la physique.

En postulant la quantification du rayonnement électromagnétique en 1905, A. Einstein démontre le caractère discret de la lumière et introduit la notion de photon. Il explique que celui-ci peut être émis spontanément (avec une probabilité A_{nm}) lors de la désexcitation d'un atome dans un état n vers un état m , d'énergie moindre ($E_m < E_n$). Sa fréquence est alors donnée par: $\hbar\omega = E_n - E_m$, où $\hbar = h/2\pi$. Inversement, un atome dans un état m peut l'absorber (avec une probabilité B_{mn}) et ainsi être excité.

Mais ce n'est qu'en 1917 qu'A. Einstein parvient à retrouver l'expression (1.1) de M. Planck, en introduisant un troisième processus: l'émission stimulée. Celle-ci se produit lorsqu'un photon, d'énergie $\hbar\omega$, rencontre un atome dans l'état n . Cet atome va alors émettre un second photon, de même énergie et dans la même direction que le photon incident, avec une probabilité $B_{nm}I(\omega)$ proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident. A l'équilibre thermodynamique, la loi de conservation de l'énergie entre rayonnement émis et rayonnement absorbé s'écrit alors:

$$N_m B_{mn} I(\omega) = N_n B_{nm} I(\omega) + N_n A_{nm} \quad (1.2)$$

où N_n et N_m sont les populations des états n et m . En utilisant la loi de Boltzmann, qui relie celles-ci à l'équilibre thermodynamique:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right), \quad (1.3)$$

si g_m et g_n sont les poids statistiques des états n et m , le rayonnement à la fréquence ω d'un corps noir à la température T s'écrit:

$$I(\omega) = \frac{A_{nm}}{B_{mn} \frac{g_m}{g_n} e^{\hbar\omega/k_B T} - B_{nm}} \quad (1.4)$$

On retrouve alors l'expression (1.1) en posant $B_{mn} = \frac{g_n}{g_m} B_{nm}$.

A partir de cette expression, nous pouvons décrire l'évolution de l'intensité émise à la fréquence ω lorsque le rayonnement se propage, sous certaines conditions, dans un milieu de longueur dl :

$$\frac{dI(\omega)}{dl} = \frac{\hbar\omega}{4\pi} A_{nm} N_n \phi(\omega) - \frac{\hbar\omega}{c} B_{mn} g_m \left(\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n}\right) \phi(\omega) I(\omega). \quad (1.5)$$

$\phi(\omega)$ est la fonction profil associée à la transition $n - m$. Elle doit satisfaire:

$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\omega) = 1$. L'expression (1.5) peut s'écrire plus simplement sous la forme:

$$\frac{dI(\omega)}{dl} = j(\omega) - k(\omega) \times I(\omega), \quad (1.6)$$

où $j(\omega) = \frac{\hbar\omega}{4\pi} A_{nm} N_n \phi(\omega)$ est le coefficient d'émission et

$k(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c} B_{mn} g_m \left(\frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n}\right) \phi(\omega)$ le coefficient d'absorption du milieu.

Dans le cas général, $k(\omega)$ est positif et le rayonnement est absorbé mais, lorsque la population du niveau n est supérieure à celle du niveau m , $N_n > N_m$ ¹, il devient négatif. Le rayonnement est alors amplifié. Le coefficient d'absorption $k(\omega)$ devient un coefficient d'amplification que l'on appelle facteur de gain ou plus simplement gain:

$$G(\omega) \equiv -k(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c} B_{mn} g_m \left(\frac{N_n}{g_n} - \frac{N_m}{g_m}\right) \phi(\omega). \quad (1.7)$$

Lorsque l'inversion de population est réalisée sur une longueur L , l'intégration de l'équation (1.6), en utilisant la définition (1.7), permet de calculer l'intensité du rayonnement émis à la fréquence ω en fonction des coefficients $j(\omega)$ et $k(\omega)$:

$$I(\omega, L) = \frac{j(\omega)}{G(\omega)} [e^{G(\omega)L} - 1]. \quad (1.8)$$

1. En toute rigueur il faut tenir compte des poids statistiques des niveaux: $N_n/g_n > N_m/g_m$. On parle alors d'inversion de population.

Cette expression montre que le rayonnement est alors amplifié d'un facteur e^{GL} . C'est sur ce principe que reposent tous les lasers. La réalisation d'un laser, à la fréquence ω , nécessite donc, en premier lieu, de créer une inversion de population. Dans un second temps, il faut que cette inversion soit obtenue sur une longueur suffisamment grande pour que le produit GL soit important.

La caractérisation de l'effet laser se fait alors par la détermination du facteur GL , à partir de mesures de l'intensité $I(\omega)$ pour plusieurs valeurs de la longueur L du milieu. Un exemple de cette mesure est donné sur la figure 1.1. Le produit GL étant

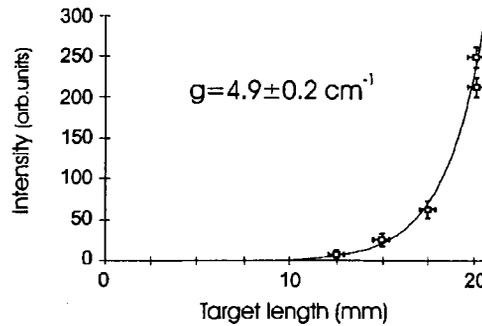


FIG. 1.1 – Evolution, en fonction de la longueur du milieu, de l'intensité maximale de la raie laser X à 21,2 nm dans le zinc néonoïde [15].

sans dimension, le coefficient de gain G s'exprime en cm^{-1} . Dans le domaine des lasers X, les produits *gain* × *longueur* sont compris entre 1 et 20 pour des longueurs de milieu de quelques centimètres.

Cette variation exponentielle de l'intensité est cependant limitée à une certaine distance L_{sat} à partir de laquelle un régime de saturation est atteint. Ce régime est lié au processus d'émission stimulée qui ne devient plus négligeable dans le calcul des populations des différents niveaux impliqués dans la transition lasante. Le dépeuplement rapide du niveau supérieur de l'inversion de population vers le niveau inférieur par émission stimulée va entraîner une diminution de l'amplitude de l'inversion de population et donc de la valeur du gain dans le milieu. L'intensité varie alors linéairement avec la longueur du milieu amplificateur. On peut introduire la notion d'intensité de saturation I_{sat} qui correspond à l'intensité pour laquelle le coefficient de gain est réduit de moitié:

$$I_{sat} = \frac{h\nu_0}{\sigma\tau_r} \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{\lambda_0^2 A_{nm} \beta}{8\pi \Delta\nu} . \quad (1.9)$$

β est un facteur lié au profil de la raie lasante de longueur d'onde λ_0 , $\Delta\nu$ la largeur du profil en question et τ_r le temps de restauration du gain. Il est important pour les lasers X d'atteindre le régime de saturation car c'est alors que l'on tire le meilleur parti du processus d'émission stimulée. Jusqu'à présent la saturation n'a été

obtenue que sur des lasers X fonctionnant selon le schéma collisionnel. Le produit gain \times longueur est alors $GL_{sat} \approx 20$. Les autres schémas laser ne sont à ce jour pas suffisamment maîtrisés pour que l'inversion de population soit réalisée sur une distance correspondant à la longueur de saturation du milieu.

1.2 Schémas laser X

Il existe plusieurs moyens d'aboutir à l'amplification d'un rayonnement de courte longueur d'onde, mais ils passent tous par la création d'un plasma. En effet, un tel milieu est composé, non plus d'atomes, mais d'ions multichargés. Il est alors aisé d'exciter des transitions électroniques au sein d'une même espèce ionique à des longueurs d'onde inférieures à 1000 Å et d'autant plus petites que le numéro atomique de l'élément qui compose le milieu est grand et son état de charge élevé. Ce ne sont pas tant les moyens de créer ces plasmas mais plutôt leurs caractéristiques (état d'ionisation, température, densité, géométrie...) et leur évolution une fois créés qui vont définir un type d'expérience laser X. C'est ce que l'on désigne sous le terme de "schéma". Cela fait donc référence à la cinétique atomique du plasma et au mécanisme de contrôle de l'inversion de population bien plus qu'aux moyens employés (laser, décharge...) pour y parvenir.

Il existe essentiellement trois schémas suivant lesquels presque toutes les expériences de laser X peuvent être regroupées:

- les schémas par excitation collisionnelle,
- les schémas photo-pompés,
- les schémas en recombinaison.

Celui auquel nous nous intéressons est dit "en recombinaison" et sera décrit après une revue rapide des deux autres schémas.

1.2.1 Schémas collisionnels.

Les premiers schémas basés sur le processus d'excitation collisionnelle ont été explorés sur le plan théorique dès les années 1970 [4, 23, 24, 25, 26] et très précocément expérimentés [27, 28, 29].

Le niveau supérieur de la transition lasante est directement excité à partir du niveau fondamental de l'ion par collisions électroniques (Fig.1.2), d'où le nom du schéma. Il est choisi de telle sorte que sa désexcitation radiative vers le fondamental (le long d'une transition interdite par exemple) soit très peu efficace au contraire du niveau inférieur de la transition lasante à partir duquel on privilégie ce mécanisme. Il a été rapidement démontré que ce type de schéma est particulièrement adapté aux ions en couche fermée, notamment néonoïdes (10 électrons liés) [25], qui présentent par ailleurs l'avantage d'être très difficiles à ioniser une fois créés. Il est

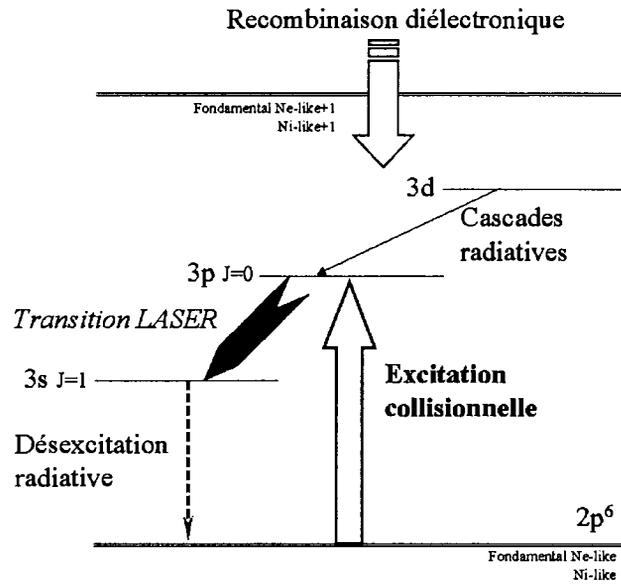


FIG. 1.2 – Principe du schéma de laser X par excitation collisionnelle. Le pompage se fait dans un régime nanoseconde ou sub-nanoseconde avec des énergies de l'ordre du kiloJoule. Les longueurs d'onde amplifiées sont dans la gamme des 10 – 25 nm.

ainsi plus facile de maintenir une forte proportion d'ions dans cet état de charge sans risque de les voir disparaître vers l'état de charge supérieur. L'amplification se fait alors préférentiellement entre les niveaux $2p^53p$ et $2p^53s$ à des longueurs d'onde de quelques dizaines de nanomètres. Pour ces raisons, les lasers X sur des espèces néonoïdes ont été très fortement étudiés et ont donné lieu à de multiples expériences, l'obtention d'un gain important ($G > 5 \text{ cm}^{-1}$) ayant été réalisée pour la première fois dans le sélénium par D. Matthews en 1985 [6]. A partir de cette date, le schéma collisionnel a rapidement évolué suivant deux axes de recherche: parvenir au régime de saturation et diminuer la longueur d'onde amplifiée. En 1991, le premier but est atteint dans le germanium au cours d'expériences [13] réalisées au Rutherford par l'équipe du Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique. Le second, quant à lui a été rendu accessible par l'extrapolation du schéma à d'autres espèces ioniques, principalement nickeloïdes, mais aussi palladioïdes, cobaltoïdes ou néodymoïdes. De cette manière Mc Gowan parvient à l'amplification d'un rayonnement à 4,32 nm dans le tungstène cobaltoïde [12].

L'inconvénient majeur de ce schéma est qu'il nécessite un fort degré d'ionisation ce qui induit un coût très important en terme d'énergie de pompe. Les expériences réalisées suivant ce modèle utilisent, jusqu'au milieu des années 90, des lasers de puissance, d'énergie de l'ordre du kiloJoule, et ne peuvent se faire que sur des installations conséquentes (PHEBUS au Centre d'Etudes Nucléaires de Limeil-Valenton, VULCAN au Rutherford Appleton Laboratory, NOVA au Lawrence Livermore National

Laboratory). C'est pour cette raison qu'ont été recherchés de nouveaux schémas ainsi que de nouvelles configurations expérimentales. L'utilisation de pré-impulsions [30, 15, 31, 32] ou le pompage par décharge dans un capillaire [33] permettent maintenant de réaliser des lasers X avec des énergies de pompage réduites à la centaine de Joules. Grâce aux lasers à amplification à dérive de fréquence, une étape supplémentaire a été franchie. Proposé par Afanasiev[34], le schéma utilisant ce type d'irradiation a été démontré à Berlin en 1997 [31] dans le titane néonoïde et est aujourd'hui internationalement employé en raison de ses performances, en particulier la très courte durée (ps) d'émission X [35]. La mise en condition du plasma est, ici, assurée par un premier laser de plus longue durée ($\sim ns$). Enfin, depuis quelques années, les lasers ultra-courts et ultra-intenses ont encore élargi les possibilités d'inversion de population en régime collisionnel. Lorsqu'elle est polarisée elliptiquement, une impulsion laser ultra-brève ($\sim 100 fs$) permet de fortement chauffer la population électronique d'un plasma mais sur une durée suffisamment courte pour ne pas sur-ioniser le milieu. Ceci permet de notablement augmenter l'efficacité des schémas collisionnels [34] et de les rendre plus compacts. Cette technique a permis en 1995 [30] d'observer l'amplification d'un rayonnement à 41,8 nm dans le Xe IX en utilisant un laser de pompe de 70 mJ. Ce résultat a été confirmé récemment par des expériences réalisées au Laboratoire d'Optique Appliquée [36].

A ce jour, le schéma collisionnel est le seul permettant de réaliser des lasers X saturés. De ce fait, ils sont de loin les plus utilisés pour les expériences d'application notamment grâce à la forte puissance qu'ils délivrent (MW) [37, 38].

1.2.2 Schémas photo-pompés

Ces schémas sont basés sur l'excitation d'une espèce ionique à l'aide d'un rayonnement énergétique de longueur d'onde plus courte que celle de la transition amplifiée. La principale difficulté est alors de générer ce rayonnement de manière suffisamment efficace dans un premier plasma (source) pour pomper un second plasma ou un solide (cible). Généralement le plasma source est créé à l'aide d'un laser focalisé sur une cible constituée d'éléments lourds et permettant une forte conversion X.

Photo-ionisation en couche interne

Ce schéma de laser X est le premier à avoir été envisagé puisque dès 1967 Duguay et Rentzepis [3] le proposent. Dans ce cas, pour aboutir à l'amplification d'une courte longueur d'onde, on cherche à arracher un électron non pas du cortège électronique mais de la couche interne de l'atome. Ainsi l'ion créé est caractérisé par un trou en couche K, lequel va rapidement être comblé par désexcitation d'un électron des couches externes (voir Fig.1.3). Lors de cette transition électronique, un photon de forte énergie est alors émis et on pense ainsi pouvoir amplifier des longueurs d'onde de l'ordre de la dizaine d'Angströms.

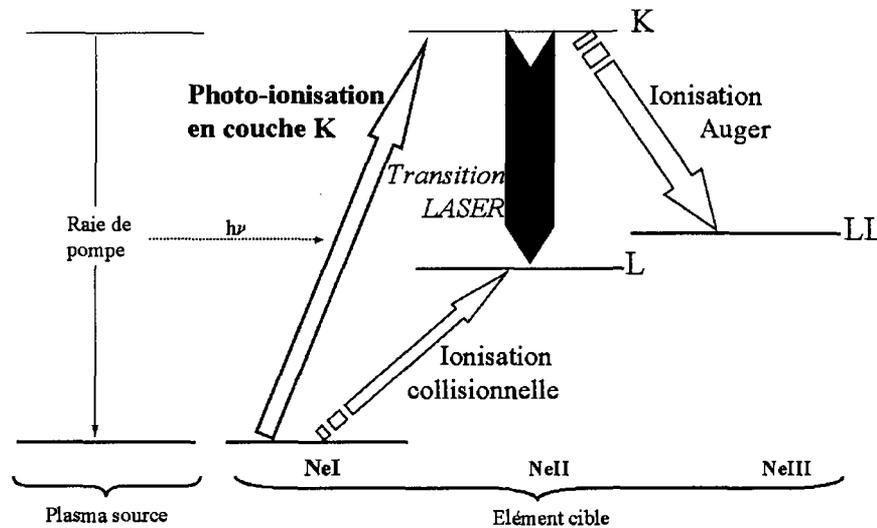


FIG. 1.3 – Principe du schéma de laser X par photo-ionisation en couche interne pour le néon. Le pompage se fait en régime picoseconde par rayonnement X. Celui-ci est issu d'un premier plasma créé par un laser interagissant avec une cible solide faite d'un matériau lourd. Les longueurs d'onde amplifiées sont dans la gamme du nanomètre.

Cette photo-ionisation en couche interne ne peut se faire que si les photons utilisés ont une énergie juste supérieure à celle correspondant au seuil de ce processus. La section efficace correspondante est alors plus grande d'un ordre de grandeur pour les électrons de la couche interne que pour les électrons de la couche externe.

Dans ce schéma, le niveau inférieur de la transition lasante est le niveau fondamental de l'ion, aussi faut-il en limiter le peuplement autant que possible. C'est pourquoi doit être filtré tout le rayonnement issu de la source X qui permettrait d'ioniser non pas en couche interne mais plus classiquement en couche externe. Enfin, en raison de l'existence de multiples processus de peuplement du niveau inférieur de la transition lasante, notamment l'ionisation collisionnelle à partir d'un état de charge moindre, ce type de schéma ne peut fonctionner que de manière transitoire et ne générer ainsi que des impulsions de rayonnement X de courte durée. Ceci est d'autant plus vrai qu'il existe un autre processus de dépeuplement du niveau supérieur de la transition, la désexcitation Auger. Ce processus très rapide amène l'ion à se désexciter, vers l'état de charge supérieur, en libérant un électron.

Ce schéma possède de nombreux atouts; en particulier, on peut aboutir à l'amplification de courtes longueurs d'onde [39] ($\sim 15 \text{ \AA}$ pour $Z = 10$) sur de courtes durées ($< 100 \text{ fs}$) à l'aide de matériaux légers ($Z \sim 10$). De plus, l'énergie de pompage requise est relativement faible en comparaison de la longueur d'onde amplifiée

puisque Kapteyn prédit une amplification dans le Ne II pour une énergie de pompe de seulement 10 Joules. Eder [40] a étendu cette démarche à d'autres matériaux de Z faible et a estimé, en supposant que l'on sait générer une impulsion de rayonnement X de 20 fs, que l'énergie de pompage E_L nécessaire à l'amplification d'une longueur d'onde λ est $E_L = (4,5/\lambda)^2$ (E_L en J et λ en nm). Ce schéma n'a toutefois pas encore été démontré expérimentalement pour de courtes longueurs d'onde. Il y a essentiellement deux raisons à cela. Tout d'abord, il est difficile de générer des sources de rayonnement X intenses de courte durée pour le pompage et ensuite la synchronisation des plasmas source et cible est difficile à réaliser.

Photo-excitation résonante

Un autre schéma, basé lui aussi sur l'utilisation du rayonnement X issu d'un plasma source pour pomper un plasma cible, est étudié depuis maintenant plus de vingt ans [5]. Il consiste à exciter de manière résonante et sélective un niveau de nombre quantique élevé. Le niveau supérieur de la transition lasante est alors peuplé par désexcitation de ce niveau excité et une inversion de population peut être réalisée vers un niveau à fort taux de désexcitation radiative.

Sur la figure 1.4 est représenté ce schéma de pompage pour le couple (Si, Al) étudié par J.P. Apruzese en 1982 [41]. Là encore les principaux problèmes sont liés à la

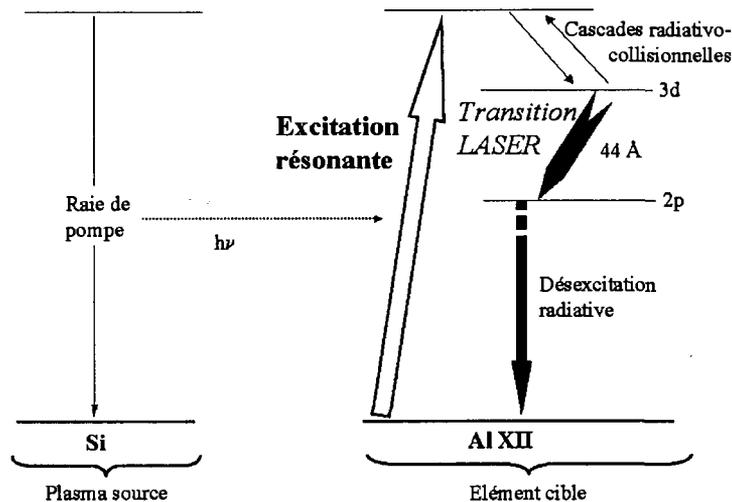


FIG. 1.4 – Principe du schéma laser X par photo-ionisation résonante pour le couple silicium-aluminium. Une transition du Si XIII à $6,65 \text{ \AA}$ pompe l'aluminium XII à $6,63 \text{ \AA}$ et permet de créer une inversion entre les niveaux $n = 3$ et $n = 2$ de l'Al XII à 44 \AA [41]

génération d'un rayonnement X suffisamment intense pour pomper le milieu et à la synchronisation des paramètres hydrodynamiques de deux plasmas, problèmes auxquels s'ajoute la difficulté de trouver la transition de pompe en coïncidence avec la transition à exciter. J. Nilsen [42] a proposé une alternative à certains de ces problèmes en utilisant le plasma lasant lui-même comme source de rayonnement X pour le pompage. Malgré cela ce schéma de pompage ne permet pas encore de réaliser des lasers X de dimension modeste et les expériences sont toujours très difficiles à mettre en œuvre.

Les raisons pour lesquelles ces deux schémas de photo-pompage ont donné lieu à peu de réalisations sont principalement liées à la difficulté de générer le rayonnement X de pompe. En effet, ce rayonnement doit non seulement être intense et de courte longueur d'onde mais aussi très bref, au vu de la durée des inversions de population attendues. Avec l'évolution des lasers ultra-courts et ultra-intenses et les nombreuses études de conversion X ou de génération d'électrons rapides à l'aide de ces lasers, on peut s'attendre à de prochaines démonstrations de laser X par photo-ionisation.

1.2.3 Schémas en recombinaison

Le modèle théorique de ce troisième schéma, qui nous intéresse plus particulièrement, a été développé en 1965 par Gudzenko et Shelepin [2] pour la recombinaison de l'hydrogène et a ensuite été étendu aux autres ions hydrogénéoïdes [18, 43, 44]. Le principe général peut être présenté de la manière suivante: en créant un plasma dense, très ionisé (de charge $Z+1$) et froid, *i.e.* un plasma fortement hors équilibre thermodynamique local (hors ETL), on peut privilégier certains mécanismes de recombinaison qui peuplent préférentiellement les niveaux excités de l'ion de charge Z . Il s'ensuit alors une désexcitation très rapide vers des niveaux inférieurs de cet ion au cours de laquelle une inversion de population peut être obtenue. Comme nous allons le voir par la suite, l'obtention de conditions favorables à l'occurrence de telles inversions est difficile à réaliser. Les espèces étudiées suivant ce schéma sont principalement les espèces hydrogénéoïdes et lithiuoïdes, c'est-à-dire qu'il faut créer des plasmas totalement ionisés ou héliumoïdes pour qu'il y ait recombinaison sur ces deux espèces ioniques. Signalons que la première indication de la possibilité de créer des anomalies de distribution de population a été obtenue dans ce cadre [45].

Schéma classique

Pendant longtemps le seul mécanisme d'ionisation, pour des plasmas créés aux densités requises (10^{21}cm^{-3}) soit par chauffage laser d'une cible solide ou gazeuse soit par décharge, était purement collisionnel. Il est difficile cependant d'obtenir un plasma à la fois fortement ionisé et froid par ce mécanisme. Seul un refroidissement rapide du plasma peut permettre d'atteindre les conditions thermodynamiques requises [27, 46]. On cherche alors à l'accentuer par des techniques diverses et variées

tout en essayant de maintenir la densité du plasma aussi élevée que possible. On peut citer quelques exemples de ces techniques comme le confinement électromagnétique du plasma [9], l'augmentation des pertes radiatives [10] ou l'augmentation de la conduction thermique par contact sur une paroi [47]. L'effet laser qui en découle peut se produire sur les transitions hydrogénoïdes $3d \rightarrow 2p$ ou sur les transitions lithiumoïdes $5f \rightarrow 3d$ ou $4f \rightarrow 3d$ (voir Fig-1.5). Dans les deux cas, c'est en grande

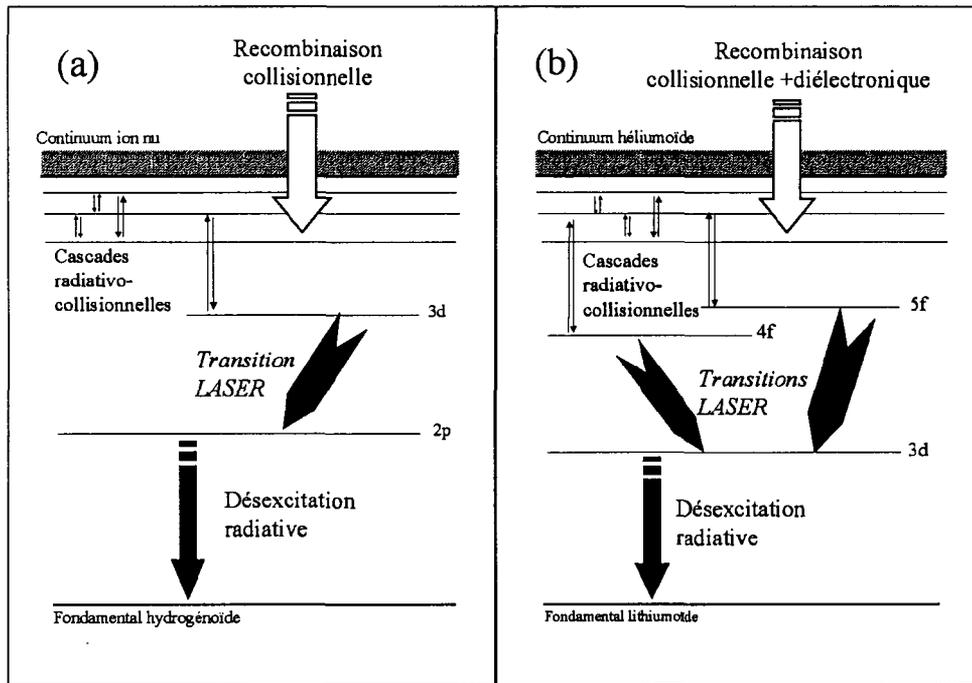


FIG. 1.5 – Principe du schéma classique de recombinaison sur des espèces hydrogénoïdes (a) et héliumoïdes (b).

partie grâce au fort coefficient d'émission spontanée ($A_{n/n'}$) du niveau inférieur de l'inversion que l'effet laser est possible. Par exemple, dans le cas du carbone hydrogénoïde, $A_{2p/1s} = 2,565 \times 10^{12} s^{-1}$ et dans le cas de l'aluminium lithiumoïde $A_{3d/2p} = 4,10 \times 10^{12} s^{-1}$. De son côté le niveau supérieur de l'inversion de population est peuplé par cascades radiatives à partir des niveaux très excités. Ceux-ci sont, quant à eux, peuplés par recombinaison collisionnelle à partir du continuum totalement ionisé ou par recombinaison collisionnelle et diélectronique à partir du fondamental héliumoïde. Cette dynamique a été mise en évidence très tôt puisque, dès le milieu des années 70, des travaux aussi bien numériques [46] qu'expérimentaux [48, 49] ont permis de mettre en évidence une inversion de population sur la raie Balmer α dans le C VI. On peut trouver une description détaillée des problèmes liés à la réalisation de ce schéma de laser X dans le travail de thèse de Ph. Zeitoun [50] réalisé au Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique. Il n'a, pour l'instant, pas été possible de contrôler suffisamment les différents paramètres de ce schéma pour que le régime de saturation soit atteint. Les meilleurs produits $Gain \times Longueur$ sont,

en effet, limités à 10.

Le fait que le plasma soit ionisé par collisions entraîne un peuplement non négligeable du niveau fondamental, quelle que soit l'espèce ionique étudiée, ce qui interdit des inversions de populations mettant en jeu le niveau fondamental. Il existe de ce fait une différence notable avec les plasmas ionisés par effet tunnel comme nous allons très rapidement le voir. Pour cette raison, nous avons distingué le "schéma classique", qui correspond au schéma réalisé dans un plasma produit par chauffage collisionnel, du schéma en OFI réalisé lui dans un plasma créé par effet tunnel.

Schéma en OFI

Avec la mise au point de la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA pour Chirped Pulse Amplification), on dispose maintenant de moyens pour créer un milieu de fort degré d'ionisation et de faible température électronique par ionisation tunnel (ce mécanisme d'ionisation est décrit en détail au §2). Il n'est alors plus

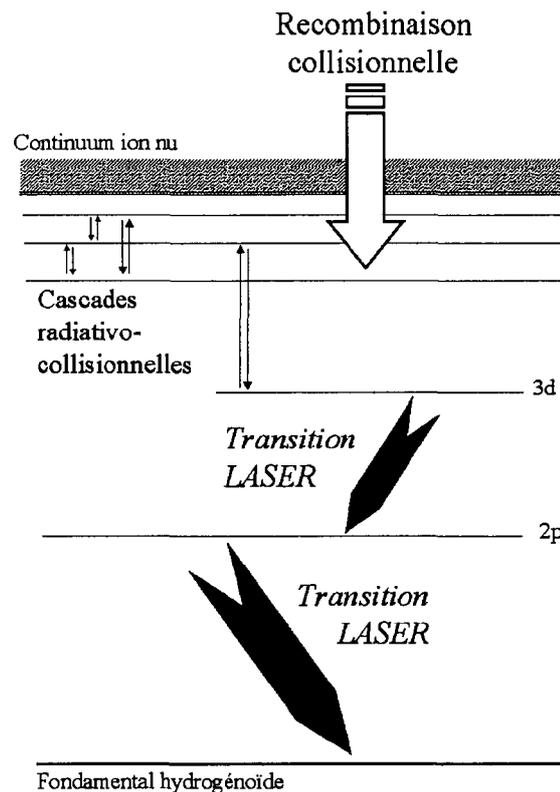


FIG. 1.6 – Principe du schéma en recombinaison par OFI sur les espèces hydrogénoïdes.

nécessaire d'attendre le refroidissement du plasma pour que l'inversion de population ait lieu. On peut donc non seulement obtenir une inversion de population entre les

niveaux $n = 3$ et $n = 2$ mais aussi entre les niveaux $n = 2$ et $n = 1$, c'est-à-dire à de plus courtes longueurs d'onde. En effet pour un matériau de numéro atomique Z donné, la différence d'énergie entre deux niveaux de nombres quantiques principaux $n + 1$ et n s'écrit:

$$\Delta E_{n+1 \rightarrow n} = E_{n+1} - E_n \propto - \left[\frac{1}{(n+1)^2} - \frac{1}{n^2} \right] \propto - \frac{2n+1}{n^4 + 2n^3 + n^2}$$

Il s'ensuit que le rapport entre les longueurs d'onde des transitions $3 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 1$ est:

$$\frac{\lambda_{3 \rightarrow 2}}{\lambda_{2 \rightarrow 1}} = \frac{\Delta E_{2 \rightarrow 1}}{\Delta E_{3 \rightarrow 2}} = \frac{3/4}{5/36} = \frac{27}{5} \sim 5$$

De plus, la longueur d'onde d'une transition $2 \rightarrow 1$ varie en Z^{-2} ce qui permet d'espérer atteindre de très courtes longueurs d'onde avec des matériaux très légers. Par exemple une transition $2 \rightarrow 1$ dans l'azote hydrogénéoïde correspond à une longueur d'onde d'environ $2,5 \text{ nm}$ (voir Figure 1.7). On peut dès lors espérer réaliser

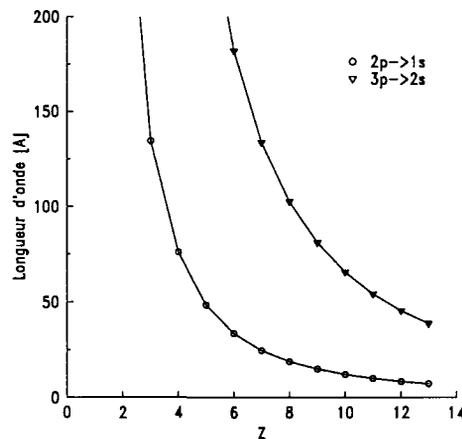


FIG. 1.7 – Longueur d'onde des transitions $2p \rightarrow 1s$ et $3p \rightarrow 2s$ pour les espèces hydrogénéoïdes en fonction du numéro atomique Z .

un laser X aux environs de la limite inférieure de la fenêtre de l'eau avec un matériau très léger ($Z = 7$).

De surcroit, depuis l'application de la technique CPA au domaine optique, des éclairagements laser de plus en plus élevés peuvent être obtenus, permettant l'étude expérimentale des schémas de laser X en recombinaison [40, 51, 52]. Quelques expériences en ont démontré la faisabilité [16, 53] dans le lithium hydrogénéoïde à $13,5 \text{ nm}$. On cherche aujourd'hui à réaliser ce schéma dans des plasmas de Z plus élevé afin de diminuer la longueur d'onde amplifiée. On espère ainsi pouvoir réaliser les schémas prédits il y a une vingtaine d'années par Peyraud *et al.* [18] ou Jones *et al.* [43, 44]. De nombreux travaux théoriques soit au LLNL [54, 55, 51, 40], soit à

l'université de York [56, 57, 58, 59] ont soutenu ces efforts.

Dans le cas de ce schéma laser X, le régime de saturation présente quelques particularités liées à l'impossibilité pour le niveau inférieur de la transition de se désexciter rapidement. Différentes études, aussi bien analytiques [54, 60, 61] que numériques [51, 40], ont été présentées sur ce point que nous n'aborderons pas au cours de cette thèse. Elles ont montré qu'en raison des possibilités réduites de dépeuplement du niveau inférieur de la transition, l'énergie maximale émise par des laser X en OFI est de l'ordre du microJoule. Cette valeur est inférieure de trois ordres de grandeur à l'énergie que l'on peut attendre des autres schémas laser X, notamment collisionnel ($\sim mJ$). La faible énergie théoriquement à investir dans la réalisation des schémas OFI les rend cependant très intéressants car cela permettrait d'augmenter notablement le taux de répétition jusqu'à des valeurs de l'ordre du Hertz ou de la dizaine de Hertz.

Un autre aspect du schéma laser X en OFI a été étudié par les mêmes auteurs [54, 60, 51, 40]. Il est lié à la géométrie de l'interaction (dite confocale) lorsque la propagation du laser de pompe et l'amplification du rayonnement X se font suivant la même direction. Les photons X se propageant plus vite dans le milieu que les photons optiques, ils ne rencontreront pas les mêmes conditions d'amplifications au fur et à mesure de leur propagation. Cet effet a pour conséquence la limitation de la distance sur laquelle l'amplification peut être réalisée et influe également sur l'atteinte du régime de saturation. Les travaux présentés ici sont loin de correspondre à un tel régime, aussi ce problème n'a-t-il pas été abordé.

L'un des principaux obstacles à la réalisation d'une inversion de population vers le niveau fondamental est le chauffage du milieu par croissance d'instabilités Raman au cours de l'interaction entre le laser de pompe et le plasma. Dès lors que l'on veut amplifier de courtes longueurs d'ondes, il est nécessaire d'utiliser un matériau suffisamment lourd, ainsi que l'indique la figure 1.7. Or la création de l'espèce ionique appropriée par ionisation par effet tunnel nécessite l'utilisation d'un faisceau laser d'autant plus intense que le numéro atomique est élevé. Cette augmentation de l'éclairement nécessaire n'est pas sans conséquence sur le schéma de laser X car elle entraîne une accentuation du risque de chauffage. L'ionisation par effet tunnel étant très rapide, ainsi que nous allons le voir dans le chapitre suivant, il n'est pas nécessaire d'utiliser des impulsions de longue durée pour ioniser le milieu ($< ps$). De ce fait le processus classique de chauffage qu'est l'absorption par Bremsstrahlung inverse n'a pas le temps d'avoir lieu ici. Par contre, étant donné les valeurs d'éclairements requises ($I > 10^{16} W/cm^2$), un chauffage du milieu peut se produire, lié au processus d'ionisation [56, 57] ou au développement d'instabilités Raman [54, 60], ainsi que nous allons le voir au cours de ce travail. Les études antérieures sur ce problème crucial du chauffage du milieu indiquent que la croissance d'instabilités Raman peut être limitée si l'impulsion laser de pompe a une durée inférieure

à la centaine de femtosecondes.

Les études présentées ici s'inscrivent dans ce cadre. Le laser 10 Terawatt du SPAM (UHI 10), à Saclay, permettant d'atteindre un éclairement de $10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$, l'azote peut être totalement ionisé; il donnera la plus courte longueur d'onde de transition lasante possible: $24,78 \text{ \AA}$ pour la raie $2p - 1s$ hydrogénoïde. En effet, pour des éléments de numéros atomiques plus grands, l'ionisation totale de l'atome par effet tunnel ne peut être obtenue avec le laser UHI 10 et on ne peut donc pas réaliser d'inversion de population par recombinaison sur l'espèce hydrogénoïde. On peut, bien sûr, songer à réaliser une inversion de population, vers le niveau fondamental, sur une espèce moins ionisée d'un élément plus lourd. Mais la longueur d'onde de la transition est alors plus grande, ainsi que le montre la figure 1.8.

La nature gazeuse du milieu, qui a été retenue, permet de réaliser le schéma sui-

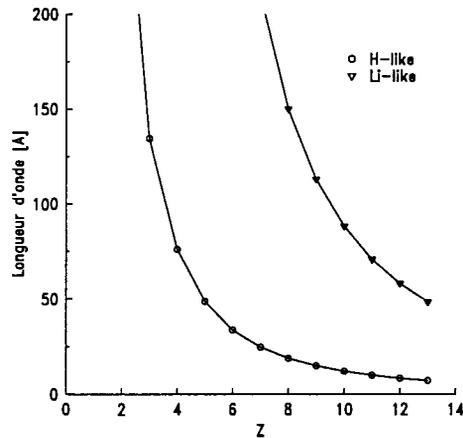


FIG. 1.8 – Longueur d'onde des transitions $2p \rightarrow 1s$ pour les espèces hydrogénoïdes et lithiunoïdes en fonction du numéros atomique Z .

vant la géométrie confocale évoquée précédemment. Les conditions pour lesquelles le schéma par OFI peut fonctionner ($n_e > 10^{20} \text{cm}^{-3}$) et la puissance laser nécessaire à la création du milieu correspondent en effet à des conditions propices au phénomène d'autofocalisation relativiste. Celui-ci permet d'augmenter notablement la longueur de propagation de l'impulsion de pompe, augmentant la distance sur laquelle le plasma lasant peut être créé.

Pour ces différentes raisons nous avons choisi d'étudier le schéma de laser X par OFI dans l'azote hydrogénoïde. A l'aide des différents outils numériques disponibles au SPPE, à Bruyères-le-Châtel, nous avons, dans un premier temps, fait ressortir les conditions (densité et température) dans lesquelles ce schéma de laser X fonctionne. Nous avons, dans le même temps, étudié la manière dont l'interaction entre le gaz et le laser se produit mettant ainsi en évidence les processus qui gouvernent l'interaction.

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé plusieurs séries d'expériences, à Saclay, sur le laser de 10 Terawatt et 70 *fs*. Les travaux effectués au préalable à Bruyères-le-Châtel nous ont permis de définir les conditions dans lesquelles les expériences devaient être réalisées mais aussi d'interpréter les résultats que nous avons obtenus.

Références du chapitre 1

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [15] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel, P. Zeitoun, *Phys. Rev. A* **55**, 3858 (1997)
- [4] A. G. Molchanov, *Sov. Phys. Usp.* **15**, 124 (1972)
- [23] R. C. Elton *Appl. Opt.* **14**, 97 (1975)
- [24] A. N. Zherikin, K. N. Koshelev, V. S. Letokhov, *Sov. J. Quantum Electron* **6**, 82 (1976)
- [25] A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, E. A. Yukov, *Sov. J. Quantum Electron.* **7**, 32 (1977)
- [26] L. A. Vainshtein, A. V. Vinogradov, V. I. Safranova, I. Vu. Skolev, *Sov. J. Quantum Electron.* **8**, 239 (1978)
- [27] F. Irons, N. J. Peacock, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **7**, 1109 (1974)
- [28] R. H. Dixon, R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1072 (1977)
- [29] M. H. Key, C. L. S. Lewis, M. J. Lamb, *Optics Commun.* **28**, 331 (1979)
- [6] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, T. A. Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985)
- [13] A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaeglé, G. Jamelot, J. Zhang, M. H. Key, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C. L. S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D. O'Neil, G. J. Pert, S. A. Ramsden, J. P. Raucourt, G. J. Tallents, J. Uhomoihi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2917 (1992)
- [12] B. J. MacGowan, S. Maxon, L. B. Da Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, D. L. Matthews, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, G. F. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 420 (1990)
- [30] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1574 (1996)
- [31] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalashnikov, M. Schnurer, I. Will, W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997)
- [32] A. R. Präg, F. Löwenthal, R. Tommasini, J. E. Balmer, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **66**, 561 (1998)
- [33] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortásar, D. Hartshorn, J. L. A. Chilla, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2192 (1994)
- [34] Yu. A. Afanasiev, V. N. Shlyaptsev, *Sov. J. Quant. Electron.* **19**, 1606 (1989)
- [35] J. Kuba, A. Klisnick, D. Ros, P. Fourcade, G. Jamelot, J-L. Miquel, N. Blanchot, J-F. Wyart, *Phys. Rev. A* **62**, 43808 (2000); J-L. Miquel *et al.* , SPIE Vol.**3776**, 24 (1999)

- [36] S. Sebban *et al.*, soumis à *Phys. Rev. Lett.* (2000)
- [37] F. Albert, P. Zeitoun, P. Jaeglé, D. Joyeux, M. Boussoukaya, A. Carillon, S. Hubert, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Phalippou, D. Ros, A. Zeitoun-Fakiris, *Phys. Rev. B* **60**, 11089 (1999)
- [38] C. H. Moreno, M. C. Marconi, K. Kanizay, J. J. Rocca, Y. A. Uspenskii, A. V. Vinogradov, Y. A. Pershin, *Phys. Rev. E* **60**, 911 (1999)
- [3] M. A. Duguay, P. M. Rentzepis, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 350 (1967)
- [39] H. C. Kapteyn, *Appl. Opt.* **31**, 4931 (1992)
- [40] D. C. Eder, P. Amendt, L. B. DaSilva, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, B. M. Penetrante, M. D. Rosen, S. C. Wilks, T. D. Donnelly, R. W. Falcone, G. L. Strobel, *Phys. Plas.* **1**, 1744 (1994)
- [5] A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, E. A. Yukov, *Sov. J. Quantum Electron.* **5**, 59 (1975)
- [41] J. P. Apruzese, J. Davis, K. G. Whitney, *J. Appl. Phys.* **53**, 4020 (1982)
- [42] J. Nilsen, *Phys. Rev. A* **53**, 4539 (1996)
- [2] L. I. Gudzenko, L. A. Shelepin, *Sov. Phys. Doklady* **10** 147 (1965)
- [18] Y. J. Peyraud, N. Peyraud, *J. Appl. Phys.* **43**, 2993 (1972)
- [43] W. W. Jones, A. W. Ali, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 450 (1975)
- [44] W. W. Jones, A. W. Ali, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 3118 (1977)
- [45] P. Jaeglé *et al.*, *Phys. Lett. A* **36**, 167 (1971)
- [46] G. J. Pert, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **9**, 3301 (1976)
, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **12**, 2067 (1979)
- [9] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, D. Voorhees, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1753 (1985)
- [10] J. F. Seely, C. M. Brown, U. Feldman, M. Richardson, B. Yaakobi, W. E. Behring, *Optics Commun.* **54**, 289 (1985)
- [47] D. Kim, C. H. Skinner, G. Umesh, S. Suckewer, *Optics Lett.* **14**, 665 (1989)
- [48] R. J. Dewhurst, M. A. Khan, G. J. Pert, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **8**, 2301 (1975)
- [49] R. J. Dewhurst, D. Jacoby, G. J. Pert, S. A. Ramsden, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1265 (1976)
- [50] Ph. Zeitoun, Thèse de Doctorat de l'université Paris VII (1994)
- [51] P. A. Amendt, D. C. Eder, R. A. London, M. D. Rosen, *Phys. Rev. A* **47**, 1572 (1993)
- [52] W. Brunner, R. W. John, Th. Schlegel, *Plasm. Phys. Contr. Fus.* **34** 263 (1992)
- [16] Y. Nagata K. Midorikawa, S. Kubodera, H. Tashiro, K. Toyoda, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774 (1993)
- [53] D. V. Korobkin, C. H. Nam, S. Suckewer, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **151**, 151 (1996)
- [54] P. A. Amendt, D. C. Eder, S. C. Wilks, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2589 (1991)
- [55] P. A. Amendt, D. C. Eder, S. C. Wilks, *Phys. Rev. A* **45**, 6761 (1992)
- [56] K. A. Janulewicz *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29**, 901 (1996)

- [57] K. A. Janulewicz *et al.*, *Optics Commun.* **140**, 165 (1997)
- [58] M. J. Grout, K. A. Janulewicz, S. B. Healy, G. J. Pert, *Optics Commun.* **141**, 213 (1997)
- [59] M. J. Grout, G. J. Pert, A. Djaoui, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 197 (1998)
- [60] D. C. Eder, P. Amendt, S. C. Wilks *Phys. Rev. A* **45**, 6761 (1992)
- [61] G. L. Strobel, D. C. Eder, P. Amendt, *Appl. Phys. B* **58**, 45 (1994)

Chapitre 2

Ionisation du jet d'azote

L'ionisation multiphotonique, c'est-à-dire par absorption simultanée de plusieurs photons, a été étudiée très tôt [62]. Avant même l'apparition des premiers lasers elle a été observée tout d'abord dans le domaine radio [63] puis dans le domaine optique [1]. Pour un laser d'une longueur d'onde $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ l'énergie d'un photon est $\hbar\omega_0 = 1,55 \text{ eV}$. Comme on peut le voir dans le tableau 2.1, le potentiel d'ionisation de l'azote est de $14,534 \text{ eV}$ si bien que l'absorption d'une dizaine de photons est nécessaire pour atteindre le premier état de charge de l'azote dans un régime multiphotonique. Il en faut vingt supplémentaires pour atteindre le deuxième état de

Espèce ionique	$U_i \text{ (eV)}$	$E_i \text{ (V/cm)}$
N-I	14,534	$5,677 \times 10^9$
N-II	29,601	$1,550 \times 10^{10}$
N-III	47,448	$3,349 \times 10^{10}$
N-IV	77,472	$6,987 \times 10^{10}$
N-V	97,888	$9,924 \times 10^{10}$
N-VI	552,057	$1,329 \times 10^{12}$
N-VII	667,029	$1,765 \times 10^{12}$

TAB. 2.1 – Potentiels d'ionisations U_i [64] et champs intra-atomiques correspondants E_i pour les 7 états de charge de l'azote. Les champs intra-atomiques E_i sont calculés selon l'expression (2.4)

charge et très rapidement le nombre de photons nécessaire à l'ionisation d'états de charge supérieurs par un processus multiphotonique devient très important.

Qui plus est, le potentiel d'ionisation se voit déplacé par effet Stark sous l'action du champ laser, déplacement non négligeable puisqu'il vaut [65]: $e^2 E^2 / 4m_e \omega_0^2$ (e est la charge élémentaire et m_e la masse de l'électron). Par exemple pour un éclairement $I_L = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ et une longueur d'onde $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ l'augmentation du potentiel d'ionisation est de $7,5 \text{ eV}$. De ce fait le modèle multiphotonique n'est plus valable à cause du trop grand nombre de photons impliqués et du trop fort éclairement et ne

peut plus expliquer la création d'ions multichargés. Dès lors, pour décrire l'ionisation par un champ électromagnétique en régime basse fréquence, plusieurs modèles ont été proposés. Un descriptif de ces modèles peut être trouvé dans la thèse de P. Monot [66]. Parmi tous ces modèles, celui qui permet le mieux de rendre compte du nombre d'ions détectés en fonction de l'éclairement laser est le modèle d'ionisation par effet tunnel. Il est généralement désigné par l'acronyme OFI pour **O**ptical **F**ield **I**nduced **I**onization.

2.1 Principes théoriques de l'ionisation tunnel

Le modèle d'ionisation par effet tunnel considère le champ laser comme classique et statique. Il a été développé en 1965 par Keldysh [17] pour l'atome d'hydrogène. Lorsque l'atome est plongé dans un champ électrique d'amplitude E , la soustraction du terme d'interaction dipolaire électrique $E \cdot r$ au potentiel Coulombien dans lequel est piégé l'électron $V(r)$ (où r est la distance au noyau) forme une barrière de potentiel. Comme l'illustre la figure 2.1 un électron peut traverser cette barrière par effet tunnel.

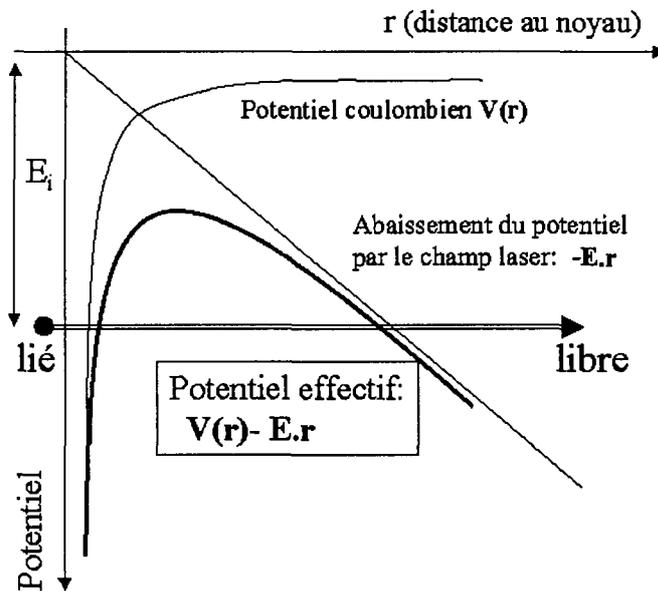


FIG. 2.1 – Principe de l'ionisation par effet tunnel: un électron piégé dans un puits de potentiel, soumis à un champ statique intense, peut traverser la barrière de potentiel par effet tunnel.

Pour que l'approximation de champ statique soit valide il faut que le temps de traversée de la barrière soit petit devant le temps d'évolution caractéristique du champ laser (*i.e.* le cycle optique T_{opt}). La longueur caractéristique de la barrière

est $l = U_i/eE$ et la vitesse de l'électron est de l'ordre de $\sqrt{2U_i/m_e}$ de sorte que le temps de traversée de la barrière est:

$$T_{\text{tunnel}} = \frac{\sqrt{2m_e U_i}}{eE}.$$

Ce temps est à comparer avec la période optique $T_{\text{opt}} \sim 1/\omega_0$. On définit ainsi le paramètre adiabatique de Keldysh γ_t :

$$\gamma_t = \frac{T_{\text{tunnel}}}{T_{\text{opt}}} = \frac{\omega_0 \sqrt{2m_e U_i}}{eE}. \quad (2.1)$$

Si $\gamma_t < 1$, l'approximation de champ statique est valable, elle ne l'est plus dès lors que $\gamma_t \geq 1$. En fait si $\gamma_t \geq 1$, la durée du cycle optique est comparable, ou supérieure, au temps de traversée de la barrière. L'énergie du photon correspondant n'est alors plus négligeable devant l'énergie d'ionisation. On se trouve alors en régime multiphotonique et non plus en régime tunnel. La frontière entre ces deux régimes où $\gamma_t \sim 1$ est étudiée dans le travail de thèse de E.Mével [67].

Une formule pratique pour calculer la valeur de γ_t est:

$$\gamma_t = 2,315 \times 10^6 \sqrt{\frac{U_i(\text{eV})}{I(\text{W/cm}^2) \lambda_0^2(\mu\text{m})}}.$$

Pour un éclairage crête de 10^{19} W/cm^2 et une longueur d'onde laser de $0,8 \mu\text{m}$ (longueur d'onde des lasers Ti:Saphir), $\gamma_t = 0,610$ pour l'ionisation de $N VII$. Nous sommes donc dans le domaine $\gamma_t \ll 1$ où l'approximation de champ statique est valable.

Dès 1928 l'ionisation tunnel de l'atome d'hydrogène par un champ constant est traitée par Oppenheimer [68] puis en 1930 par Lanczos [69]. En 1963 Landau et Lifshitz [70] présentent une formule simple de l'ionisation par effet tunnel de l'atome d'hydrogène:

$$W = \frac{2U_i}{\hbar} \exp\left(-\frac{2\sqrt{m_e} (2U_i)^{3/2}}{\hbar 3eE}\right). \quad (2.2)$$

Cette théorie a été étendue pour des états quelconques d'atomes et d'ions par Smirnov et Chibisov en 1965 [71] et reprise par Peremolov, Popov et Terente'v en 1966 [72] pour l'atome d'hydrogène. Leurs calculs prennent en compte l'état initial de la transition, caractérisé par ses nombres quantiques principal, orbital, et magnétique n , l et m . L'expression générale du taux d'ionisation tunnel à partir d'un état quelconque est:

$$W(E) = \left(\frac{2E_i}{E}\right)^{2n} |C_{n,l}|^2 \left(\frac{E}{2E_i}\right)^{|m|+1} f(l,m) E_i \exp\left(\frac{-2E_i}{3E}\right), \quad (2.3)$$

$E_i = (2U_i)^{3/2}$ correspond au champ électrique intra-atomique que voit un électron d'énergie de liaison U_i . Pour calculer ce champ intra-atomique en V/cm on peut utiliser l'expression suivante:

$$E_i(V/cm) = \left(\frac{2U_i(eV)}{U_{at}} \right)^{3/2} \times E_{at} = \left(\frac{2U_i(eV)}{27,210} \right)^{3/2} \times 5,142 \times 10^9, \quad (2.4)$$

où E_{at} et U_{at} sont respectivement les unités atomiques de champ (en V/cm) et d'énergie (en eV).

$f(l,m)$ est un facteur atomique dont l'expression est:

$$f(l,m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} \quad f(0,0) = 1 \quad f(1,0) = f(1,1) = 3. \quad (2.5)$$

La constante sans dimension $|C_{n,l}|^2$ est donnée par:

$$|C_{n,l}|^2 = \frac{2^{2n}}{n(n+l)!(n-l-1)!}. \quad (2.6)$$

En 1986 Ammosov, Delone et Kraïnov [73] utilisent la méthode du défaut quantique (δ_l) pour étendre le modèle à des atomes et des ions quelconques. La méthode du défaut quantique permet de représenter un état en fonction de U_i , à l'aide de nombres quantiques effectifs n^* et l^* , selon:

$$\delta_l = n - \frac{Z_i}{\sqrt{2U_i}}, \quad (2.7)$$

$$n^* = n - \delta_l = \frac{Z_i}{\sqrt{2U_i}} \quad \text{et} \quad l^* = n_0^* - 1, \quad (2.8)$$

où Z_i est l'état de charge et où n_0^* correspond au nombre quantique principal effectif pour l'état fondamental de l'ion considéré. Ainsi la constante $|C_{n,l}|^2$ exprimée dans (2.6) devient¹:

$$|C_{n^*,l^*}|^2 = \frac{1}{2\pi n^*} \left(\frac{4e^2}{n^{*2} - l^{*2}} \right)^{n^*} \left(\frac{n^* - l^*}{n^* + l^*} \right)^{l^*+1/2}. \quad (2.9)$$

En substituant l'expression (2.9) à l'expression (2.6) dans (2.3) il est alors possible de calculer le taux d'ionisation tunnel pour un atome ou un ion quelconque:

$$W^{adh}(E) = \left(\frac{2E_i}{E} \right)^{2n^*-|m|-1} \frac{1}{2\pi n^*} \left(\frac{4e^2}{n^{*2} - l^{*2}} \right)^{n^*} \left(\frac{n^* - l^*}{n^* + l^*} \right)^{l^*+1/2} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} E_i \exp\left(\frac{-2E_i}{3E}\right). \quad (2.10)$$

1. Pour simplifier les calculs de cette constante la formule de Stirling est utilisée pour l'expression de la fonction factorielle.

Cette expression peut être utilisée en polarisation circulaire car à chaque instant la barrière de potentiel existe. En revanche pour rendre compte de la nature oscillante du rayonnement laser en polarisation linéaire, on doit faire la moyenne sur un cycle optique du taux d'ionisation ci-dessus. Cela se traduit par l'apparition d'un facteur supplémentaire dans l'expression du taux d'ionisation:

$$W_{moy}^{adk}(E) = \left(\frac{3E}{\pi E_i} \right)^{1/2} W^{adk}(E). \quad (2.11)$$

En effet le taux d'ionisation est maximum lorsque le champ électrique laser est maximum alors que lorsque le champ est nul le taux est lui aussi nul. Ceci implique que le nombre d'électrons libérés est d'autant plus grand que le champ laser est proche d'un maximum, ce qui joue un rôle important dans le calcul de l'énergie acquise par les électrons lors du processus d'ionisation.

La validité de ces formules a été confirmée par plusieurs expériences d'ionisation en champ laser intense [74, 75] pour des éclairagements compris entre 10^{14} et $10^{17} W/cm^2$. Ces expériences ont notamment mis en évidence la variation du nombre d'ions créés en fonction de l'éclairagement laser suivant une loi de puissance en I^7 . Celle-ci est bien reproduite par l'intégration sur tout le volume focal des équations couplées des différents états de charges dans le cas d'un faisceau Gaussien (où les variables d'espace sont r et z).

Soit n_i le nombre d'ions de charge i et W_i^{adk} le taux d'ionisation de l'état de charge i vers l'état $i+1$. Pour tous les états de charge i ces équations s'écrivent:

$$\frac{dn_i}{dt} = W_{i-1}^{adk} \times n_{i-1} - W_i^{adk} \times n_i \quad (2.12)$$

Pour un atome d'azote soumis au champ électromagnétique d'un laser, d'une longueur d'onde de $800 nm$, dont l'impulsion a une forme Gaussienne, de largeur à mi-hauteur $60 fs$, et dont l'éclairagement crête est $2 \times 10^{19} W/cm^2$, l'évolution temporelle de l'état de charge moyen, calculé à l'aide des formules (2.12) et (2.10), est représenté sur la figure 2.2. Celle-ci montre tout d'abord que les cinq premiers états de charge sont ionisés très rapidement, dans le front montant de l'impulsion et que l'azote est totalement ionisé autour du maximum de l'impulsion. Si l'on étudie en détail cette figure on voit que, $90 fs$ avant que le champ laser soit maximum, l'état de charge moyen est de cinq. A cet instant l'amplitude du champ est de $5,4 \times 10^9 V/cm$. Elle est à comparer à la valeur du champ intra-atomique de $9,924 \times 10^{10} V/cm$ (donnée dans le tableau 2.1) correspondant au potentiel d'ionisation du cinquième état de charge. En effectuant cette opération pour les différents états de charge on obtient le tableau 2.2. Le rapport $E_0(t_i)/E_i$ permet de mettre en évidence l'efficacité de l'ionisation tunnel. Pour des champs laser inférieurs à 10 % de son champ de liaison intra-atomique, un état de charge se voit totalement ionisé. A titre indicatif le taux d'ionisation tunnel pour le cinquième état de charge est de $1,2 \times 10^{16} s^{-1}$ pour un

champ laser de $5,4 \times 10^9$ V/cm.

Cette très grande efficacité entraîne une ionisation très rapide, à l'échelle de la femtoseconde. Il ne suffit alors que de quelques cycles optiques pour qu'un état de charge disparaisse totalement. Toujours pour le même cas, la valeur instantanée des taux d'ionisation tunnel est représentée au cours du temps sur la figure 2.3 ainsi que l'état de charge moyen de l'azote. On y voit bien qu'environ trois cycles optiques sont suffisants pour que chacun des cinq premiers états de charge soit ionisé. L'ionisation

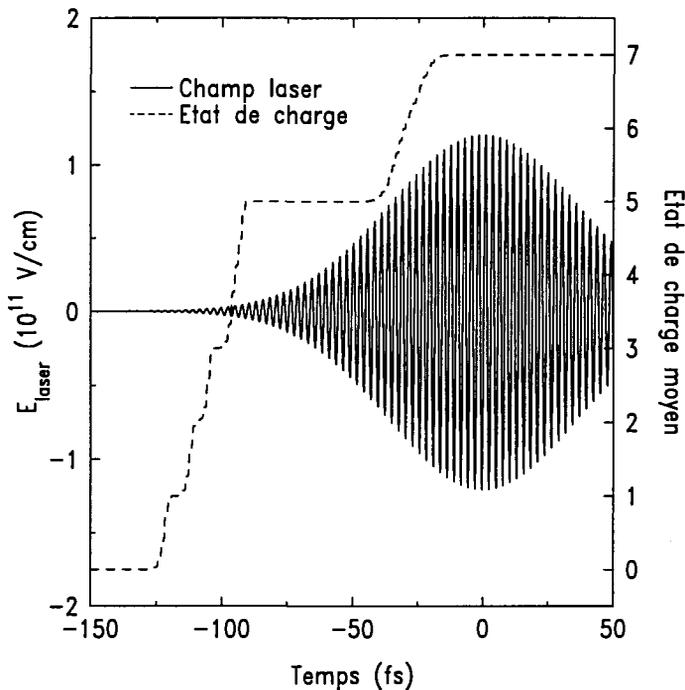


FIG. 2.2 – Evolution temporelle du champ électrique du laser et de l'état de charge moyen de l'azote calculé à partir des équations (2.12) et (2.10). Le laser est caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 60 fs, un éclairement crête de 2×10^{19} W/cm² et une longueur d'onde de 800 nm.

Espèce ionique	E_i (V/cm)	t_i (fs)	$E_0(t = t_i)$ (V/cm)	$E_0(t_i)/E_i$ (%)
N-I	$5,677 \times 10^9$	-118	$5,3 \times 10^8$	9,3
N-II	$1,550 \times 10^{10}$	-110	$1,2 \times 10^9$	8
N-III	$3,349 \times 10^{10}$	-102	$2,1 \times 10^9$	6
N-IV	$6,987 \times 10^{10}$	-95	$3,7 \times 10^9$	5,3
N-V	$9,924 \times 10^{10}$	-90	$5,4 \times 10^9$	5,5
N-VI	$1,329 \times 10^{12}$	-30	$8,6 \times 10^{10}$	6,6
N-VII	$1,765 \times 10^{12}$	-4	$1,2 \times 10^{11}$	6,7

TAB. 2.2 – Potentiel intra-atomique E_i , instant auquel un état de charge est totalement ionisé t_i ($t = 0$ lorsque le champ laser est maximal) et amplitude du champ à cet instant $E_0(t = t_i)$ pour le cas représenté sur la figure 2.2

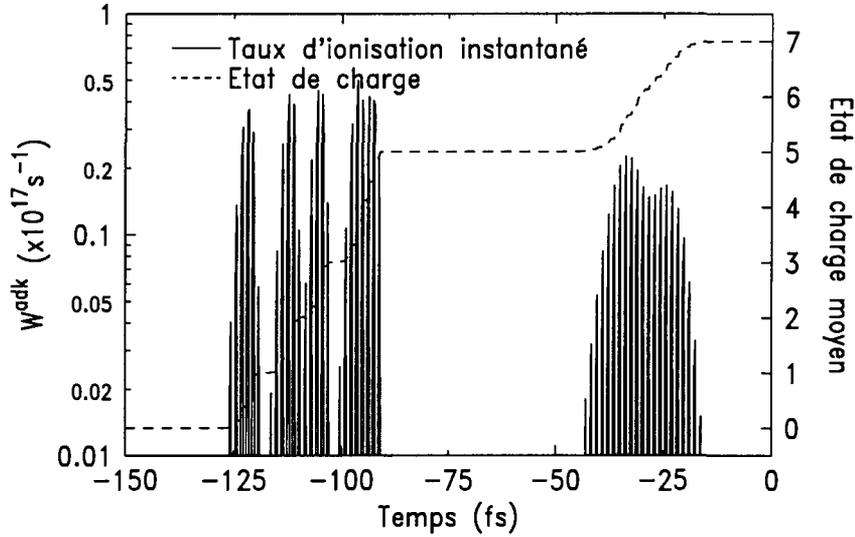


FIG. 2.3 – Taux d'ionisation tunnel instantané et état de charge moyen en fonction du temps. Le laser est caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 60 fs, un éclairement crête de $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ et une longueur d'onde de 800 nm.

des électrons de la couche K nécessite un temps plus long du fait de la plus faible valeur de leurs taux d'ionisation respectifs. En conséquence, nous pouvons dire que la presque totalité de l'impulsion laser interagit avec un plasma d'azote cinq fois ionisé.

L'ionisation du dernier état de charge dépend de l'éclairement crête atteint et ne se fait qu'autour du maximum de l'impulsion laser. Nous avons représenté sur la figure 2.4 la proportion d'ions N^{6+} non-ionisés en fonction de l'éclairement crête. On y retrouve le caractère fortement non-linéaire de l'ionisation tunnel puisque la disparition de l'espèce ionique se fait de manière très soudaine lorsqu'on augmente l'éclairement. Pour un éclairement crête de $8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, seuls 12% de l'espèce N^{6+} sont ionisés alors que pour un éclairement crête de $1,6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ l'ion est ionisé à 100%. Nous en concluons donc que pour un éclairement crête supérieur à $1,6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, le plasma d'azote est composé uniquement d'électrons et d'ions N^{7+} . On définit l'éclairement de saturation I_{sat} d'un état de charge donné, par l'éclairement au-delà duquel tous les ions présents ont été ionisés vers l'état de charge supérieur. Cet éclairement de saturation est bien mis en évidence dans les expériences décrites dans [74, 75]. Sur la figure 2.5 issue de [75], l'éclairement de saturation correspond à la zone où la courbe du nombre d'ions détectés change de pente. La variation caractéristique du nombre d'ions détectés en fonction de l'éclairement suit une loi en I^7 . Cette loi reflète la dépendance du nombre d'ions créés vis-à-vis du processus d'ionisation. Dès lors que l'ionisation atteint 100% et donc que I_{sat} est atteint, le nombre d'ions détectés varie proportionnellement au volume dans lequel I_{sat} est atteint. Pour un faisceau Gaussien cette variation se fait

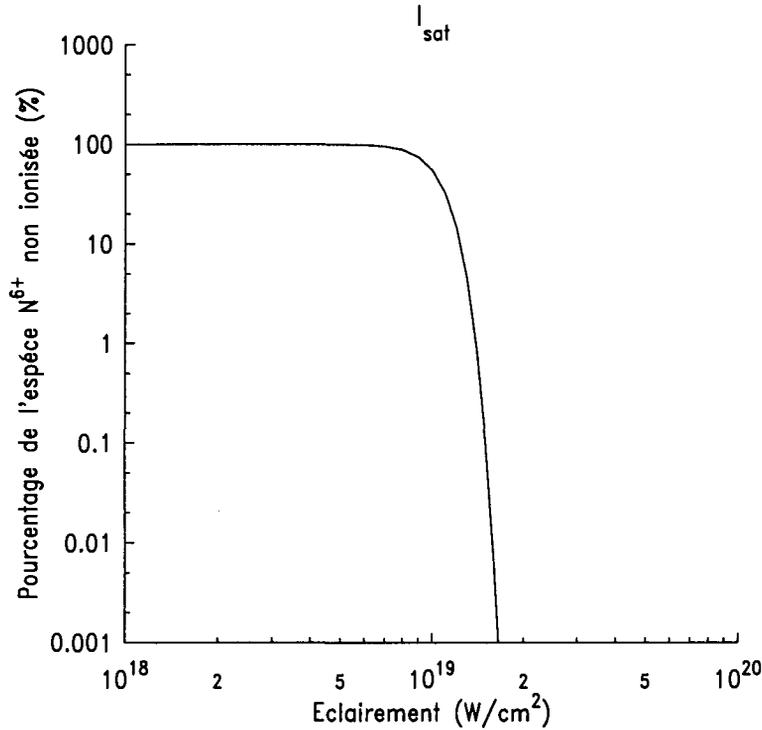


FIG. 2.4 – Pourcentage d'ions N^{6+} présents en fonction de l'éclairement crête.

en $I^{3/2}$, ce qui correspond à la pente de la deuxième partie de chacune des courbes de la figure 2.5. Ainsi I_{sat} peut être déterminée par la position du changement de pente dans ce type de courbes.

Il existe un modèle assez simple qui permet de rapidement estimer I_{sat} et qui est le modèle d'ionisation par suppression de barrière (BSI). Celui-ci est un cas limite du modèle tunnel. Pour des champs laser suffisamment importants le niveau de la barrière de potentiel décrite dans la figure 2.1 est abaissé en-dessous du potentiel d'ionisation. Un état lié peut alors devenir un état libre comme le montre la figure 2.6. Il est alors facile de connaître la valeur de l'éclairement pour laquelle cette situation d'ionisation par suppression de barrière est atteinte. Dans le cas monodimensionnel, le potentiel auquel est soumis l'électron est:

$$V(x) = -\frac{Z_i e}{4\pi\epsilon_0 x} - E \cdot x . \quad (2.13)$$

Ce potentiel présente un maximum en:

$$x_m = \sqrt{\frac{Z_i e}{4\pi\epsilon_0 E}} , \quad (2.14)$$

qui vaut:

$$V(x_m) = -2\sqrt{\frac{Z_i e E}{4\pi\epsilon_0}} . \quad (2.15)$$

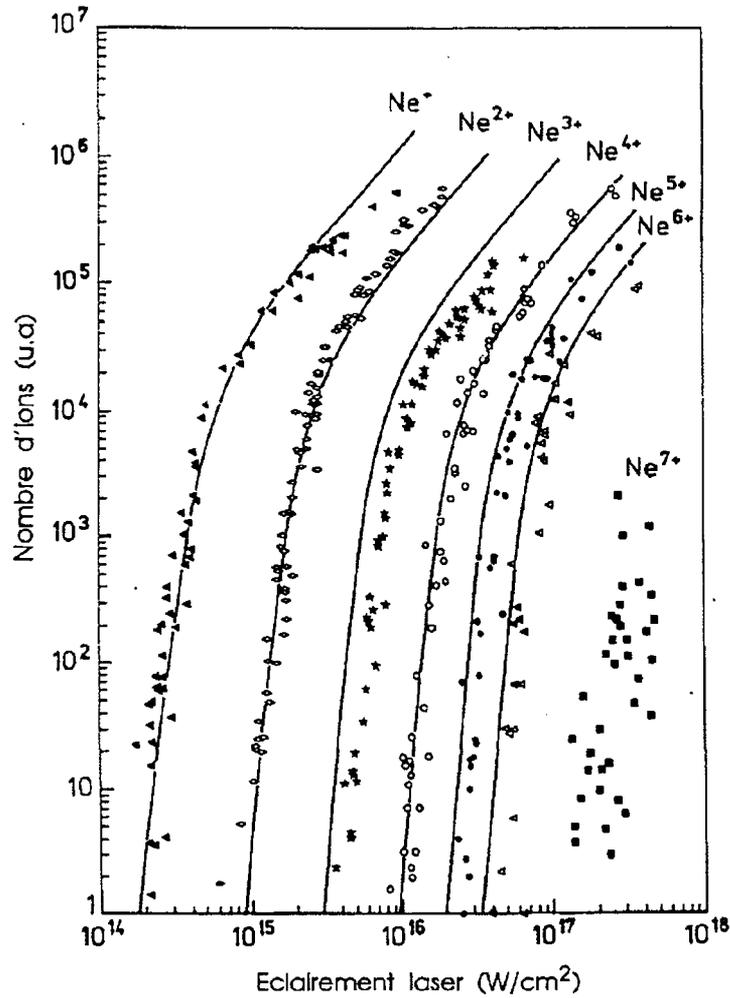


FIG. 2.5 – Nombre d'ions détectés en fonction de l'éclairement laser [75].

Pour que ce maximum de la barrière de potentiel soit en-deçà du potentiel de l'état fondamental, il faut que:

$$V(x_m) \leq -E_0 \quad \text{soit} \quad E \geq \frac{4\pi\epsilon_0 E_0^2}{4eZ_i} \quad (2.16)$$

Il est souvent plus pratique d'estimer non pas le champ électrique mais l'éclairement laser correspondant. En exprimant les différentes grandeurs en unités pratiques, on obtient:

$$I_{BSI}(W/cm^2) \geq 4 \times 10^9 \frac{E_0^4(eV)}{Z_i^2} \quad (2.17)$$

Ce modèle ne permet pas de calculer un taux d'ionisation puisque l'électron est soit lié (le maximum de la barrière est au-dessus de l'énergie caractéristique du niveau) soit libre (le maximum de la barrière est en-deçà de l'énergie du niveau). Par contre la valeur de l'éclairement de saturation I_{sat} pour laquelle une espèce donnée est

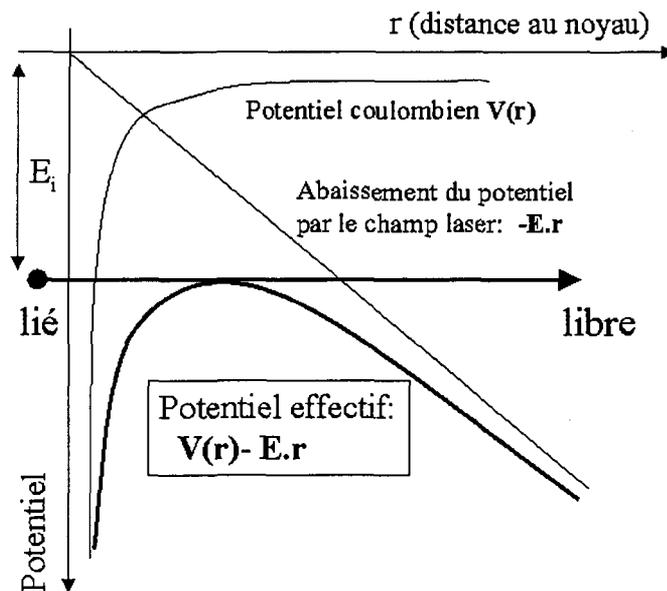


FIG. 2.6 – Principe de l'ionisation par suppression de barrière (BSI): le champ externe abaisse le niveau de la barrière de potentiel en-dessous de l'état fondamental.

Espèce ionique	I_{sat} (W/cm^2)
N I	$3,6 \times 10^{12}$
N II	$6,3 \times 10^{13}$
N III	$4,1 \times 10^{14}$
N IV	$2,9 \times 10^{15}$
N V	$7,5 \times 10^{15}$
N VI	$7,6 \times 10^{18}$
N VII	$1,6 \times 10^{19}$

TAB. 2.3 – Eclairement de saturation des 7 états de charge de l'azote, calculés par le modèle BSI.

totalément ionisée, correspond bien à la valeur donnée par la formule (2.17). Pour l'ionisation de l'azote hydrogénoïde on a donc $I_{BSI} = 1,6 \times 10^{19} W/cm^2 = I_{sat}$. Les valeurs des éclairements de saturation, calculées à partir de la formule (2.17), pour les différents états de charge de l'azote, sont données dans le tableau 2.3. On peut donc connaître par le modèle tunnel la proportion d'espèces ionisées et par le modèle de suppression de barrière l'éclairement à partir duquel une espèce peut être considérée comme totalément ionisée.

2.2 Energie d'ATI.

Dans le problème qui nous préoccupe, à savoir la création d'un plasma, les mécanismes de chauffage sont divers. Dans cette partie nous ne traiterons que du chauffage lié directement au mécanisme d'ionisation qui, par abus de langage, est connu sous le nom de chauffage au dessus du seuil (ATI pour "Above Threshold Ionization"). Cette dénomination s'explique par l'historique de la mise en évidence expérimentale de l'ionisation tunnel. En effet, la transition entre l'ionisation multiphotonique et l'ionisation tunnel ne se fait pas de manière brutale, lorsque le facteur adiabatique de Keldysh devient inférieur à un. Pour des valeurs de γ_t proches de l'unité, les deux régimes d'ionisation coexistent. Dans ce cas, les pics d'énergie d'ATI (pics d'énergies des électrons séparés de l'énergie d'un photon), caractéristiques de l'ionisation multiphotonique au-dessus du seuil, sont déplacés et étendus vers les hautes énergies. Lorsque l'ionisation tunnel devient prépondérante, ces pics d'énergie disparaissent mais la dénomination du spectre en énergie des électrons est restée: énergie d'ATI.

Lorsque l'électron est libéré par ionisation tunnel à l'instant t_0 , sa vitesse est nulle et donc son énergie cinétique l'est également. C'est l'une des caractéristiques de la traversée d'une barrière par effet tunnel. Une fois libéré son mouvement dans le champ laser peut être décrit par:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m_e} E_0 \sin(\omega_0 t) , \quad (2.18)$$

si l'on suppose que le champ électrique du laser polarisé linéairement:

$$E(t) = E_0 \sin(\omega_0 t) . \quad (2.19)$$

L'intégration de l'équation (2.18) donne:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eE_0}{m_e\omega_0} (\cos(\omega_0 t) - \cos(\omega_0 t_0)) . \quad (2.20)$$

La valeur moyenne au cours du temps du carré de cette vitesse s'écrit donc:

$$\left\langle \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right\rangle = \frac{e^2 E_0^2}{m_e^2 \omega_0^2} \left[\frac{1}{2} + 2 \cos^2(\omega_0 t_0) \right] . \quad (2.21)$$

L'énergie moyenne de l'électron oscillant dans le champ laser est alors donnée par:

$$\frac{1}{2} m_e \left\langle \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right\rangle = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega_0^2} [1 + 2 \cos^2(\omega_0 t_0)] . \quad (2.22)$$

L'énergie de l'électron se décompose donc en deux parties: l'énergie d'oscillation de l'électron dans le champ, appelée énergie pondéromotrice et l'énergie de translation dépendant de l'instant t_0 de libération de l'électron, appelée énergie d'ATI:

$$E_{ATI} = 2U_p \cos^2(\omega_0 t_0) , \quad (2.23)$$

où U_p est le potentiel pondéromoteur, exprimé par:

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega_0^2} . \quad (2.24)$$

Il est important de souligner que l'énergie de dérive de l'électron dépend de la phase du champ laser à l'instant de l'ionisation [77, 87] comme l'illustre la figure 2.8. De ce fait, pour bien rendre compte de l'énergie effectivement emportée par un électron au cours de l'ionisation, il convient de pondérer la valeur de l'énergie à un instant t_0 par le taux d'ionisation à cet instant $W^{adk}(t_0)$.

Pour une impulsion de forme Gaussienne et de largeur à mi-hauteur τ , l'énergie d'ATI moyenne qui caractérise finalement les électrons du plasma est:

$$\langle E_{ATI} \rangle = 2U_p \left| \frac{\sum_{j=1}^{Z_{max}} \int_0^{t_{max}} \exp(-(t/\tau)^2) n_{j-1}(t) W_j^{adk}(t) \cos^2(\omega_0 t) dt}{\sum_{j=1}^{Z_{max}} \int_0^{t_{max}} n_{j-1}(t) W_j^{adk}(t) dt} \right| . \quad (2.25)$$

Le terme $\exp(-(t/\tau)^2)$ vient de la prise en compte de l'enveloppe Gaussienne de l'impulsion. En supposant que cette énergie est équirépartie suivant les trois degrés de liberté (ce qui n'est pas vérifié dans le cas de l'ionisation par laser), on déduit une température équivalente:

$$\langle T_e \rangle_{ATI} = \frac{2}{3k_B} \langle E_{ATI} \rangle . \quad (2.26)$$

La figure 2.7 donne la température d'ATI équivalente en fonction de l'éclairement laser, dans le cas de l'azote, pour une impulsion de 60 fs de largeur à mi-hauteur. La structure en escalier de cette courbe s'explique à l'aide de la formule (2.23) qui indique de quelle manière l'énergie d'ATI dépend de l'éclairement laser par le biais du potentiel pondéromoteur. Chaque état de charge est ionisé pour un éclairement donné que l'on peut estimer à l'aide de l'équation (2.17). A cet éclairement correspond alors un potentiel pondéromoteur et donc une énergie d'ATI. Puisqu'une espèce donnée est ionisée très rapidement lorsqu'on augmente l'éclairement laser, comme le montre la figure 2.4 pour l'espèce N VII, les électrons libérés lors de cette ionisation voient tous le même potentiel pondéromoteur. Pour cette raison, la température électronique augmente par paliers successifs au fur et à mesure que les différents

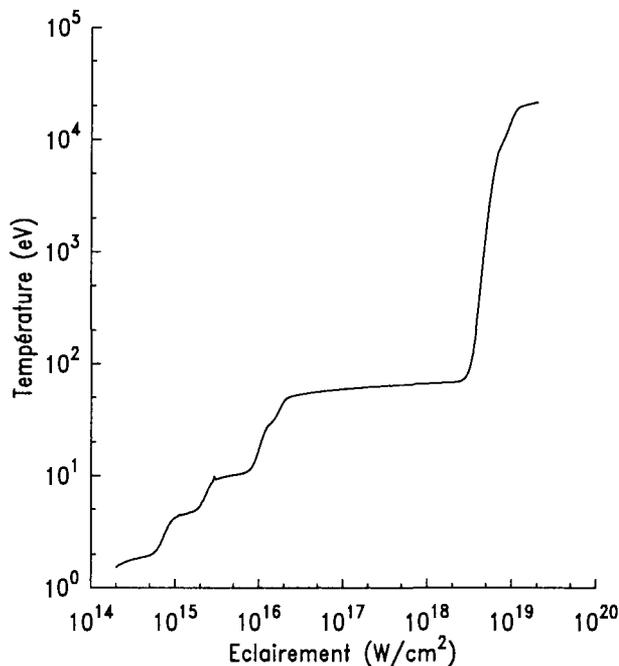


FIG. 2.7 – Température d'ATI équivalente en fonction de l'éclairement maximum. L'impulsion laser présente un profil temporel Gaussien de 60 fs de largeur à mi-hauteur pour une longueur d'onde de 800 nm.

états de charge de l'azote sont atteints. Ces différents paliers sont facilement identifiables sur la figure 2.7. Les potentiels d'ionisation des espèces $N IV$ et $N V$ ainsi que des espèces $N VI$ et $N VII$ étant assez proches, les paliers correspondants sont moins nets.

L'autre terme décrivant la dépendance de l'énergie d'ATI avec la phase du laser dans l'équation (2.23) est tout aussi primordial et permet d'expliquer la gamme de

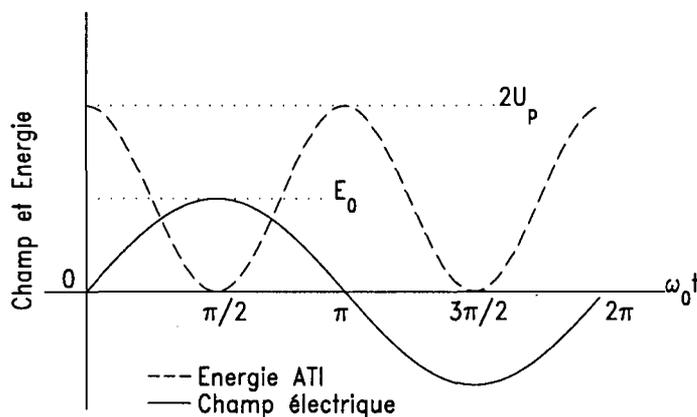


FIG. 2.8 – Evolution de l'énergie d'ATI et du champ électrique du laser en fonction de la phase du laser: $\omega_0 t$.

températures dans laquelle évolue la courbe de la figure 2.7. En effet, si l'électron est libéré lorsque $|E_0 \sin(\omega_0 t_0)|$ est maximum, soit pour $\omega_0 t_0 = (2k + 1)\pi/2$, alors l'énergie d'ATI est nulle. Inversement si l'électron est libéré lorsque $|E_0 \sin(\omega_0 t_0)|$ est minimum et nul, alors l'énergie d'ATI est maximale et vaut $2U_p$ (voir figure 2.8). En conséquence, puisqu'en polarisation linéaire le taux d'ionisation est maximum lorsque la phase du laser vaut $\omega_0 t_0 = (2k + 1)\pi/2$, les électrons n'acquièrent finalement qu'un faible pourcentage du potentiel pondéromoteur qui règne à l'instant de leur libération. C'est ce qui explique les faibles valeurs de la température sur la figure 2.7, comparées aux potentiels pondéromoteurs correspondants.

Un spectre en énergie des électrons produits lors de l'ionisation par effet tunnel d'azote monoatomique, pour un laser polarisé linéairement, est représenté sur la figure 2.9. Il montre clairement la prédominance des électrons de faible énergie. La

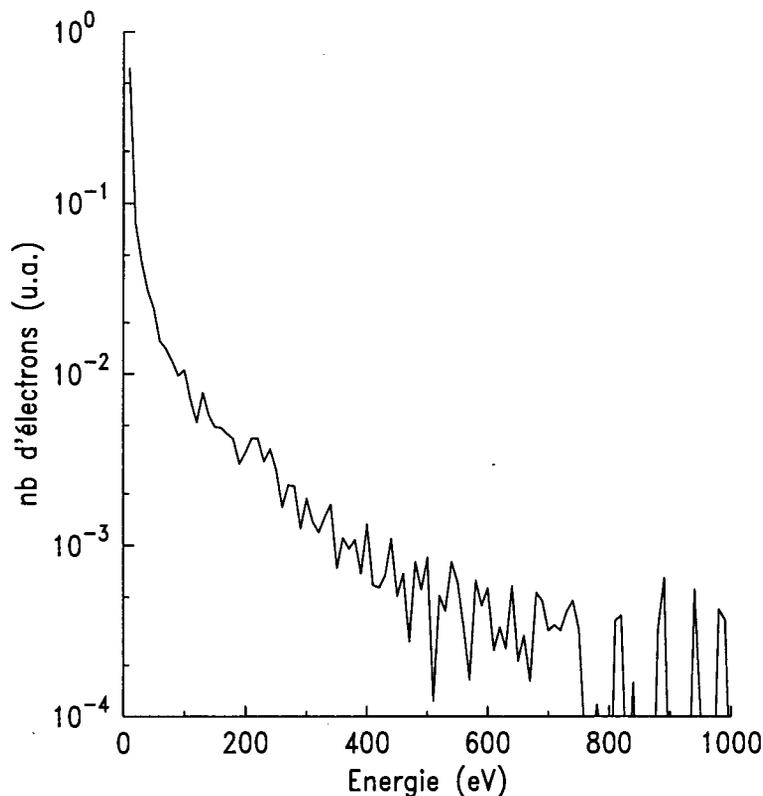


FIG. 2.9 – Spectre en énergie des électrons issus de l'ionisation d'azote atomique par un laser de 60 fs de durée et de $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ d'éclairement maximal. La densité atomique d'azote est de 10^{20} cm^{-3} et la longueur d'onde du laser est $\lambda = 800 \text{ nm}$.

valeur de l'énergie à $1/e$ de ces spectres permet de retrouver l'énergie d'ATI de la courbe de la figure 2.7.

La variation avec l'éclairement de l'énergie ATI et l'ionisation par paliers successifs des différents états de charges font que l'on peut définir différentes populations auxquelles rattacher les électrons du plasma. Cette notion de population électronique

correspond au fait que les électrons issus de l'ionisation de l'état de charge k (k variant de 1 à 7 dans le cas de l'azote) sont émis durant une courte période τ_k , dans le front montant de l'impulsion autour de l'instant t_k (figure 2.2). Durant cette période le potentiel pondérateur varie peu ($\tau_k \ll \tau$) et ainsi tous les électrons libérés à partir d'un même état de charge ont une énergie d'ATI proportionnelle au même potentiel pondérateur $U_p(t = t_k)$. On peut ainsi dire que les électrons du plasma sont répartis dans 7 populations électroniques caractérisées par l'instant auquel elles sont créées t_k . Un électron créé à cet instant t_k a une énergie d'ATI $E_{ATI,k}$ telle que:

$$E_{ATI,k} = 2U_p(t = t_k) \cos^2(\omega_0 t_0) \quad (2.27)$$

La valeur à 1/e du spectre en énergie de chaque population électronique permet alors de donner à chacune de ces populations une température caractéristique $T_{e,k}$. Ces températures sont données dans le tableau 2.4. L'énergie d'ATI moyenne des

Population k	1	2	3	4	5	6	7
$T_{e,k}$ (eV)	3,3	9,7	23,4	79,5	120	38800	43400
$\tau_{e,k}$	60 fs	150 fs	380 fs	1,8 ps	2,6 ps	13 ns	13 ns

TAB. 2.4 – Température électronique $T_{e,k}$ et temps de collision $\tau_{e,k}$ pour les sept populations électroniques issues des sept états de charge de l'azote.

cinq premières populations électroniques est comparable au potentiel d'ionisation de l'espèce dont chacune d'elle provient. Par contre celle des populations $k = 6$ et $k = 7$ est beaucoup plus élevée que le potentiel d'ionisation de l'espèce correspondante. Ce sont donc celles-ci qui pourrait contribuer le plus au chauffage du plasma.

Cependant puisque ces sept populations électroniques sont produites à différents instants et que chacune d'elles se caractérise par sa propre énergie moyenne, il est intéressant de considérer le temps de mise à l'équilibre de ces différentes populations.

On calcule les temps de collision électron-électron $\tau_{e,k}$ pour chacune des températures $T_{e,k}$ des sept populations électroniques en utilisant les formules classiques de Spitzer et Härm. Ce calcul nous donne une estimation des temps pour lesquels le nombre de collisions au sein d'une population devient significatif (voir le tableau 2.4). Le résultat du calcul montre que les populations $k = 6$ et $k = 7$ très chaudes n'ont d'influence, sur les autres populations électroniques, qu'une dizaine de nanosecondes plus tard puisque le temps caractéristique de collision électron-électron pour ces deux populations est de l'ordre de 13 ns. En conséquence, on peut estimer que la température du plasma pour des échelles de temps inférieures à la nanoseconde est obtenue en n'effectuant une moyenne que sur les températures des populations 1 à 5:

$$T_e = \frac{\sum_{k=1}^5 n_k T_{e,k}}{\sum_{k=1}^5 n_k} = 45 \text{ eV.} \quad (2.28)$$

C'est cette valeur de la température qui est la plus représentative de l'énergie électronique apportée au plasma par le processus d'ionisation tunnel.

2.3 Caractéristiques du plasma après ionisation

Dans les paragraphes précédents nous avons vu quelles sont les caractéristiques de l'ionisation par effet de champ ainsi que la cinétique de l'ionisation et l'énergie apportée aux électrons du plasma. Nous faisons ici le point sur les résultats que cette étude nous a apporté avant de continuer plus avant dans la modélisation du laser X.

Tout d'abord il a été montré qu'un laser de 800 *nm* avec un éclairement crête de $2 \times 10^{19} W/cm^2$, et dont l'enveloppe temporelle est une Gaussienne de 60 *fs* de largeur à mi-hauteur, permet de créer un plasma d'azote totalement ionisé. A l'aide de deux modèles distincts nous avons déterminé l'éclairement de saturation I_{sat} au-delà duquel l'azote est totalement ionisé: $I_{sat} = 1,6 \times 10^{19} W/cm^2$. Comme nous allons le voir dans la section 4.8, il est crucial pour le schéma laser X que l'azote soit totalement ionisé. En conséquence, il faut que la source laser utilisée pour créer le plasma permette d'atteindre un éclairement supérieur à $I_{sat} = 1,6 \times 10^{19} W/cm^2$. Ce premier résultat nous donne donc une indication importante sur les caractéristiques du laser à utiliser pour la réalisation de ce schéma en OFI.

Ensuite, nous avons vu que, lors de l'interaction, les cinq premiers états de charge sont ionisés très rapidement et très tôt dans le front montant de l'impulsion. On peut donc dire grâce à ce deuxième résultat que le laser interagit principalement avec un plasma d'azote cinq fois ionisé et non avec un gaz neutre. Ce résultat justifie les simulations PIC que nous avons réalisées et que nous présentons dans le chapitre suivant. En effet le code PIC ne permet pas de rendre compte de l'ionisation et les espèces qui y sont incluses sont figées en terme d'état de charge. Le fait que le plasma soit en grande partie ionisé avant que la partie principale de l'impulsion ne soit arrivée, et notamment avant que les effets relativistes n'entrent en jeu, permet de justifier dans les simulations PIC l'interaction entre le laser et un plasma, composé de N^{5+} et d'électrons.

Le troisième résultat apporté par la modélisation de l'ionisation est une estimation de la température électronique initiale. Même si cette notion de température n'est pas très claire en raison du caractère hors équilibre du plasma, l'énergie d'ATI estimée à l'aide du modèle tunnel permet de cerner l'ordre de grandeur de l'énergie caractéristique des électrons avec lesquels va interagir le maximum de l'impulsion laser. Rappelons que cette température a été estimée à 45 *eV*, celle-ci ayant été calculée à partir de l'énergie des électrons issus de l'ionisation des cinq premiers états

de charge de l'azote. Ceux-ci ont été arrachés très tôt lors de l'interaction, comme nous venons de le rappeler, et donc nous pouvons considérer que les électrons ont une énergie de cet ordre pour initier les simulations PIC. Nous avons donc maintenant, en plus de l'éclairement maximum et de l'état de charge des ions au début de l'interaction, la température électronique du plasma à cet instant qui correspondra à l'instant initial des simulations PIC.

2.4 Discussion sur le modèle d'ionisation.

Le calcul qui y aboutit se place dans le cadre de l'approximation quasi-classique et dans la limite des champs faibles. L'hypothèse de quasi-classicité suppose que l'impulsion p de la particule est très grande devant la constante de Planck (à un facteur 2π près): $p \gg \hbar$. La limite des champs faibles suppose que l'état initial dans lequel se trouve l'électron n'est pas perturbé par le champ externe ce qui, compte tenu des éclaircissements qui nous intéressent ici, n'est plus valable. Aussi ce modèle doit-il être pris avec prudence même si les résultats auxquels il aboutit permettent de bien interpréter les expériences sur l'ionisation en champ fort basse fréquence.

Références du chapitre 2

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [62] M. Göppert-Mayer, *Ann. Phys.* **9**, 273 (1931)
- [63] J. M. Winter, *Ann. de Phys.* , **4**, 745 (1959)
- [1] W. Kaiser, C. G. B. Garrett, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 229 (1961)
- [64] R. L. Kelly, D. E. Harrison Jr. , *Atomic Data*, **3**, 177 (1971)
- [65] P. Avan, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, C. Fabre *J. Phys. (Paris)*, **37**, 993 (1976)
- [66] P. Monot, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris-Sud* (1993)
- [17] L. V. Keldysh, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307 (1965)
- [67] E. Mevel, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris-Sud* (1994)
- [68] J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **31**, 66 (1928)
- [69] C. Z. Lanczos *Physik* **62**, 518 (1930); **65**, 431 (1930)
- [70] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Kvantovaya Mekhanika*, Fizmatgiz (1963); L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Mécanique quantique*, Ed. MIR (1967)
- [71] B. M. Smirnov, M. I. Chibisov, *Sov. Phys. JETP* **49**, 841 (1965); *Sov. Phys. JETP* **22**, 585 (1966)
- [72] A. M. Peremolov, V. S. Popov, M. V. Terent'ev, *Sov. Phys. JETP* **23**, 924 (1966)
- [73] M.V. Ammosov, N. B. Delone and V. P. Kraïnov, *Sov. Phys. JETP* **64**, 1191 (1986)
- [74] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2212, (1989)
- [75] T. Auguste, P. Monot, L. A. Lompré, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25**, 4181 (1992)
- [76] T. Auguste, P. Monot, L. -A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *Optics Commun.* . **89**, 145 (1992)
- [77] T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2304 (1988)
- [87] P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1259 (1989)

Chapitre 3

Simulation de l'interaction laser-plasma

L'efficacité de l'ionisation tunnel a été montrée au cours du chapitre précédent. Celle-ci est telle que les cinq premiers états de charge de l'azote sont créés très rapidement dans le front montant de l'impulsion. La partie principale de l'impulsion laser, dans laquelle se retrouve la majeure partie de son énergie, va donc interagir avec un plasma d'azote cinq fois ionisé. Au cours de cette interaction, de nombreux effets physiques vont avoir lieu, modifiant notablement la structure et les caractéristiques du plasma. Dans nos conditions, les différents effets physiques étudiés, à l'aide du code Particle-In-Cell (PIC) MANET , sont:

- le creusement d'un canal de plasma sous l'effet de la *force pondéromotrice*.
- le chauffage du plasma lié au développement d'*instabilités paramétriques du type Raman*.
- l'augmentation de l'éclairement et de la longueur de propagation du laser par *autofocalisation relativiste*.

Avant d'aller plus avant dans l'étude de ces phénomènes, nous allons présenter le code MANET qui nous a permis de simuler l'interaction.

3.1 Code de simulation MANET .

Le code MANET est un code cinétique à deux dimensions basé sur la méthode particulaire. Il permet de simuler l'interaction onde-plasma lorsque celle-ci ne peut plus être décrite à l'aide des équations hydrodynamiques. Cette méthode consiste à rassembler un grand nombre de particules réelles de chacune des espèces présentes (électron et ion) en macro-particules. La résolution de l'équation de Vlasov pour chacune des particules réelles revient alors à résoudre l'équation de Lorentz pour les macros-particules. Une description de cette méthode peut être trouvée dans la thèse de E. Lefebvre. On calcule, de manière consistante, le mouvement de ces macro-

particules dans le champ électromagnétique dont l'évolution est gouvernée par les équations de Maxwell. Pour cela on utilise un maillage Cartésien fixe et régulier où sont définis les champs et les macro-particules. Dans nos simulations, le nombre de macro-particules par maille varie de 3 à 5 selon les espèces. Le nombre total de particules est d'environ 28 800 000.

Lorsque ces simulations ont été effectuées l'ionisation par effet de champ n'était pas prise en compte ce qui explique en partie les calculs du chapitre 2. Les simulations présentées dans la suite de ce chapitre ont donc été réalisées en supposant un plasma préformé, composé d'ions nus d'azote et d'électrons.

Pour simuler la plus grande zone de plasma possible on utilise le super-calculateur CRAY T3E du CEA/Bruyères-le-Chatel pour résoudre les équations. Le code est parallélisé afin d'augmenter la vitesse de calcul en répartissant la charge de travail sur le plus grand nombre de processeurs possible. Le plasma est ainsi découpé en autant de zones qu'il y a de processeurs disponibles. Les grandeurs calculées par l'un des processeurs sont transmises aux plus proches voisins par des messages *PVM* (*Parallel Virtual Machine*). Les simulations présentées dans cette thèse ont généralement été effectuées sur 128 processeurs.

3.1.1 Unités pratiques.

Pour optimiser la vitesse de calcul, les différentes grandeurs sont exprimées dans un système d'unités souvent commun à un grand nombre de codes particulières et appelé *système d'unités plasma*.

Les grandeurs spatiales et temporelles sont normalisées aux paramètres correspondants de l'onde laser. Ainsi, le temps est rapporté à l'inverse de la pulsation laser, ω_0^{-1} . Les distances sont rapportées à l'inverse du vecteur d'onde de l'onde laser dans le vide: $1/k_0 = c/\omega_0 = \lambda_0/2\pi$.

Les champs électromagnétiques manipulés durant la simulation sont normalisés au champ électrique de Compton: $E_c = m_e c \omega_0 / e$. L'unité de champ magnétique s'en déduit facilement: $B_c = E_c / c = m_e \omega_0 / e$. Pour mesurer la valeur de l'éclairement laser on utilise généralement le paramètre sans dimension a_0 :

$$a_0 = \frac{v_{osc}}{c} = \frac{E_0}{E_c} = \frac{eE_0}{m_e c \omega_0} = 0,85 \times 10^{-9} \sqrt{I_0 \lambda_0^2 (W \cdot \mu m^2 / cm^2)}, \quad (3.1)$$

v_{osc} correspond à la vitesse maximale des oscillations électroniques transverses sous l'effet du champ électrique du laser, calculée de manière classique. Dans un cadre relativiste on montre plus exactement que $m_e v_{osc}$ est l'impulsion transverse maximale que possède l'électron durant ces oscillations. $a_0 = 1$ correspond ainsi à une onde susceptible de fournir à un électron une énergie cinétique de l'ordre de son énergie de masse. I_0 est l'éclairement laser, lié au champ électrique incident par $I_0 = \epsilon_0 c E_0^2 / 2$ pour une onde polarisée linéairement.

Pour finir on normalise les densités à la densité critique associée au laser: $n_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$. Lorsque la densité électronique dépasse cette valeur critique, l'onde laser ne peut classiquement plus traverser le plasma. Elle est alors réfléchiée.

3.1.2 Equations résolues.

Les deux dimensions simulées sont notées X et Y. La dimension X correspond à la direction de propagation du rayonnement laser et la dimension Y à la direction de polarisation. Le découpage du plasma se fait suivant la direction Y comme le montre la figure 3.1.

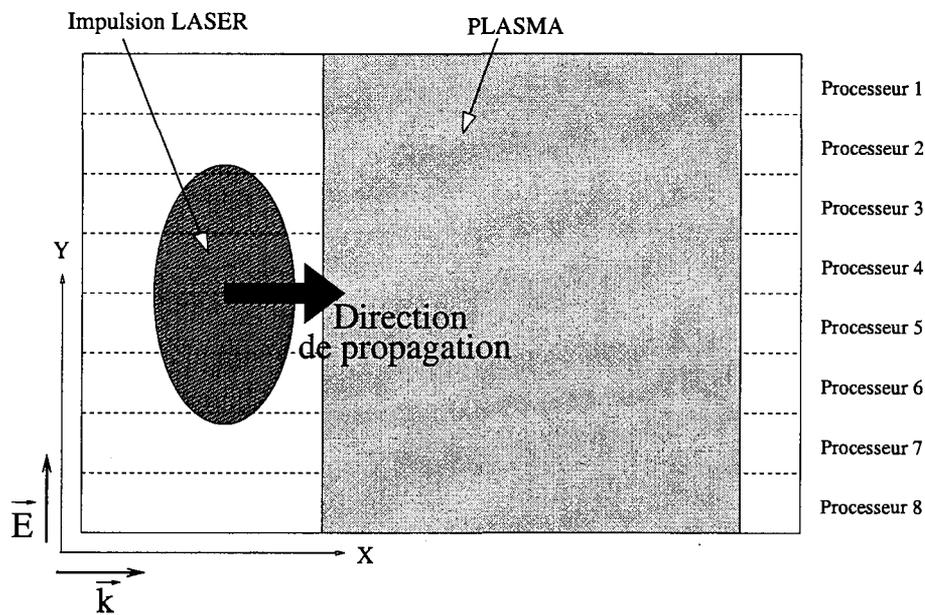


FIG. 3.1 – Découpage du domaine entre les différents processeurs.

Dans un premier temps le module “pousseur de particules” résout les équations du mouvement:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= q \left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{m\gamma} \times \vec{B} \right), \\ \frac{d\vec{r}}{dt} &= \vec{v} = \frac{\vec{p}}{m\gamma}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

q est la charge de la particule, m sa masse et γ est le facteur relativiste de Lorentz. Pour les électrons on prend en compte le caractère relativiste de l'interaction. En ce qui concerne les ions on résout les mêmes équations mais dans le cadre classique ($\gamma = 1$) car leur masse est trop importante pour qu'ils acquièrent une vitesse comparable à celle de la lumière. Ensuite, connaissant la position et la vitesse des différentes particules, le module “solveur de Maxwell” résout les équations de Maxwell pour les

modes transverses électriques qui s'écrivent en 2D:

$$\partial_t B_z + \partial_x E_y - \partial_y E_x = 0, \quad (3.3a)$$

$$\partial_t E_x - c^2 \partial_y B_z = -\frac{1}{\epsilon_0} j_x, \quad (3.3b)$$

$$\partial_t E_y + c^2 \partial_x B_z = -\frac{1}{\epsilon_0} j_y, \quad (3.3c)$$

où j est le courant. Le champ électrique doit aussi vérifier l'équation de Poisson:

$$\partial_x E_x + \partial_y E_y = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.4)$$

où ρ est la densité de charge. Or, le schéma utilisé avec la méthode particulière ne permet pas de vérifier rigoureusement cette équation. Il est donc nécessaire d'effectuer une correction de Poisson après la résolution des équations d'Ampère et Faraday. Cette correction consiste à ajouter le gradient d'une fonction scalaire ϕ telle que le théorème de Gauss soit vérifié. On résout donc l'équation:

$$\Delta \phi = \frac{\rho}{\epsilon_0} - \vec{\nabla} \cdot \vec{E}$$

et on ajoute $\vec{\nabla} \phi$ à \vec{E} .

3.1.3 Conditions aux limites

Le code MANET possède une certaine variété de conditions aux limites pour les champs et pour les particules afin de rendre compte au mieux de l'effet étudié et de la géométrie de la simulation. Dans notre cas, on voit, sur la figure 3.1, que le plasma n'occupe pas la totalité de la boîte de simulation. Il est préférable de laisser une zone de vide "avant" et "après" le plasma suivant la direction de propagation du laser. Ceci permet de mieux rendre compte des champs électriques et magnétiques liés aux effets de surface et de bien mettre en évidence l'éjection de particules en face avant ou l'accélération en face arrière. De ce fait les conditions aux limites sur les bords haut et bas ne sont pas les mêmes que celles des bords droits et gauches (voir figure 3.2). Suivant la direction Y le plasma est supposé infini et les frontières matérialisées par les bords hauts et bas ne sont pas réelles. Ainsi une particule doit pouvoir traverser sans problème cette frontière dans un sens comme dans l'autre. Cependant, si nous connaissons les caractéristiques d'une particule sortante (type, impulsion, énergie), en revanche nous ne savons rien d'une particule "entrante" et en particulier nous ne savons ni où ni quand elle va entrer dans la boîte de simulation. Pour respecter au mieux le caractère globalement neutre du plasma, on réinjecte sur le même bord toute particule qui sortirait par le bord haut ou bas de la boîte de simulation. La réinjection se fait toujours dans le plasma c'est-à-dire entre les points A et B pour le bord haut et A' et B' pour le bord bas. L'énergie avec laquelle

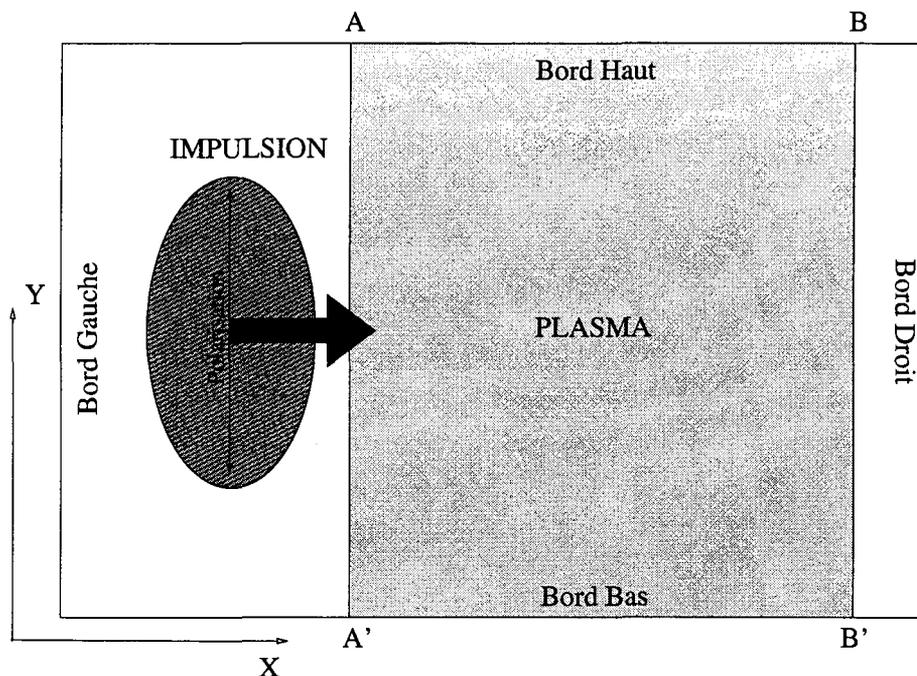


FIG. 3.2 – *Présentation générale du domaine de simulation.*

est réinjectée une particule correspond à l'énergie thermique initiale de l'espèce considérée. Par contre, toute particule qui sort de la boîte de simulation par les bords droit et gauche est perdue. On comprend alors que la neutralité du plasma ne peut pas être totalement satisfaite et que des effets liés à l'apparition d'une charge d'espace purement numérique peuvent se faire sentir dans la direction longitudinale. En ce qui concerne les champs électromagnétiques, les conditions aux limites choisies sur tous les bords sont des conditions absorbantes, qui font de la boîte de simulation un milieu ouvert.

3.2 Creusement d'un canal de plasma.

Nous allons présenter dans cette partie les processus de creusement du plasma sous l'action de l'impulsion laser. Le principal processus qui en est la cause est la force pondéromotrice. Dans un premier temps nous allons faire un rappel des quelques équations qui permettent de mieux comprendre cette force. On peut trouver, dans la thèse de T. Lehner [78], une présentation assez complète des différentes approches permettant d'aboutir à l'expression de la force pondéromotrice ainsi que de nombreuses références sur le sujet. Nous présenterons ensuite des résultats de simulations apportant un éclaircissement sur le processus de création d'un canal de plasma.

3.2.1 Rappels sur la force pondéromotrice.

Pour un électron libre évoluant dans un champ laser, l'équation du mouvement classique (au sens non-relativiste) s'écrit:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}), \quad (3.5)$$

qui peut s'écrire:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - m_e(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}. \quad (3.6)$$

On effectue maintenant une décomposition en ordre des perturbations et on pose: $\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$, $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ et $\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2$ avec respectivement $\vec{v}_1, \vec{E}_1, \vec{B}_1 \gg \vec{v}_2, \vec{E}_2, \vec{B}_2$.

- Au premier ordre l'équation (3.6) donne:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -e\vec{E}_1. \quad (3.7)$$

Pour un laser polarisé linéairement, le champ électrique peut s'exprimer par: $\vec{E}_1(t) = \vec{E}_1^0 \cos(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r})$, si bien que l'expression précédente peut s'écrire:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -e\vec{E}_1^0 \cos(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}). \quad (3.8)$$

Ceci nous permet d'exprimer \vec{v}_1 en fonction de \vec{E}_1 :

$$\vec{v}_1 = -\frac{e}{m_e \omega_0} \vec{E}_1^0 \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}). \quad (3.9)$$

On voit donc qu'au premier ordre le mouvement de l'électron est simplement gouverné par le champ électrique du laser.

- Au second ordre, l'équation (3.6) donne:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_2}{\partial t} = -e.\vec{v}_1 \wedge \vec{B}_1 - m_e(\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla})\vec{v}_1. \quad (3.10)$$

Or, d'après l'équation de Maxwell-Faraday, on a: $\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ ce qui, au premier ordre, nous donne:

$$\vec{B}_1 = -\int_0^t \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1(t') dt'.$$

Toujours en supposant que la dépendance temporelle du champ électrique peut s'exprimer sous la forme: $\vec{E}_1(t) = \vec{E}_1^0 \cos(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r})$, il vient: $\vec{B}_1(t) = -1/\omega_0 \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}). \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1^0$.

On peut donc écrire, à l'aide de l'expression (3.9), l'équation (3.10) sous la forme:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_2}{\partial t} = - e \left[\left(-\frac{e}{m_e \omega_0} \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \vec{E}_1^0 \right) \wedge \left(-\frac{1}{\omega_0} \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1^0 \right) \right] - m_e \left[\left(-\frac{e}{m_e \omega_0} \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \vec{E}_1^0 \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \left(-\frac{e}{m_e \omega_0} \sin(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \vec{E}_1^0 \right) \right]$$

On obtient donc:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_2}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e \omega_0^2} \sin^2(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \left[\vec{E}_1^0 \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1^0) + (\vec{E}_1^0 \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{E}_1^0 \right], \quad (3.11)$$

qui peut aussi s'écrire:

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_2}{\partial t} = -\frac{e^2}{4m_e \omega_0^2} \vec{\nabla} (\vec{E}_1^0)^2 \left[1 - \cos \left(2(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \right) \right]. \quad (3.12)$$

On voit apparaître une force qui présente deux composantes:

- La première est à fréquence nulle et est appelée *force pondéromotrice*:

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2 \vec{\nabla} (\vec{E}_1^0)^2}{4m_e \omega_0^2}. \quad (3.13)$$

- La seconde est à la fréquence $2\omega_0$ et est appelée force de radiation:

$$\vec{F}_r = -\frac{e^2 \vec{\nabla} (\vec{E}_1^0)^2}{4m_e \omega_0^2} \cos \left(2(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \right). \quad (3.14)$$

3.2.2 Simulations

La figure 3.2 montre la géométrie de la simulation et le tableau 3.1 donne les valeurs des paramètres de cette simulation. Le faisceau laser est incident sur le bord gauche de la boîte de simulation et progresse suivant l'axe X. Sa polarisation est linéaire suivant la direction Y. Pour bien rendre compte de la focalisation du faisceau, les champs électromagnétiques du laser suivent une loi de diffraction basée sur l'hypothèse d'un faisceau Gaussien. Le laser est focalisé à l'entrée de la boîte de simulation (bord gauche).

Le processus de creusement du canal de densité est bien illustré par la figure 3.3. On voit sur celle-ci l'arrivée du front avant de l'impulsion laser dans le plasma. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de $60 fs$, ce qui correspond à une longueur de $18 \mu m$ si l'on considère que l'impulsion se déplace à la vitesse de la lumière c . Par le même type de raisonnement on peut voir que le maximum de l'impulsion laser se

BOITE

Longueur X	Largeur Y
9,1 μm	9,98 μm

SIMULATION

Maille X	Maille Y	Pas de temps
$5,2 \times 10^{-3} \mu m$	$5,2 \times 10^{-3} \mu m$	$8,5 \times 10^{-3} fs$

PLASMA

Composition	Profil de densité	Température
Une seule espèce ionique N^{7+} et e^-	uniforme suivant Y et sur 7,8 μm suivant X $Z^* n_i = n_e = 0,12 \times n_c$ ($n_c = 1,7 \times 10^{21} cm^{-3}$)	électronique: $T_e = 25 eV$ ionique: $T_i = 0 eV$

LASER

Longueur d'onde	Durée (FWHM)	Eclairement crête	Largeur (FWHM)
800 nm	60 fs	$9,9 \times 10^{18} W/cm^2$	2,47 μm

TAB. 3.1 – Paramètres caractéristiques des simulations.

trouve 4,8 μm à gauche de la boîte de simulation. On voit donc qu'à l'instant où le "cliché" de la figure 3.3 est pris, le laser atteint $I_0/2$ en $X = 4,2 \mu m$ sur l'axe $Y = 0$.

Sur la partie droite du cliché, où le champ laser n'est pas encore très intense, on ne voit que des modulations de la densité électronique. Celles-ci ont une période spatiale égale à $\lambda_0/2$. Ces modulations s'expliquent par la composante à $2\omega_0$ exprimée dans la formule (3.14), provenant du terme $\vec{v} \wedge \vec{B}$ dans l'expression de la force de Lorentz. Ce mouvement, à la pulsation $2\omega_0$, est très présent au cours de l'interaction, comme on peut le voir sur la figure 3.4. Nous y avons représenté la transformée de Fourier temporelle, calculée sur toute la durée de la simulation, de la densité de charge $\rho = n_e - Z_i n_i$ au centre de la boîte de simulation. Le mouvement des ions étant assez lent, ce spectre caractérise principalement le mouvement électronique. On y voit clairement la prédominance d'un mouvement à la pulsation $2\omega_0$.

En plus des modulations de densité à $\lambda_0/2$, nous pouvons voir que les électrons s'accumulent sur une zone très mince, qui semble dessiner les contours de l'impulsion. Ceci traduit l'effet de la force pondéromotrice qui éjecte les électrons des zones de champ fort. D'après l'expression (3.13), la force pondéromotrice est d'autant plus intense que le gradient d'éclairement est important. Or, pour un faisceau Gaussien, ce gradient est maximum autour de $I = I_0/2$.

L'éjection se fait donc suivant la géométrie de l'impulsion laser. Cette géométrie revêt deux aspects: un aspect temporel, dû à la brièveté de l'interaction, et un

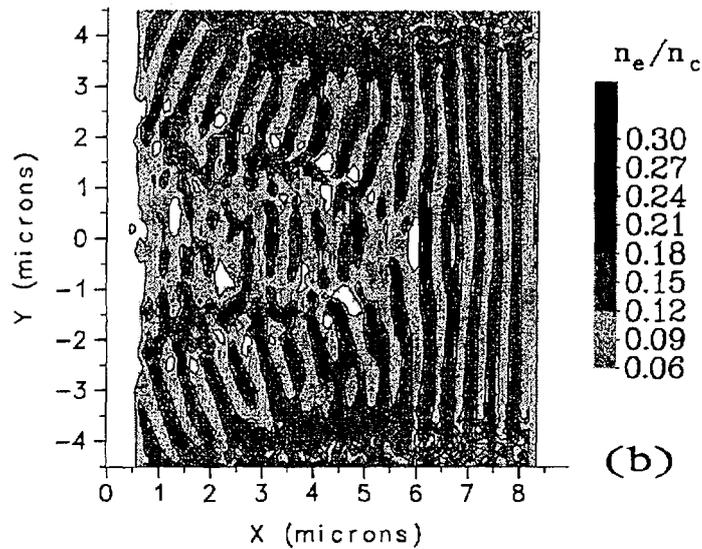


FIG. 3.3 – Profil de densité électronique dans la boîte de simulation (X, Y) 16 fs avant que le maximum de l'impulsion laser ne passe le bord gauche de la boîte. Le laser progresse de la gauche vers la droite.

aspect spatial suivant la direction Y .

- La brièveté de l'impulsion fait que le champ croît très rapidement au cours du temps. Cette croissance temporelle peut être vue comme une croissance spatiale suivant la direction de propagation du laser: $\frac{d}{dt} = c \frac{d}{dx}$. Elle va donc avoir pour effet d'éjecter les électrons vers l'avant, dans la direction X parce que le terme $\vec{v} \wedge \vec{B}$ n'est plus négligeable dès lors que $a_0 \geq 1$.
- En ce qui concerne l'aspect spatial, en raison de la dimension finie de la tache focale, qui est ici de $2,5 \mu m$, le gradient d'éclairement suivant la direction Y est important. On a donc aussi éjection des électrons suivant la direction Y .

Dans le cas relativiste, l'éjection des électrons se fait donc aussi bien suivant la direction longitudinale que transverse.

C'est ce que l'on peut voir sur la figure 3.5 qui donne, suivant les axes de la simulation X et Y , le flux d'énergie, intégré dans le temps, des électrons sortant de la boîte de simulation. Ce diagnostic met en évidence deux directions privilégiées pour l'éjection des électrons. Elles forment un angle de 30° avec la direction de propagation du laser et sont symétriques par rapport à cet axe. On y retrouve une composante longitudinale dominante et une composante radiale. Il est difficile de déduire de

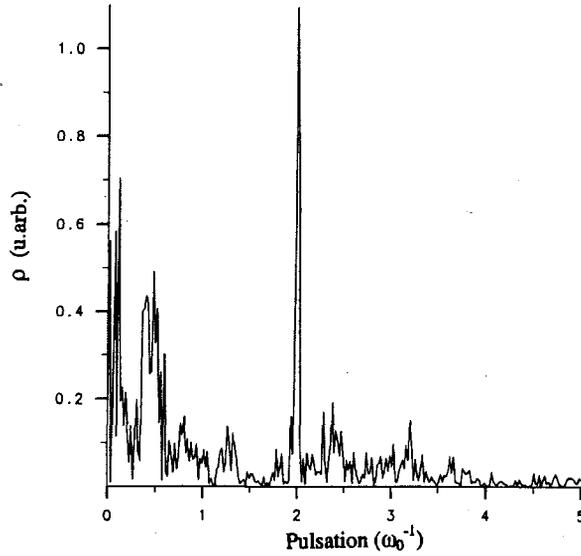


FIG. 3.4 – Transformée de Fourier, calculée sur toute la durée de la simulation, de la densité de charge ($\rho = n_e - Z_i n_i$) au centre de la boîte de simulation.

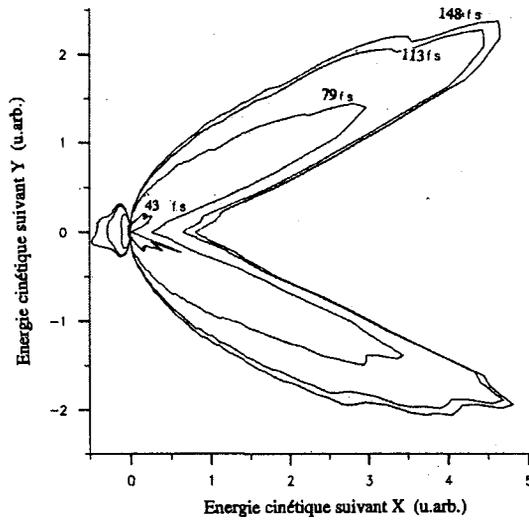


FIG. 3.5 – Flux d'énergie électronique sortant de la boîte entre le début de la simulation et l'instant où le diagnostic est demandé.

ce diagnostic une information quantitative sur le rôle de la force pondéromotrice. En effet, d'autres phénomènes d'accélération d'électrons sont sans doute présents dans cette simulation, comme l'accélération par onde de sillage [79]. L'étude des mécanismes conduisant à la génération d'électrons très énergétiques sort du cadre de cette thèse. Nous ne développerons donc pas le sujet.

Les électrons une fois éjectés vont ressentir une force électrostatique de rappel ionique due à l'apparition d'une charge d'espace créée par leur départ. Ils vont alors

trouver une position d'équilibre où la force pondéromotrice et la force de rappel électrostatique se compensent. Il apparaît alors une surdensité que l'on peut retrouver sur la figure 3.3 en avant de l'iso-contour correspondant à $I = I_0/2$. Elle présente des modulations à $\lambda_0/2$ d'amplitude très importante à cet instant, respectivement $0,3 n_c$ pour les maxima et $0,06 n_c$ pour les minima.

Ce processus d'expulsion électronique va avoir lieu pendant toute la durée de l'interaction. Sous l'influence de la charge d'espace, les ions N^{7+} vont initier un mouvement transverse tendant à rétablir la neutralité du plasma. Ils vont, à leur tour, quitter l'axe de propagation du laser.

Ce mouvement transverse des électrons et des ions est mis en évidence sur les figures 3.6 et 3.7. Nous y avons tracé les coupes transverses, intégrées sur toute la

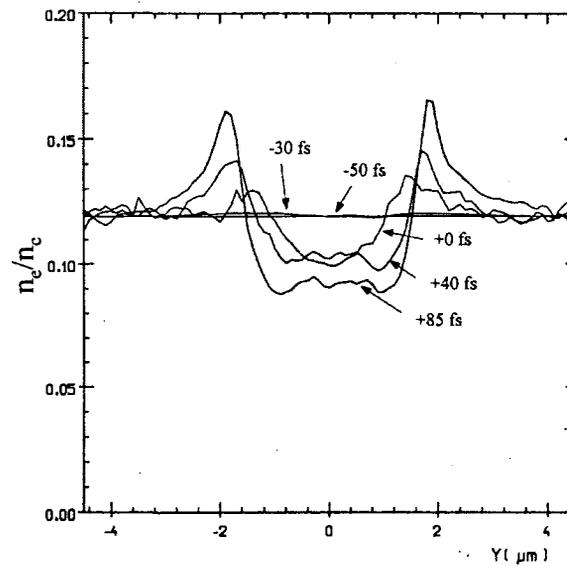


FIG. 3.6 – Profil transverse de densité électronique intégré sur toute la longueur de la boîte de simulation. $t = 0 fs$ correspond à l'instant où $I = I_0$ sur le bord gauche de la boîte.

longueur de la boîte, de la densité électronique et de la densité ionique à différents instants. En comparant les profils à $t = +0 fs$, on peut noter que les électrons sont éjectés avant les ions. Ensuite les ions sont à leur tour chassés de l'axe de propagation du laser. On peut estimer la vitesse d'expansion du canal à partir de ce type de profil. En suivant l'évolution de la position des points pour lesquels $n_e = (n_0 - n_{min})/2$, où n_0 est la densité moyenne et n_{min} est la densité minimale au creux du canal, celle-ci est de $3 \times 10^8 cm/s$. Le creusement atteint, en fin de simulation 20%, de la densité moyenne.

Enfin, lorsque le laser a complètement traversé le plasma, il persiste un canal de densité aussi bien électronique que ionique (profils à $t = +85 fs$ des figures 3.6 et

3.7).

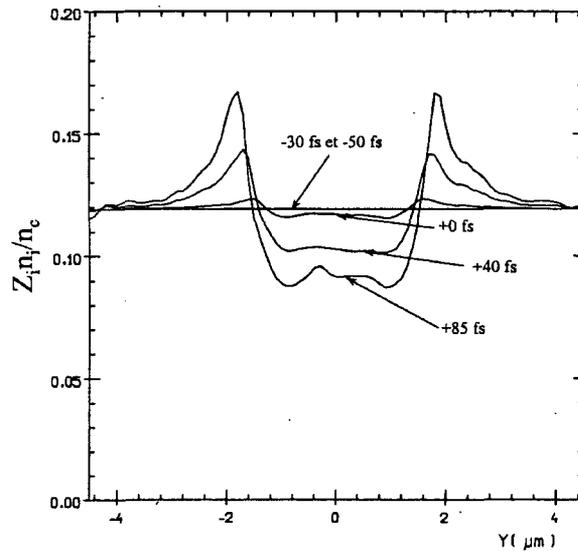


FIG. 3.7 – Profil transverse de densité ionique intégré sur toute la longueur de la boîte de simulation. $t = 0$ fs correspond à l'instant où $I = I_0$ sur le bord gauche de la boîte.

Pour des temps plus longs, alors que le laser est totalement sorti de la boîte de simulation, le canal de plasma est toujours présent et continue à s'étendre. Sur les figures 3.8 et 3.9 sont représentés les profils à deux dimensions, de la densité électronique et de la densité ionique, 222 fs après l'entrée du maximum de l'impulsion par le bord gauche de la boîte. On observe à cet instant une structure très similaire des deux profils.

Il est intéressant de noter la structure des zones de surdensités qui se sont formées le long de ce canal. On y retrouve une modulation stationnaire à $\lambda_0/2$ de la densité électronique aussi bien que ionique. Ce sont les oscillations électroniques dans le champ laser à $\lambda_0/2$, dont nous avons parlé précédemment, qui sont à l'origine de cette structure. L'amplitude des fluctuations de densité électronique étant du même ordre de grandeur que la densité moyenne (ainsi que nous l'avons noté sur la figure 3.3), une modulation stationnaire à la même longueur d'onde apparaît. Étant stationnaire, cette modulation se retrouve sur le profil de densité ionique et finalement sur la structure globale du canal de plasma.

Nous pouvons maintenant estimer la structure générale du canal. Sa dimension transverse correspond à la dimension du faisceau laser (largeur à mi-hauteur). L'amplitude du creusement est d'environ 20% de la densité moyenne, et cette structure tend à s'étendre avec une vitesse transverse de 3×10^8 cm/s. Sur les bords du canal des zones de surdensités se sont formées. Leur dimension est d'environ $1,5 \mu\text{m}$ et la

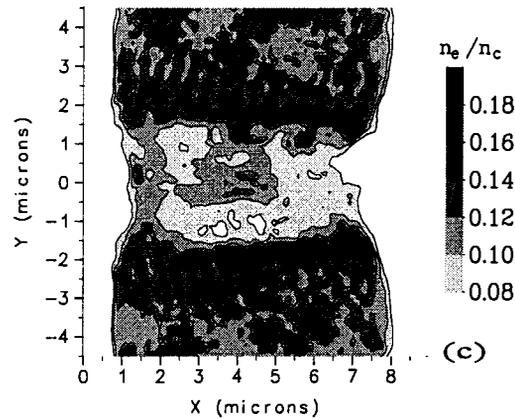


FIG. 3.8 – Profil de densité électronique dans la boîte de simulation (X, Y) 222 fs avant que le maximum de l'impulsion laser ne passe le bord gauche de la boîte. Le laser progresse de la gauche vers la droite.

densité est en moyenne 10% supérieure à la densité moyenne du plasma.

Pour le schéma laser de X que nous souhaitons étudier, ce phénomène de creusement pourrait être néfaste puisque la densité doit être importante au moment de la recombinaison. Cependant, le creusement est ici modéré et ne remet pas en cause la réalisation de ce schéma. Nous aurions pu en effet craindre un phénomène de cavitation électronique ($n_e = 0$ au centre du canal), dû au fort éclaircissement. La den-

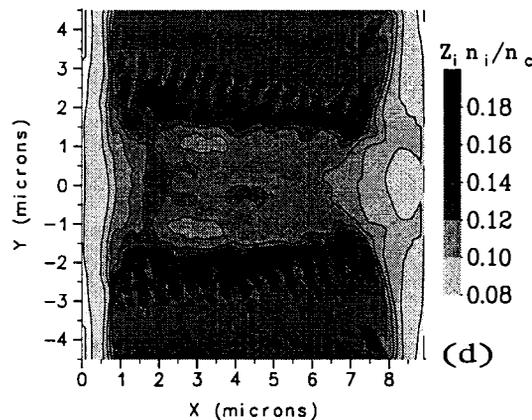


FIG. 3.9 – Profil de densité ionique dans la boîte de simulation (X, Y) 222 fs avant que le maximum de l'impulsion laser ne passe le bord gauche de la boîte. Le laser progresse de la gauche vers la droite.

sité ionique est ici suffisamment forte pour que la cavitation n'ait pas lieu. Qui plus est, la structure de ce canal, avec les zones de surdensité, peut sans doute s'avérer bénéfique sur le plan du guidage de l'émission X.

3.3 Chauffage paramétrique

Ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre 2 la contribution du processus d'ionisation au chauffage du plasma est assez faible, de l'ordre de 45 eV. L'ionisation est cependant loin d'être la seule source de chauffage dans l'interaction laser-matière. Si le chauffage par bremsstrahlung inverse est la plus courante dans l'interaction avec un milieu sous-dense, la brièveté de notre impulsion la rend ici totalement négligeable. En revanche, le fort éclaircissement nécessaire à l'ionisation totale de l'azote et la forte densité du milieu créent des conditions propices au développement d'instabilités paramétriques, et en particulier l'instabilité Raman. Ce sont les résultats des simulations PIC portant sur ce point que nous allons présenter ici.

3.3.1 Rappels sur la diffusion Raman

La littérature traitant du problème de l'instabilité Raman est assez fournie. Cette grande diversité montre assez bien la complexité de ce phénomène qui ne pourra pas être présenté en détail ici. Pour se documenter plus précisément sur le sujet, le lecteur peut se reporter, par exemple, au travail de thèse de B. Quesnel [80] qui porte en partie sur l'étude de cette instabilité en régime relativiste.

Rappelons simplement qu'à partir des équations de Maxwell pour le champ électromagnétique et de continuité pour les particules, on arrive à un système couplé d'équations. L'instabilité Raman correspond à la solution de ce système où le transfert d'énergie se fait entre une onde électromagnétique transverse (généralement l'onde laser incidente ω_0) et une onde plasma longitudinal (ω_p) par le biais d'une troisième onde, elle aussi transverse électromagnétique (ω_d). Les solutions de ce système vérifient une relation de dispersion qui donnent les principales caractéristiques de l'instabilité.

$$\omega_0 = \omega_p \pm \omega_d \quad \text{et} \quad \vec{k}_0 = \vec{k}_p \pm \vec{k}_d \quad (3.15)$$

En particulier, l'instabilité ne peut avoir lieu que pour des densités inférieures au quart de la densité critique: $n_e < n_c/4$. Elle est d'autant plus efficace que l'on s'approche de cette valeur. Aussi, pour un plasma dont la densité est d'environ 0,1 n_c , cette instabilité peut se développer très fortement. La conséquence principale de cette instabilité est l'excitation d'une onde plasma qui va, à terme, se retrouver sous forme de chaleur. Son corollaire est que l'onde laser incidente va être dégradée et absorbée au cours de sa propagation. Pour évaluer l'importance de ce transfert

d'énergie, on calcule le facteur d'amplification d'une petite perturbation introduite dans le système. Ce facteur d'amplification est défini comme le taux de croissance de l'instabilité.

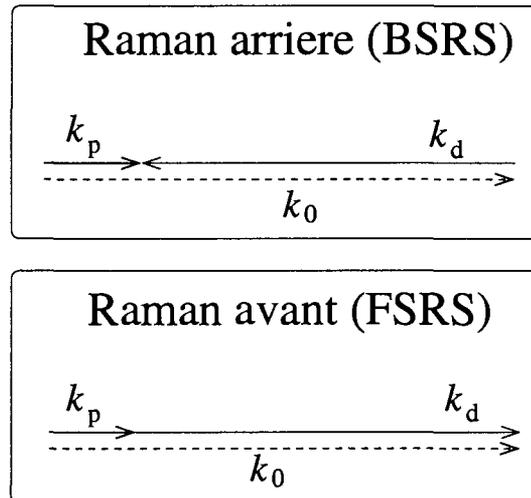


FIG. 3.10 – Relation d'accord de phase sur les nombres d'onde pour les diffusions Raman stimulées avant et arrière. k_0 , k_d et k_p , sont respectivement les nombres d'onde de l'onde laser incidente, l'onde transverse électromagnétique diffusée et l'onde plasma longitudinale.

La relation de dispersion (3.15) peut être vérifiée pour de multiples géométries. Il en est deux pour lesquelles le taux de croissance est souvent le plus important et qui sont représentées sur la figure 3.10.

- L'instabilité Raman arrière (BSRS pour “ Backward Stimulated Raman Scattering”) correspond à la situation où l'onde électromagnétique diffusée (ω_d) se propage parallèlement à l'onde incidente mais dans le sens opposé (signe - dans la relation (3.15) portant sur les nombres d'onde).
- L'instabilité Raman avant (FSRS pour “ Forward Stimulated Raman Scattering”) correspond, quant à elle, à la situation où l'onde électromagnétique diffusée (ω_d) se propage parallèlement et dans la même direction (signe + dans la relation (3.15) portant sur les nombres d'onde) que l'onde incidente (ω_0).

Une instabilité de ce type peut donc être détectée par l'apparition d'une onde électromagnétique ayant la même polarisation que l'onde incidente et dont la fréquence et le nombre d'onde sont reliés à la fréquence et au nombre d'onde de l'onde laser par les relations (3.15).

3.3.2 Simulations

Dans les simulations que nous avons déjà présentées, dont les caractéristiques ont été données dans le tableau 3.1, la température des électrons, au sein du canal de plasma, est estimée à 900 eV à la fin de la simulation. Une forte température pouvant être néfaste au schéma de laser X que nous souhaitons réaliser, il nous faut connaître la source de ce chauffage.

C'est dans ce but que nous avons tracé les transformées de Fourier, calculées sur toute la durée de la simulation, du champ E_y sur les bords gauche et droit de la boîte de simulation (suivant X), et sur l'axe de propagation (suivant Y). Sur la figure 3.10 nous avons tracé le spectre obtenu sur le bord gauche. On peut y voir une composante importante à la fréquence du laser ω_0 qui traduit la pénétration de l'impulsion dans la boîte de simulation. On y voit très clairement aussi une

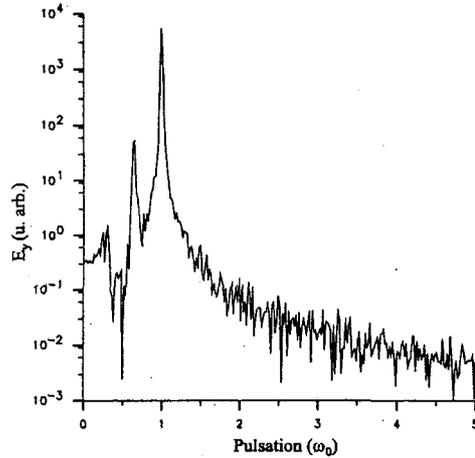


FIG. 3.11 – Transformée de Fourier, calculée sur toute la durée de la simulation, du champ électrique transverse E_y sur le bord gauche de la boîte de simulation et sur l'axe de propagation du laser.

composante à $\omega = 0,7 \times \omega_0 = \omega_0 - \omega_p$. C'est cette composante dans le spectre du champ de polarisation qui traduit la présence de l'instabilité Raman arrière. Il semble donc que, malgré la brièveté de l'impulsion, une partie importante de l'énergie contenue dans l'impulsion soit transférée au plasma par ce processus.

Pour en connaître l'importance, nous avons estimé le taux de croissance de cette instabilité en utilisant l'expression [81] suivante:

$$\gamma_{BSRS} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt[3]{\frac{n_e}{4n_c}} a_0^{2/3} k_0 \quad (3.16)$$

où a_0 est le champ électrique normalisé au champ Compton, n_e la densité électronique et n_c la densité critique. Elle a été établie pour un régime relativiste où la densité

électronique peut aller jusqu'à 10 % de la densité critique. Dans notre cas, où la durée de l'impulsion, exprimée en unité de vecteur d'onde k_0 , est $L_{pulse} = 26 k_0^{-1}$, $a_0 = 2.15$ et $n_e/n_c = 0.12$, nous obtenons: $\gamma_{BSRS} \times L_{pulse} \approx 40$. Ceci signifie que l'onde plasma longitudinale qui, au début de l'interaction, avait une amplitude comparable au niveau de bruit, va être amplifiée d'un facteur: $\exp(\gamma_{BSRS} \times L_{pulse}) \approx \exp(40)$. Toujours d'après [81], si toute l'énergie de l'onde plasma est transmise aux électrons sous forme de chaleur, la température maximale peut être estimée par:

$$T_e = \frac{1}{12} \frac{n_e}{n_c} \left(\frac{\partial n}{n_0} \right)^2 m_e c^2 \quad (3.17)$$

où ∂n est l'amplitude de l'onde plasma et n_0 la densité initiale. Dans les simulations nous avons $n_e/n_c = 0,12$ et nous obtenons une température de 1 keV en prenant $\partial n/n_0 = 0,2$. Une telle amplitude de l'onde plasma semble tout à fait raisonnable mais il est difficile d'en vérifier la valeur en raison de la forte modulation à $2\omega_0$ de la densité électronique.

La diffusion Raman arrière semble donc être une source importante de chauffage du plasma et ce malgré la brièveté de l'impulsion et les faibles dimensions du plasma considéré.

3.4 Autofocalisation relativiste

L'autofocalisation relativiste est un phénomène non-linéaire qui se développe lorsque la puissance laser est supérieure à une valeur critique. Avec le développement rapide des lasers CPA ces dix dernières années, ce domaine de recherche a beaucoup progressé. Elle permet, dans certaines conditions, d'augmenter notablement la distance sur laquelle un éclaircissement important peut être maintenu, mais aussi d'atteindre des éclaircissements qu'il n'est pas possible d'obtenir dans le vide.

3.4.1 Rappels sur l'autofocalisation relativiste

Le phénomène d'autofocalisation en général est basé sur la modification de l'indice de réfraction du milieu par le rayonnement qui le traverse et suivant une direction perpendiculaire à la direction de propagation de ce rayonnement. Il est nécessaire que ce rayonnement soit intense pour que les modifications de l'indice deviennent significatives. Cependant, si cette modification d'indice était uniforme, il n'y aurait pas de conséquence sur la géométrie de la propagation. C'est aussi la variation radiale du profil d'éclaircissement, liée à la géométrie du faisceau, qui entraîne une variation transverse de l'indice de réfraction. Le milieu peut alors se comporter comme une lentille convergente et avoir un effet focalisant sur le faisceau.

Ce phénomène d'autofocalisation peut se produire dans tout type du milieu: so-

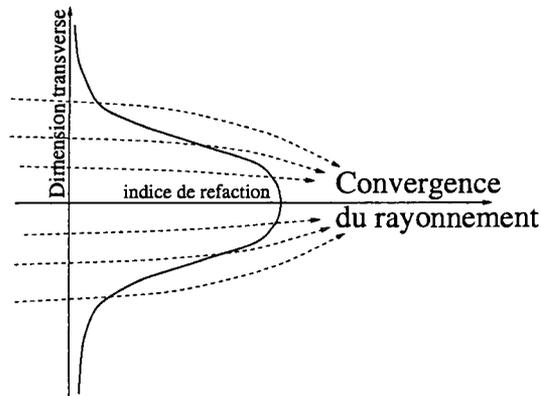


FIG. 3.12 – Schéma de principe de l'autofocalisation.

lide, gazeux, liquide ou plasma, mais les processus qui y conduisent sont différents selon le type de milieu. L'autofocalisation relativiste est un cas spécifique de l'autofocalisation et ne peut avoir lieu que dans un plasma où les électrons sont, dans une certaine mesure, libres de leur mouvement. C'est C. Max [21] qui en 1974 effectue les premiers travaux sur ce sujet mais ce n'est qu'au milieu des années quatre-vingt que des outils adaptés (les lasers Téravatt) sont enfin disponibles pour des études plus complètes. L'autofocalisation relativiste est la combinaison de deux effets distincts mais ayant lieu simultanément.

- Pour des éclaircements très intenses, à partir de 10^{18} W/cm^2 pour un laser de $1 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, les électrons oscillant dans le champ laser ont une vitesse qui se rapproche de la vitesse de la lumière. Ce caractère relativiste entraîne une modification de la masse effective de l'électron:

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{osc}^2/c^2}} m_0 = \gamma m_0$$

où m_0 est la masse au repos de l'électron et γ le facteur relativiste. En raison du profil radial d'éclairement, les électrons oscillant sur l'axe de propagation du laser ont une masse effective plus importante que ceux oscillant dans les ailes de l'impulsion. La conséquence en est la variation transverse de l'indice de réfraction N du milieu. En effet celui-ci dépend de la masse de l'électron selon:

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}} \quad \text{avec } m_e = \gamma m_0 . \quad (3.18)$$

C'est donc le mouvement relativiste des électrons dans le champ laser qui crée un profil radial d'indice de réfraction similaire à celui de la figure 3.12. De là provient la dénomination "autofocalisation relativiste".

- Le second effet, qui vient s'ajouter au phénomène relativiste que nous venons de décrire, et qui va dans le sens de l'autofocalisation, est l'expulsion des

électrons de l'axe de propagation du laser sous l'effet de la force pondéromotrice qui croît aussi avec la puissance laser. Ce processus a été décrit au Chapitre 3.2. Il s'avère que la diminution de la densité électronique sur l'axe de propagation du laser conduit à une augmentation de l'indice du milieu. Cette dépendance en n_e de N peut se voir dans la formule (3.18) qui peut être exprimée plus simplement sous la forme:

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{\gamma n_c}}, \quad (3.19)$$

où n_c est la densité critique. On a donc là aussi un effet de lentille convergente qui vient s'ajouter à celui précédemment décrit.

Ces deux processus qui amènent à l'autofocalisation du faisceau ont lieu dans les mêmes conditions expérimentales et sont pratiquement indissociables.

L'effet de l'autofocalisation est perceptible dès lors qu'il est du même ordre de grandeur que la diffraction naturelle du faisceau. La comparaison de ces deux effets opposés a amené la notion de puissance critique pour l'autofocalisation relativiste, P_c . C'est G. Schmidt [82] qui en a calculé l'expression. Elle du rapport entre le terme de diffraction naturelle du faisceau et le terme de focalisation dans l'équation de Schrödinger relativiste qui décrit la propagation de l'impulsion laser dans le plasma. Il existe plusieurs approches pour modéliser cette équation. On peut citer, par exemple, les travaux de G. Z. Sun [83], P. Sprangle [84] en 1987 et A. B. Borisov [85] en 1992. L'expression de la puissance critique pour l'autofocalisation relativiste communément utilisée est:

$$P_c(Watt) = 17,4 \times 10^9 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} = 17,4 \times 10^9 \frac{n_c}{n_e}. \quad (3.20)$$

Elle est de 0,17 TW lorsque le rapport n_e/n_c est de 10 %.

L'autofocalisation relativiste peut entraîner la propagation sur une grande distance de l'impulsion laser. La compétition entre la diffraction du faisceau et son autofocalisation donne à la propagation une structure particulière. Le faisceau passe par une succession de foyer dont l'espacement est déterminé par les conditions de l'interaction. Experimentalement cette propagation a été mise en évidence pour la première fois par P. Monot [86] dans un plasma d'hydrogène. Une présentation plus complète de ces expériences est donnée dans le travail de thèse de F. Jakober [19]. Ce type de propagation présente un intérêt indéniable pour le laser X puisqu'il permet d'augmenter la longueur de propagation du rayonnement laser. Qui plus est l'éclairement atteint dans le milieu lors de la propagation est supérieur à celui atteint dans le vide. L'autofocalisation relativiste présente donc un double intérêt pour le schéma de laser X par OFI. On peut par contre craindre quant à l'homogénéité du plasma en raison de l'évolution oscillante de la section du faisceau autour d'une position d'équilibre.

3.4.2 Simulations

Les résultats présentés ici ont pour but de mettre en évidence l'autofocalisation relativiste dans les conditions de réalisation d'un laser X par OFI. Les simulations ont été réalisées à l'aide du code MANET dans des conditions quelque peu différentes de celles précédemment exposées. Les paramètres caractéristiques sont donnés dans le tableau 3.2 et sont à comparer avec ceux donnés dans le tableau 3.1. On pourra noter, en particulier, la différence de température électronique qui permet d'agrandir la dimension de la maille et de simuler ainsi un milieu plus grand. La dimension totale de la simulation reste cependant modeste: $97\mu m$ de long sur $25\mu m$ de large. Il est aussi important de préciser que, dans cette simulation, le laser est focalisé au centre de la boîte et non plus sur le bord gauche.

BOÎTE		
Longueur X	Largeur Y	
$97,5 \mu m$	$25 \mu m$	

SIMULATION		
Maille X	Maille Y	Pas de temps
$65 \times 10^{-3} \mu m$	$52 \times 10^{-3} \mu m$	$85 \times 10^{-3} fs$

PLASMA		
Composition	Profil de densité	Température
Une seule espèce ionique. N^{7+} et e^-	uniforme suivant Y et sur $91 \mu m$ suivant X $Z^*n_i = n_e = 0,12 \times n_c$ ($n_c = 1,7 \times 10^{21} cm^{-3}$)	électronique: $T_e = 1500 eV$ ionique: $T_i = 0 eV$

LASER			
Longueur d'onde	Durée (FWHM)	Éclairement crête	Largeur (FWHM)
$800 nm$	$60 fs$	$9,9 \times 10^{18} W/cm^2$	$7,8 \mu m$

TAB. 3.2 – Paramètres caractéristiques des simulations.

Sur la figure 3.13, dans la partie inférieure, est représenté, pour différents instants, le profil d'éclairement lorsque le laser se propage dans le vide. Dans la partie supérieure de la même figure est représenté ce même profil, à des instants identiques, lorsque le laser se propage dans le plasma. La densité électronique est: $n_e = 0,12n_c$. L'impulsion se propage de la gauche vers la droite et l'on peut voir la forme de l'enveloppe pour $t = 85 fs$, $t = 170 fs$, $t = 255 fs$, $t = 340 fs$ et $t = 425 fs$. L'éclairement est exprimé en unité adimensionnée $a_0^2/2$. Cette unité est directement

proportionnelle à la valeur de l'éclairement puisque l'on a :

$$I(\text{W/cm}^2) = 2,74 \times 10^{18} \frac{a_0^2/2}{\lambda_{\mu\text{m}}^2} . \quad (3.21)$$

Cette expression permet de connaître la valeur de l'éclairement I à partir des échelles de couleurs de la figure 3.13, qui correspondent aux valeurs de $a_0^2/2$. Cette figure

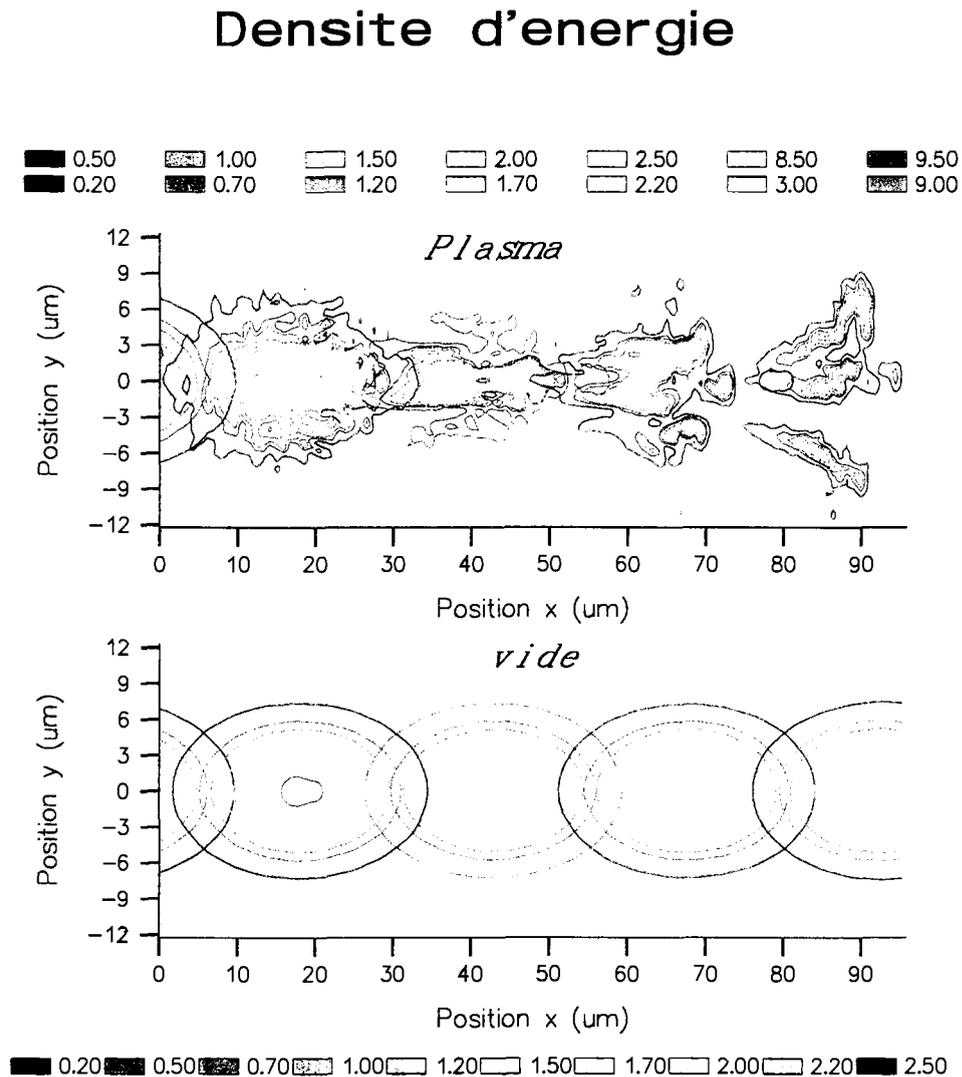


FIG. 3.13 – Eclairement laser à différents instants de la simulation: $t = 85 \text{ fs}$, $t = 170 \text{ fs}$, $t = 255 \text{ fs}$, $t = 340 \text{ fs}$ et $t = 425 \text{ fs}$. Le laser se propage de la gauche vers la droite. Les échelles de couleur représentent l'éclairement en unité adimensionnée $a_0^2/2$. Sur le graphique du haut, le laser se propage dans un plasma de densité électronique $0,12 n_c$. En bas il se propage dans le vide.

permet de mettre en évidence la déformation de la tache focale au fur et à mesure

de la propagation du laser dans le plasma.

A l'instant $t = 85 \text{ fs}$ l'impulsion entre dans la boîte de simulation par la gauche. Elle est de forme Gaussienne et n'a pas encore été déformée.

A l'instant suivant, $t = 170 \text{ fs}$, l'impulsion est en $X = 20 \text{ }\mu\text{m}$. Le profil d'éclairement est divisé en deux parties, symétriques par rapport à l'axe de propagation. Nous retrouvons là l'effet de la force pondéromotrice. Directement sur l'axe de propagation le gradient d'éclairement est nul. L'effet de la force pondéromotrice se fait moins ressentir ici que dans les deux zones où le gradient d'éclairement est maximal. Aussi, si les électrons sont globalement éjectés de l'axe de propagation, il apparaît un maximum local de densité électronique sur cet axe. L'éclairement ayant tendance à se concentrer dans les zones de plus faible densité, suivant le principe de l'autofocalisation relativiste, l'éclairement laser se concentre autour de l'axe de propagation mais de part et d'autre de celui-ci. Nous pouvons voir dans ce comportement les prémices d'une filamentation puisqu'avant même d'atteindre le foyer, le faisceau est déjà scindé en deux. Malgré cela, le comportement global est la concentration de l'éclairement sur l'axe de propagation.

En effet à un instant ultérieur, $t = 255 \text{ fs}$, l'impulsion est en $X = 40 \text{ }\mu\text{m}$. On ne retrouve pas de double structure transverse, comme à l'instant précédent, mais une tache focale unique de faible dimension transverse de $0,76 \text{ }\mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur (inférieure à la longueur d'onde). L'éclairement maximal atteint est quatre fois plus important que dans le vide. Il atteint $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

A $t = 340 \text{ fs}$, l'impulsion est en $X = 65 \text{ }\mu\text{m}$. La filamentation, qui était pressentie avant focalisation, apparaît maintenant plus nettement. Elle se traduit par l'apparition de trois filaments où se trouve concentré l'éclairement. Dans ces zones il reste élevé puisqu'il se situe entre $1,1 \times 10^{19}$ et $1,3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Enfin, à $t = 425 \text{ fs}$, l'impulsion se trouve sur le bord droit de la boîte, en $X = 85 \text{ }\mu\text{m}$. Sa structure n'est plus du tout homogène. L'impulsion s'est en effet divisée en trois parties qui prennent chacune une direction distincte. Deux d'entre elles s'écartent de l'axe de propagation suivant un angle d'environ 7° , l'une vers $Y < 0$ et l'autre vers $Y > 0$. La troisième se propage suivant l'axe.

Ces simulations montrent que l'impulsion filamente et que le processus générateur de cette filamentation est l'expulsion des électrons par la force pondéromotrice. Cependant on note que le rayon de la tache focale s'est réduit d'un facteur 10 par rapport à ce qu'il est dans le vide. Cet effet est directement relié au phénomène d'autofocalisation relativiste. La combinaison entre le mouvement rapide des électrons d'une part ($a_0 > 1$) et la déplétion électronique d'autre part (le creusement est ici aussi de l'ordre de 20 % de la densité moyenne) devient prépondérante sur la diffraction naturelle du faisceau. Dans ces simulations, la puissance du laser vaut $P = 4,7 \times 10^{12} \text{ W}$ alors que la puissance critique pour l'autofocalisation relativiste, pour $n_e = 0,12 \times n_c$, vaut $P_c = 1,45 \times 10^{11} \text{ W}$. Nous avons donc une puissance trente-deux fois supérieure à la puissance critique pour l'autofocalisation relativiste.

On notera que, pour les mêmes valeurs de puissance et de durée à chaque instant, nous devrions obtenir, à $t = 255 \text{ fs}$, une valeur de l'éclairement environ dix fois supérieure à celle du vide. En effet, pour une simulation à deux dimensions, la réduction de la dimension transverse de la tache focale doit entraîner une augmentation proportionnelle de l'éclairement atteint¹. Ce n'est pas le cas ici puisqu'il y a une réduction d'un facteur dix de la dimension transverse de la tache focale alors que l'éclairement maximum n'augmente que d'un facteur quatre. Une partie importante de l'énergie laser n'est donc pas concernée par le phénomène d'autofocalisation.

Les simulations que nous venons d'effectuer nous ont donc montré que, dans les conditions de réalisation d'un laser X en OFI, le phénomène d'autofocalisation relativiste a bien lieu. Il entraîne la réduction de la dimension transverse de la tache focale d'un facteur 10 et permet ainsi d'atteindre un éclairement supérieur à l'éclairement maximal atteint dans le vide.

L'autre processus important que ces simulations mettent en relief, est la filamentation du faisceau que l'on peut qualifier de pondéromotrice. C'est en effet la force pondéromotrice qui est à la base de la distortion de l'impulsion suivant la direction transverse. Si l'autofocalisation peut avoir certains effets bénéfiques sur le schéma de laser X, en revanche ce phénomène de filamentation n'en a aucun. Il tend à limiter la distance sur laquelle l'autofocalisation relativiste peut avoir lieu et augmente de manière importante la non homogénéité du plasma. Il est cependant possible que l'autofocalisation relativiste survienne séparément dans chacun des filaments si la puissance y est suffisante. Il ne nous a pas été possible d'effectuer des simulations sur un milieu plus long afin de vérifier ce point. En effet l'augmentation de la surface de milieu simulée signifie soit l'augmentation du nombre de particules, ce qui est limité par les possibilités de la machine CRAY-T3E, soit l'augmentation de la taille des mailles qui devient alors supérieure à la dimension caractéristique de la tache focale ou d'un filament.

1. en 2D $I \propto 1/r$ et non pas $I \propto 1/S$, où S est la section

Références du chapitre 3

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [78] T. Lehner, Thèse de Doctorat d'État, Université Paris 6 (1987)
- [79] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979)
- [80] B. Quesnel, Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique (1998)
- [81] N. E. Andreev, V. I. Kirsanov, *Phys. Plas.* **2**, 2573 (1994)
- [21] C. E. Max, J. Arons, A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 209 (1974)
- [82] G. Schmidt, W. Horton, *Comm. Plas. Phys. Contr. Fus.* **9**, 85 (1985)
- [83] G-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, P. Guzdar, *Phys. Fluids* **30**, 526 (1987)
- [84] P. Sprangle, C-M. Tang, E. Esarey, *IEEE Trans. Plas. Science* **PS-15**, 145 (1987)
- [85] A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryaev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992)
- [86] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J-L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2953 (1995)
- [19] F. Jakober, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1996)

Chapitre 4

Recombinaison, émission stimulée

Après sa création et son interaction avec le laser ultra-court, le plasma va se détendre et se recombiner. C'est ce processus de recombinaison que nous allons suivre afin d'estimer les possibles inversions de populations dans l'ion hydrogénéoïde N^{6+} . C'est en effet au sein de cette espèce que les transitions sont les plus intéressantes en terme de longueur d'onde. Nous allons pour cela utiliser deux codes du CEA Bruyères-le-Chatel. Le premier est le code hydrodynamique $1D_{\frac{1}{2}}$ CHIVAS et le second, le code de cinétique atomique LASIX. La modélisation de la recombinaison nécessite le couplage des deux codes où LASIX est alors utilisé comme post-processur du code CHIVAS. Nous allons donc dans un premier temps décrire brièvement ces deux codes pour ensuite présenter les résultats obtenus.

4.1 Code de simulation CHIVAS

4.2 Equations hydrodynamiques

Pour simuler l'expansion hydrodynamique dans le vide du plasma créé par le laser UHI 10 du CEA DSM/DRECAM/SPAM nous avons utilisé une version simplifiée du code CHIVAS écrit et développé au Département de Physique Théorique et Appliquée de la Direction des Applications Militaires en Ile-de-France. Il résout les équations de l'hydrodynamique:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (4.1a)$$

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla} p - \vec{\nabla} p_{rad}, \quad (4.1b)$$

$$\rho \frac{D\mathcal{E}}{Dt} = p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e + S_L - P_{rad}. \quad (4.1c)$$

Les grandeurs hydrodynamiques sont définies comme suit:

$$\begin{aligned}
 \rho & : \textit{densité} \\
 \vec{v} & : \textit{vitesse} \\
 p & : \textit{pression matière} \\
 p_{rad} & : \textit{pression radiative} \\
 \mathcal{E} & : \textit{énergie spécifique} \\
 \vec{q}_e & : \textit{flux de chaleur} \\
 S_L & : \textit{puissance déposée par le laser} \\
 P_{rad} & : \textit{puissance rayonnée}
 \end{aligned}$$

L'opérateur D/Dt est l'opérateur Lagrangien c'est-à-dire l'opérateur de dérivation dans le repère attaché à une particule fluide:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} . \quad (4.2)$$

Dans les simulations que nous avons effectuées avec CHIVAS il n'y a pas de chauffage par laser (on suit l'expansion d'un plasma déjà formé) et donc le terme source S_L est nul et la pression radiative p_{rad} peut être considérée comme négligeable. A ces équations doivent être ajoutées l'équation de transfert de rayonnement, l'équation d'état et l'équation de conduction thermique.

Les équations hydrodynamiques ci-dessus sont résolues pour une géométrie monodimensionnelle c'est-à-dire qu'elles sont réécrites en effectuant les substitutions suivantes:

$$\vec{\nabla} x \rightarrow \frac{\partial x}{\partial r} , \quad (4.3a)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{x} \rightarrow \frac{1}{r^g} \frac{\partial}{\partial r} (r^g x) , \quad (4.3b)$$

où g est un exposant qui dépend de la géométrie souhaitée:

- $g=0$ en 1D-plan,
- $g=1$ en 1D-cylindrique,
- $g=2$ en 1D-sphérique.

Dans la plupart des cas nous avons utilisé la géométrie 1D-plan ($g=0$).

4.3 Conduction thermique

Pour calculer le flux de chaleur \vec{q}_e présent dans l'équation hydrodynamique (4.1c) on utilise la formule de Spitzer (4.4) valable pour des plasmas non-dégénérés

et totalement ionisés:

$$\vec{q}_{Spitzer} = -\chi_e \vec{\nabla} T_e . \quad (4.4)$$

Celle-ci suppose que la fonction de distribution des électrons est proche d'une Maxwellienne de température T_e et que la longueur du gradient thermique $(1/T_e) \times \vec{\nabla} T_e$ est supérieure au libre parcours moyen électronique λ_e . Si ces conditions sont remplies, le coefficient de conductivité électronique est celui de Spitzer et Härm [88]:

$$\chi_e = 20 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{k_B (k_B T_e)^{3/2}}{m_e^{1/2} e^4 Z^* \ln \Lambda_{ei}} \epsilon \delta_e , \quad (4.5)$$

où Z^* est l'état de charge moyen du plasma et $\ln \Lambda_{ei}$ est le logarithme Coulombien électron-ion. Le terme $\epsilon \delta_e$ rend compte de la diffusion électron-électron.

$$\epsilon \delta_e = 0,4 \frac{Z^* + 0,24}{Z^* + 4,2} . \quad (4.6)$$

On a supposé que la première condition sur la forme des fonctions de distribution était toujours vérifiée. En ce qui concerne la seconde condition, qui porte sur la longueur du gradient thermique, il arrive qu'elle ne le soit pas. Dans ce cas, la formule de Spitzer (4.4) n'est plus valable car le flux de chaleur devient supérieur au flux de particules libres q_{libre} défini par la relation:

$$q_{libre} = n_e v_e k_B T_e , v_e = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} . \quad (4.7)$$

Expérimentalement, on constate que le flux de conduction thermique atteint rarement le flux de particules libres. On introduit donc un facteur de limitation cfl arbitraire tel que le flux effectif q_e utilisé dans (4.1c) ne dépasse jamais $cfl \times q_{libre}$:

$$q_e = \min(|q_{Spitzer}|; cfl \times q_{libre}) \quad (4.8)$$

Pour que cette limitation de flux ne se fasse pas de façon trop brutale lorsque l'on passe de (4.4) à (4.7) on utilise l'expression suivante:

$$\frac{1}{q_e} = \frac{1}{|q_{Spitzer}|} + \frac{1}{cfl \times q_{libre}} . \quad (4.9)$$

Dans les simulations présentées ici, le facteur de flux limite électronique est fixé à $cfl = 0,1$.

4.4 Équation d'Etat

Pour décrire les électrons et les ions du plasma une équation d'état Hors Équilibre Thermodynamique Local, à deux températures, est utilisée. Ceci suppose que les

deux espèces sont découplées, ce qui se justifie par le fait que les densités auxquelles on s'intéresse ici sont inférieures à la densité du solide. Les collisions électrons-ions ne sont alors pas suffisamment efficaces pour mettre à l'équilibre les deux espèces. Cette équation s'écrit d'une manière générale:

$$P(\rho, T_e, T_i) = P_e(\rho, T_e) + P_i(\rho, T_i) , \quad (4.10)$$

où P , P_e et P_i sont respectivement la pression totale, la pression électronique et la pression ionique.

4.4.1 Contribution électronique

Les électrons libres du plasma sont considérés comme un gaz parfait. Ainsi les grandeurs thermodynamiques correspondantes sont données par:

$$P_e = \rho \frac{k_B}{m_a} Z^* T_e , \quad (4.11a)$$

$$\mathcal{E}_e = \frac{3k_B}{2m_a} Z^* T_e - \frac{k_B}{m_a} \times \sum_i f_i \times U_i , \quad (4.11b)$$

où f_i est la fraction ionique de l'état de charge i et U_i son énergie d'ionisation.

4.4.2 Contribution ionique

Pour les ions, l'équation d'état est celle d'un gaz parfait:

$$P_i = \frac{\rho k_B}{m_a} T_i , \quad (4.12)$$

$$\mathcal{E}_i = \frac{3k_B}{2m_a} T_i .$$

4.4.3 Modèle d'ionisation GGGV

Toutes les quantités définies ci-dessus sont fortement dépendantes de l'état d'ionisation Z^* dans lequel se trouve le plasma. C'est lui en effet qui permet de déterminer la densité électronique et qui influe sur la répartition de l'énergie dans le milieu.

Aussi, pour simuler parfaitement la recombinaison du plasma il faudrait d'une part, décrire de façon très détaillée chacune des espèces ioniques et d'autre part, prendre en compte tous les processus d'ionisation, de recombinaison, d'excitation et de désexcitation du plasma. Ceci ne peut pas se faire à chaque pas de temps et dans chacune des mailles de la simulation hydrodynamique en raison de la trop grande complexité des calculs. On doit alors adopter des modèles plus simples qui permettent de décrire de manière suffisamment précise la physique atomique de telle

sorte que l'hydrodynamique soit bien reproduite et cela pour un coût modeste en temps de calcul.

Pour un plasma en recombinaison de faible température (la centaine d'eV) et dont la densité est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} , le modèle développé par J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, N. Granjouan et J. Virmont [89] (modèle GGGV) est bien adapté en terme de rapidité de calcul et de description du plasma. Les ions du plasma sont décrits par leur état fondamental uniquement. Pour un atome de numéro atomique Z , l'évolution de la fraction ionique f_i de l'état de charge i , est donnée par:

$$\frac{df_i}{dt} = R_{i+1}f_{i+1} - (S_i + R_i)f_i + S_{i-1}f_{i-1} , \quad (4.13)$$

où :

- R_i est le taux global de recombinaison à partir de l'espèce i .
- S_i est le taux d'ionisation collisionnelle à partir de l'espèce i .

Le seul mécanisme d'ionisation (terme S_i) est collisionnel et calculé à l'aide du taux de W. Lotz [90]. Les processus de recombinaison pris en compte dans le terme R_i sont la recombinaison collisionnelle (à trois corps) et la recombinaison radiative. Pour la recombinaison collisionnelle, le taux est déduit du taux d'ionisation collisionnelle de Lotz par le principe du bilan détaillé. Le taux de recombinaison radiative est celui de R. K. Janev [91]. Ces taux sont décrits plus en détail dans le paragraphe 4.6 consacré au code LASIX .

La relation de fermeture est alors:

$$\sum_i f_i = 1 , \quad (4.14)$$

et l'état de charge moyen Z^* utilisé dans le calcul de l'énergie et de la pression électronique est:

$$Z^* = \sum_i f_i Z_i . \quad (4.15)$$

4.5 Transfert radiatif

Dans notre cas, le transfert de rayonnement n'est pas traité de façon complexe (multigroupe, multiangle). Le plasma est supposé optiquement mince c'est-à-dire que le rayonnement s'échappe du milieu sans être réabsorbé. Classiquement on distingue trois types de rayonnement:

- 1) le rayonnement Bremsstrahlung dû aux transitions libre-libre.
- 2) le rayonnement de recombinaison provenant des transitions libre-lié.
- 3) l'émission de raies due aux transitions lié-lié.

Le phénomène dont est issu le rayonnement Bremsstrahlung est le ralentissement d'un électron lors de son passage à proximité d'un ion. Cette perte d'énergie cinétique de l'électron se traduit par l'émission d'un photon d'énergie équivalente. Dans CHIVAS , la puissance émise par Bremsstrahlung P_{rad}^{ff} est, en erg.cm^{-3} :

$$P_{rad}^{ff} = \frac{32.e^6}{3.\hbar.c^3} \sqrt{\frac{\pi.k_B}{6.m_e^3}} . g_{ff}^* . n_e . n_0 . T_e^{1/2} \sum_i Z_i^2 f_i , \quad (4.16)$$

avec:

- g_{ff}^* le facteur de Gaunt pris égal à $2\sqrt{3}/\pi$ (approximation de Born); le coefficient numérique vaut alors $1,7 \times 10^{-25} \text{erg cm}^3 \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1/2}$,
- T_e la température électronique en eV et n_e la densité électronique,
- f_i la fraction ionique de l'espèce de charge Z_i ,
- n_e et n_0 les densités électroniques et atomiques,
- e, \hbar, c, m_e et k_B les constantes physiques usuelles exprimées dans le système cgs.

Le rayonnement dû au processus de recombinaison radiative est décrit de manière simplifiée; on écrit que la puissance émise P_{rad}^{fb} est:

$$P_{rad}^{fb} = \frac{32.e^6}{3.\hbar.c^3} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{6.m_e^3.k_B}} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \sqrt{3}.n_e.n_0.T_e^{-1/2} \cdot \sum_i Z_i^2 . f_i . U_{i-1} . \quad (4.17)$$

Enfin, en ce qui concerne le rayonnement lié-lié, puisque les ions ne sont décrits que par leur état fondamental, on ne prend en compte que la transition entre le niveau fondamental de nombre quantique principal n_{0i} et le niveau $n_{0i} + 1$. Dans ce cas, la puissance rayonnée s'écrit, en fonction de la population électronique du niveau supérieur:

$$P_{rad}^{bb} = N(n_{0i} + 1) . A_{n_{0i}+1, n_{0i}} . \Delta E_{n_{0i}+1, n_{0i}} , \quad (4.18)$$

où $A_{n_{0i}+1, n_{0i}}$ est le coefficient d'émission spontanée de la transition:

$$A_{n_{0i}+1, n_{0i}} = \frac{2.e^2.k_B^2}{m_e.\hbar^2.c^3} . \Delta E_{n_{0i}+1, n_{0i}}^2 . f_{n_{0i}, n_{0i}+1} \cdot \left(\frac{n_{0i}}{n_{0i} + 1} \right)^2 . \quad (4.19)$$

Dans cette expression $f_{n_{0i}, n_{0i}+1}$ est la force d'oscillateur de la transition:

$$f_{n_{0i}, n_{0i}+1} = \frac{32}{3.\pi\sqrt{3}} \cdot \frac{n_{0i} . (n_{0i} + 1)^5}{(2n_{0i} + 1)^3} , \quad (4.20)$$

et $\Delta E_{n_{0i}+1, n_{0i}}$ est l'énergie de la transition en eV.

Pour déterminer $N(n_{0i} + 1)$, la population du niveau $n_{0i} + 1$, on suppose que le premier état excité est à l'équilibre avec l'état fondamental sous l'effet de l'excitation

collisionnelle d'une part et de la désexcitation collisionnelle et de l'émission spontanée d'autre part. Dans ce cas, si $C_{n_{0i},n_{0i}+1}$ désigne le taux d'excitation collisionnelle on a:

$$N(n_{0i} + 1) = N(n_{0i}) \cdot \frac{C_{n_{0i},n_{0i}+1}}{C_{n_{0i}+1,n_{0i}} + A_{n_{0i}+1,n_{0i}}} . \quad (4.21)$$

Le niveau fondamental portant l'essentiel de la population électronique, $N(n_{0i}) = f_i n_0$ Il a été choisi pour $C_{n_{0i},n_{0i}+1}$ l'expression de R. Mewe [92]:

$$C_{n_{0i},n_{0i}+1} = C \cdot f_{n_{0i},n_{0i}+1} \cdot \frac{g(y)}{\Delta E_{n_{0i}+1,n_{0i}}} e^{-y} T_e^{-1/2} , \quad (4.22)$$

avec $y = \frac{\Delta E_{n_{0i}+1,n_{0i}}}{T_e}$ et $g(y) = 0,15 + 0,28 \times \mathcal{E}1(y)$ où $\mathcal{E}1(y)$ est la fonction exponentielle intégrale d'ordre 1. C est une constante qui vaut:

$$C = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \cdot E_H^2 \cdot \sqrt{\frac{8}{\pi m c^2}} c \pi a_0^2 , \quad (4.23)$$

où a_0 est le rayon de Bohr et $E_H = 13,6 \text{ eV}$. Quant au coefficient $C_{n_{0i}+1,n_{0i}}$, il est déduit du coefficient $C_{n_{0i},n_{0i}+1}$ par le principe du bilan détaillé.

On obtient finalement pour l'expression de la puissance rayonnée par les processus de transition lié-lié:

$$P_{rad}^{bb} = 4 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \pi}{3 \cdot m_e \cdot k_B}} \cdot \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \cdot \sum_i P_{rad}(i) , \quad (4.24)$$

où

$$P_{rad}(i) = f_i n_0 \cdot \frac{f_{n_{0i},n_{0i}+1} \cdot g(y_i) \cdot \exp(-y_i)}{1 + C \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \cdot \frac{g(y_i)}{\Delta E_{n_{0i}+1,n_{0i}}^3}} , \quad (4.25)$$

avec $C = 2 \pi \sqrt{2\pi/3} (mc^2)^{7/2} (r_e^3/\alpha^2)$ où r_e est le rayon électronique et α la constante de structure fine. On exprime finalement la puissance rayonnée P_{rad} dans l'équation de conservation de l'énergie spécifique (4.1c) comme la somme de trois termes:

$$P_{rad} = P_{rad}^{ff} + P_{rad}^{fb} + P_{rad}^{bb} \quad (4.26)$$

4.6 Code de simulation LASIX

Le code de cinétique atomique LASIX a été initié par E. Berthier [93] afin de jouer le rôle de post-processeur cinétique du code hydrodynamique CHIVAS . Il a ensuite été développé par S. Jacquemot ce qui a permis la modélisation [94] de nombreuses expériences laser X. Il est voué au calcul de l'évolution temporelle des populations

des niveaux atomiques des différentes espèces ioniques présentes dans le plasma, des éventuelles inversions de populations et des gains associés.

LASIX est un modèle collisionnel-radiatif dépendant du temps. Il permet de rendre compte de la nature transitoire des mécanismes d'inversion de populations. Il a besoin des grandeurs hydrodynamiques que sont la température électronique, la densité électronique, la vitesse et les gradients de vitesse pour fonctionner. Ces grandeurs sont directement fournies par le code CHIVAS, précédemment décrit, pour chacune des différentes mailles et à chaque pas de temps. De plus, pour décrire en détail la structure atomique de l'espèce ionique étudiée (ici l'azote hydrogénéoïde) le code SUPERSTRUCTURE [95] de l'Observatoire de Paris-Meudon est utilisé.

4.6.1 Structure générale des différentes espèces ioniques.

Les niveaux des espèces $N I$ à $N VI$ présentes dans le plasma sont uniquement décrits par leur nombre quantique principal n et considérés comme des niveaux de Rydberg dont l'énergie est :

$$E_n = U_i^{n_0} \left(1 - \frac{n_0^2}{n^2}\right),$$

où $U_i^{n_0}$ est l'énergie d'ionisation du niveau fondamental n_0 de l'ion de charge i . Ces différentes espèces sont représentées au total par 30 niveaux.

L'espèce qui nous intéresse plus particulièrement et pour laquelle on cherche à obtenir une inversion de populations est l'azote hydrogénéoïde (N^{6+} ou $NVII$). Nous allons donc la décrire plus précisément que les autres. Jusqu'au nombre quantique principal $n = 5$, sa structure est calculée en couplage intermédiaire LSJ. Au-delà, les niveaux ne sont représentés que par leur nombre quantique principal jusqu'à $n = n_{max}$. Ces niveaux sont donc considérés eux aussi comme des niveaux de Rydberg. L'estimation de n_{max} n'est pas aisée car un niveau peut être discret ou appartenir au continuum selon la température et la densité du plasma. Il existe différents critères par lesquels on peut juger du caractère discret ou non d'un niveau. LASIX utilise un critère du type Stewart-Pyatt modifié par R. More [96] pour fixer n_{max} . Il consiste à dire qu'un niveau n'est plus discret dès lors que son énergie E_n est supérieure à une énergie seuil E_{seuil} dont l'expression est donnée par :

$$E_{seuil} = \frac{3}{2} r_e m_e c^2 Z_n \frac{x}{r_n} \quad (4.27)$$

où :

$$r_n^3 = \frac{3 Z_n}{4 \pi n_e} \quad \text{et} \quad Z_n^2 = n^2 \frac{E_n}{E_H}, \quad (4.28)$$

et $x = x_1^{2/3} - x_2$ avec $x_1 = 1 + (r_D/r_n)^3$ et $x_2 = (r_D/r_n)^2$.
 r_D est tel que: $1/r_D^2 = 4 \pi r_e m c^2 n_e [1/T_e + Z^*/T_i]$.

Au cours de la simulation le nombre de niveaux de l'espèce $N VII$ varie de manière à satisfaire ce critère. L'espèce $N VII$ est ainsi décrite par 50 niveaux au maximum dont les 25 premiers (jusqu'à $n = 5$) sont décrits de façon détaillée.

Enfin, l'espèce $N VIII$ est représentée par un niveau unique.

4.6.2 Equations générales.

Le rôle de LASIX est donc de calculer l'évolution au cours du temps des populations de tous les niveaux décrits ci-avant. Pour ce faire, l'équation suivante d'évolution de la population f_i d'un niveau i d'un ion de charge Z_i est intégrée:

$$\frac{df_i}{dt} = \sum_{j>i} f_j A_{ji} - f_i \sum_{j<i} A_{ij} , \quad (4.29a)$$

$$+ n_e \sum_{j \neq i} f_j C_{ji} - n_e f_i \sum_{j \neq i} C_{ij} , \quad (4.29b)$$

$$- n_e f_i S_{Z,i \rightarrow Z+1} , \quad (4.29c)$$

$$+ n_e P_{fond}^{Z+1} R_{Z+1 \rightarrow Z,i} . \quad (4.29d)$$

- Les termes (4.29a) représentent la désexcitation radiative.

$$N_i^Z + h\nu_{ij} \rightleftharpoons N_j^Z . \quad (4.30)$$

Le premier terme correspond à la désexcitation par émission d'un photon d'énergie $h\nu_{ji}$ du niveau j vers le niveau i . Le second terme correspond à la désexcitation par émission d'un photon d'énergie $h\nu_{ij}$ du niveau i vers le niveau j . A_{ji} est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée.

- Les termes (4.29b) sont l'excitation et la désexcitation collisionnelles.

$$N_i^Z + e^- \rightleftharpoons N_j^Z + e^- \text{ avec } j > i.$$

Lors d'une collision avec un électron libre du plasma, un ion de charge Z_i peut s'approprier une partie de l'énergie de l'électron et passer d'un état i à un état plus excité j ou, inversement, peut se désexciter en transférant une partie de son énergie à l'électron. C_{ij} est le taux d'excitation collisionnelle.

- Le terme (4.29c) représente l'ionisation collisionnelle (à 3 corps).

$$N_i^Z + e^- \rightarrow N_{fond}^{Z+1} + e^- + e^-$$

Lors d'une collision entre un électron libre du plasma et un ion de charge Z_i , un électron lié peut être libéré amenant l'ion à l'état de charge $Z_i + 1$. Dans cette interaction, c'est l'électron initialement libre qui apporte l'énergie nécessaire.

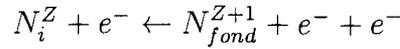
Le taux d'ionisation collisionnelle $S_{Z,i \rightarrow Z+1}^{coll}$ (en $cm^3.s^{-1}$) utilisé par LASIX est donné par W. Lotz [90]:

$$S_{Z,i \rightarrow Z+1}^{coll} = 3,015 \times 10^{-6} \times T_e^{-3/2} \mathcal{E}_1(y)/y \quad (4.31)$$

où $y = \frac{U_i}{T_e}$ (avec T_e et U_i , la température électronique et l'énergie de liaison du niveau i , exprimées en eV) et $\mathcal{E}_1(y)$ est la fonction exponentielle intégrale d'ordre 1. On comprend ici pourquoi ce processus d'ionisation est appelé à 3 corps puisque l'interaction met en jeu un ion et deux électrons.

- Enfin, le terme (4.29d) représente la recombinaison qui regroupe les processus collisionnels (à 3 corps), diélectroniques et radiatifs.

▷ La recombinaison collisionnelle est le processus inverse de l'ionisation collisionnelle:



Lorsque deux électrons rentrent en collision avec un ion, l'un d'entre eux peut être capturé. Le deuxième électron acquiert l'énergie nécessaire à la conservation de l'énergie totale du système. Le taux de recombinaison collisionnelle $R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^{coll}$ est calculé à partir du taux d'ionisation collisionnelle de Lotz (4.31) par le principe du bilan détaillé:

$$R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^{coll} = 1,66 \times 10^{-22} \times g_i/g_{sup} \times T_e^{-3/2} \times \exp(y) \times S_{Z,i \rightarrow Z+1}^{coll} \quad (4.32)$$

où g_i est le poids statistique du niveau i et g_{sup} le poids statistique du niveau fondamental de l'ion de charge $Z + 1$.

Ce taux est exprimé en $cm^6.s^{-1}$ et doit être multiplié par la densité électronique n_e pour être de même dimension que les autres taux. Ceci provient de ce que 2 électrons doivent agir simultanément sur l'ion pour que le processus ait lieu.

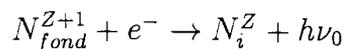
▷ La recombinaison diélectronique ne se produit que sur des ions doublement excités:



où i et j représentent des états excités avec $j > i$. Ce processus n'intervient donc pas pour la recombinaison vers l'espèce hydrogénoïde qui ne possède qu'un seul électron mais joue un rôle dans le peuplement des états héliumoïdes qui se fait au détriment des états hydrogénoïdes.

$R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^d$ est le taux de recombinaison diélectronique en $cm^3.s^{-1}$.

▷ Enfin la recombinaison radiative est le dernier processus de recombinaison à prendre en compte:



Un électron peut se faire capturer par un ion avec émission d'un photon. Ce processus se fait préférentiellement vers les niveaux peu excités de l'ion et notamment vers le niveau fondamental. Le taux de recombinaison radiative $R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^{rad}$ (en $cm^3 \cdot s^{-1}$) utilisé est celui de M.J. Seaton [97]:

$$R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^{rad} = 5,2 \times 10^{-14} \times Z \times \exp(y) \times \mathcal{E}_1(y) \times y^{3/2} . \quad (4.33)$$

Finalement, le taux de recombinaison $R_{Z+1 \rightarrow Z,i}$ de l'expression (4.29d) est obtenu en sommant les trois taux de recombinaison diélectronique, radiative et collisionnelle:

$$R_{Z+1 \rightarrow Z,i} = R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^d + R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^{rad} + n_e \times R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^{coll}$$

Rappelons que le coefficient de recombinaison diélectronique $R_{Z+1 \rightarrow Z,i}^d$ n'est à prendre en considération que pour les espèces autres qu'hydrogénéoïdes.

4.6.3 Coefficient de gain local.

A partir des équations de transfert du rayonnement, que nous avons rappelé au chapitre 1, on trouve que l'intensité I d'un rayonnement de fréquence ω , émis dans une direction donnée et traversant un milieu de longueur x est:

$$I(\omega, x) = \frac{j(\omega)}{k(\omega)} [1 - e^{-k(\omega) x}] \quad (4.34)$$

où $j(\omega)$ et $k(\omega)$ sont respectivement le coefficient d'émission et le coefficient d'absorption à la fréquence ω . Si $k(\omega) < 0$ alors le rayonnement n'est pas absorbé mais amplifié. On appelle gain le coefficient $-k(\omega)$. C'est ce terme que nous calculons dans LASIX et dont nous étudions la dépendance avec les grandeurs caractéristiques du plasma.

$$G(\omega)(cm^{-1}) \equiv -k(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c} B_{ji} g_j \left(\frac{N_j}{g_j} - \frac{N_i}{g_i} \right) \phi(\omega) , \quad (4.35)$$

où

- $N_{i,j}$ sont les populations des niveaux i et j ,
- $g_{i,j}$ sont les poids statistiques des niveaux i et j ,
- h est la constante de Planck,
- B_{ji} est le coefficient d'émission stimulée. Il s'exprime en fonction du taux d'émission spontanée A_{ji} pour la transition $j \rightarrow i$: $B_{ji} = [c^2/(2h\nu^3)] A_{ij}$
- $\phi(\omega)$ est le profil de la raie, représenté par une fonction de Voigt et donc prend en compte élargissements naturels, collisionnel et Doppler.

Le coefficient G , dès lors qu'il est positif, caractérise l'amplification du rayonnement par émission stimulée lors de la traversée du milieu.

4.7 Hydrodynamique du plasma

4.7.1 Conditions initiales

La dimension X simulée par le code CHIVAS correspond à une coupe transverse du plasma par rapport à l'axe de propagation du laser. La simulation présente donc une symétrie axiale.

Le profil de densité initiale du plasma utilise le profil de densité obtenu à la fin des simulations PIC du Chapitre 3.2. La densité ionique, n_0 , est constante avec un minimum sur l'axe. Ce minimum est inférieur de 20% à la densité moyenne n_0 et s'étend sur $50 \mu m$ suivant un profil Gaussien. Nous obtenons ainsi le profil de densité ionique $n_i(X)$ de la figure 4.1.

A ce profil de densité atomique nous devons ajouter un profil d'état d'ionisation

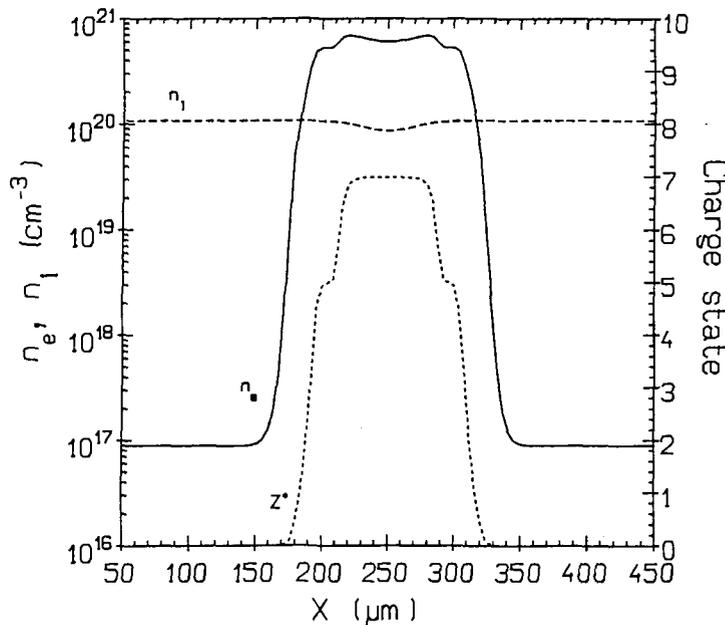


FIG. 4.1 – Conditions initiales des simulations hydrodynamiques.: densité électronique n_e (—), densité ionique n_i (- -) and état de charge moyen Z^* (- -).

caractéristique de l'ionisation tunnel. On peut trouver dans la thèse de F. Jakober [19], des profils d'ionisation transverses caractéristiques de l'ionisation tunnel par un laser présentant un profil Gaussien. Pour le reproduire dans le code CHIVAS, nous avons supposé que l'état d'ionisation du plasma est déterminé par un équilibre coronal. En supposant que le profil de température est une Gaussienne de $50 \mu m$ de largeur à mi-hauteur avec un maximum à $700 eV$, nous obtenons le profil d'ionisation $Z^*(X)$ de la figure 4.1. On y retrouve un plateau d'une cinquantaine de microns au centre, où l'état de charge est $Z^* = 7$; un gradient raide jusqu'à l'état de charge $Z^* = 5$; un court plateau à $Z^* = 5$ qui marque la différence importante d'énergie

d'ionisation entre NVI et $NVII$; enfin un gradient de $Z^* = 5$ à $Z^* = 2$, là encore sur quelques microns.

La combinaison du profil de densité ionique $n_i(X)$ et du profil d'ionisation $Z^*(X)$ donne alors le profil de densité électronique $n_e(X)$ de la figure 4.1. Ce profil tente de reproduire au mieux la combinaison entre l'ionisation du milieu, liée au profil d'éclairement du laser, et l'expulsion des électrons (puis des ions), de l'axe de propagation, par la force pondéromotrice.

Enfin, il faut introduire un profil de température électronique initial *effectif*, représentatif lui aussi de l'interaction. Comme nous l'avons vu le chauffage du milieu est dû au développement d'instabilités paramétriques. Ce type d'instabilité étant directement lié au profil d'éclairement du laser et de densité électronique, il semble justifié de choisir un profil de température identique à celui de l'éclairement laser. Nous avons donc, là encore, considéré un profil Gaussien, de largeur à mi-hauteur $50 \mu m$ et de maximum T_{init} . La figure 4.2 donne ce profil pour $T_{init} = 50 eV$.

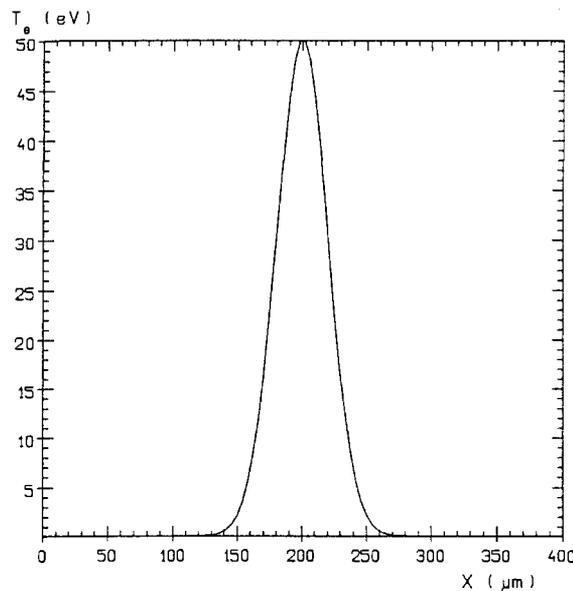


FIG. 4.2 – Profil de température électronique initiale pour $T_{init} = 50 eV$.

Nous avons maintenant les différents paramètres des simulations hydrodynamiques que sont, le profil de densité ionique $n_i(X)$, le profil d'ionisation $Z^*(X)$, le profil de densité électronique $n_e(X)$ et le profil de température initiale $T_e(X)$.

Parmi ces paramètres il en est deux que nous allons faire varier afin de connaître leur influence sur la cinétique de recombinaison du plasma et sur le coefficient de gain G . Ces deux paramètres sont:

- la température initiale au centre T_{init} .
- la densité électronique au centre n_e^0 .

Pour faire varier cette dernière nous modifions la valeur de la densité atomique moyenne n_0 sans toucher au profil d'ionisation $Z^*(X)$.

4.7.2 Evolution temporelle.

A partir des conditions initiales que nous venons d'introduire, nous avons simulé l'expansion transverse du plasma. Sur les figures 4.3, 4.4 et 4.5 sont représentés les profils, respectivement, de température, de densité et d'état de charge pour une température initiale $T_{init} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

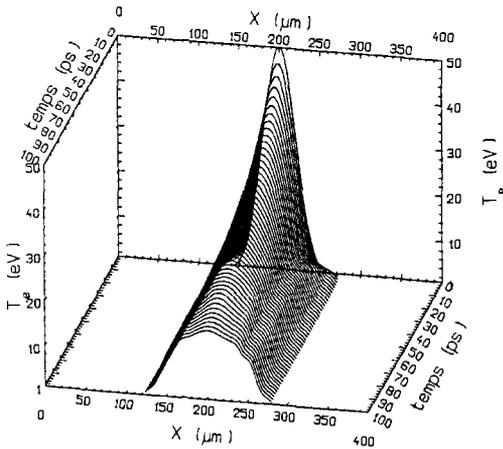


FIG. 4.3 - Evolution temporelle de la température électronique T_e pour $T_{init} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

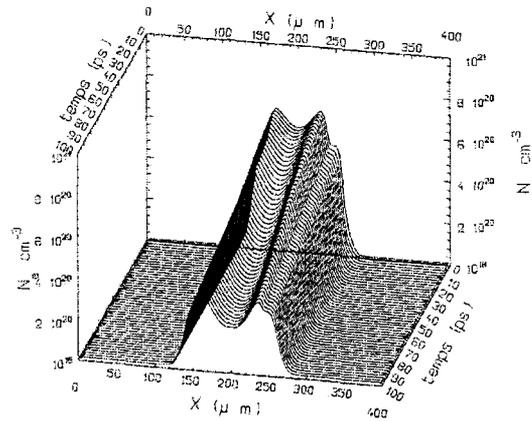


FIG. 4.4 - Evolution temporelle de la densité électronique n_e pour $T_{init} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

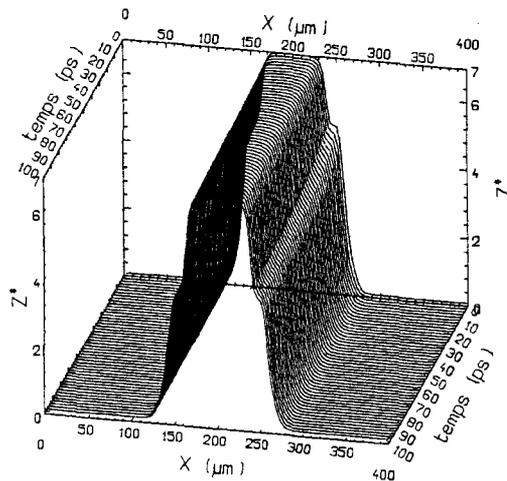


FIG. 4.5 - Evolution temporelle de l'état de charge Z^* pour $T_{init} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 4.4 montre que, pour une température de 50 eV , la dimension transverse du plasma ne varie pas sur une échelle de 100 ps . On observe par contre un élargissement du canal central de densité qui se fait à la vitesse de $3 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. Dans le même temps, la densité au sein du canal diminue ce que l'on explique principalement par son élargissement et non par une recombinaison. On peut voir en effet sur le profil d'état de charge Z^* (figure 4.5) que l'ionisation reste constante sur toute la durée de la simulation.

Le profil de température (figure 4.3) suit, quant à lui, une décroissance assez rapide pour ce qui est du centre du canal, alors qu'au contraire les bords du canal (pour $130 < X < 150 \mu\text{m}$ et $250 < X < 270 \mu\text{m}$), chauffent. Ils passent de quelques eV à une dizaine d' eV .

Etant donné que le code LASIX n'effectue de calcul que sur la maille centrale des simulations du code CHIVAS, il est intéressant de tracer l'évolution des grandeurs hydrodynamiques pour cette maille (voir figures 4.6, 4.7 et 4.8).

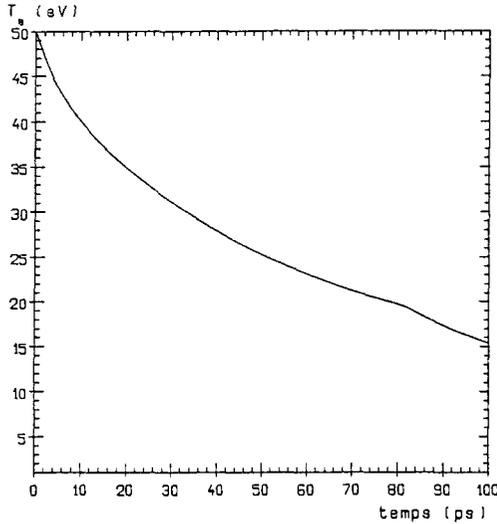


FIG. 4.6 - Evolution temporelle de la température électronique T_e de la maille centrale ($X = 200 \mu\text{m}$) pour $T_{init} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

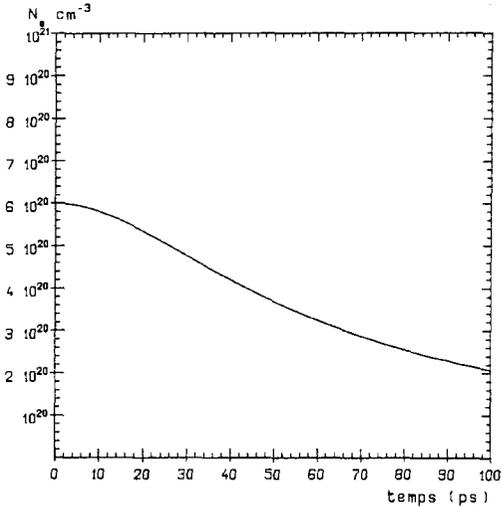


FIG. 4.7 - Evolution temporelle de la densité électronique n_e de la maille centrale ($X = 200 \mu\text{m}$) pour $T_{init} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

On y voit nettement une décroissance de la densité électronique, de $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, ainsi que de la température électronique, de 50 eV à 15 eV sur une échelle de 100 ps . Par contre l'état d'ionisation reste assez stable puisqu'après 100 ps il est encore de $6,84$. Ceci nous permet d'ailleurs de mettre en évidence la diminution de la densité ionique au centre du canal qui passe de $n_i = n_e/Z^* = 8,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, pour $t = 0$, à $n_i = n_e/Z^* = 2,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, pour $t = 100 \text{ ps}$.

On peut donc dire que le plasma, à partir des conditions initiales que nous

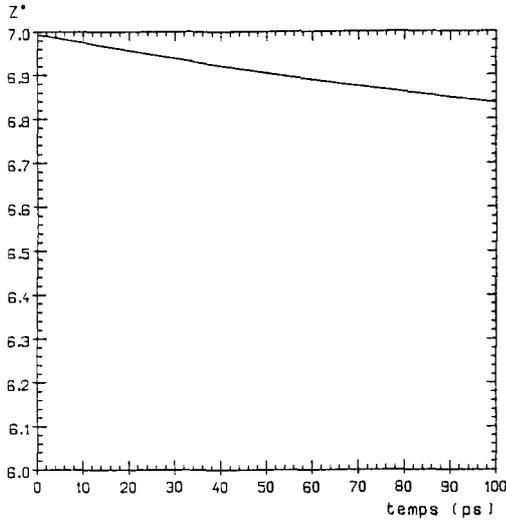


FIG. 4.8 - Evolution temporelle de l'état de charge Z^* de la maille centrale ($X = 200 \mu\text{m}$) pour $T_{\text{init}} = 50 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

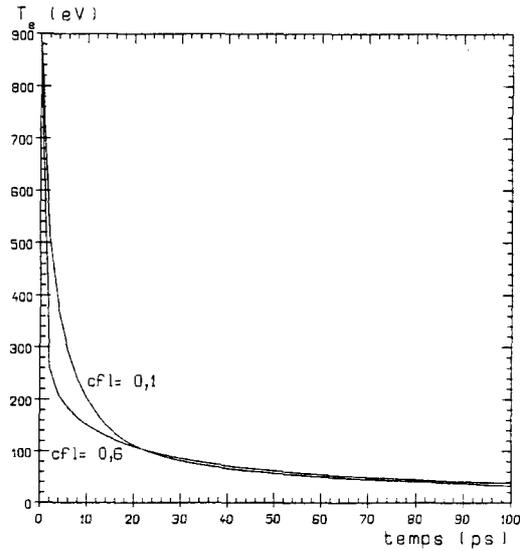


FIG. 4.9 - Evolution temporelle de la température électronique T_e de la maille centrale ($X = 200 \mu\text{m}$) pour $T_{\text{init}} = 900 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux valeurs du coefficient de flux limite cfl .

avons introduites, ne subit pas d'expansion latérale très forte. Sur une échelle de temps de 100 ps , nous n'observons pas d'augmentation de la dimension transverse du plasma mais seulement un creusement et une expansion du canal à une vitesse de $3 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour une température initiale de 50 eV . La vitesse de refroidissement est assez élevée puisque l'on passe de 50 à 15 eV en 100 ps . Ce refroidissement est d'ailleurs d'autant plus rapide que la température initiale introduite est élevée. Par exemple nous pouvons voir sur la figure 4.9 l'évolution de la température de la maille centrale pour une température initiale de 900 eV . Après 100 ps elle est tombée à seulement 40 eV .

Cette décroissance très rapide de la température est, bien sûr, à mettre en relation avec l'expulsion de la matière des zones initialement chaudes qui correspondent au canal de densité. D'ailleurs on peut voir, sur la figure 4.10 que le creusement est plus important lorsque la température initiale est de 900 eV que lorsqu'elle est de 50 eV . La vitesse d'expansion latérale du canal est en effet de $3 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. Mais c'est aussi en grande partie la conduction thermique électronique qui va faciliter le refroidissement du plasma dans les premiers temps. En effet, lors de la simulation, le flux de conduction thermique électronique peut atteindre quelques dizaines de pourcents du flux de particules libres (voir les équations (4.4) et (4.7)). Pour s'en convaincre nous avons représenté sur la figure 4.9 l'évolution de la température de

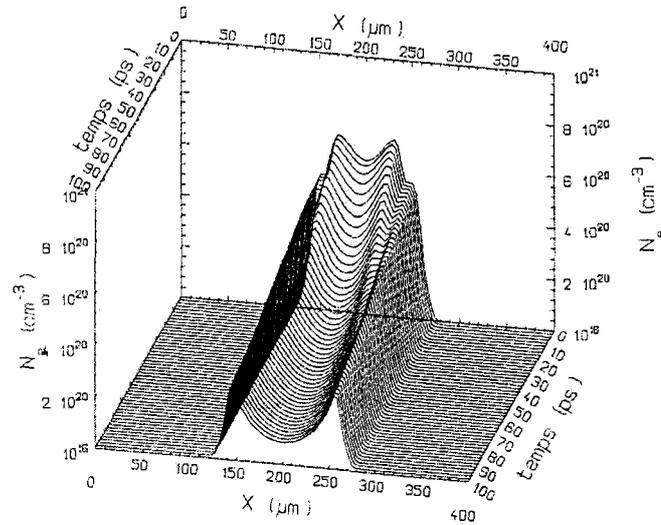


FIG. 4.10 – Evolution temporelle de la densité électronique n_e pour $T_{init} = 900 \text{ eV}$ et $n_e^0 = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

la maille centrale pour deux valeurs du facteur de flux limite: $cfl = 0,1$ et $cfl = 0,6$. Pour des temps inférieurs à 20 ps , il y a une nette différence entre les deux courbes. Par contre, après 20 ps cette différence s'estompe et le refroidissement est le même quelle que soit la valeur du flux limite.

Ceci montre que la conduction thermique joue un rôle important dans le refroidissement du plasma. Comme nous l'avons précisé en présentant les conditions initiales que nous utilisons ici, le profil de température est directement lié au profil d'éclairement du laser. Ce profil présentant des gradients transverses raides, nous devons nous attendre à en retrouver de tout aussi raides pour la température. Or, la conduction thermique électronique étant proportionnelle à ce gradient de température, il n'est pas surprenant de retrouver ici une forte conduction thermique. Pour cette raison, il est important de la limiter afin de ne pas obtenir un refroidissement trop rapide qui ne serait pas justifié. Nous avons donc choisi un coefficient de flux limite $cfl = 0,1$ pour effectuer l'ensemble de nos simulations.

Pour effectuer les calculs de cinétique atomique, LASIX suit l'évolution temporelle de la densité électronique et de la température électronique de la maille centrale ($X = 200 \mu\text{m}$) des simulations hydrodynamiques. Les courbes des figures 4.6, 4.7 et 4.9 sont caractéristiques de cette évolution. Nous avons effectué des simulations dans le domaine $15 \text{ eV} < T_e < 900 \text{ eV}$ et $10^{18} \text{ cm}^{-3} < n_e^0 < 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, cela afin d'étudier la dépendance de l'effet laser X en fonction de ces deux paramètres.

4.8 Cinétique atomique.

Nous avons considéré qu'à l'instant initial, le plasma était totalement ionisé. Ce point se justifie par la grande efficacité de l'ionisation tunnel. La répartition des différentes espèces ioniques qui en résulte est donnée dans le tableau 4.1.

A partir de cet état totalement ionisé le plasma ne peut que se recombiner. Les deux

N	N^{1+}	N^{2+}	N^{3+}	N^{4+}	N^{5+}	N^{6+}	N^{7+}
0	0	0	0	0	0	0	1

TAB. 4.1 – Répartition initiale des différentes espèces ioniques

principaux processus qui gouvernent cette recombinaison sont la recombinaison collisionnelle d'une part et la recombinaison radiative d'autre part. Les formules (4.32) et (4.33) en donnent les taux respectifs. La recombinaison diélectronique n'est pas à prendre en compte pour la recombinaison vers l'espèce hydrogénoïde, puisqu'elle implique la présence de deux électrons liés. Ainsi, pour l'espèce hydrogénoïde, le taux de recombinaison s'écrit:

$$R_{Z+1 \rightarrow Z, i} = R_{Z+1 \rightarrow Z, i}^{rad} + n_e \times R_{Z+1 \rightarrow Z, i}^{coll} \quad (4.36)$$

On peut alors exprimer, à partir de (4.29d), la contribution totale de la recombinaison dans l'évolution de la population f_i^Z d'un niveau i de l'ion de charge Z . Ici $Z = 6$:

$$\frac{df_i^Z}{dt} = f_{fond}^{Z+1} \left(\underbrace{n_e \times R_{Z+1 \rightarrow Z, i}^{rad}}_{\text{radiatif}} + \underbrace{n_e^2 \times R_{Z+1 \rightarrow Z, i}^{coll}}_{\text{collisionnel}} \right) - f_i^Z n_e S_{Z, i \rightarrow Z+1}. \quad (4.37)$$

Cette expression fait ressortir la variation en n_e^2 de la contribution collisionnelle à la recombinaison, alors que la contribution radiative varie, elle, en n_e . On trouve, à partir des expressions (4.32) et (4.33), que le rapport entre ces deux contributions est:

$$\frac{\text{collisionnel}}{\text{radiatif}} \propto \frac{n_e \times g_i}{Z \times \sqrt{T_e} \times E_i}. \quad (4.38)$$

Ce rapport fait alors très clairement ressortir les raisons pour lesquelles on cherche à créer un plasma froid et dense. Favoriser la recombinaison collisionnelle au détriment de la recombinaison radiative revient à favoriser le peuplement de niveau très excités au détriment des niveaux qui le sont plus faiblement et notamment du fondamental. On favorise donc ainsi une inversion de population.

Le diagramme de la figure 4.11 schématise le processus de recombinaison vers l'azote hydrogénoïde dans le cas où l'on parvient à favoriser la recombinaison collisionnelle sur la recombinaison radiative. Il donne en même temps la structure détaillée de l'ion

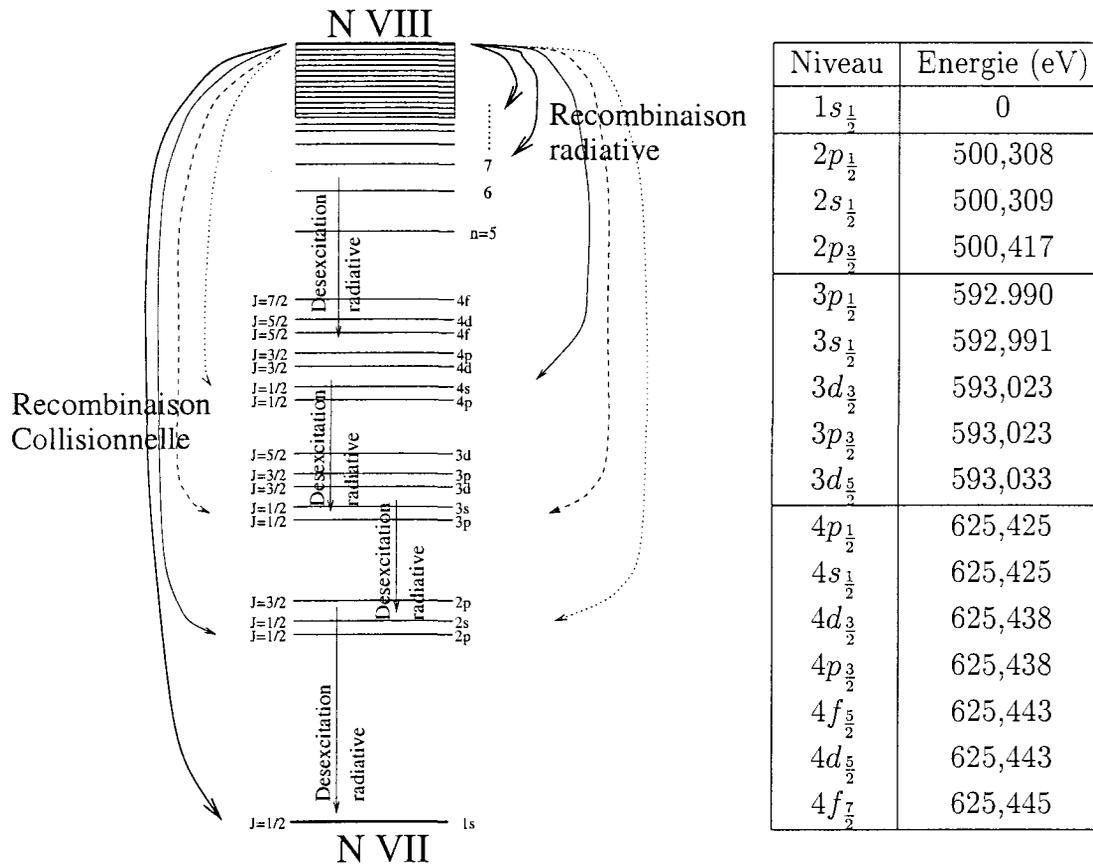


FIG. 4.11 – Diagramme de Grotrian simplifié et énergie des différents niveaux de l'azote hydrogénoïde.

$N VII$, pour n (nombre quantique principal) allant de 1 à 4, ainsi que l'énergie de ces niveaux. En plus des processus de recombinaison, il y a, au sein d'une espèce ionique, de nombreux processus d'excitation et de désexcitation qui influent sur le peuplement des différents niveaux. Parmi ceux-ci, la désexcitation radiative joue un rôle important ainsi que nous allons le voir.

L'évolution de l'état de charge du plasma en fonction du temps, pour la maille centrale de la simulation hydrodynamique, est une caractéristique importante de la simulation. La vitesse de recombinaison est en effet un paramètre crucial de la dynamique du plasma d'autant que la mesure expérimentale en est difficile. Le code CHIVAS ne décrivant les différentes espèces ioniques que par leur niveau fondamental, les processus de recombinaison ne sont pas bien pris en compte et sont généralement sous-évalués. C'est pourquoi il est préférable de se référer à la courbe de recombinaison du code LASIX pour connaître la vitesse de recombinaison. Les processus y sont en effet beaucoup mieux détaillés. La sous-évaluation de la recombinaison par CHIVAS n'a qu'une faible influence sur l'hydrodynamique du plasma. La densité est en effet suffisamment faible pour que la différence de répartition d'énergie qu'en-

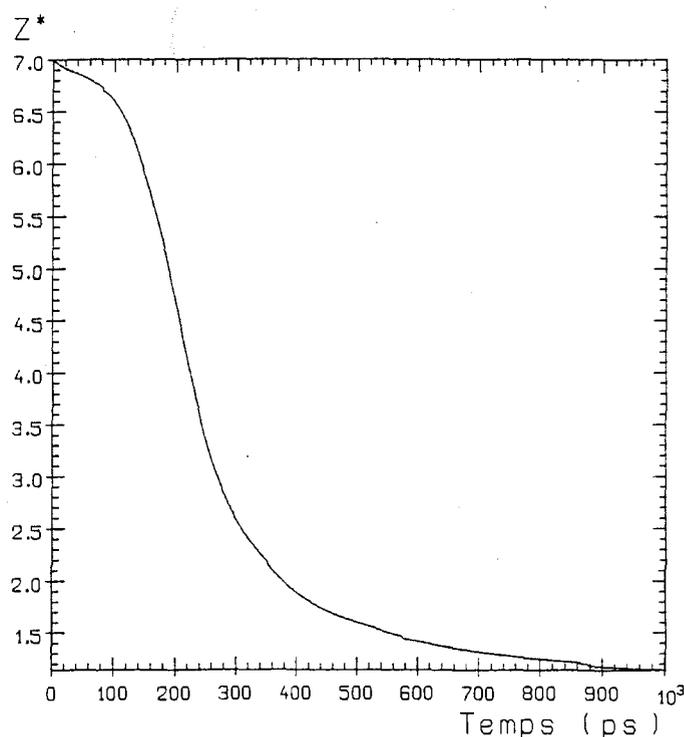


FIG. 4.12 – *Etat de charge moyen Z^* de la maille centrale de la simulation hydrodynamique calculée par LASIX pour $T_{init} = 900$ eV et $n_e^0 = 4 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$.*

traîne le retard à la recombinaison soit négligeable. La figure 4.12 donne l'évolution de l'état de charge moyen du plasma, dans la maille centrale de la simulation hydrodynamique, pour une température initiale de 900 eV et une densité initiale de $4 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$. Nous voyons ainsi que, durant les 100 premières picoseconde, l'état de charge moyen diminue lentement et reste supérieur à $Z^* > 6,5$. La plus grande partie de la recombinaison se produit pour $200 < t < 400$ ps puisqu'à $t = 400$ ps l'état de charge moyen est tombé à $Z^* = 2$.

Nous allons maintenant présenter les résultats auxquels nous aboutissons. Nous allons présenter l'évolution du coefficient de gain local G (voir (4.35)) qui, lorsqu'il est positif, caractérise une inversion de population et l'amplification du rayonnement à la longueur d'onde correspondante. Les paramètres en fonction desquels il est calculé sont T_e et n_e . Ils ne correspondent pas à des valeurs instantanées de la température et de la densité mais aux valeurs initiales dans la maille centrale des simulations hydrodynamiques, T_{init} et n_e^0 .

4.8.1 Transition $2 \rightarrow 1$ (24,78 Å).

Tout l'intérêt du schéma par OFI réside dans la possibilité d'obtenir une inversion de populations entre les niveaux $n = 2$ et $n = 1$ d'une espèce donnée. Les simulations nous ont permis de mettre en évidence des inversions de populations pour les transitions $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ et $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ à une longueur d'onde de 24,78 Å. La figure 4.13 montre l'évolution du coefficient de gain G en fonction du temps pour ces deux transitions.

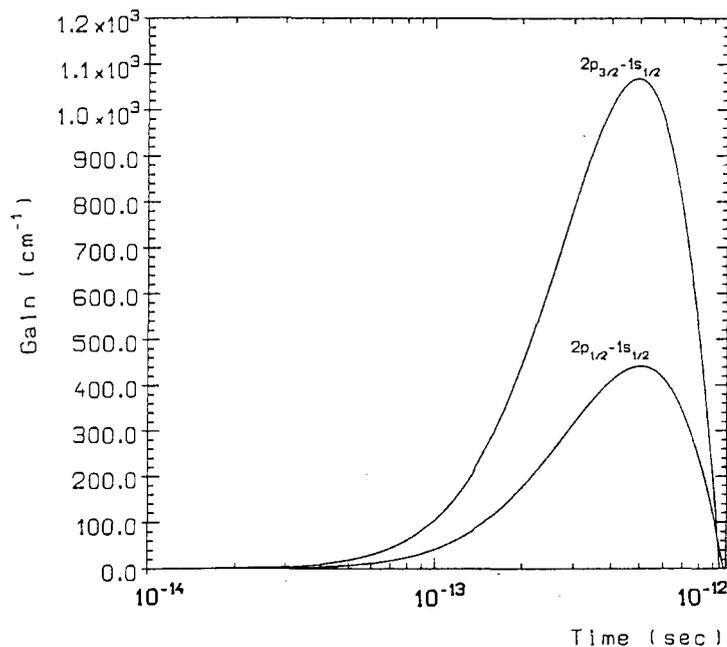


FIG. 4.13 – Coefficients de gain locaux pour les transitions $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ et $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ (24,78 Å). Conditions initiales: $T_e = 15 \text{ eV}$ et $n_e = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

La valeur instantanée du gain est deux fois plus importante pour la transition $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ que pour la transition $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$. Ceci s'explique par le rapport entre les poids statistiques des différents niveaux $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$.

La valeur maximale du gain est de 1100 cm^{-1} . Elle a été obtenue pour la transition $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ pour une température et une densité électroniques initiales: $T_e = 15 \text{ eV}$ et $n_e = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est très élevée. Elle est en accord avec les calculs effectués par Peyraud *et al.* La durée du gain est de l'ordre de la picoseconde, ce qui est extrêmement bref. La variation des paramètres clés que sont la température et la densité du plasma influent peu sur la durée du gain pour ces transitions. Elle reste dans tous les cas inférieure à la picoseconde.

L'influence la plus notable se fait sur le niveau du gain. Nous avons tracé, sur les figures 4.14 et 4.15, la valeur maximale du coefficient de gain local G_{max} en fonction de T_e et n_e pour la transition $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$.

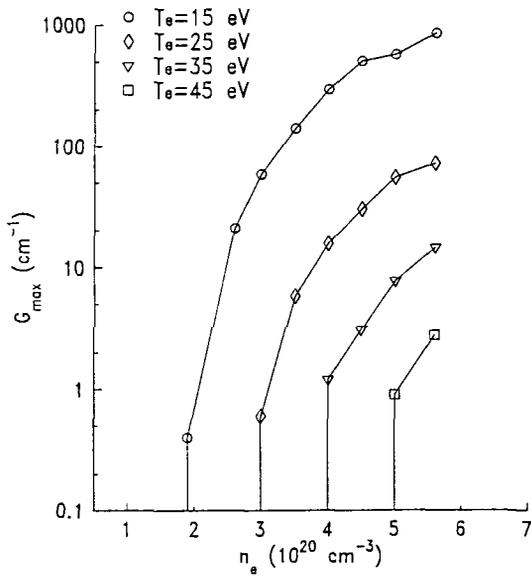


FIG. 4.14 - Gain maximum pour la transition $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$ en fonction de la densité pour différentes valeurs de T_e .

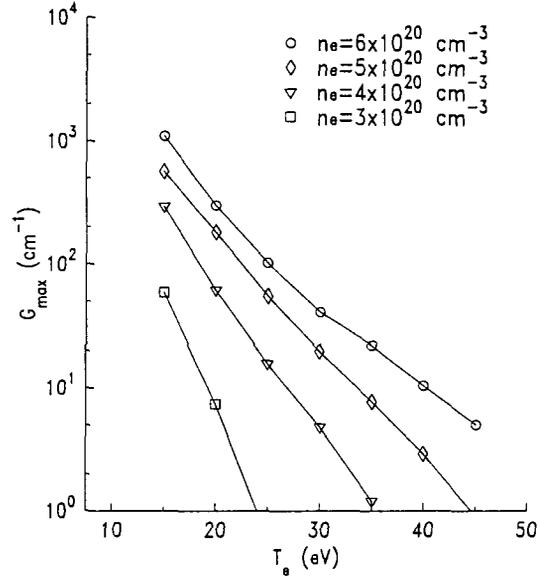


FIG. 4.15 - Gain maximum pour la transition $2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$ en fonction de la température pour différentes valeurs de n_e .

La variation de G_{max} avec la température se fait en $\exp(-T_e)$. Pour $n_e = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, G_{max} décroît de 1100 cm^{-1} , pour $T_e = 15 \text{ eV}$, jusqu'à 2 cm^{-1} , pour $T_e = 50 \text{ eV}$. Cela montre l'importance qu'a la température électronique sur l'inversion de population. Il n'est pas aisé de retrouver une expression analytique pour cette dépendance du gain avec la température en raison des nombreux paramètres qui entrent en ligne de compte.

La variation de G_{max} avec la densité électronique est, quant à elle, bien moins rapide. Elle se fait approximativement en n_e^3 . Par exemple, pour $T_e = 25 \text{ eV}$, G_{max} varie de 1 cm^{-1} , pour $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ à 100 cm^{-1} , pour $n_e = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Niveau i	$n_e \times R_{7 \rightarrow 6,i}^{rad} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$n_e^2 \times R_{7 \rightarrow 6,i}^{coll} \text{ (s}^{-1}\text{)}$
$1s_{\frac{1}{2}}$	$2,337 \times 10^8$	$1,487 \times 10^6$
$2p_{\frac{1}{2}}$	$1,102 \times 10^8$	$8,973 \times 10^7$
$2p_{\frac{3}{2}}$	$4,620 \times 10^7$	$4,817 \times 10^9$

TAB. 4.2 - Taux de recombinaison radiatifs et collisionnels pour une température de 15 eV et une densité de 10^{20} cm^{-3} .

Nous pouvons maintenant comprendre et caractériser la manière dont s'opère l'inversion de population entre les niveaux $n = 2$ et $n = 1$.

La brièveté de l'émission X nous apprend que l'hydrodynamique du plasma va jouer un très faible rôle. Ce qui est prépondérant, dans ce cas précis, ce sont la température et la densité du plasma à l'instant où débute la recombinaison. C'est en fonction de ces paramètres que le rapport (4.38), entre la recombinaison collisionnelle et la recombinaison radiative, doit être exprimé. Le tableau 4.2 donne la valeur des taux de recombinaison, radiatifs et collisionnels, pour une température de 15 eV et une densité de $1 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. A la lecture de ces taux, nous voyons que les temps caractéristiques de recombinaison sont de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, bien loin du régime picoseconde de l'inversion. Celle-ci cesse dès lors que la population du fondamental devient équivalente à celle du niveau $n = 2$. Cet instant arrive très vite puisque le niveau fondamental possède peu de voies de désexcitation. Seule la recombinaison vers l'état de charge inférieur peut lui permettre de se dépeupler. Le taux de désexcitation radiative entre les niveaux $2p$ et $1s$ étant de l'ordre de $3 \times 10^{12}\text{ s}^{-1}$, l'échelle de temps sur laquelle s'effectue cette désexcitation est de l'ordre de la picoseconde. Ainsi la durée du gain est-elle directement corrélée à la durée de vie radiative du niveau $n = 2$. Ces différents processus font que la dynamique de l'inversion de population se fait sur une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde. Cette courte durée de l'émission X est une caractéristique importante du schéma de laser X par OFI. Ce schéma ne fonctionne en effet que dans un régime transitoire, au cours de la recombinaison.

Nous connaissons donc maintenant les conditions dans lesquelles une inversion de populations peut être réalisée entre les niveaux $n = 2$ et $n = 1$ de l'azote hydrogénéoïde. L'hydrodynamique, et donc la géométrie du plasma, comptent peu car l'inversion de populations se fait sur une échelle de temps inférieure à la picoseconde. De ce fait, ce sont les valeurs initiales de la température et de la densité du plasma qui sont primordiales. Elles sont directement liées au processus de création du plasma. Nous avons montré que la température de celui-ci devait être inférieure à 50 eV alors même que la densité électronique doit être supérieure à $2 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. Ce n'est qu'à ces conditions que les processus de recombinaison vers le niveau $n = 2$ peuvent être plus efficaces que ceux vers le fondamental.

4.8.2 Transition $3 \rightarrow 2$ ($133,87\text{ \AA}$).

Il y a d'autres transitions pour lesquelles une amplification a été obtenue dans nos simulations. Ceci est loin d'être étonnant puisque la recombinaison vers les états excités est favorisée. On doit donc s'attendre à de multiples inversions de populations.

Certaines se font entre les niveaux $3d$ et les niveaux $2p$. Si les longueurs d'ondes correspondantes sont plus grandes que celles des transitions $2 \rightarrow 1$, elles présentent malgré tout un très grand intérêt puisqu'elles se situent dans la gamme des $13,4\text{ nm}$.

C'est en effet dans cette gamme de longueurs d'onde que de nombreuses recherches sont en cours afin d'obtenir des sources intenses de rayonnement en vue d'application en microlithographie.

Nous avons ainsi obtenu des inversions de populations pour les transitions:

- $3d_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{1}{2}}$ à 133,74 Å.
- $3d_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$ à 133,88 Å.
- $3d_{\frac{5}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$ à 133,87 Å.

La figure 4.16 montre l'évolution de G pour ces trois transitions. On note un rapport constant entre la valeur du gain des différentes transitions qui est, là encore, lié aux poids statistiques respectifs des niveaux concernés. Dans la suite nous ne décrirons que le comportement de la transition $3d_{\frac{5}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$ qui est la plus intense.

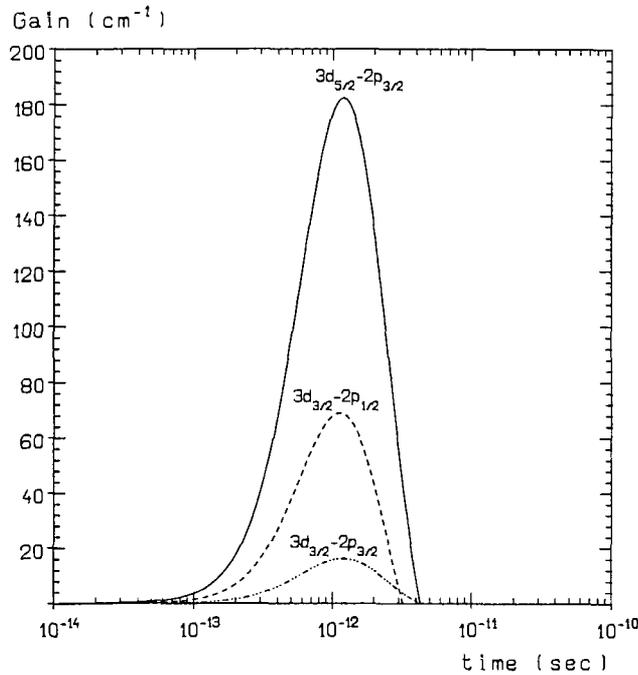


FIG. 4.16 – Evolution temporelle des coefficients de gain locaux pour les transitions $3d_{\frac{5}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$, $3d_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{3}{2}}$ et $3d_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2p_{\frac{1}{2}}$ (133,87, 133,88 et 133,74 Å). Conditions initiales: $T_e = 20 \text{ eV}$ et $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Tout comme pour la transition $2 \rightarrow 1$, le maximum de gain ($G_{max} = 1370 \text{ cm}^{-1}$) a été obtenu pour $T_e = 15 \text{ eV}$ et $n_e = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. La durée de l'inversion de population est, là encore, inférieure à la picoseconde, lorsque la densité est élevée ($> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) et la température basse ($< 50 \text{ eV}$). Le comportement de ces transitions dans cette gamme de paramètres est finalement très proche de celui des transitions

$2 \rightarrow 1$. Il se caractérise par un gain très fort et une durée d'émission brève. Dans ce cas, c'est aussi le rapport (4.38) entre la recombinaison collisionnelle et la recombinaison radiative qui importe. Il y a cependant une différence notable entre les transitions $2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 2$. En effet, si le niveau fondamental a peu de voies de désexcitation, en revanche le niveau $n = 2$ peut se désexciter radiativement vers le fondamental. Pour cette raison, l'inversion $3 - 2$ va présenter des caractéristiques très différentes de l'inversion $2 - 1$.

Nous voyons en effet sur la figure 4.16 que, pour $T_e = 20 eV$ et $n_e = 1 \times 10^{20} cm^{-3}$, une inversion de population peut s'opérer entre les niveaux 3 et 2. Or, pour de telles valeurs des conditions initiales, aucune inversion de populations n'est observée entre les niveaux 2 et 1. Qui plus est, la période sur laquelle elle a lieu est maintenant supérieure à la picoseconde. Pour comprendre ce qui se produit, il faut se reporter à la figure 4.17. On y voit l'évolution, avec la densité électronique initiale n_e , de la durée et de l'amplitude du gain pour la transition $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$. La température initiale est alors de $40 eV$. On remarque tout de suite que la durée du gain va en s'accroissant considérablement lorsque la densité diminue. Cet accroissement se

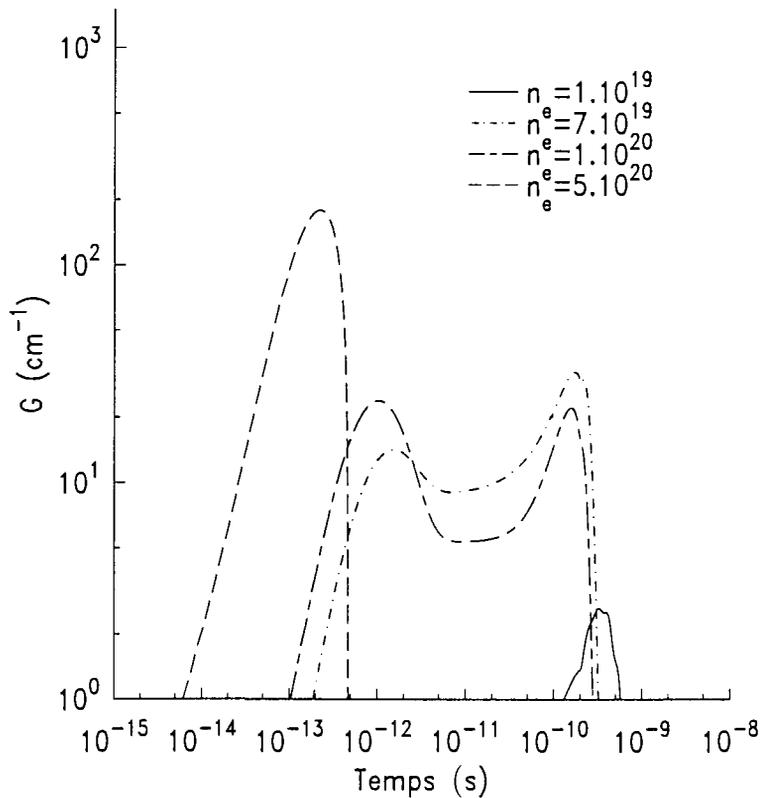


FIG. 4.17 - Evolution temporelle du coefficient de gain local G de la transition $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ pour $T_e = 40 eV$ et quatre valeurs de la densité initiale.

traduit par le glissement progressif vers les temps longs de l'instant où le maximum

de l'inversion de population a lieu.

Pour $n_e = 5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, la période sur laquelle G est positif est de $0,5 \text{ ps}$ et le maximum de gain est atteint à $0,2 \text{ ps}$.

Pour $n_e = 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, G est positif durant environ 300 ps et il y a deux maxima atteints successivement: à 1 ps et à 200 ps .

Enfin, pour $n_e = 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, le gain est positif durant pratiquement 1 ns et le maximum est atteint à 400 ps .

On voit donc que la possibilité, pour le niveau inférieur de la transition $n = 2$, de se désexciter radiativement vers le niveau fondamental, va considérablement modifier la dynamique de l'inversion de populations:

- A forte densité ($> 10^{20} \text{cm}^{-3}$) et faible température ($< 50 \text{ eV}$), l'instant où la recombinaison collisionnelle est plus forte que la recombinaison radiative correspond pratiquement à l'instant initial: l'inversion de populations entre les niveaux $n = 2$ et $n = 3$ se produit immédiatement.
- Pour une densité initiale plus faible ou une température initiale plus élevée, cet instant survient beaucoup plus tard: lorsque l'hydrodynamique a joué son rôle et a amené le plasma dans les bonnes conditions de température et de densité. Or, grâce au fort taux de désexcitation radiative $2 \rightarrow 1$, le niveau $n = 2$ peut, à cet instant, être toujours très peu peuplé. L'inversion de population est alors possible entre les niveaux $n = 2$ et $n = 3$.

Nous avons donc mis là en évidence la coexistence de deux régimes d'inversion de population qui peuvent coexister ainsi que nous pouvons le voir sur la figure 4.17 pour les valeurs de densité intermédiaire:

- Le premier régime correspond à un régime transitoire où une inversion de population de courte durée (picoseconde) a lieu. Elle se produit très rapidement (picoseconde) après le début de la recombinaison. C'est la durée de vie radiative de la transition qui donne l'échelle de temps sur laquelle se fait l'inversion. Ce régime est similaire à celui dans lequel l'inversion $2 \rightarrow 1$ se produit. A ce titre, il sera nommé *régime OFI* et ce d'autant plus qu'il se retrouve pour les mêmes valeurs des conditions initiales de la simulation.
- Dans le second régime, l'inversion de population se produit beaucoup plus tardivement et se maintient beaucoup plus longtemps (une centaine de picosecondes). L'influence de l'hydrodynamique devient alors importante et l'on retrouve un régime qui correspond au schéma classique de recombinaison. C'est pour cela que nous le nommerons par la suite *régime classique*. La durée de l'inversion est dans ce cas reliée au temps caractéristique de recombinaison.

Grâce à cette coexistence des deux régimes, les conditions pour lesquelles une amplification du rayonnement à $133,87 \text{ \AA}$ peut être obtenue, sont beaucoup plus larges que pour le rayonnement à $24,78 \text{ \AA}$. Nous avons ainsi obtenu du gain pour des températures et des densités initiales allant respectivement jusqu'à 500 eV et

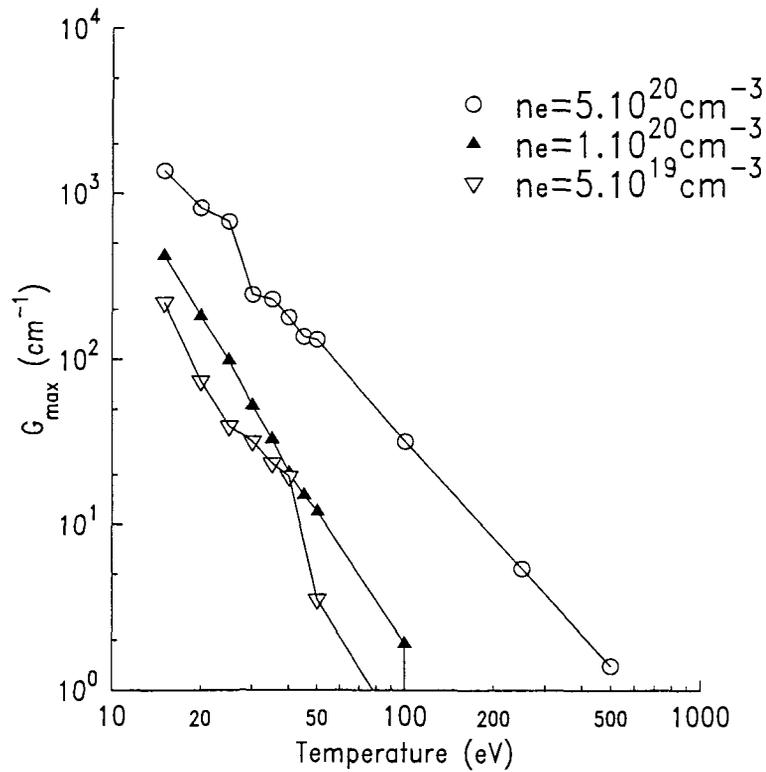


FIG. 4.18 – Maximum, G_{max} , du coefficient de gain local pour la transition $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ en fonction de la température et pour différentes valeurs de la densité.

$1 \times 10^{19} cm^{-3}$, ainsi que le montre la figure 4.18

Dans le régime classique, l'inversion de population se produit plus tardivement. A cet instant, la température et la densité du plasma sont très différentes des valeurs initiales. En particulier l'inversion se produit alors que la température est de l'ordre de quelques dizaine d'eV. On ne peut donc pas dire que l'inversion se produit pour des valeurs élevée de la température, mais plutôt que la géométrie de l'interaction rend possible, par un refroidissement rapide du plasma, une inversion de populations pour des valeurs initialement élevées de la température. Nous retrouvons ici une dynamique très proche de celle mise en évidence il y a maintenant plus de vingt ans par G. F. Pert [46] pour le C VI dont la structure est bien sûr très proche de celle du N VII. Tout ceci fait qu'une inversion de population sur la transition $3d \rightarrow 2p$ peut finalement être obtenue pour les conditions initiales suivantes: $n_e > 1 \times 10^{19} cm^{-3}$ et $T_e < 500 eV$.

Références du chapitre 4

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [88] L. Spitzer, Jr. , R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953)
- [89] J. -C. Gauthier, J. -P. Geindre, N. Grandjouan, J. Virmont, *J. Phys. D:Appl. Phys.* **16**, 321 (1983)
- [90] W. Lotz, *Zeit. Phys.* **216**, 241 (1968)
- [91] R. K. Janev, L. P. Presnyakov, V. P. Shevelko, *Physics of Highly charged ions*, Springer-Verlag (1985)
- [92] R.Mewe, *Astron. Astrophys.* **20**, 215 (1972)
- [93] E. Berthier *et al.*, *Rapport des Activités Laser CEA/CEL-V* **3.7**, 304 (1998)
- [94] S. Jacquemot, *AIP Conf. Pro.* **332**, 279 (1994)
- [95] W. Eissner, M. Jones, H. Nussbaumer, *Comput. Phys. Comm.* **8**,270 (1974)
- [96] R. M. More, *UCRL-84991* (1981)
- [90] W. Lotz, *Zeit. Phys.* **216**, 241 (1968)
- [97] M. J. Seaton, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **119**, 81 (1959)
- [19] F. Jakober, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1996)

Chapitre 5

Conclusion des simulations

Nous venons de présenter les différentes simulations qui ont été effectuées afin de modéliser la physique du schéma de laser X par OFI dans un plasma d'azote. Il est important de préciser qu'elles ont été effectuées avant la série d'expériences qui sont présentées dans la prochaine partie. Elles étaient motivées, avant tout, par la préparation et le dimensionnement de ces expériences mais elles sont aussi d'une grande aide dans l'interprétation de celles-ci.

La modélisation du schéma de laser X s'est faite en trois temps qui suivent la chronologie de l'interaction, à savoir:

- 1^{er} temps: la création du plasma par ionisation tunnel sur le front montant de l'impulsion laser femtoseconde,
- 2^{eme} temps: l'interaction du maximum de l'impulsion laser avec le plasma,
- 3^{eme} temps: la dynamique du plasma post-impulsion et l'étude de l'effet laser X en fonction de la densité et de la température électroniques du plasma.

Dans le chapitre 2 nous avons montré que les atomes d'azote sont ionisés très rapidement, avant que la partie principale de l'impulsion n'interagisse avec le milieu. Nous avons ainsi justifié en grande partie les simulations PIC qui portent sur l'interaction entre l'impulsion et un plasma déjà existant.

Nous avons aussi montré qu'il est nécessaire d'atteindre des éclaircissements supérieurs à $10^{19}W/cm^2$ pour dépouiller totalement l'azote de ses électrons afin d'obtenir l'état de charge propice à une recombinaison sur l'azote hydrogénoïde.

Nous avons enfin estimé que l'énergie apportée au plasma par le processus d'ionisation ($T_e \sim 45 eV$) est suffisamment faible pour que ce mécanisme ne compromette pas le schéma de laser X.

Le chapitre 3 a porté sur la modélisation, à l'aide du code PIC MANET, de l'interaction entre l'impulsion laser et le plasma que celle-ci a elle-même créé. Ces simulations ont montré, en premier lieu, le rôle important de la force pondéromotrice, cependant insuffisant pour créer un phénomène de cavitation: les densités électronique

et ionique après interaction restent donc assez élevées (creusement de 20% de la densité moyenne) pour la réalisation du schéma.

Nous avons ensuite montré, par ces simulations, une forte croissance des instabilités paramétriques pour les éclaircissements et les densités considérés. Ces instabilités ont pour conséquence un chauffage du plasma qui peut s'avérer destructeur pour le schéma de laser X. On ne peut cependant pas conclure sur ce point à partir des simulations car l'effet de la troisième dimension, qui n'est pas intégrée dans la modélisation, tend à diminuer les phénomènes de chauffage. Il est clair malgré tout que les instabilités paramétriques constituent l'un des plus gros obstacles à la réalisation du schéma.

Enfin, nous avons mis en évidence, au cours de ce chapitre, le phénomène d'autofocalisation relativiste dont la principale conséquence est l'augmentation de l'éclaircissement atteint dans le plasma. Cet effet est important puisqu'il peut aider au dépassement de l'éclaircissement de saturation nécessaire à l'ionisation du dernier état de charge. Qui plus est, ce phénomène peut s'accompagner d'une augmentation notable de la longueur sur laquelle cet éclaircissement est atteint. Or, pour tout schéma de laser X, il est important de créer l'effet laser sur une grande longueur, comparable à la longueur de saturation de cet effet. Il ne nous a malheureusement pas été possible de modéliser la propagation de l'impulsion sur une grande distance car le code ne permet de simuler qu'une courte longueur de plasma.

Le chapitre 4 a porté sur la dynamique post-impulsion et la modélisation de la recombinaison du plasma. C'est au cours de cette recombinaison que des inversions de populations sur l'azote hydrogénoïde ont été mises en évidence pour différentes longueurs d'onde. Celles-ci ont été observées à 24,78 Å pour des transitions $2 \rightarrow 1$ et 133,87 Å pour des transitions $3 \rightarrow 2$. Nous avons étudié la dépendance, avec la température et la densité initiales du plasma, de l'amplitude des différentes inversions de populations, dans le cas d'un plasma initialement composé d'ion $N VIII$ (N^{7+}).

Nous avons montré qu'une amplification à 24,78 Å ne peut être obtenue que pour un plasma dont la température est inférieure à 50 eV et la densité supérieure à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Dans ce cas le gain local peut être très important ($\geq 1000 \text{ cm}^{-1}$) et n'a lieu que durant un temps très court ($< 1 \text{ ps}$).

En ce qui concerne l'amplification à 133,87 Å, les conditions dans lesquelles elle peut être obtenue sont une température initiale inférieure à 500 eV et une densité initiale supérieure à 10^{19} cm^{-3} . Nous avons de plus montré que la dynamique de cette inversion pouvait varier suivant les conditions. Pour un plasma froid et dense ($T_e < 50 \text{ eV}$ et $n_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), l'inversion est très importante ($G_{max} > 1000 \text{ cm}^{-1}$) et de courte durée ($< 1 \text{ ps}$). Pour un plasma plus chaud ou moins dense, l'inversion est moins importante ($G_{max} \sim 500 \text{ cm}^{-1}$) mais s'étale sur une plus longue période ($> 10 \text{ ns}$).

Ce travail tend à montrer que la réalisation d'un schéma de laser X à $24,78 \text{ \AA}$ dans l'azote hydrogénéoïde, à l'aide d'un laser de 60 fs de durée, est difficile. Ceci tient en grande partie aux phénomènes de chauffage, directement liés à la forte densité du plasma d'une part et aux forts éclaircissements d'autre part.

L'obtention d'un effet laser X à $133,87 \text{ \AA}$ dans l'azote hydrogénéoïde semble, en revanche, plus accessible. Comme le niveau inférieur de la transition peut se désexciter, les conditions, pour lesquelles l'inversion de population correspondante peut être obtenue sont en effet moins drastiques.

EXPÉRIENCES

Chapitre 6

Le laser UHI 10

Le processus par lequel est créée l'espèce ionique (N^{7+}), nécessaire à la réalisation du schéma laser X, est l'ionisation tunnel. Il a été décrit au chapitre 2 et nous avons montré que l'éclairement laser à fournir pour créer cette espèce doit être de $2 \times 10^{19} W/cm^2$. Ce processus d'ionisation est intéressant pour le schéma de laser X dans le sens où l'apparition d'une espèce fortement ionisée n'est pas liée, ici, à une forte température du milieu. Pour que cet intérêt reste entier il est nécessaire de disposer non seulement d'un laser ultra-intense, mais aussi de très courte durée. En effet, pour de tels éclaircements, le chauffage du plasma par absorption par bremsstrahlung inverse est rapide (picoseconde). Pour s'en affranchir il faut donc disposer d'un laser de courte durée, inférieure à la picoseconde.

Les lasers Titane:Saphir sont, de ce fait, les outils les plus adaptés à l'étude de ce schéma laser X. Ils allient en effet les records de brièveté et d'éclairement. Le laser UHI 10 de Saclay est un laser Titane:Saphir qui permet d'atteindre des éclaircements allant jusqu'à $5 \times 10^{18} W/cm^2$ dans le vide pour une durée d'impulsion de 70 fs. Nous allons, dans ce chapitre, en présenter les caractéristiques. Nous rappellerons les différentes étapes de la technique d'amplification à dérive de fréquence sur laquelle il est basé. Précisons simplement que l'acronyme "UHI 10" est dû à la **Ultra Haute Intensité** de l'éclairement atteint et aux 10 TW délivrés par le laser.

6.1 Description de la chaîne laser

Le laser UHI 10 fonctionne suivant la technique d'amplification à dérive de fréquence. La génération de l'impulsion se fait en quatre étapes (figure 6.1). Tout d'abord un oscillateur délivre des impulsions de très courte durée (35 fs) et de faible énergie (3 nJ) s'étalant sur une large gamme spectrale (30 nm). L'impulsion est ensuite étirée temporellement lors de son passage dans un étireur optique [98] qui permet de s'affranchir des aberrations chromatiques et de la coma sur l'axe en utilisant uniquement des optiques réfléchissantes, dans une configuration symétrique

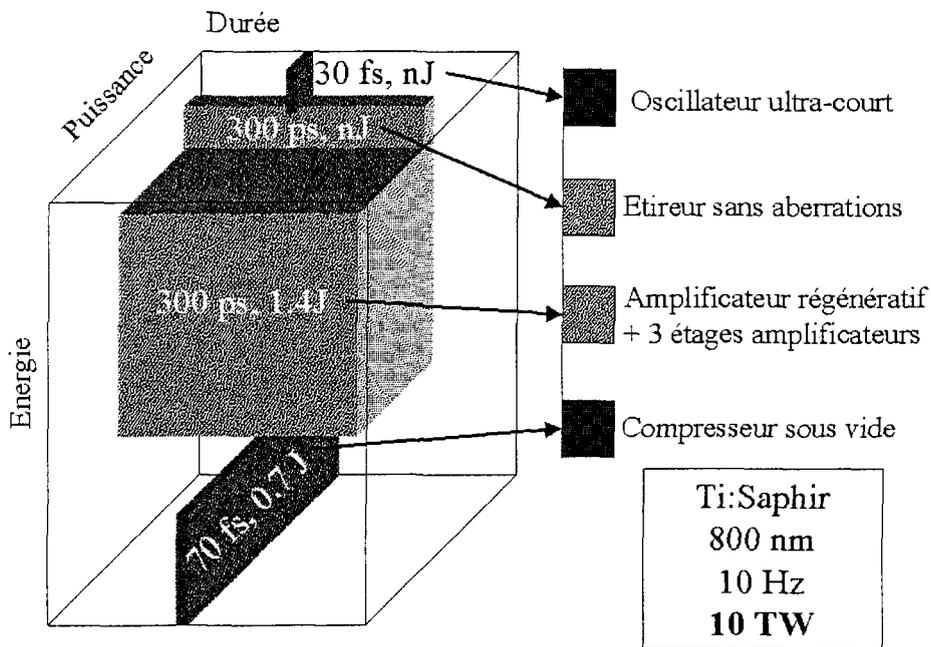


FIG. 6.1 – Schéma de principe et caractéristiques du laser UHI 10.

(Offner). L'étireur permet de retarder les composantes bleues du spectre par rapport aux composantes rouges. En raison de la large gamme spectrale de l'impulsion on étire celle-ci de 35 fs à 300 ps, soit un facteur 10 000 environ.

Cette impulsion plus longue peut maintenant être amplifiée sans risquer d'endommager les cristaux amplificateurs. L'amplification sur la chaîne UHI 10 se fait en quatre étapes :

- première étape: l'amplificateur régénératif dans lequel l'impulsion étirée est amplifiée. Son profil spatial est en même temps réoptimisé afin d'obtenir l'amplification la plus efficace possible. Cet amplificateur se présente comme une cavité laser à l'intérieur de laquelle l'impulsion oscille ce qui permet de stabiliser le pointé du laser. Le passage dans un cristal Ti:Saphir, pompé par un laser YAG de 40 mJ, permet d'amplifier l'impulsion lors de ses oscillations. Lorsque l'amplification est suffisante (autour de 3 mJ), l'impulsion est extraite et injectée dans le pré-amplificateur.
- deuxième étape: passage dans le pré-amplificateur. Il se compose d'un cristal Ti:Saphir rectangulaire, de $8 \times 8 \times 10 \text{ mm}^3$, pompé par un laser YAG de 200 mJ dans lequel l'impulsion effectue quatre passages.
- troisième étape: passage dans le 1^{er} étage amplificateur qui se compose d'un cristal Ti:Saphir de $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$, pompé par deux lasers YAG délivrant

une énergie de $1,6 J$, dans lequel l'impulsion effectue trois passages.

- quatrième étape: passage dans le 2^{ème} étage amplificateur composé d'un cristal Ti:Saphir de $35 mm$ de diamètre et $10 mm$ de long. Ce dernier cristal est pompé par quatre lasers YAG, fournissant une énergie de $5,5 J$. L'impulsion y effectue deux passages.

En sortant de ces différents étages amplificateurs, l'énergie de l'impulsion est passée de $3 nJ$ à $1,4 J$ pour une durée de $300 ps$. Tous ces étages fonctionnent à une fréquence de $10 Hz$, ce qui fixe la fréquence maximale à laquelle le laser peut être utilisé.

L'impulsion est ensuite recomprimée temporellement pour gagner en puissance. En raison du flux important d'énergie pendant et après la compression, il est important d'effectuer cette opération sous vide car la propagation de l'impulsion dans l'air risque de l'altérer tout comme la traversée d'un hublot. Un compresseur sous vide a donc été développé au sein du service, en collaboration avec la société BMI qui a conçu le laser. Ce compresseur, dont le rôle est de compenser le retard introduit par l'étireur, permet, par des plusieurs réflexions sur deux réseaux, de recomprimer temporellement l'impulsion jusqu'à une durée théorique de $60 fs$. La perte d'énergie lors de cette opération est de 50% , si bien que l'énergie en sortie de compresseur est de $700 mJ$. Le laser est alors polarisé linéairement dans le plan horizontal.

6.2 Caractérisation de l'impulsion

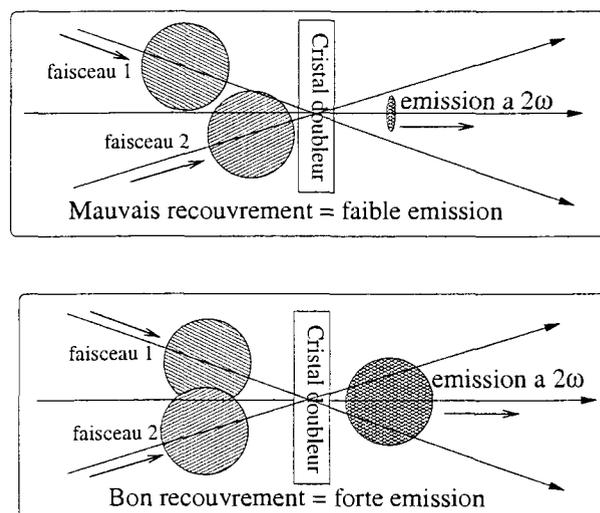


FIG. 6.2 – Principe de l'autocorrélateur moyenneur: l'émission à 2ω dépend du recouvrement des deux faisceaux.

6.2.1 Durée

En raison de la brièveté de l'impulsion il est nécessaire d'utiliser une technique particulière pour effectuer une mesure de sa durée. La stabilité du laser UHI 10 permet de réaliser cette mesure à l'aide d'un autocorrélateur moyenneur.

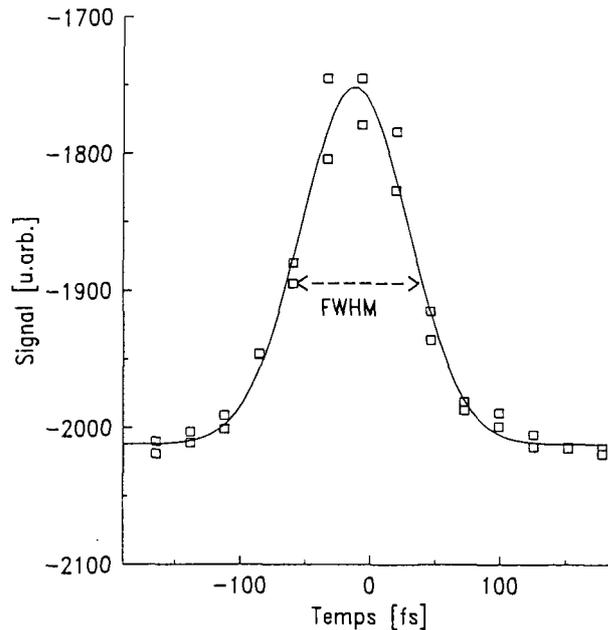


FIG. 6.3 – Mesure de la durée de l'impulsion: émission à 2ω en fonction du décalage temporel.

Son fonctionnement est le suivant. Une petite partie du faisceau, correspondant à une fuite sur l'un des miroirs du compresseur, est prélevée. Cette fuite est scindée en deux faisceaux que l'on va ensuite recombinaison dans un cristal doubleur de BBO (Beta-Barium Borate, β -BaB₂O₄). L'amplitude du signal à 2ω émis par le cristal suivant la bissectrice de l'angle entre les deux directions de propagation des deux impulsions dépend alors du recouvrement des deux faisceaux infrarouges (figure 6.2). Si le chemin optique des deux faisceaux est rigoureusement identique, alors leur recouvrement temporel sera optimal et l'émission à 2ω maximale. En introduisant un léger retard sur l'un des deux faisceaux, le recouvrement est moins bon et donc l'émission à 2ω diminue. La mesure de l'émission à 2ω en fonction du décalage temporel correspond à la fonction d'autocorrélation de l'impulsion et permet alors de connaître sa durée. Sur la figure 6.3 est représenté le résultat d'une de ces mesures. Cette courbe est bien décrite par une fonction gaussienne dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) permet de connaître la durée de l'impulsion τ_p : $\tau_p = FWHM/\sqrt{2}$. On en déduit ainsi la durée de l'impulsion délivrée par le laser UHI 10. Elle est de 70 fs. L'énergie laser étant de 700 mJ, la puissance crête est donc de 10 TW.

6.2.2 Contraste.

Le contraste est une autre caractéristique importante du laser. Il permet de connaître l'ordre de grandeur de l'émission parasite (ASE= Amplified Self Emission), laquelle se fait sur une durée beaucoup plus longue que la durée de l'impulsion:

$$\text{contraste} = \frac{\text{éclairage}}{\text{éclairage maximal}}$$

La faible dynamique de l'autocorrélateur ne permet pas d'en faire la mesure. Celle-ci est réalisée à l'aide d'un corrélateur du troisième ordre dont le fonctionnement est le suivant. La même fuite que celle utilisée pour la mesure de durée passe au travers d'un cristal de BBO. En sortie de ce cristal on sépare la composante à

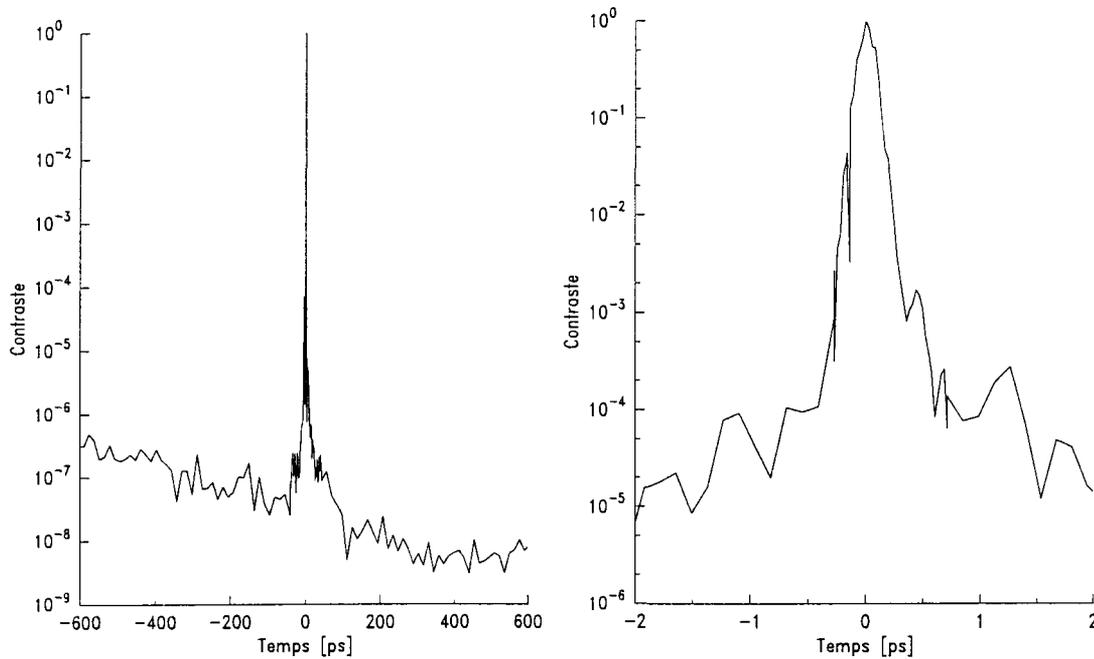


FIG. 6.4 – Mesure du contraste du laser par le cross-corrélateur.

2ω de la composante à ω à l'aide d'une lame dichroïque. La composante à 2ω est alors retardée puis recombinaée avec la composante à ω dans un cristal tripleur de fréquence. On génère dans ce cristal un signal à 3ω en sommant les fréquences 2ω et ω .

Le signal détecté à 3ω en sortie du cristal est alors proportionnel à $I^2(t-\tau) \times I(t) \times dt$, où τ est le retard imposé au faisceau à 2ω . Comme la génération de la composante à 2ω dépend, de manière quadratique, de l'intensité du faisceau à ω , on peut considérer que cette composante n'est émise qu'autour du maximum de l'impulsion ultra-courte et donc que: $I^2(t-\tau) = I_0 \times \delta(t-\tau)$ où δ est la fonction de Dirac. Ceci revient à dire que la composante à 2ω n'est pas générée par le piédestal mais uniquement par l'impulsion principale et donc que sa durée est celle de l'impulsion principale. Finalement, le signal à 3ω est proportionnel à $I(\tau)$.

La figure 6.4 donne, sur des échelles de temps de 2 ps et 600 ps, une mesure de ce contraste. On y voit que celui-ci est de 10^{-7} à 100 ps et de 10^{-4} à 1 ps.

6.2.3 Focalisation

En raison du fort flux énergétique, il n'est pas possible d'utiliser des optiques en transmission pour le transport de l'impulsion après compression. Il faut donc utiliser des optiques en réflexion et éviter tout retour qui pourrait causer de nombreux dommages à l'ensemble de la chaîne laser. Les paraboles hors-axe présentent ces deux avantages et sont donc les optiques les mieux adaptées à la focalisation de telles impulsions.

Dans les expériences présentées dans ce manuscrit, nous avons utilisé une parabole hors-axe, de focale $f = 200 \text{ mm}$, pour un diamètre utile de $d = 85 \text{ mm}$. L'ouverture numérique correspondante est $f/d = f_{\#} = 2,35$. Le diamètre à $1/e^2$ du faisceau avant focalisation est $d = 50 \text{ mm}$. Le diamètre théorique de la tache focale, dans l'approximation des faisceaux gaussiens, est alors:

$$d_{théo.} = 4 \frac{f \lambda_0}{\pi d} = 4 \mu m . \quad (6.1)$$

Des mesures de tache focale, effectuées avec une parabole différente, ont montré que le faisceau est caractérisé par un M^2 de 4, c'est-à-dire que $d_{réel} = 4 \times d_{théo.}$. Nous estimons donc le diamètre caractéristique de la tache focale dans le vide à $d_0 = 16 \mu m$. Toujours dans l'approximation des faisceaux gaussiens, la longueur de Rayleigh¹ correspondante est:

$$L_R = \frac{\pi d_0^2}{4 \lambda_0} = 70 \mu m . \quad (6.2)$$

L'éclairement maximal accessible dans le vide est alors de $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

Les paraboles sont montées sur un support motorisé suivant trois axes. Grâce à cette motorisation sous vide l'alignement de la parabole s'effectue in-situ ce qui permet de trouver la focalisation optimale du faisceau. Celle-ci est déterminée par claquage (création d'un plasma) dans l'air en régime nanoseconde (lorsque l'impulsion laser n'est pas comprimée). Ce claquage ne peut en effet être réalisé que pour une focalisation optimale du faisceau.

6.3 Voie sonde

En sortie du premier étage amplificateur, une petite portion du faisceau est prélevée à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Les impulsions ainsi obtenues présentent les mêmes caractéristiques temporelles et spectrales que l'impulsion principale et sont synchronisée avec elle. Elles vont être utilisées comme sonde dans

1. Longueur sur laquelle l'éclairement atteint I est tel que: $I > I_{max}/2$.

nos expériences. Sur la ligne d'acheminement vers l'enceinte d'expérimentation un dispositif de reprise d'image a été installé. Il permet de minimiser les fluctuations spatiales tir à tir au niveau de la zone d'interaction. Un filtre spatial peut aussi être inséré, afin d'améliorer la qualité du front d'onde. Ceci augmente notablement le contraste des franges d'interférences lorsque le faisceau sonde sert à des mesures d'interférométrie.

Lorsqu'elle est prélevée, l'impulsion sonde est étirée temporellement. Sa compression est alors réalisée par un compresseur annexe. Il est, lui aussi, constitué de deux réseaux et ne nécessite pas d'être mis sous vide, en raison de la faible énergie contenue dans l'impulsion.

Après compression, l'impulsion sonde contient une énergie de 3 mJ pour une durée de 70 fs . Elle peut être ensuite doublée en fréquence par passage dans un cristal doubleur en KDP (Potassium Dihydrogène Phosphate). Une ligne à retard permet de choisir l'instant auquel le plasma sera sondé par rapport à l'instant où l'impulsion principale interagit. Le retard maximum accessible est de 600 ps avec un pas de $6,7 \text{ fs}$.

6.4 Dispositif expérimental

6.4.1 Enceinte sous vide

L'enceinte expérimentale de l'installation UHI 10 est directement couplée au compresseur afin de limiter le transport du faisceau. Elle a été conçue en acier inoxydable et son système de pompage, couplé à celui du compresseur, permet d'atteindre des vides allant jusqu'à 10^{-8} Torr . Ses grandes dimensions (1200 mm de diamètre) permettent d'installer sous vide de nombreux diagnostics: interféromètres, sténopées, spectromètres à cristaux, spectromètres à électrons, optiques de reprises d'images. Les quinze brides disposées tous les $22,5^\circ$ rendent cette enceinte particulièrement flexible d'utilisation. Il est ainsi possible de coupler d'autres dispositifs, tel qu'un dispositif de génération d'harmoniques, ou des diagnostics de fort encombrement comme des spectromètres champ-plan ou des spectromètres à électrons de grandes dimensions. Cette enceinte est donc très modulable, ce qui permet la réalisation d'expériences dans des géométries tout à fait différentes, aussi bien sur gaz que sur cibles solides.

6.4.2 Jet pulsé.

Au centre du chapeau qui ferme l'enceinte d'expérimentation est placée une bride sur laquelle peut être disposé un jet de gaz pulsé. Pour le générer nous utilisons une valve solénoïdale, mise au point au laboratoire, et dont le principe est décrit sur la figure 6.6. Le piston P se termine par un joint torique ce qui évite les fuites entre deux

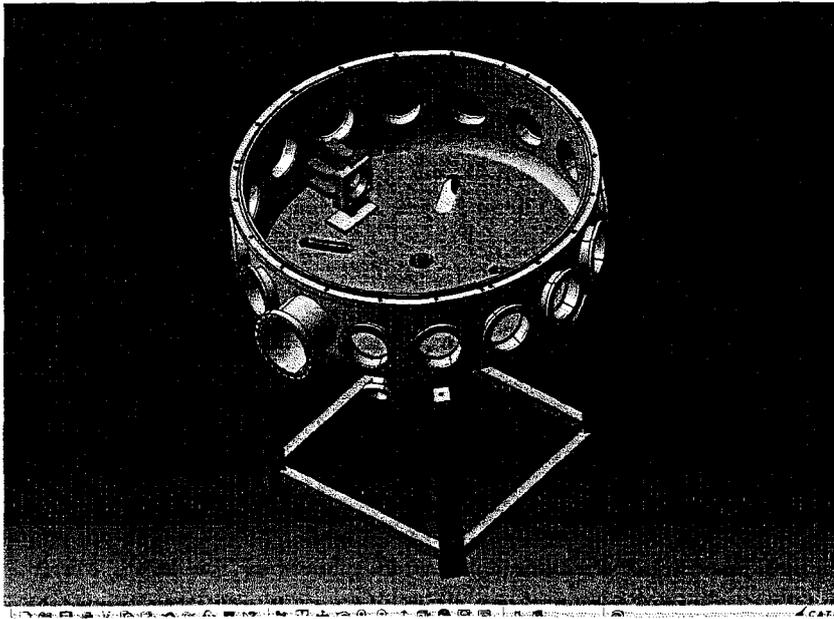


FIG. 6.5 – Enceinte expérimentale du laser UHI 10 et support, motorisé suivant trois axes, de la parabole hors-axe de focalisation du laser.

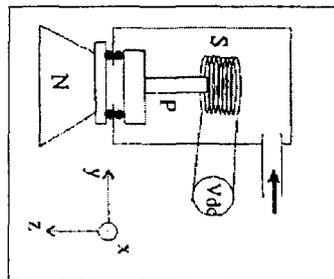


FIG. 6.6 – Vue schématique de la vanne pulsée (*P*: piston, *N*: buse, *S*: solénoïde).

tirs dans l'enceinte. La mise en mouvement du piston se fait par la mise sous tension du solénoïde *S* connecté à une alimentation haute-tension VdC et à un générateur d'impulsion déclenché par le laser. Le temps d'ouverture de la vanne pulsée est de l'ordre de 5ms . Elle fonctionne jusqu'à une pression amont de 20bar ce qui permet de délivrer des pressions de quelques bars en aval. On peut ainsi atteindre une densité de neutres allant jusqu'à quelques 10^{20}cm^{-3} . Sur ce jet peuvent être adaptées des buses de géométries assez diverses:

- des buses cylindriques permettant de générer des milieux composés uniquement de molécules, présentant des gradients raides,
- des buses coniques qui délivrent des densités un peu moins élevées mais permettent de créer des agrégats,
- des buses rectangulaires afin de créer un milieu long où les gradients de densité sur les bords sont très raides.

Ce système de buses couplées au jet pulsé a été étudié par interférométrie. Une description détaillée de ces études peut être trouvée dans [99] et la technique interférométrique est présentée au paragraphe 6.14. Les expériences présentées ici ont été faites avec des buses cylindriques de 0,5 à 1 mm de diamètre ainsi qu'avec une buse rectangulaire de $20 \times 1 \text{ mm}^2$. En fonction de la pression amont et des dimensions de la buse utilisée, le système de pompage de l'enceinte permet de travailler à des fréquences comprises entre 0,2 et 2 Hz. Le signal de déclenchement du jet est fourni par l'horloge du laser ce qui permet de synchroniser l'arrivée de l'impulsion et l'arrivée du gaz dans l'enceinte.

Buse rectangulaire $20 \times 1 \text{ mm}^2$

La buse de $20 \times 1 \text{ mm}^2$, utilisée dans la première série d'expériences décrite au chapitre 7, présente un profil de densité atomique très homogène suivant la dimension X qui coïncide avec l'axe de propagation du laser. Nous voyons en effet sur la figure 6.7 que la densité atomique est de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sur 20 mm. En bord de buse, les gradients de densité s'étendent sur 2 mm.

Une caractéristique intéressante de cette buse est que le jet de gaz est très peu

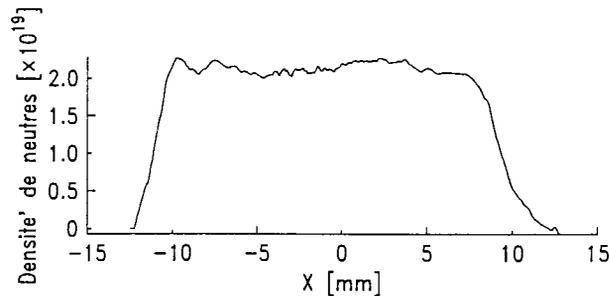


FIG. 6.7 – Profil de densité de neutres mesuré à 1 mm de la sortie de la buse rectangulaire ($1 \times 20 \text{ mm}^2$), pour une pression amont de 8 bar.

divergent lorsque l'on s'éloigne de la sortie de la buse. Ceci est important car, compte tenu de l'ouverture numérique de l'optique de focalisation et de la longueur de la buse (2 cm), la distance minimale à laquelle il est possible de tirer sans que le laser n'interagisse avec la buse est de 1 mm. Nous voyons, sur la figure 6.8, que la position des gradients de densité sur l'axe X (repérée par les droites en pointillées situées autour de $X = -14 \text{ mm}$ et $X = +14 \text{ mm}$) évolue très peu lorsque l'on s'éloigne de la buse. En particulier, la position suivant X de ces gradients est la même que l'on se place à $Z = 300 \mu\text{m}$ ou $Z = 1 \text{ mm}$.

Pour une distance à la buse $Z = 1 \text{ mm}$, nous avons tracé, sur la figure 6.9, l'évolution de la densité atomique lorsque l'on se place au centre du jet en $X = 0$ et $Y = 0$. Elle varie de manière linéaire avec la pression. Nous voyons ainsi que pour un degré d'ionisation compris entre cinq et sept la densité électronique peut atteindre

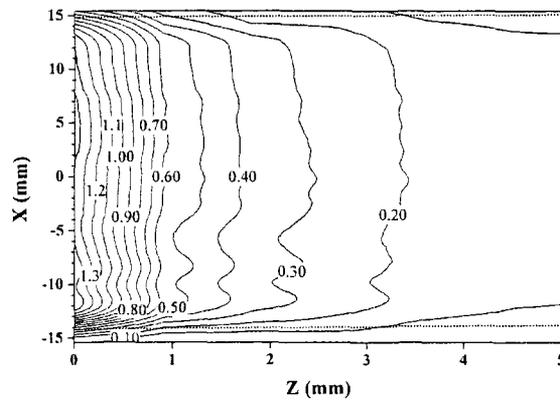


FIG. 6.8 – Profil de densité de neutrons de la buse rectangulaire ($1 \times 20 \text{ mm}^2$) suivant X et Z , pour une pression amont de 2 bar. Les isocontours donnent la valeur de la densité atomique en unité de 10^{19} cm^{-3} .

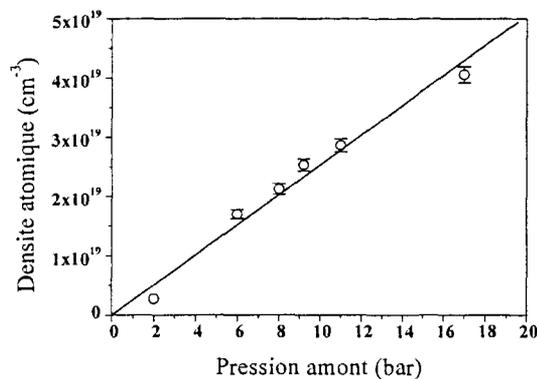


FIG. 6.9 – Densité atomique en fonction de la pression amont pour $X = 0$, $Y = 0$ et $Z = 1 \text{ mm}$. La droite est une fonction linéaire de la pression.

$2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ à $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ lorsque la pression amont est de 15 bar.

Buses cylindriques

Les buses cylindriques permettent d'atteindre des densités atomiques légèrement plus élevées que la buse rectangulaire que nous venons de présenter. Ceci est d'autant plus vrai que la distance minimale à laquelle il est possible de tirer n'est plus que de $300 \mu\text{m}$ en raison des dimensions plus réduites de ces buses. Or, comme le montre la figure 6.10, la densité atomique mesurée en $X = 0$ et $Y = 0$ décroît exponentiellement avec la distance à la buse Z . En tirant au plus près de la sortie de la buse, nous pouvons travailler à des densités plus élevées qu'avec la buse rectangulaire.

Les expériences réalisées avec ces buses ont été faites pour $Z = 430 \mu\text{m}$. A cette position, et pour $X = 0$ et $Y = 0$, l'évolution de la densité atomique avec la pression

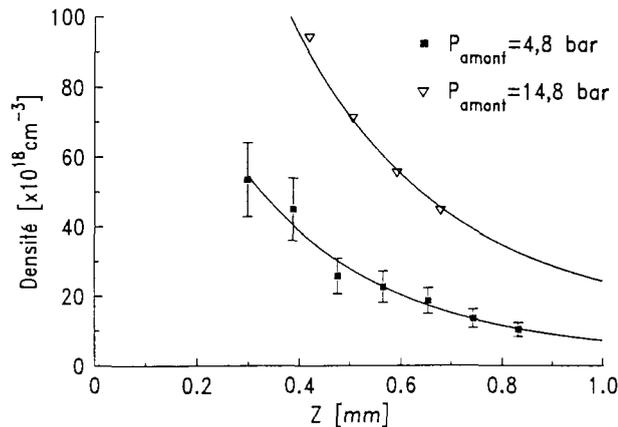


FIG. 6.10 – Densité de neutres en fonction de la distance à la buse Z pour deux valeurs de la pression amont pour la buse de $500 \mu\text{m}$ de diamètre. Les courbes en trait plein sont des fonctions exponentielles de Z .

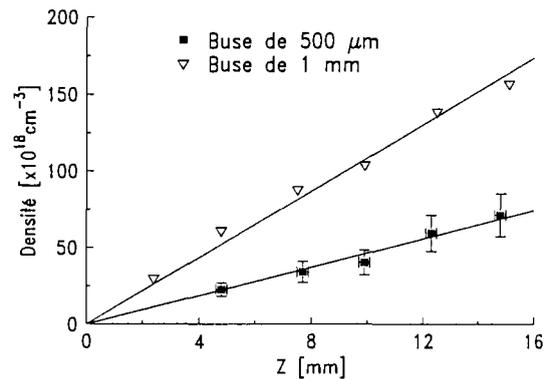


FIG. 6.11 – Densité atomique en fonction de la pression amont, pour deux buses différentes et pour une distance à la buse $Z = 430 \mu\text{m}$. Les droites en trait plein sont des fonctions linéaires de la pression.

est donnée sur la figure 6.11. Tout comme dans le cas de la buse rectangulaire, nous voyons que la densité atomique varie linéairement avec la pression amont. Pour une pression amont de 15 bar la densité atomique atteint $7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Suivant le degré d'ionisation, compris entre cinq et sept en fonction de la valeur de l'éclairement laser, la densité électronique maximale est donc comprise entre $3,5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ c'est-à-dire deux fois plus élevée qu'avec la buse rectangulaire.

6.5 Diagnostics

6.5.1 Ombroscopie

Le principe de l'ombroscopie est le suivant. Un faisceau de faible énergie vient sonder la zone d'interaction. Il est important que le faisceau soit parallèle et de grande ouverture afin d'éclairer une large zone autour du plasma. Dans ce cas, une partie du faisceau est réfractée par le plasma (figure 6.12) en dehors de l'optique de collection. Sur l'image formée par cette optique sur un détecteur, la présence du plasma se traduit par une zone sombre.

Pour effectuer ce type de mesure, nous utilisons le faisceau sonde du laser UHI 10. La résolution temporelle de ce diagnostic est liée à la durée de l'impulsion sonde qui est de 70 fs . La section du faisceau est élargie jusqu'à 2 cm afin d'englober totalement la zone d'interaction. Une lentille, d'ouverture numérique $f_{\#} = 1/25$, en fait l'image sur une caméra CCD avec un grandissement $1/3$. Un filtre interférentiel à 800 nm ne laisse passer que le signal centré autour de la fréquence du faisceau sonde.

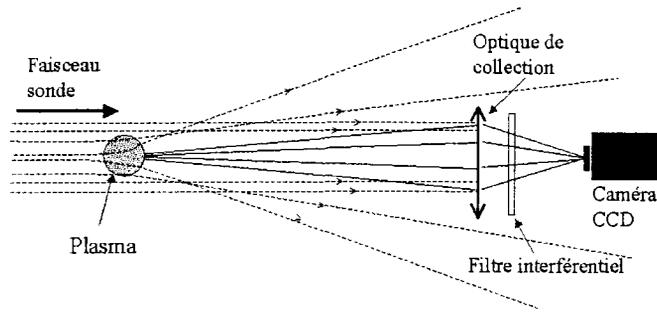


FIG. 6.12 – Principe de l'ombroscopie.

La résolution spatiale de ce diagnostic est de $58 \mu m$ suivant l'axe de propagation et de $40 \mu m$ suivant la direction transverse. Cette différence de résolution entre les deux directions est due à ce que les pixels du détecteur sont de forme rectangulaire et non pas carrée. La figure 6.13 donne l'exemple d'une image obtenue par ce diagnostic. En supposant que le plasma est équivalent à un cylindre dont l'indice est donné par

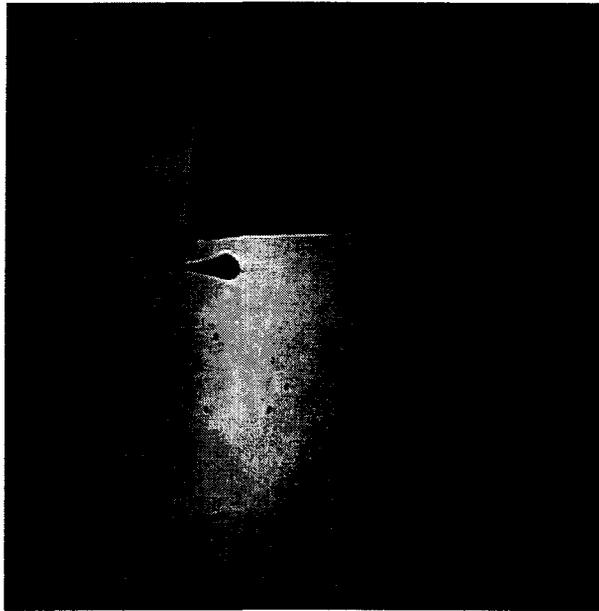


FIG. 6.13 – Image obtenue par ombroscopie. Le laser, se propageant de la gauche vers la droite, crée un plasma dans le jet de gaz. La buse correspond à la grande zone sombre qui occupe la partie supérieure droite de l'image alors que le plasma se traduit par une petite bulle sombre, juste au-dessous et sur le bord gauche de la buse.

$N\sqrt{1 - n_e/n_c}$, où $n_e = Z^*n_a$ avec Z^* le degré d'ionisation et n_a la densité atomique, on calcule la déviation du faisceau aux interfaces du plasma. Nous trouvons ainsi que le système d'ombroscopie est sensible à l'apparition du premier état de charge de l'azote dans nos conditions expérimentales.

6.5.2 Imagerie en champ lointain

Un système d'imagerie à deux lentilles fait l'image, sur une caméra CCD, du plan $Y - Z$ perpendiculaire à l'axe de propagation et qui se trouve en $X = 2 \text{ cm}$ après la zone d'interaction. Nous pouvons ainsi mesurer le profil du laser dans ce plan. En intégrant, suivant les deux directions, le signal détecté sur la caméra CCD nous pouvons ensuite connaître l'intensité relative du signal transmis en présence de gaz par rapport à l'intensité du signal transmis sans gaz. Un filtre interférentiel, ayant une bande passante de 100 nm , permet de ne détecter que le signal centré à la longueur d'onde du laser. Tout comme le diagnostic d'ombroscopie, le signal détecté par ce type de diagnostic est limité par les dimensions de la lentille de reprise. En particulier, une divergence accrue du faisceau peut entraîner une diminution de l'intensité du signal détecté puisqu'une partie du rayonnement n'est alors plus collectée par la première lentille.

6.5.3 Interférométrie

Un interféromètre du type Mach-Zehnder (voir [100]) a été installé dans l'enceinte expérimentale. Il permet la mesure de la densité atomique ou de la densité électronique lorsqu'il y a ionisation du gaz. Son principe est décrit sur la figure 6.14. Le faisceau sonde est doublé en fréquence puis divisé en deux faisceaux de même

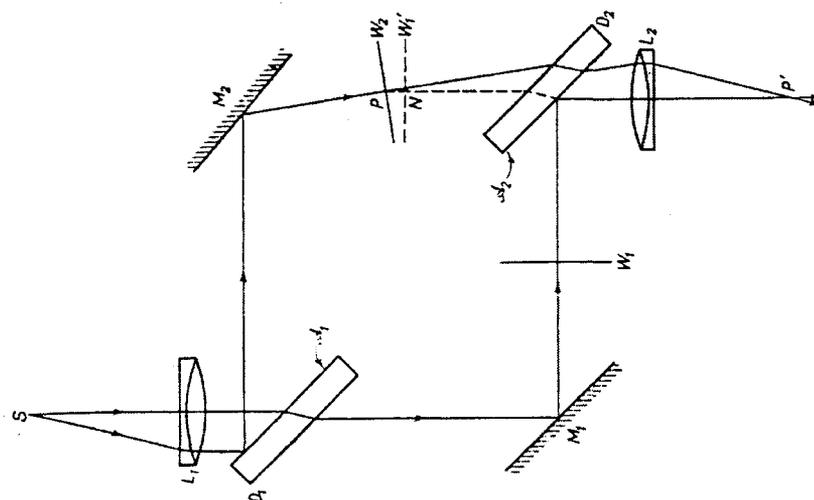


FIG. 6.14 - L'interféromètre de Mach-Zehnder.

amplitude par le passage dans une lame semi-réfléchissante D_1 . Chacun de ces faisceaux est ensuite réfléchi à 90° sur un miroir de renvoi (M_1 et M_2). Une seconde lame semi-réfléchissante D_2 , identique à D_1 , permet de recombinaison des deux faisceaux de telle sorte qu'en sortie de cette lame, ils se superposent parfaitement.

Lorsque l'interféromètre est parfaitement réglé (les deux miroirs M_1 et M_2 sont parallèles), les chemins optiques de chacun des bras de l'interféromètre sont rigoureusement identiques. Aucune figure d'interférence ne peut alors être détectée (teinte plate). A partir de cette position, on crée une différence de marche entre les deux faisceaux en introduisant un coin d'air entre les miroirs M_1 et M_2 . En pratique, cela s'effectue en tournant légèrement le miroir M_2 ce qui entraîne l'apparition d'une figure d'interférences, composée de franges parallèles, dans le plan de M_2 .

Le passage de l'un des deux bras de l'interféromètre dans un milieu d'indice N va introduire une différence de chemin optique supplémentaire:

$$\delta(X,Z) = \int_{Y_1}^{Y_2} [N(X,Y,Z) - 1] dY, \quad (6.3)$$

où $Y_2 - Y_1 = \Delta Y$ est la dimension, suivant l'axe Y , du milieu traversé et $N(X,Y,Z)$ est l'indice de réfraction. Ici X est la direction de propagation du laser, Y la direction de polarisation du laser, et Z la direction perpendiculaire au plan de polarisation. Dans le cas d'un gaz neutre, l'indice de réfraction N peut être estimé par la formule de Cauchy:

$$N(X,Y,Z) = \frac{n_a(X,Y,Z)}{n_{a0}} \times A_1 \times \left(1 + \frac{B_1}{\lambda^2}\right) \quad (6.4)$$

où $n_a(X,Y,Z)$, λ , A_1 et B_1 sont respectivement, le profil de densité, la longueur d'onde de la sonde, et deux constantes dépendant du gaz utilisé. $n_{a0} = 2,687 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ est le nombre de Loschmidt qui donne la densité d'un gaz dans les conditions normales de pression et de température.

Dans le cas où le milieu traversé est un plasma, l'indice de réfraction s'exprime de manière assez simple en fonction de la densité électronique n_e :

$$N^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c}, \quad (6.5)$$

qui, pour $n_e \ll n_c$ (où n_c est la densité critique), peut s'écrire:

$$N \approx 1 - \frac{n_e}{2n_c}. \quad (6.6)$$

Ainsi, la connaissance de $N(X,Y,Z)$ permet de connaître soit la densité atomique dans le cas d'un gaz, soit la densité électronique dans le cas d'un plasma.

La différence de chemin optique $\delta(X,Z)$ va entraîner un décalage des franges de l'interférogramme:

$$\Delta k(X,Z) = \frac{\delta(X,Z)}{\lambda}. \quad (6.7)$$

A partir de la mesure de $\Delta k(X,Z)$, il est alors possible de remonter au profil d'indice de réfraction en effectuant une inversion d'Abel [101] de l'équation (6.3). Celle-ci

s'effectue en supposant que pour X fixé, l'indice de réfraction présente une symétrie de révolution $N(R)$ autour de l'axe de propagation, où $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$. Elle permet aussi de connaître un demi-profil de densité suivant X la direction de propagation du laser, et R la coordonnée radiale du plasma en géométrie cylindrique. Le décalage des franges va alors s'exprimer de la manière suivante:

$$\Delta k(Y) = \frac{1}{\lambda} \times \int_{-\sqrt{R_0^2 - Y^2}}^{+\sqrt{R_0^2 - Y^2}} [N(R) - 1] dZ, \quad (6.8)$$

où R_0 est le rayon maximal pour lequel un déplacement de frange est détecté. $\Delta k(X, Z)$ peut alors s'exprimer uniquement en fonction du rayon R du plasma:

$$\Delta k(Y) = \frac{2}{\lambda} \times \int_Y^{R_0} [N(R) - 1] \frac{R dR}{\sqrt{R^2 - Y^2}}. \quad (6.9)$$

L'inversion d'Abel de l'équation (6.9) s'écrit simplement lorsque le décalage des franges suit un profil gaussien ($\Delta k(Y) = \exp(Y^2/(\Delta R)^2)$ où ΔR est la largeur à mi-hauteur du profil d'indice de réfraction):

$$[N(R) - 1] = \frac{2\lambda}{\pi(\Delta R)^2} \int_R^{R_0} \exp\left(\frac{-Y^2}{(\Delta R)^2}\right) \frac{Y dY}{\sqrt{Y^2 - R^2}}. \quad (6.10)$$

Lorsque $\Delta k(Y)$ ne suit pas un profil gaussien, il n'existe pas d'expression analytique de (6.10) et l'inversion doit être faite numériquement. La connaissance de $\Delta k(Y)$ permet donc de connaître le profil d'indice de réfraction $N(R)$ et ainsi, à l'aide des formules (6.4) et (6.6), de connaître la densité électronique ou la densité atomique en fonction de X , l'axe de propagation et R le rayon du plasma.

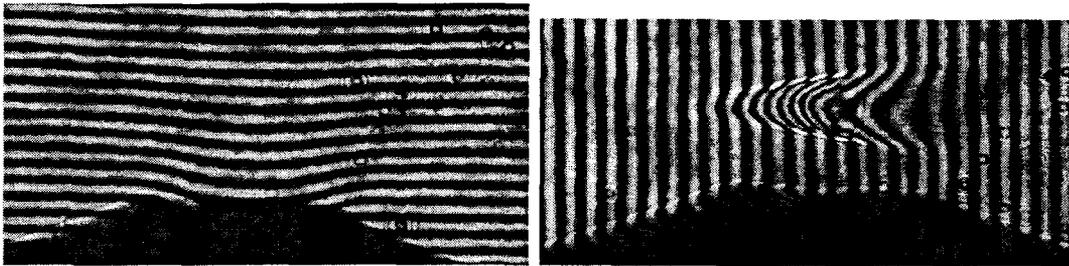


FIG. 6.15 – Exemples d'interférogrammes. A gauche, sans le laser de 10 TW, mesure de la densité de neutres. A droite, mesure de la densité électronique. Le laser se propage de la gauche vers la droite. La zone sombre trapézoïdale en bas de chaque image est l'ombre d'une buse de 500 μm .

La valeur de la densité maximale mesurable par ce diagnostic est liée à la durée de la voie sonde. Lorsque le déphasage δ , entraîné par le plasma sur l'impulsion sonde qui le traverse, est supérieur à la durée de la sonde τ , les deux impulsions ne se recouvrent plus en sortie de l'interféromètre et les franges disparaissent dans

la zone de la figure correspondant au plasma. Il faut donc que le déphasage δ soit inférieur à la durée de l'impulsion sonde:

$$\delta = \Delta N L \approx \frac{n_e L}{2n_c c} \ll \tau, \quad (6.11)$$

où ΔN est la variation de l'indice de réfraction et L la longueur de plasma traversé. La densité électronique maximale mesurable est alors:

$$n_e = \frac{2n_c}{L} c \tau. \quad (6.12)$$

Avec $L=0,5 \text{ mm}$, et $\tau = 70 \text{ fs}$ nous obtenons $n_e = 1,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Des interférogrammes caractéristiques, permettant la mesure de la densité atomique et de la densité électronique, sont présentés sur la figure 6.15. La résolution spatiale de ce diagnostic est de $18 \mu\text{m}$ suivant la direction de propagation du laser X et de $5 \mu\text{m}$ suivant la direction transverse Z . La mesure de la densité électronique se fait avec une erreur de 20 %.

6.5.4 Imagerie Thomson

Le diagnostic d'imagerie Thomson est basé sur la détection du signal émis par le plasma, à la longueur d'onde du laser, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, et dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation (figure 6.16). Ce signal est issu de la diffusion des photons laser sur les électrons libres du plasma (diffusion Thomson). Il présente l'avantage de n'être émis que durant l'interaction entre le laser et le plasma.

L'utilisation du signal Thomson comme diagnostic doit être faite avec prudence car il peut être très différent selon les conditions de l'interaction. Il dépend en premier lieu du degré de cohérence du rayonnement qui se caractérise par le paramètre:

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{\lambda_D}, \quad (6.13)$$

où λ_D est la longueur de Debye: $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / n_e e^2}$.

La cohérence du rayonnement est d'autant plus importante que α est grand devant un. Avec un laser de 800 nm , et un plasma dont la température est inférieure à 500 eV et la densité électronique supérieure à $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, nous avons toujours $\alpha > 50 \gg 1$. Nous pouvons donc dire que, dans nos expériences, les électrons oscillent en phase dans le champ laser et que le rayonnement Thomson, qui en est issu, est cohérent. Dans ces conditions le signal de diffusion Thomson, à la longueur d'onde du laser et à 90° de la direction de propagation, est proportionnel à $n_e v_e^2$ [102], où v_e est la vitesse des électrons.

Expérimentalement, le signal détecté résulte de l'intégration des signaux émis le long de la direction d'observation par chaque électron du plasma. Un système d'imagerie à deux lentilles fait l'image du plasma sur une caméra CCD avec un

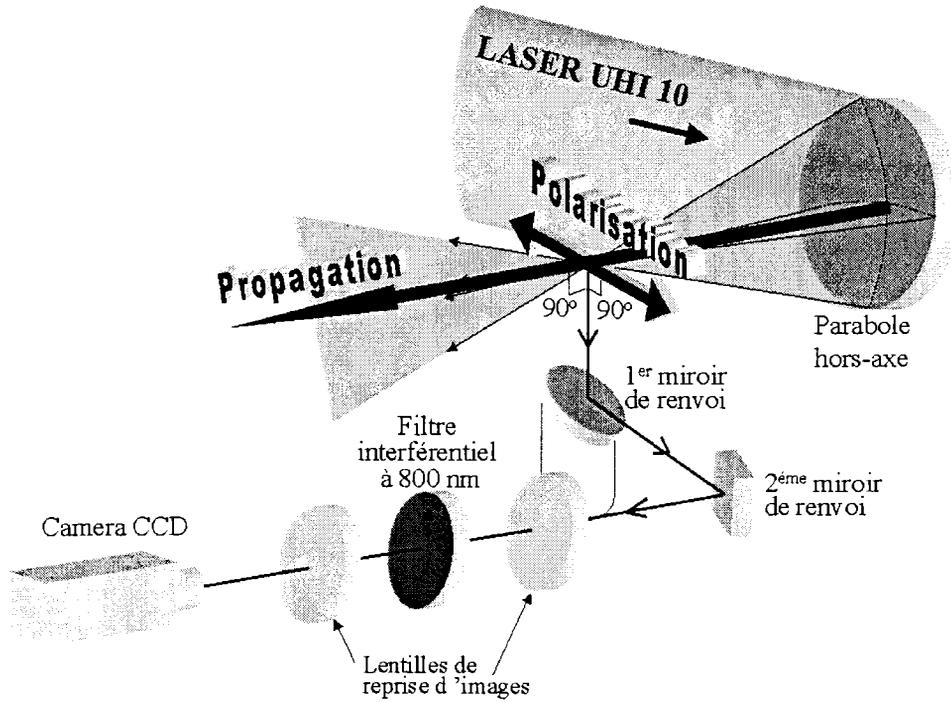


FIG. 6.16 – Diagnostic d'imagerie Thomson.

grandissement 2. L'ajout de densités optiques permet d'atténuer l'intensité du signal lorsque celle-ci devient trop élevée pour la caméra. En supposant que le plasma est à géométrie cylindrique, le signal Thomson détecté s'écrit [103]:

$$\phi_{thoms}(X,Y) = 2 \int_y^{R_0} n_e(R,X) \left| \frac{a(R,X)}{\gamma(R,X)} \right|^2 \frac{R}{(R^2 - Y^2)^{1/2}} dR, \quad (6.14)$$

avec X la direction de propagation, Y la direction de polarisation, R la coordonnée radiale en géométrie cylindrique et R_0 le rayon du plasma. $a(R,X)$ est le potentiel vecteur normalisé de l'onde électromagnétique et $\gamma(R,X)$ est le facteur relativiste de Lorentz. Il a été montré [19] que cette expression permet une modélisation correcte du signal Thomson, dans des conditions expérimentales proches de celles de notre étude.

Ce diagnostic a permis de mettre en évidence les effets d'autofocalisation relativiste [86]. En effet, lorsque le laser passe par une succession de foyers, le signal Thomson détecté reproduit, de manière indirecte, ces zones d'éclairement intense. Si, par contre, le phénomène de guidage n'a pas lieu, alors le signal Thomson montrera le passage par un foyer unique. C'est en ce sens qu'il est utilisé ici afin d'estimer la longueur sur laquelle l'impulsion est guidée.

- Pour les expériences du chapitre 7 la résolution spatiale de ce diagnostic est de $14 \mu\text{m}$ suivant la direction de propagation X et $12 \mu\text{m}$ suivant la direction transverse Y .

- Pour les expériences du chapitre 8 elle est de $4,8 \mu m$ suivant la direction de propagation X et de $5,7 \mu m$ suivant la direction transverse Y .

6.5.5 Spectrométrie

Dans les résultats que nous présenterons par la suite, deux types de spectromètres ont été utilisés. Le premier est basé sur la réflexion de Bragg sur des cristaux de mica et le second sur la dispersion par un réseau gravé travaillant en réflexion.

Spectromètre FSSR-2D

Le spectromètre FSSR-2D [104], pour “Focusing Spectrometer with Spatial Resolution”, est basé sur la réflexion de Bragg sur des cristaux de mica à courbure sphérique. Leur utilisation sur le laser UHI 10 a donné lieu à une collaboration entre notre laboratoire et le Centre de Données Spectroscopiques d’Ions Multichargés du VNIIFTRI, proche de Moscou, en la personne de T. A. Pikuz et A. Ya. Faenov. Un cristal de mica, avec un rayon de courbure de $150 mm$, est placé à une distance de l’ordre de $250 mm$ du plasma. Le détecteur est placé sur le cercle de Rowland du cristal. Il se compose d’un film photographique, Kodak DEF ou RAR 2452, protégé par un filtre. Ce filtre est constitué de deux films de polypropylène de $0,8 \mu m$, recouverts d’une couche de $0,2 \mu m$ d’aluminium sur les deux faces. La résolution optimale de ces spectromètres est $\delta\lambda/\lambda = 1/2000$. La courbure des cristaux permet d’obtenir une résolution spatiale inférieure à $40 \mu m$ suivant une direction. La détection se fait dans la gamme de $1,89$ à $1,96 nm$.

Spectromètre infra-rouge

Le spectromètre infra-rouge est le modèle 250IS de la société CHROMEX. Il utilise un réseau de $300 traits/mm$ couplé à deux miroirs toriques de focale $f = 250 mm$. Les résultats présentés ici n’utilisent que la résolution spectrale du système et ne font pas appel à la résolution spatiale donnée par les deux miroirs toriques. Le détecteur placé en sortie du spectromètre est une caméra CCD de $576 \times 384 pixels^2$. La résolution spectrale du système spectromètre + détecteur est de $0,2 nm$ dans la gamme de longueur d’onde que nous couvrons.

Spectromètre XUV

Le troisième spectromètre est un système PGM/PGS (*Plane Grating Monochromator/Spectrometer*) Jobin-Yvon. Il est constitué d’un miroir torique et d’un réseau gravé monté sur une platine de rotation motorisée. L’avantage de cette configuration est de créer une image en champ plan et donc de détecter un spectre complet dans

le plan de focalisation (configuration PGS). Pour former une image de la zone d'interaction sur le détecteur, le miroir torique, de focale $f = 500 \text{ mm}$, doit se trouver à 1 m de la source et 1 m du détecteur. Nous travaillons ainsi en grandissement -1 . Pour augmenter la réflectivité des miroirs dans le domaine ultraviolet extrême (UVX), réseau et miroir sont recouverts d'une mince couche d'or et attaqués sous incidence rasante, à 4° , la déviation totale étant de -172° . L'emplacement exact des traits du réseau est déterminé par technique holographique après quoi les traits sont réalisés par gravure ionique. Cette technique permet de compenser l'astigmatisme introduit par le miroir torique et entraîne une variation de l'espacement des traits. En moyenne, le réseau compte 600 traits/mm .

Le système est optimisé pour une détection des longueurs d'ondes comprises entre 40 et 80 \AA , mais il a pu être utilisé dans la gamme des $20 - 200 \text{ \AA}$. Pour limiter la quantité de lumière parasite, susceptible d'atteindre le détecteur sans passer par le système miroir+réseau, un diaphragme est placé à environ 50 cm de la source.

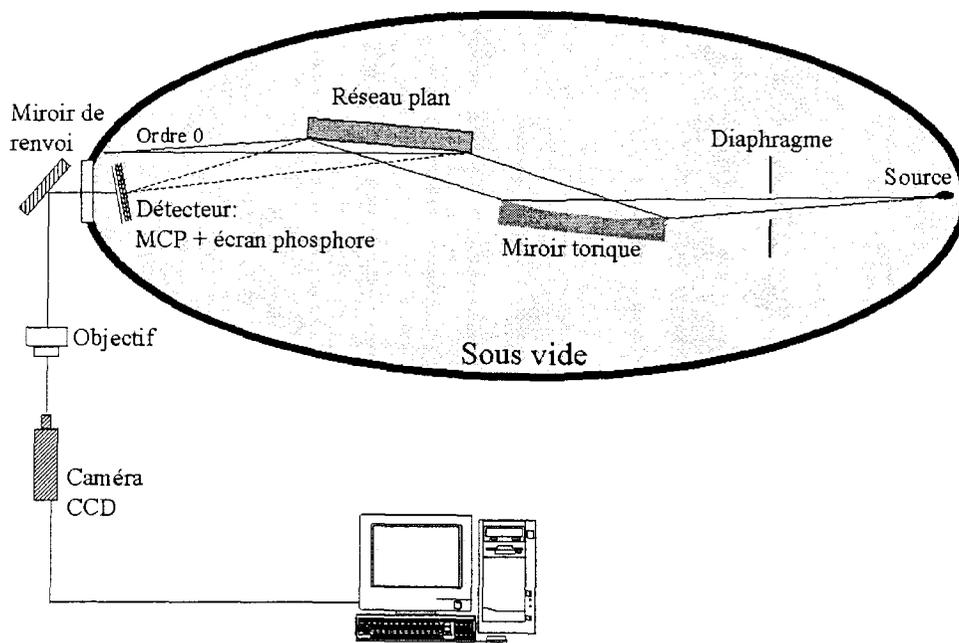


FIG. 6.17 – *Spectromètre à champ-plan.*

Le système de détection est placé dans le plan de focalisation du spectromètre. Il se compose de deux galettes de micro-canaux, montées en chevron, et couplées à un écran phosphore. L'écran phosphore est ré-imagé par un miroir de renvoi et un objectif photographique sur une caméra CCD. La première galette de micro-canaux est portée à un potentiel compris entre -900 V et -1150 V . La seconde galette est maintenue à la masse alors que l'écran phosphore est porté à un potentiel de

3800 V. Ce système permet la détection d'un signal au coup par coup mais aussi la sommation du signal sur plusieurs tirs grâce au pilotage de la caméra par ordinateur.

Ce système n'ayant jamais été utilisé auparavant, il a été nécessaire de l'étalonner en longueur d'onde. Pour effectuer cet étalonnage, nous avons utilisé un rayonnement harmonique, généré dans une enceinte annexe. Le rayonnement harmonique est émis par un atome aux fréquences harmoniques impaires ν_{H-2i+1} de la fréquence excitatrice ν_0 , lorsque cet atome est soumis à un champ laser intense. Ce rayonnement est donc très utile pour l'étalonnage en longueur d'onde puisqu'il émet à fréquences fixes et connues ($\nu_{H-2i+1} = \nu_0 \times (2i + 1)$ où i est un entier) dans une très large gamme spectrale.

Les harmoniques ont été générées dans un jet de néon et focalisées au centre de l'enceinte expérimentale, suivant un axe bien défini. Nous avons placé notre spec-

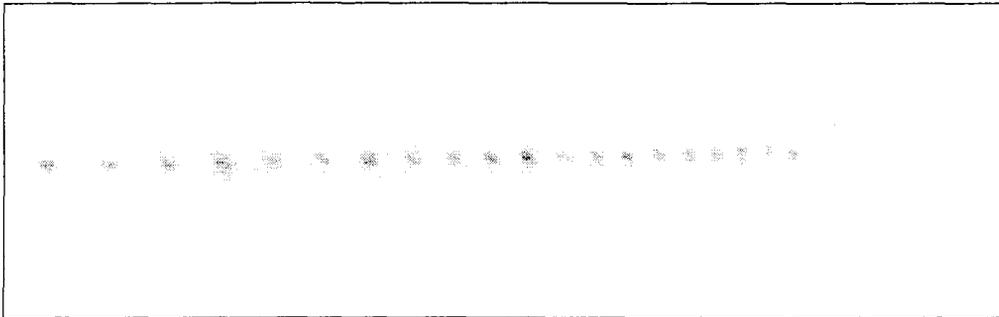


FIG. 6.18 – Image du spectre harmonique détecté sur la CCD. De gauche à droite, harmoniques 39 (20,5 nm) à 77 (10,4 nm) de la fréquence du laser.

tromètre suivant cet axe et enregistré des spectres harmoniques à l'image de celui représenté sur la figure 6.18. Ces mesures nous ont permis de contrôler que la loi de diffraction du réseau (figure 6.19) est bien vérifiée:

$$\sin \alpha + \sin \beta = nk\lambda , \quad (6.15)$$

où α est l'angle d'incidence sur le réseau, β , l'angle de réflexion, k l'ordre de diffraction utilisé (ici $k = 1$) et n le nombre de traits par millimètre. Sur le schéma de la figure 6.19, θ est l'angle dont a été tourné le réseau par rapport au réglage de référence. Ce réglage de référence est obtenu pour une détection de l'ordre 0 du signal incident au centre du détecteur.

Grâce à ces mesures nous avons donc pu vérifier la validité de la loi (6.15) pour notre système et ainsi étalonner notre détecteur en longueur d'onde. La résolution spectrale du système est principalement limitée par la dispersion engendrée par le système de galettes montées en chevron et par les aberrations du système de focalisation du spectromètre. Elle est de $\lambda/60$. La résolution spatiale est de $120 \mu m$.

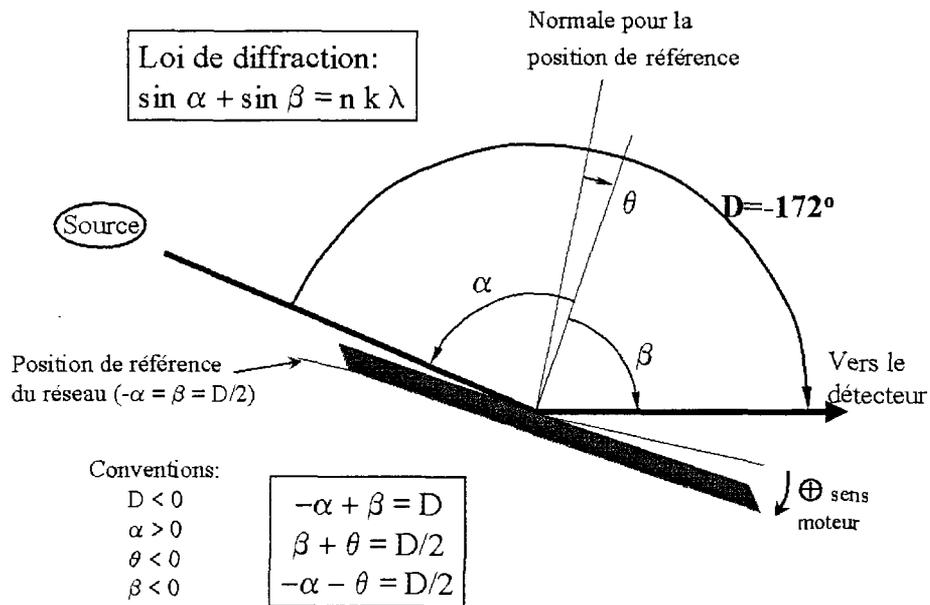


FIG. 6.19 – Schéma de principe d'un réseau en réflexion.

En ce qui concerne l'intensité des signaux détectés, il n'a malheureusement pas été possible d'effectuer un étalonnage en absolu du système.

Références du chapitre 6

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [98] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J-P. Chambaret, B. Walker, L. F. Dimauro, *Optics letters* **21**, 414 (1996)
- [99] T. Auguste, M. Bougeard, E. Caprin, P. D'Oliveira, P. Monot, *Rev. Sci. Inst.* **70**, 2349 (1999)
- [100] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th Edition, Pergamon Press [101] E. T. Whittaker, G. N. Watson, *A Course in Modern Analysis* Macmillan, New-York (1948)
- [102] J. Sheffield, *Plasma scattering of electromagnetic radiation*, Academic press, New-york (1975)
- [103] P. Gibbon, P. Monot, T. Auguste, G. Mainfray *Phys. Plas.* **2**, 1305 (1995)
- [86] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J-L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2953 (1995)
- [104] T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanovna, T. A. Shelkovenko, *J. X-Ray Sci. Tech.*, **5**, 323 (1995)

Chapitre 7

Expériences de propagation

En vue de la réalisation du schéma de laser X étudié ici, il est indispensable de faire interagir un laser de très fort éclairement avec un gaz de forte densité. Dans ce type d'interaction, la propagation de l'impulsion laser est régie par de nombreux processus qui tendent généralement à la limiter. Ils peuvent entraîner non seulement une diminution de la longueur de propagation, mais aussi une diminution de l'éclairement atteint par le laser dans le milieu. Or, il est nécessaire dans notre cas que l'éclairement atteint dans le plasma d'azote soit au moins égal, sinon supérieur, à l'éclairement maximal atteint dans le vide.

Le principal processus qui limite la focalisation de l'impulsion dans un gaz est l'apparition d'un gradient transverse de densité électronique. L'apparition de ce gradient est directement liée au processus d'ionisation par effet tunnel. Sur l'axe, l'état d'ionisation est plus élevé que sur les bords. Le plasma se comporte alors comme une lentille divergente [76]. La conséquence en est une défocalisation du faisceau, pendant la phase de convergence, ce qui déplace, vers l'optique de focalisation, la position du foyer par rapport à sa position dans le vide. Ceci entraîne une diminution de l'éclairement maximal atteint. Cet effet peut ici se faire d'autant plus sentir que l'azote possède sept électrons arrachés successivement au fur et à mesure que l'on s'approche de l'axe de propagation. Les gradients transverses de densité électronique sont donc très raides ($L_{\perp} \sim 5 \mu m$).

Pour limiter cet effet, il est indispensable que le laser ne rencontre le milieu que lorsqu'il atteint le foyer. Cette condition, en plus du fait que l'on souhaite avoir un milieu de forte densité, suppose que le jet de gaz que l'on utilise présente des gradients de densité longitudinaux très raides. La transition entre le vide et le gaz à $10^{19} cm^{-3}$ doit alors se faire le plus rapidement possible.

Dans ces conditions, l'éclairement atteint dans le plasma peut être suffisant pour que le processus d'autofocalisation relativiste survienne. Si tel est le cas, alors non seulement la longueur de propagation de l'impulsion peut être notablement augmentée mais l'éclairement maximum peut être supérieur d'au moins un ordre de grandeur à celui atteint dans le vide. On trouve ici un double intérêt pour le laser

X puisque, d'une part, on augmente la longueur d'amplification et, d'autre part, on assure l'ionisation du dernier état de charge.

Pour créer un milieu présentant des gradients de densité atomique longitudinaux très raides et s'assurer une longueur d'interaction la plus grande possible, une buse rectangulaire de $1 \times 20 \text{ mm}^2$ a été mise au point. Les expériences que nous présentons dans ce chapitre portent sur l'étude de la propagation de l'impulsion laser lorsque celle-ci est focalisée dans ce milieu.

Le schéma de laser X ne pouvant être réalisé que dans la mesure où l'azote est totalement ionisé, l'objectif de ces expériences est de savoir quel est l'état de charge maximal que nous pouvons atteindre à l'aide du laser UHI 10. Dans le même temps, nous cherchons à savoir sur quelle distance cet état de charge peut être créé, la longueur du milieu étant une donnée importante des lasers X.

7.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale est schématisée sur la Figure 7.1. Le faisceau de 10 TW est focalisé par une parabole hors-axe, d'ouverture numérique $f_{\#} = 2,35$, à l'entrée d'un jet de gaz pulsé. Les expériences ont été réalisées pour une distance à la buse comprise entre 1 et 2 mm. Le gaz utilisé est de l'azote pur.

La buse, montée en sortie du jet, est rectangulaire, de dimensions $1 \times 20 \text{ mm}^2$, dont les caractéristiques, et notamment la densité atomique en fonction de la pression, sont données au paragraphe 6.4.2. L'axe de propagation du laser coïncide avec l'axe de la buse. Cinq diagnostics ont été utilisés au cours de ces expériences.

- Le premier est le diagnostic d'ombroscopie, résolu en temps, utilisant le faisceau sonde, doublé en fréquence, à 90° de l'axe de propagation.
- Le second est l'imagerie Thomson à 90° , qui donne une image du plasma vue par en-dessous.
- Le troisième utilise le spectromètre infra-rouge qui mesure le spectre de l'impulsion laser après interaction dans la direction de propagation.
- Le quatrième utilise un spectromètre du type FSSR-2D. Il effectue une mesure de l'émission du plasma à 90° de l'axe de propagation.
- Enfin le cinquième diagnostic est l'imagerie en champ lointain. Nous l'utilisons afin de mesurer la transmission du laser au travers du jet de gaz.

Les expériences présentées dans ce chapitre ont été réalisées pour des pressions amont comprises entre 0,5 et 10 bar. Les densités atomiques délivrées par la buse sont inférieures à $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

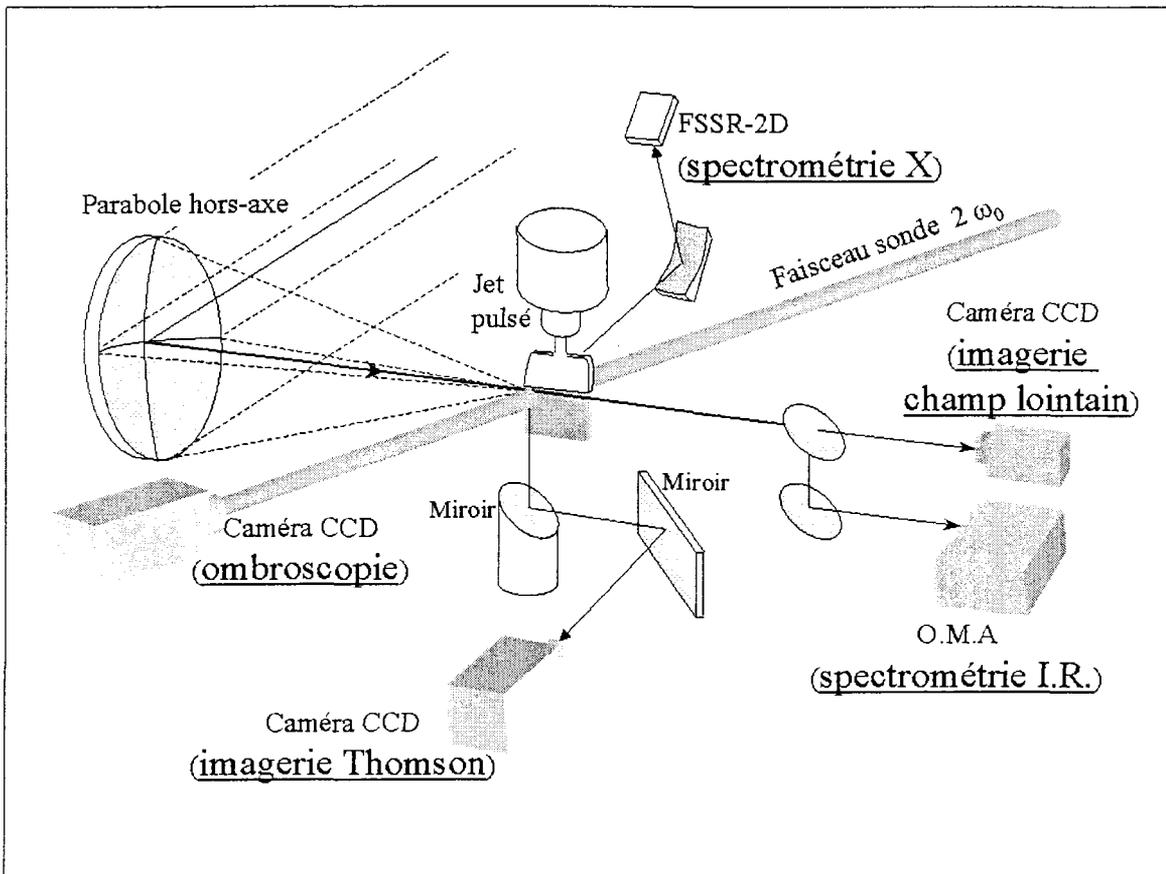


FIG. 7.1 – Configuration expérimentale. Le laser IR de 10 TW est focalisé par la parabole hors-axe à l'entrée du jet de gaz.

7.2 Absorption et décalage spectral

7.2.1 Résultats

Le diagnostic d'imagerie en champ lointain, à la longueur d'onde du laser, nous permet de mesurer l'énergie transmise à la sortie du jet de gaz en intégrant le signal détecté sur toute la surface de la caméra. Le résultat est représenté sur la figure 7.2. La transmission décroît très rapidement au fur et à mesure que la pression augmente. Dès que la pression amont du jet de gaz dépasse 5 bar, la transmission est inférieure à 4%.

Dans le même temps, les mesures du spectre du laser, effectuées avec le spectromètre infra-rouge, montrent que la fréquence centrale de l'impulsion se décale vers le bleu lorsque la pression augmente. Les lasers ultra-courts se caractérisent par une grande largeur spectrale. C'est elle qui fixe la durée minimale jusqu'à laquelle l'impulsion peut être comprimée (en vertu de la relation de Fourier). Pour le laser UHI 10, la largeur spectrale du faisceau est de 30 nm, centrée autour de 790 nm.

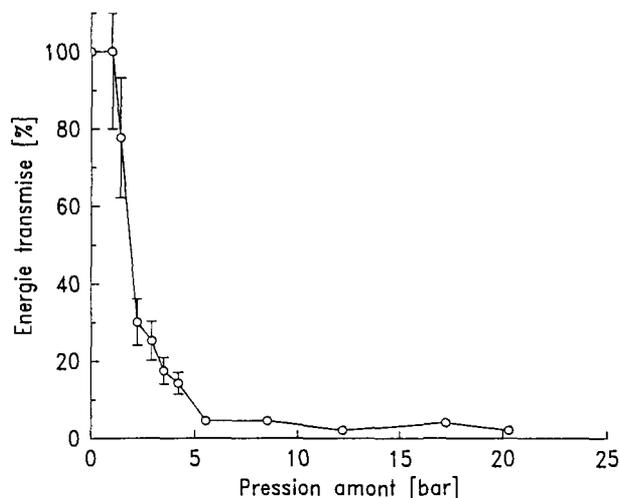


FIG. 7.2 – *Energie transmise à la longueur d'onde du laser.*

C'est ce que l'on vérifie sur le spectre obtenu à 0 bar, c'est-à-dire en l'absence de gaz. Au fur et à mesure que la pression augmente, un décalage vers les plus courtes longueurs d'onde apparaît. L'importance de ce décalage est loin d'être négligeable puisque, pour une pression de 0,9 bar, le spectre présente un second maximum local à 710 nm, la longueur d'onde dominante restant toujours à 790 nm. Dans le même temps, le spectre s'élargit jusqu'à une centaine de nm pour la même pression.

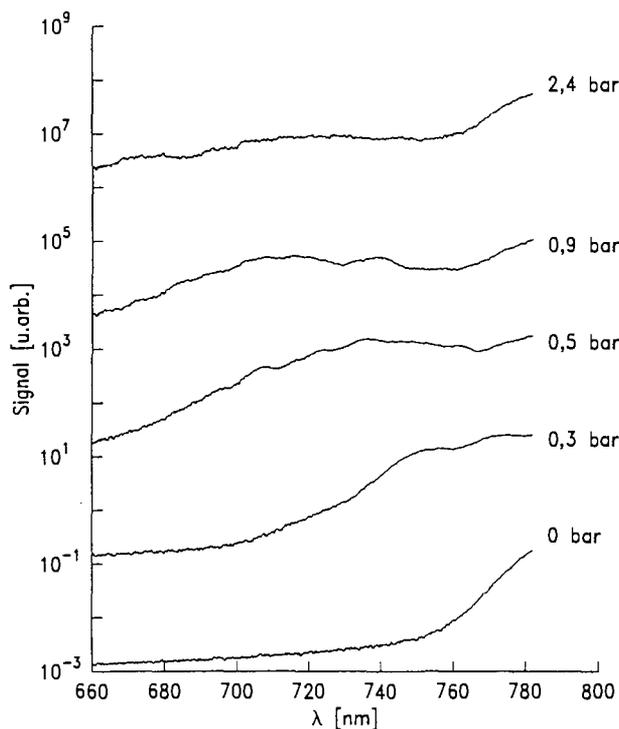


FIG. 7.3 – *Evolution du spectre de l'impulsion laser en fonction de la pression.*

7.2.2 Interprétation

Ainsi que nous l'avons précisé dans le chapitre 6, le diagnostic d'imagerie en champ lointain est sensible à la divergence du faisceau. Or, les paramètres de l'interaction que nous étudions correspondent à des régimes où une divergence accrue du faisceau a pu être observée [76] [103] suivant deux mécanismes. Le premier mécanisme est lié à l'ionisation par effet tunnel qui fait apparaître un gradient de densité électronique dont les dimensions caractéristiques sont les mêmes que celles du gradient d'éclairement. En effet dans le cas de l'ionisation par effet tunnel $n_e \propto I^7$. Le profil de densité électronique, maximal sur l'axe de propagation et décroissant suivant la direction transverse, se répercute sur le profil d'indice de réfraction suivant l'expression (3.19). L'influence de la variation de l'indice de réfraction ΔN sur la divergence naturel du faisceau D_0 est donnée par [105]:

$$\frac{D}{D_0} = \frac{2\pi S_0 \Delta N}{\lambda^2}, \quad (7.1)$$

où D est la divergence du faisceau, S_0 la section du foyer et λ la longueur d'onde. Une variation d'indice de réfraction de 1 % entraîne, dans nos conditions, une divergence accrue d'un facteur 10. Ce mécanisme domine tant que l'autofocalisation relativiste n'est pas suffisante pour le contrebalancer.

Le deuxième mécanisme qui peut conduire à la défocalisation du faisceau est l'autofocalisation relativiste elle-même. Si celle-ci permet, dans un premier temps, une focalisation accrue du faisceau, elle est généralement suivie d'une forte défocalisation [103].

Ainsi, quelle que soit la puissance laser, un mécanisme conduisant à une augmentation de la divergence du faisceau après interaction a lieu. Il est donc difficile, dans ces conditions, de savoir quelle est l'importance de l'absorption effective de l'énergie laser par le plasma à l'aide du diagnostic d'imagerie en champ lointain. Il semble toutefois que les nombreux processus (ionisation, autofocalisation, filamentation, décalage spectral, instabilités paramétriques) conduisent à une très faible transmission de l'énergie au travers des 2 cm de gaz.

Les mesures du spectre IR transmis montrent un décalage vers le bleu et un élargissement important. Ce décalage est très bien expliqué par l'ionisation du plasma sur le front avant de l'impulsion [106]. La rapidité de l'ionisation tunnel crée un gradient de densité au fur et à mesure que les intensités de saturation, pour les différents états de charge, sont atteintes. Apparaît ainsi un gradient d'indice de réfraction suivant l'axe de propagation du laser. Les différentes composantes spectrales subissent alors un décalage lié à la longueur du gradient d'ionisation dZ/dt . Ce phénomène d'auto-modulation de phase a été proposé dès 1973 par Bloembergen [107].

Dans un plasma homogène, de longueur L et de densité N_0 inférieure à la densité

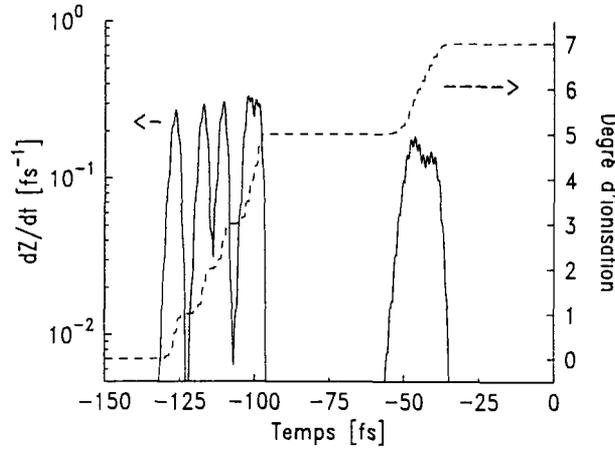


FIG. 7.4 – dZ/dt et degré d'ionisation de l'azote pour un laser de 70 fs FWHM et pour un éclairement crête de 10^{19}W/cm^2 .

critique, l'expression de ce décalage est donnée par:

$$\delta\lambda = \frac{e^2 N_0 L \lambda^3}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^3} \frac{dZ}{dt} . \quad (7.2)$$

Cette expression indique, entre autre, que le décalage est d'autant plus important que la longueur d'onde λ est élevée. Elle ne permet cependant pas de calculer le décalage spectral observé dans nos expériences. Elle suppose en effet que le temps de transit de l'interaction, au travers du milieu, est bien inférieur à l'échelle de temps associée au changement d'indice. Cette hypothèse est loin d'être vérifiée dans notre cas. La figure 7.4 montre en effet que l'évolution de l'état de charge de l'azote se fait sur 100 fs alors que la durée de l'interaction est de l'ordre de 3 ps.

Pour modéliser cet effet il est nécessaire d'effectuer des calculs de propagation de l'impulsion laser en tenant compte de l'ionisation. Ceux effectués par Rae *et al.* [108] montrent que, pour un laser de 100 fs, focalisé dans 5 bar d'argon et centré à 620 nm, l'élargissement spectral atteint 90 nm, pour une longueur de propagation de 50 μm . Dans ces travaux, l'intensité laser est inférieure à 10^{16}W/cm^2 et les cinq premiers états de charge de l'argon sont créés. Le mécanisme d'ionisation et les temps caractéristiques sont similaires à ceux de nos expériences. Si la pression est plus élevée que dans nos expériences, en revanche, la longueur du milieu est inférieure. Les conditions dans lesquelles sont effectués les calculs de Rae *et al.* sont donc quelques peu différentes de celles dans lesquelles sont effectuées nos expériences. Elles sont cependant suffisamment proches pour que nous puissions expliquer l'élargissement spectral que nous mesurons par un décalage vers le bleu dû à l'ionisation. Un élargissement supérieur à 100 nm n'est pas à exclure, mais la fenêtre spectrale du spectromètre ne nous permet pas d'en faire la mesure. L'une des conséquences de cet effet d'automodulation de phase est qu'il n'a pas été possible d'identifier les composantes Raman sur le spectre transmis du laser.

Ces mesures de transmission et de spectre du laser après interaction montrent que les caractéristiques du laser sont grandement modifiées par la traversée de 2 cm de gaz. Nous allons voir dans les paragraphes suivants de quelle manière la propagation de l'impulsion s'effectue et l'influence que cela peut avoir sur le schéma de laser X.

7.3 Ionisation par champ

7.3.1 Résultats

Le diagnostic d'ombroscopie nous donne les images de la Figure 7.5.

On y voit l'évolution du plasma au fur et à mesure que le laser se propage dans le gaz. La zone sombre, qui occupe le haut de chaque image, est l'ombre de la buse. Le laser se propage de la gauche vers la droite et est focalisé à l'entrée du jet à 1 mm de la sortie de la buse. La petite flèche blanche sur l'image obtenue à $t = T_0$ indique la position du foyer dans le vide. Pour $t = T_0$, le laser arrive à l'entrée de la

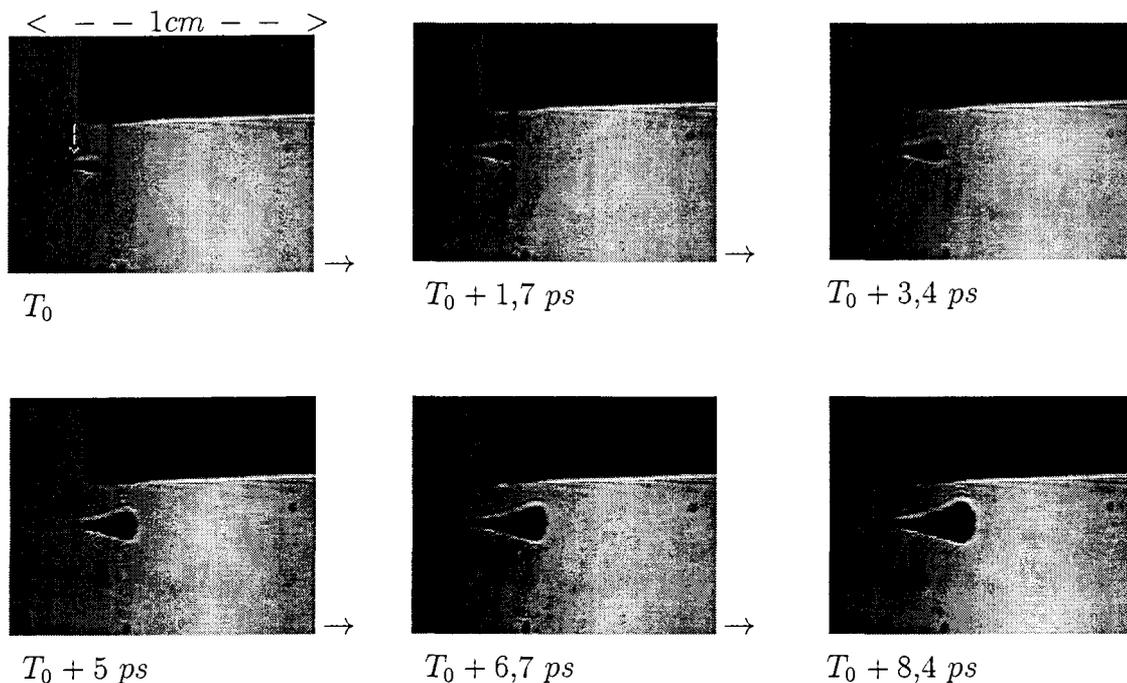


FIG. 7.5 – Images obtenues par ombroscopie à différents instants, pour une pression amont de 8 bar et une puissance laser de 10 TW.

buse. A cet instant, la dimension transverse du plasma est inférieure à 1 pixel, soit, compte-tenu du grandissement, 40 μm .

Ensuite, pour $t = T_0 + 1,7 \text{ ps}$, la longueur du plasma a augmenté suivant l'axe de propagation du laser. Sa dimension transverse croît au fur et à mesure que l'on se déplace sur cet axe. Ce comportement se confirme sur toutes les images prises à des

instants ultérieurs, jusqu'à $t = T_0 + 8,4 \text{ ps}$. Il s'étend sur $3,3 \text{ mm}$ de long et son diamètre croît jusqu'à 1 mm . Sur $0,5 \text{ mm}$ dans la partie proche du foyer, le rayon du plasma est relativement constant. Ensuite ce rayon croît rapidement, avec une divergence de 214 mrad .

A partir de ces images, nous pouvons mesurer la vitesse à laquelle le front avant du plasma progresse dans la direction de propagation du laser. Elle est égale, à 10% près, à la vitesse de la lumière dans le vide c .

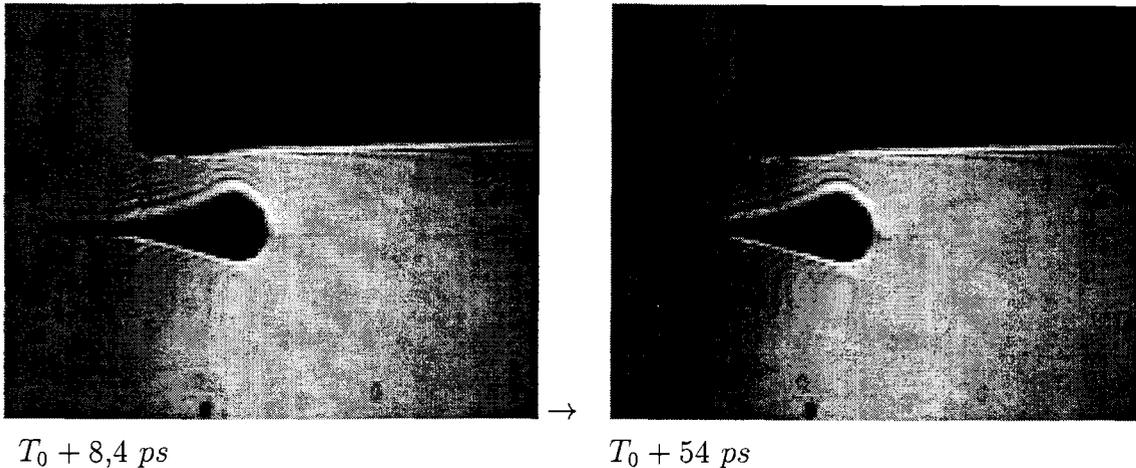


FIG. 7.6 – Images obtenues par ombroscopie à deux instants différents, pour une pression amont de 8 bar et une puissance laser de 10 TW. Aucune évolution du plasma n'est détectée.

Sur la Figure 7.6 sont données deux autres images, obtenues par ombroscopie, à $t = T_0 + 8,4 \text{ ps}$ et à $t = T_0 + 54 \text{ ps}$. Dans la limite de résolution de notre diagnostic, nous ne détectons pas d'expansion radiale ou longitudinale du plasma. En effet la dimension transverse du plasma, au foyer, est de 1 pixel, quel que soit l'instant auquel il est sondé. Ainsi, nous pouvons dire que le diamètre du plasma, au foyer, reste inférieur à $40 \mu\text{m}$ sur les 54 premières picosecondes. Longitudinalement, le plasma a atteint sa dimension maximale de $3,3 \text{ mm}$ à $t = T_0 + 8,4 \text{ ps}$. Aucune évolution ne survient ensuite, jusqu'à $t = T_0 + 54 \text{ ps}$.

7.3.2 Interprétation

Ces résultats confirment, en premier lieu, l'ionisation du milieu par effet tunnel. Nous avons en effet montré que la vitesse de progression du front avant du plasma est proche de la vitesse de la lumière. Les calculs d'ionisation tunnel du chapitre 2 montrent que le premier état de charge est produit sur le front avant de l'impulsion en un temps très court (quelques cycles optiques). De ce fait, son apparition doit se faire à la vitesse de propagation de l'impulsion dans le milieu. L'ionisation tunnel est donc le mécanisme par lequel le premier électron est libéré. L'estimation de la

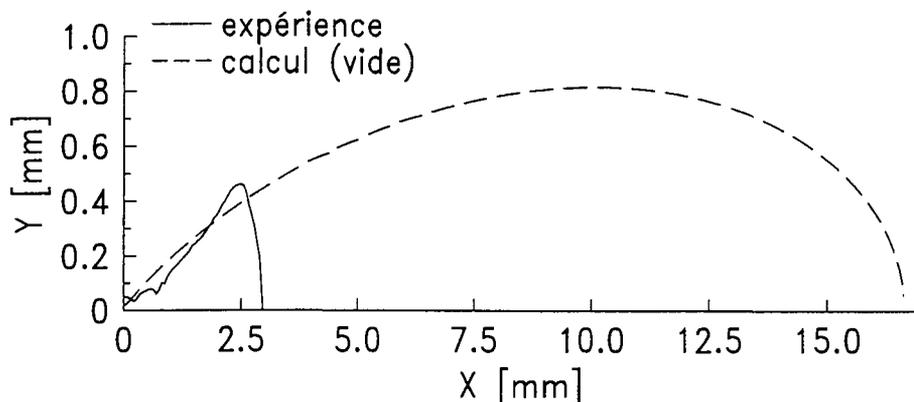


FIG. 7.7 – Formes de l'isocontour $I = 1,7 \times 10^{14} W/cm^2$, détecté par ombroscopie dans le plasma (trait plein) et calculé dans l'hypothèse d'un faisceau Gaussien focalisé dans le vide (pointillés).

vitesse de propagation du front avant de l'impulsion étant, à 10 % près, égale à la vitesse de la lumière dans le vide, nous pouvons de plus déduire de ces mesures que $n_e \ll n_c$ où n_c est la densité critique. En effet la vitesse de groupe de l'impulsion laser est $v_g = N \cdot c$ où N est l'indice de réfraction. Puisque $v_g \simeq c$ nous avons $N \simeq 1$ soit $n_e \ll n_c$ puisque $N = \sqrt{1 - n_e/n_c}$.

L'ionisation tunnel étant le mécanisme de création du plasma, la géométrie du plasma est directement liée au profil d'éclairement et à la divergence du faisceau. Le seuil d'apparition du premier état de charge, suivant le modèle tunnel, est de $1,7 \times 10^{14} W/cm^2$. L'isocontour correspondant, calculé à partir de la théorie des faisceaux gaussiens pour une focalisation dans le vide (voir Annexe -C), est représenté sur la figure 7.7. La position ($X=0, Y=0$) est la position du foyer. Ce profil ne correspond pas à la géométrie du plasma. En effet, l'isocontour calculé subit une divergence de 165 mrad dès le passage du foyer et s'étend au-delà de 16 mm . Sa plus grande dimension transverse est de $1,6 \text{ mm}$. Dans nos expériences, cet isocontour ne s'étend que sur $3,3 \text{ mm}$. Il suit tout d'abord l'axe de propagation, sur $0,5 \text{ mm}$, puis subit une très forte divergence. Suivant la direction transverse, il ne dépasse pas 1 mm . Ceci montre que, dans nos expériences effectuées à forte densité, la propagation de l'impulsion est très différente de la propagation dans le vide. En particulier, la distance sur laquelle l'impulsion reste focalisée semble beaucoup plus grande (plusieurs dixièmes de mm) et la divergence du faisceau est ensuite plus importante que dans le vide (215 mrad au lieu de 165). Ce type de comportement est caractéristique de l'autofocalisation relativiste. A partir du moment où la puissance laser n'est plus suffisante, l'autofocalisation ne compense plus la diffraction et la réfraction. Or, le faisceau ayant une largeur plus réduite que dans le vide, la diffraction s'en trouve accrue ce qui entraîne une augmentation de la divergence du faisceau après son autofocalisation dans le plasma.

Nous pouvons donc penser que l'autofocalisation relativiste survient lors de l'interaction. Les résultats, obtenus par imagerie Thomson, vont venir confirmer cette hypothèse.

Le second résultat de ces mesures d'ombroscopie est l'absence d'expansion radiale du plasma sur une durée de 50 *ps*. Il tend à montrer que la température reste faible même au foyer. En effet, comme le montrent les simulations hydrodynamiques présentées au paragraphe 4.7, l'apparition d'un gradient transverse de température, lié au gradient d'éclairement, entraîne une expulsion de la matière de l'axe de propagation. Nous avons vu que la vitesse d'expansion du canal, créé autour de l'axe, est de $3 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ pour une température de 900 *eV*, et qu'elle est dix fois plus faible pour une température de 50 *eV*. Dans nos simulations, la dimension transverse est de 100 μm alors que le diagnostic d'ombroscopie nous indique un diamètre du plasma d'au plus 40 μm au foyer. Cette différence suppose que, pour une même température sur l'axe, les gradients sont plus raides dans les expériences que dans les simulations. En conséquence, la vitesse d'expulsion doit être plus grande dans le plasma que dans nos simulations. Pour cette raison, nous estimons que la température initiale du plasma, au foyer, doit être de l'ordre d'une centaine d'*eV*, plutôt que de l'ordre du *keV*. Cependant aucune mesure ne nous permet d'en fixer la valeur exacte.

7.4 Mise en évidence de l'autofocalisation relativiste

7.4.1 Résultats

Au contraire du diagnostic d'ombroscopie, sensible à des densités électroniques correspondant aux faibles éclaircements, le diagnostic d'imagerie Thomson nous donne des informations sur les zones où l'éclairement laser est le plus élevé. Nous pouvons donc en tirer des informations liées, non pas à l'enveloppe du plasma, mais sur les zones où un éclaircissement important est atteint et, éventuellement, au passage de l'impulsion par plusieurs foyers.

La figure 7.8 présente une série d'images de diffusion Thomson obtenues pour différentes valeurs de la pression de gaz, pour une distance à la buse de 2 *mm*. Elles montrent une vue de la buse lorsque celle-ci est observée par en-dessous. Le laser se propage en biais de la gauche vers la droite. Il suit l'axe de symétrie de la buse dont on peut distinguer les bords intérieurs sur les deux premières images (droites parallèles sur le côté droit). Sur ces deux même images on distingue, sur l'extrême gauche, le bord d'entrée extérieur de la buse.

Les trois profils, correspondant à ces trois images, sont tracés sur la figure 7.9. Sur

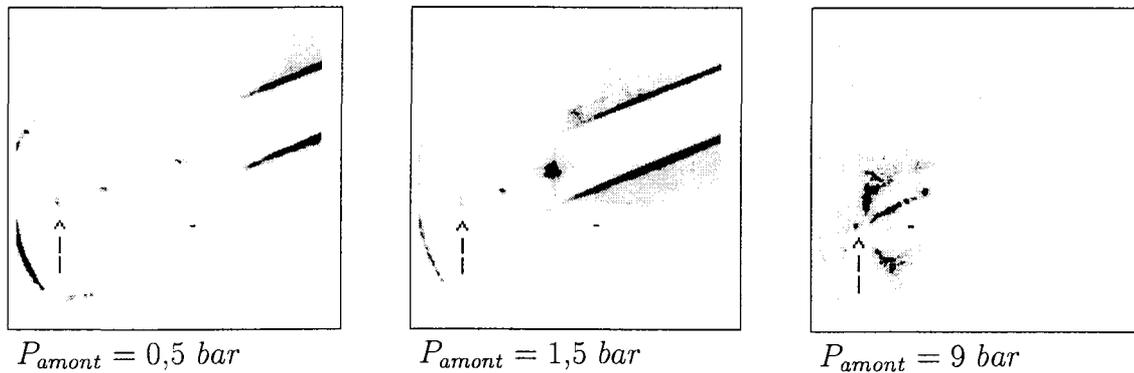


FIG. 7.8 – Imagerie Thomson à 90° pour une puissance laser de 10 TW et différentes valeurs de la pression.

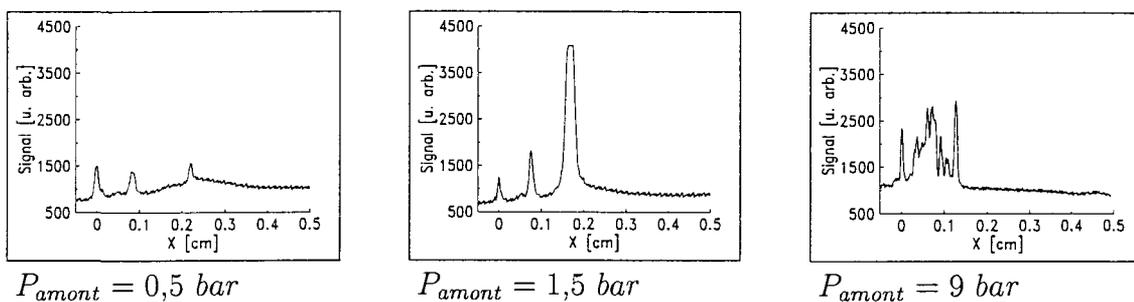


FIG. 7.9 – Profils de diffusion Thomson, pris sur l'axe de propagation du laser.

ceux-ci, à la position $X = 0$, se trouve un pic, repéré par une flèche sur les images de la figure 7.8, lié à la diffusion sur le bord d'entrée intérieur de la buse. Les autres pics correspondent à une diffusion du plasma.

Pour $P_{\text{around}} = 0,5 \text{ bar}$, on distingue deux zones de diffusion séparées de 1,4 mm.

Pour $P_{\text{around}} = 1,5 \text{ bar}$ on observe, là encore, deux zones de diffusion, plus intenses, qui se sont rapprochées. Leur espacement n'est plus que de 1 mm.

Enfin, pour $P_{\text{around}} = 9 \text{ bar}$, plusieurs zones de diffusion, très proches, se succèdent suivant l'axe de propagation du laser. On peut en dénombrer sept qui s'étendent sur plus de 1,2 mm. La séparation entre deux pics de diffusion successifs n'est plus que de 120 μm .

Dans tous les cas le maximum des pics de diffusion ne s'étend que sur 1 pixel de la caméra soit 14 μm .

Comme nous l'avons précisé, en présentant le diagnostic de diffusion Thomson, les zones de forte diffusion sont liées aux zones de fort éclaircissement et indiquent ainsi la position des foyers. En conséquence, les images que nous venons de décrire montrent que, lors de sa propagation, l'impulsion passe par plusieurs foyers. L'espacement entre ceux-ci diminue lorsque la densité augmente alors que leur nombre croît avec la densité.

La mesure de l'écartement entre les pics de diffusion Thomson, pour différentes valeurs de la pression, permet de construire la courbe de la figure 7.10. Pour estimer

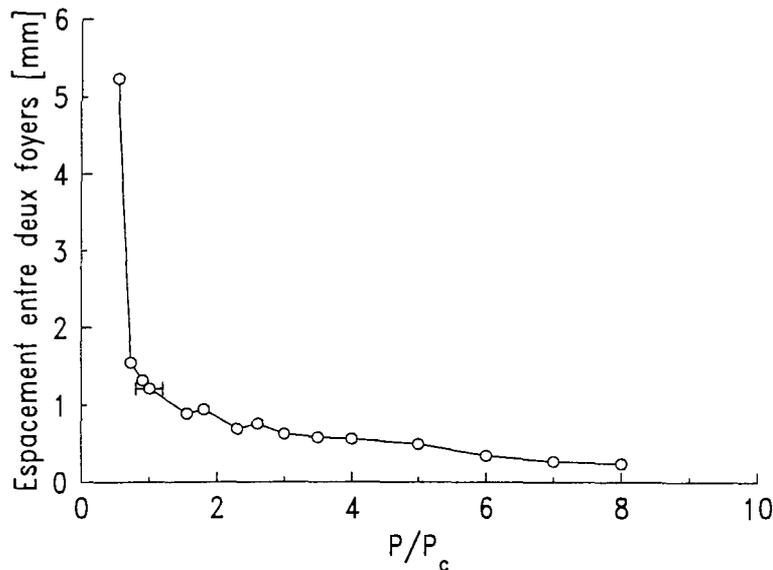


FIG. 7.10 – Evolution de la distance entre les deux premiers foyers. L'incertitude sur la valeur de cette distance est de $30 \mu\text{m}$.

le rapport P/P_c , où P est la puissance laser et P_c la puissance critique d'autofocalisation relativiste, nous utilisons l'expression (3.20) qui permet d'exprimer P_c en fonction de la densité électronique. Cette dernière est calculée à partir de la densité de neutres, en supposant que le premier état de charge de l'azote est atteint. Quant à la densité de neutres, elle a été directement mesurée par interférométrie en fonction de la pression amont. Ainsi, pour une pression amont de $0,5 \text{ bar}$ nous avons déjà $P/P_c = 0,73$ et pour $P_{\text{amont}} = 9 \text{ bar}$, $P/P_c = 8$.

La courbe 7.10 confirme un rapprochement des foyers au fur et à mesure que le rapport P/P_c augmente.

7.4.2 Interprétation

Nous venons de voir que, pour un rapport P/P_c proche de 1, l'impulsion laser passe par deux foyers successifs. Au fur et à mesure que ce rapport augmente, la distance séparant ces deux foyers diminue. Qui plus est, le nombre de foyers augmente lui aussi. Ce comportement est caractéristique de l'autofocalisation relativiste. Durant la propagation, les modèles théoriques [21] [109] [85] prédisent en effet que le diamètre du faisceau oscille autour d'une position d'équilibre, pour laquelle les effets de diffraction et d'autofocalisation se compensent. Si tous ces modèles prédisent une augmentation du nombre de foyer et leur rapprochement lorsque le rapport P/P_c augmente, aucun d'entre eux ne donne d'expression simple pour calculer l'espace entre deux foyers successifs.

Théoriquement, les différents foyers par lesquels passe l'impulsion, ont un rayon inférieur à celui du foyer dans le vide lorsque le régime d'autofocalisation est at-

teint. Dans nos mesures, le caractère très piqué des zones de diffusion Thomson indique que les foyers successifs ont une dimension transverse inférieure, ou égale, à la résolution de notre diagnostic. Celle-ci est de $12 \mu m$, soit inférieure au diamètre caractéristique de la tache focale dans le vide, qui est de $16 \mu m$.

Ces résultats montrent que l'autofocalisation relativiste est responsable de la propagation de l'impulsion laser jusqu'à $1,2 mm$, soit 17 fois la longueur de Rayleigh de l'optique de focalisation.

La diminution de la dimension transverse du foyer entraîne une augmentation importante de l'éclairement. Par exemple, P. Monot *et al.* [86] estiment que l'autofocalisation relativiste a permis d'atteindre, dans un plasma d'hydrogène, un éclairement 14 fois supérieur à l'éclairement dans le vide. Les simulations PIC-2D, que nous avons présenté au chapitre 3, ont mis en évidence une augmentation de l'éclairement d'un facteur 10 pour des conditions similaires à celles de l'expérience, alors même que le calcul est à deux dimensions, et non pas à trois ce qui limite l'éclairement maximal atteint. Nous pouvons donc dire que l'éclairement atteint dans le plasma est supérieur à celui atteint dans le vide, sans toutefois pouvoir l'évaluer. Une augmentation d'au moins un ordre de grandeur peut cependant être estimée en se basant sur les simulations. On atteindrait alors un éclairement de $10^{20} W/cm^2$ dans le plasma. Cet éclairement est très supérieur à l'éclairement de saturation pour lequel l'espèce $N VII$ se trouve totalement ionisée. L'autofocalisation relativiste nous garantit donc la création d'un plasma d'azote totalement ionisé, indispensable à la réalisation du schéma laser X.

En contrepartie, la dimension transverse sur laquelle ce plasma est créé se trouve réduite puisque le rayon de la tache focale diminue. De plus, le plasma étant créé au voisinage des foyers d'autofocalisation, il n'est pas du tout homogène suivant l'axe de propagation. La structure oscillante de la propagation peut conduire, en effet, à la création d'un plasma dans lequel les zones actives, pour le laser X, ne seront localisées qu'autour des foyers. Dans ces conditions l'amplification sera difficile car elle se fera dans un milieu non homogène, où des conditions d'absorption succèdent à des conditions d'amplification.

7.5 Spectroscopie X

7.5.1 Résultats

Des mesures de diffusion Thomson que nous venons de présenter et des simulations PIC du chapitre 3, nous avons déduit que l'éclairement atteint dans le plasma est au moins dix fois supérieur à l'éclairement maximal atteint dans le vide. Celui-ci étant estimé à $5 \times 10^{18} W/cm^2$, nous pouvons alors dire que l'éclairement atteint dans le plasma est supérieur à l'éclairement de saturation I_{sat} pour l'espèce hydrogénoïde,

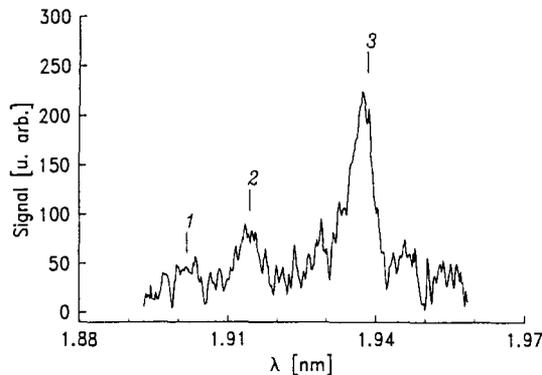


FIG. 7.11 – Spectre de l'azote entre 1,89 et 1,96 nm pour une pression amont de 9 bar et une puissance laser de 10 TW.

$I_{sat} = 1,6 \times 10^{19} W/cm^2$. Nous pouvons donc en déduire que l'azote est totalement ionisé aux foyers d'autofocalisation mais nous n'en avons pas de preuve directe. Les mesures de spectrométrie X ont été réalisées afin de démontrer l'ionisation totale de l'azote. La gamme de longueur d'onde choisie, entre 18 et 20 Å, correspond à des transitions de résonance de l'espèce *N VII*, entre des niveaux très excités et le niveau fondamental. Les longueurs d'onde des transitions $5p-1s$, $6p-1s$, $7p-1s$ et $8p-1s$ étant respectivement de 1,936 nm, 1,912 nm, 1,897 nm et 1,888 nm, leur détection serait la signature d'une recombinaison de l'espèce *N VIII* vers l'espèce *N VII*.

Les mesures effectuées à l'aide du spectromètre FSSR-2D nécessitent plusieurs centaines de tirs pour impressionner le film servant de détecteur. Le spectre de la figure 7.11 a été obtenu après une accumulation de 200 tirs pour une pression amont de 9 bar. On peut y voir trois pics d'émission, centrés à 1,903 nm, 1,915 nm et 1,937 nm. L'intensité de ces raies va en croissant lorsque la longueur d'onde augmente, la plus intense étant, de loin, celle centrée à 1,937 nm. Ces raies ont toutes une largeur de 0,006 nm.

Comme nous l'avons indiqué, le spectromètre possède une résolution spatiale suivant une direction. Elle correspond ici à la direction de propagation du laser. L'intensité de l'émission de la raie à 1,937 nm est donnée sur la figure 7.12. Nous voyons que la longueur totale de l'émission est de 1 mm, pour une largeur à mi-hauteur de 0,6 mm. L'accumulation de près de 220 tirs fait qu'il n'est pas possible de résoudre la structure de l'émission X suivant la direction de propagation X. En régime d'autofocalisation, la position exacte des foyers successifs fluctue de tir à tir. Pour cette raison aucune structure n'est détectée suivant la direction de propagation X sur le signal de la figure 7.12.

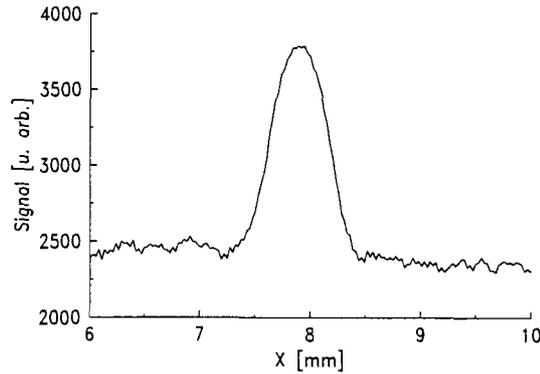


FIG. 7.12 – Emission de la raie centrée à 1,937 nm suivant la direction de propagation du laser X.

7.5.2 Interprétation

L'interprétation de ces spectres a été réalisée en collaboration avec F.B. Rosmej de l'université de Darmstadt. Elle a nécessité l'utilisation du code MARIA qui est décrit en détail dans [110] fourni en annexe.

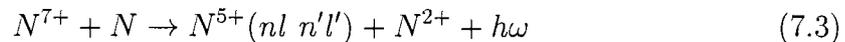
Les raies détectées sont proches de raies de résonance de l'azote hydrogénoïde pour les transitions $7p - 1s$, $6p - 1s$ et $5p - 1s$, mais elles ne leur correspondent pas. Par ailleurs leur largeur ne peut être expliquée par élargissement Stark.

La formation d'ions creux héliumoïdes permet d'expliquer la structure des spectres. Deux électrons étant liés, sur des niveaux excités $nl n'l'$, l'un d'entre eux se désexcite vers le fondamental:

$$nl n'l' \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 1s nl + \hbar\omega_I \\ 1s n'l' + \hbar\omega_{II} \end{array} \right\} .$$

Ainsi, comme le montre la figure 7.13, les raies détectées sur le spectre s'expliquent par des transitions entre des niveaux très excités ($n = 5,6,7$) et le niveau fondamental de l'espèce héliumoïde. Le second électron reste, quant à lui, sur son niveau excité ($n = 6,7,8$). Le meilleur accord entre le spectre expérimental et celui calculé, est obtenu pour une température électronique moyenne: $k_B T_e = 30 \text{ eV}$.

Le processus de création de ces ions creux héliumoïdes s'explique par l'expulsion d'ions nus de la zone d'interaction vers les bords du plasma où ils entrent en collision avec les molécules d'azote. Sous l'effet de la collision, les molécules se dissocient et deux électrons sont transférés, simultanément, de l'atome neutre à l'ion nu:



Dans la mesure où la vitesse des ions est faible ($v < v_{ua}^1$), la section efficace σ_2 de

1. $v_{ua} = 2,18 \times 10^8 (I/Ry)$ est l'unité atomique de vitesse.

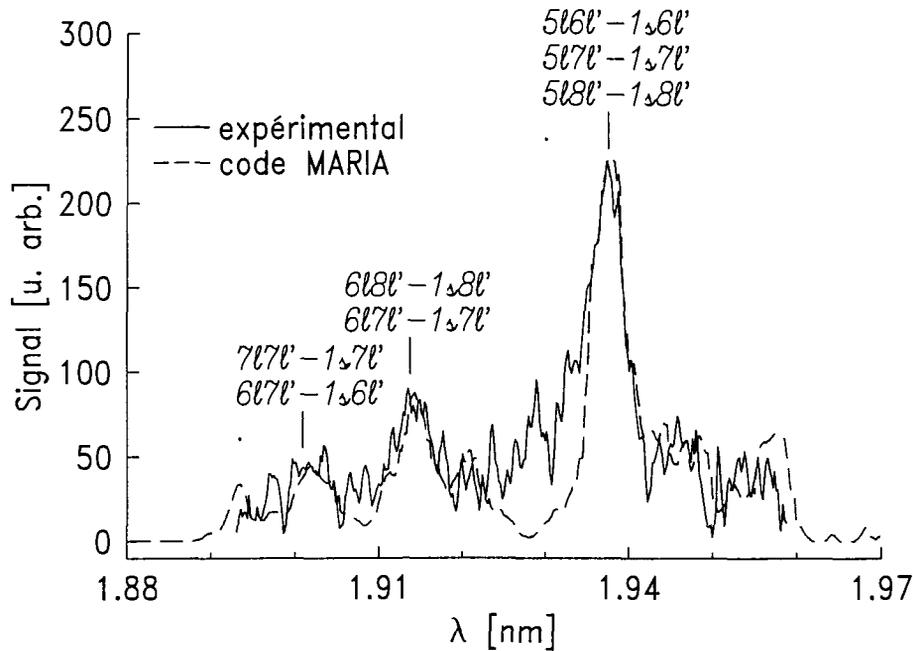


FIG. 7.13 – Spectres expérimental et théorique. Les transitions correspondantes sont indiquées au-dessus de chaque raie.

ce processus peut être calculée à l'aide des formules de R. K. Janev [91]:

$$\sigma_2 \approx \pi a_0^2 R_2^2 \quad \text{avec} \quad R_2 \approx 2 Ry \frac{2\sqrt{Z-1} + 1}{I} \quad (7.4)$$

où a_0 est le rayon de Bohr, I le potentiel d'ionisation en eV et $Ry = 13,61 eV$. Pour des collisions sur l'azote neutre, $\sigma_2 = 4 \times 10^{-15} cm^2$.

Les simulations PIC ont montré que les ions du plasma sont éjectés perpendiculairement à l'axe de propagation, avec une vitesse de $3 \times 10^8 cm.s^{-1}$. Le diagnostic d'ombroscopie permet, quant à lui, d'estimer un diamètre du plasma inférieur à $40 \mu m$ au foyer. Le temps nécessaire aux ions pour sortir du plasma est donc de $7 ps$, ce qui est proche du temps de recombinaison de l'ion nu vers l'azote hydrogénoïde. La probabilité pour que la réaction (7.3) se produise n'est donc pas négligeable. La température moyenne de $30 eV$ déduite des spectres d'émission X dans la gamme de longueurs d'onde comprise entre $1,89$ et $1,96 nm$ correspond donc à une température prise sur les bords du plasma et non sur l'axe.

Du spectre de la figure 7.11 et de l'interprétation qui en est faite ainsi que de la longueur sur laquelle l'émission X se produit (figure 7.12), nous concluons que de l'azote totalement ionisé a été créé sur une longueur de $1 mm$. Ce résultat est à mettre en relation avec les résultats de diffusion Thomson obtenus dans les mêmes conditions. Ceux-ci nous ont appris que le laser est guidé sur $1,2 mm$ par autofocalisation relativiste. L'accord entre la longueur d'émission X et la longueur de

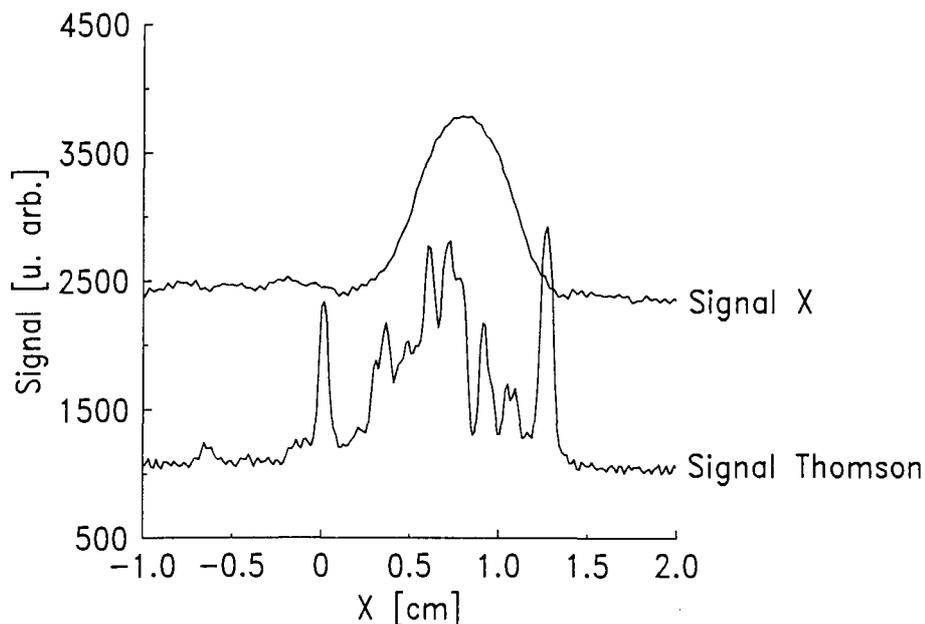


FIG. 7.14 – Comparaison entre signal de diffusion Thomson et émission X du plasma. Le signal Thomson est obtenu pour 1 tir laser alors que le signal X est intégré sur 200 tirs.

l'émission Thomson (figure 7.14) montre donc que l'azote est totalement ionisé sur une distance égale à celle sur laquelle l'impulsion laser est guidée. Si les fluctuations tir-à-tir du laser sont réduites et que la position du foyer dans le vide est fixe, en revanche la position des foyers d'autofocalisation peut fluctuer d'un tir à l'autre. Pour cette raison, aucune structure suivant l'axe de propagation n'est détectée sur le spectre, obtenu par accumulation de deux cents tirs, contrairement aux images de diffusion Thomson obtenues pour un tir unique.

7.6 Conclusions

Les expériences présentées dans ce chapitre ont permis de montrer de quelle manière l'impulsion du laser UHI 10 de Saclay se propage lorsqu'elle est fortement focalisée dans un jet d'azote à haute pression.

La création du milieu par ionisation tunnel a été mise en évidence par les mesures d'ombroscopie et de spectrométrie IR. Les mesures de spectrométrie X ont permis de déceler l'ionisation totale de l'azote sur une longueur de 1 mm. Or, les performances du laser UHI 10 ne permettent pas, en théorie, la création d'un tel plasma sur une distance aussi grande. Grâce au diagnostic d'imagerie Thomson, nous avons ainsi pu montrer que l'autofocalisation relativiste est responsable de la propagation de l'impulsion laser sur une telle distance. Elle entraîne aussi une augmentation de l'éclairement atteint dans le plasma par rapport à celui accessible dans le vide.

Dans le cadre du schéma laser X que nous étudions, ces expériences nous ont donc apporté les enseignements suivants.

- La création d'un plasma d'azote totalement ionisé est possible à l'aide du laser UHI 10. Cette condition doit impérativement être remplie pour que la recombinaison sur l'espèce hydrogénoïde ait lieu.
- La longueur sur laquelle ce plasma est créé est de l'ordre du millimètre. Les coefficients de gain locaux étant potentiellement très importants dans les schémas de ce type (1000 cm^{-1}), elle semble suffisante pour que l'amplification d'une raie laser X soit détectée.
- La mesure indirecte de la température (30 eV), par des techniques spectroscopiques, indique que celle-ci est faible sur les bords du plasma. Nous n'avons cependant pas connaissance de la température du plasma sur l'axe de propagation où doit fonctionner le schéma de laser X, en raison notamment de l'absence des raies de résonance dans la gamme spectrale $1,89 - 1,96 \text{ nm}$.
- Si la longueur de propagation est augmentée par l'autofocalisation relativiste, la structure du plasma ne semble pas être parfaitement adaptée à l'amplification du rayonnement X. Le passage de l'impulsion par plusieurs foyer autour desquels l'azote est totalement ionisé rend en effet le milieu lasant très peu homogène suivant la direction de propagation et donc peu propice à l'amplification par émission stimulée.

Ces résultats appellent donc logiquement à la réalisation d'expériences de détection et de mesure des raies laser X, à $24,78 \text{ \AA}$ et $133,8 \text{ \AA}$, qui font l'objet du chapitre suivant.

Références du chapitre 7

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [76] T. Auguste, P. Monot, L. -A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *Optics Commun.* . **89**, 145 (1992)
- [103] P. Gibbon, P. Monot, T. Auguste, G. Mainfray *Phys. Plas.* **2**, 1305 (1995)
- [105] R. Rankin, C. E. Capjack, N. H. Burnett, P.B. Corkum *Optics Lett.* **16**, 835 (1991)
- [106] S. P. Le Blanc, R. Sauerbrey, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 72 (1996)
- [107] N. Bloembergen, *Optics Commun.* **8** 285 (1973)
- [108] S. C. Rae, K. Burnett, *Phys. Rev. A* **46**, 1084 (1992)
- [21] C. E. Max, J. Arons, A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 209 (1974)
- [109] Y. R. Shen, *The Principle of Non-linear Optics*, Wiley, New-York (1984)
- [85] A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryayev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992)
- [86] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J-L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2953 (1995)
- [110] F. B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. I. Muganov, I. Yu. Skobelev, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, N. E. Andreev, M. V. Chegotov, M.E. Veisman, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, L107 (1999)
- [91] R. K. Janev, L. P. Presnyakov, V. P. Shevelko, *Physics of Highly charged ions*, Springer-Verlag (1985)

Chapitre 8

Expériences de détection des raies laser X

Les résultats présentés dans le chapitre précédent ont montré que le gaz n'est pas ionisé sur toute la longueur du jet lorsque la buse de 2 *cm* de long est utilisée. Si nous avons réussi à faire se propager l'impulsion laser sur plus de 1 *mm*, la présence de gaz neutre sur plus de 1,5 *cm* va absorber de manière trop importante l'émission X du plasma et ne permettra pas une amplification efficace dans l'axe. C'est pour cette raison que nous avons décidé de réaliser les expériences de détection de rayonnement X en focalisant le faisceau laser dans un jet de gaz de plus petites dimensions. Le but de ces expériences est donc, en premier lieu, de détecter l'émission du plasma aux longueurs d'onde de 2,447 nm et 13,38 nm. Une telle détection serait la preuve de la création d'un plasma d'azote totalement ionisé se recombinant sur l'espèce hydrogénoïde. Dans un deuxième temps, ces expériences ont aussi pour but de mettre en évidence l'amplification du rayonnement à ces deux longueurs d'onde. Pour y parvenir nous allons faire varier la longueur du milieu en utilisant des buses de diamètres différents compris entre 0,5 et 1,5 *mm*. Si le phénomène d'autofocalisation relativiste est réalisé sur toute la longueur de chacune de ces buses, nous pourrions mettre en évidence l'amplification du rayonnement et mesurer la valeur du gain.

8.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale est schématisée sur la Figure 8.1. Le faisceau de 10 *TW* est focalisé par une parabole hors-axe, d'ouverture numérique $f_{\#} = 2,35$, à l'entrée d'un jet de gaz pulsé. Les buses montées en sortie de jet sont cylindriques, de diamètres 500 μm , 700 μm , 1 *mm* et 1,2 *mm*. Afin d'atteindre les densités les plus élevées, on fait en sorte de tirer au plus près de la buse, soit à 430 μm en-dessous. Cette distance est imposée par l'ouverture numérique de l'optique de focalisation et la taille de la buse si l'on veut éviter que le faisceau laser n'entre en contact avec la

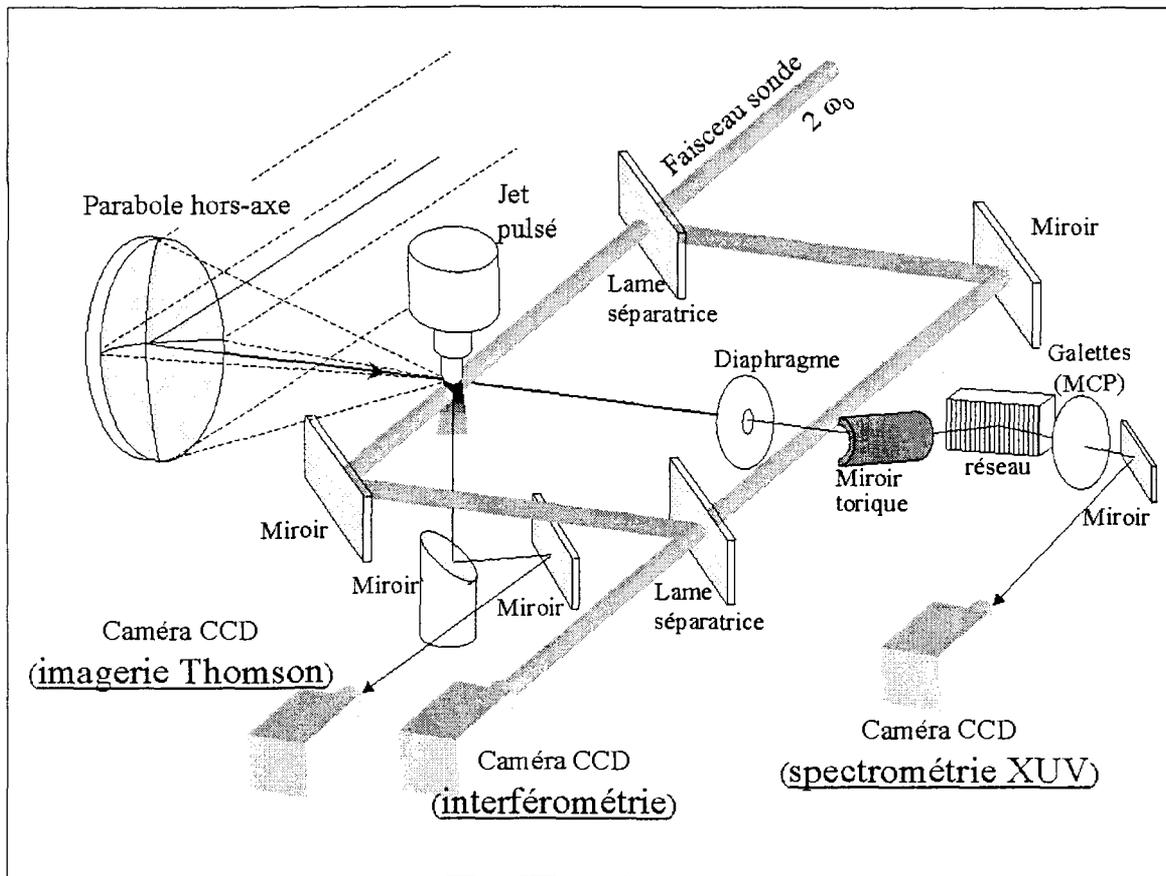


FIG. 8.1 – configuration expérimentale. Le laser IR de 10 TW est focalisé par la parabole hors-axe à l'entrée du jet de gaz. Trois diagnostics sont disposés autour de la zone d'interaction.

buse. Le gaz utilisé est de l'azote pur.

Les différentes mesures sont réalisées à l'aide de trois diagnostics.

- Le diagnostic d'imagerie Thomson à 90° .
- La spectrométrie XUV suivant l'axe de propagation du laser. Nous avons détecté le signal émis par le plasma pour deux orientations distinctes du réseau. Lorsque celui-ci est tourné d'un angle de $3,429$ degrés par rapport à la position de référence (réflexion de l'ordre 0 du réseau au centre du détecteur), la détection se fait dans la gamme des $10 - 20 \text{ nm}$. Lorsqu'il est tourné de $1,55$ degrés, la détection se fait dans la gamme des $2 - 10 \text{ nm}$.
- Le troisième et dernier diagnostic utilise le faisceau sonde doublé en fréquence et les deux bras de l'interféromètre du type Mach-Zehnder.

La figure 8.1 en montre la disposition autour de la zone d'interaction. Les expériences présentées ici ont été faites pour une puissance laser de 10 TW et des pressions amont comprises entre 0,5 et 15 bar. Les densités atomiques correspondantes sont comprises entre 1×10^{19} et $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et les densités électroniques entre 5×10^{19}

et $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, suivant l'état d'ionisation du plasma.

8.2 Propagation

Tout comme dans la série d'expériences précédentes, nous utilisons le diagnostic d'imagerie Thomson afin de mesurer la distance sur laquelle l'impulsion reste focalisée. Le but est de mettre en relation l'émission X du plasma, aux longueurs d'onde qui nous intéressent, et la longueur sur laquelle l'éclairement laser est le plus élevé.

8.2.1 Résultats

Sur la figure 8.2 sont présentées les images de diffusion Thomson à 90° et les profils correspondants, suivant la direction de propagation du laser, pour différentes valeurs de la pression amont. Les profils sont obtenus en intégrant le signal sur toute la largeur de la zone d'émission suivant la direction transverse. Ces résultats ont été obtenus avec la buse cylindrique de $500 \mu\text{m}$ de diamètre, le laser se propageant de la gauche vers la droite. L'intensité du signal n'est pas significative car des densités optiques ont été ajoutées au fur et à mesure que la pression augmente. Le signal Thomson est en effet d'autant plus intense que la densité électronique est élevée ($\propto n_e^2$ pour de la diffusion cohérente). Il est donc nécessaire de protéger les détecteurs en atténuant le signal au fur et à mesure qu'il croît.

A basse pression ($P_{\text{amont}} = 2,5 \text{ bar}$), un pic de diffusion unique est visible, positionné en $X = 340 \mu\text{m}$.

Pour une pression plus élevée, $P_{\text{amont}} = 5,5 \text{ bar}$, la zone de diffusion a légèrement avancé suivant l'axe de propagation. Le maximum se trouve maintenant en $X = 410 \mu\text{m}$. Sa structure ne semble plus aussi homogène que pour $P_{\text{amont}} = 2,5 \text{ bar}$. On distingue en effet trois pics de diffusion, alignées suivant l'axe X , et un pic plus intense qui se trouve décalé, par rapport aux trois autres, suivant l'axe Y .

Pour $P_{\text{amont}} = 9,5 \text{ bar}$, la position de la zone de diffusion s'est encore déplacée dans le sens $X > 0$. Elle est constituée là encore de plusieurs pics, d'intensité variable. Le maximum du signal est situé en $X = 520 \mu\text{m}$.

Pour une pression de 11 bar , la diffusion à la longueur d'onde du laser a lieu sur une distance beaucoup plus grande. Une première zone de diffusion se situe sur l'axe de propagation, pour $150 \mu\text{m} < X < 330 \mu\text{m}$. Une seconde, plus intense, se situe entre $485 \mu\text{m} < X < 620 \mu\text{m}$. Dans chacune de ces zones on peut distinguer plusieurs pics de diffusion.

Lorsqu'on augmente la pression jusqu'à $P_{\text{amont}} = 12 \text{ bar}$, la structure de la zone de diffusion Thomson se complexifie encore un peu plus. Cette zone s'étale en effet sur $500 \mu\text{m}$ (pour $200 \mu\text{m} < X < 700 \mu\text{m}$). Sur les 300 premiers microns, plusieurs pics de diffusion sont émis suivant l'axe de propagation du laser. Ensuite, sur les 200

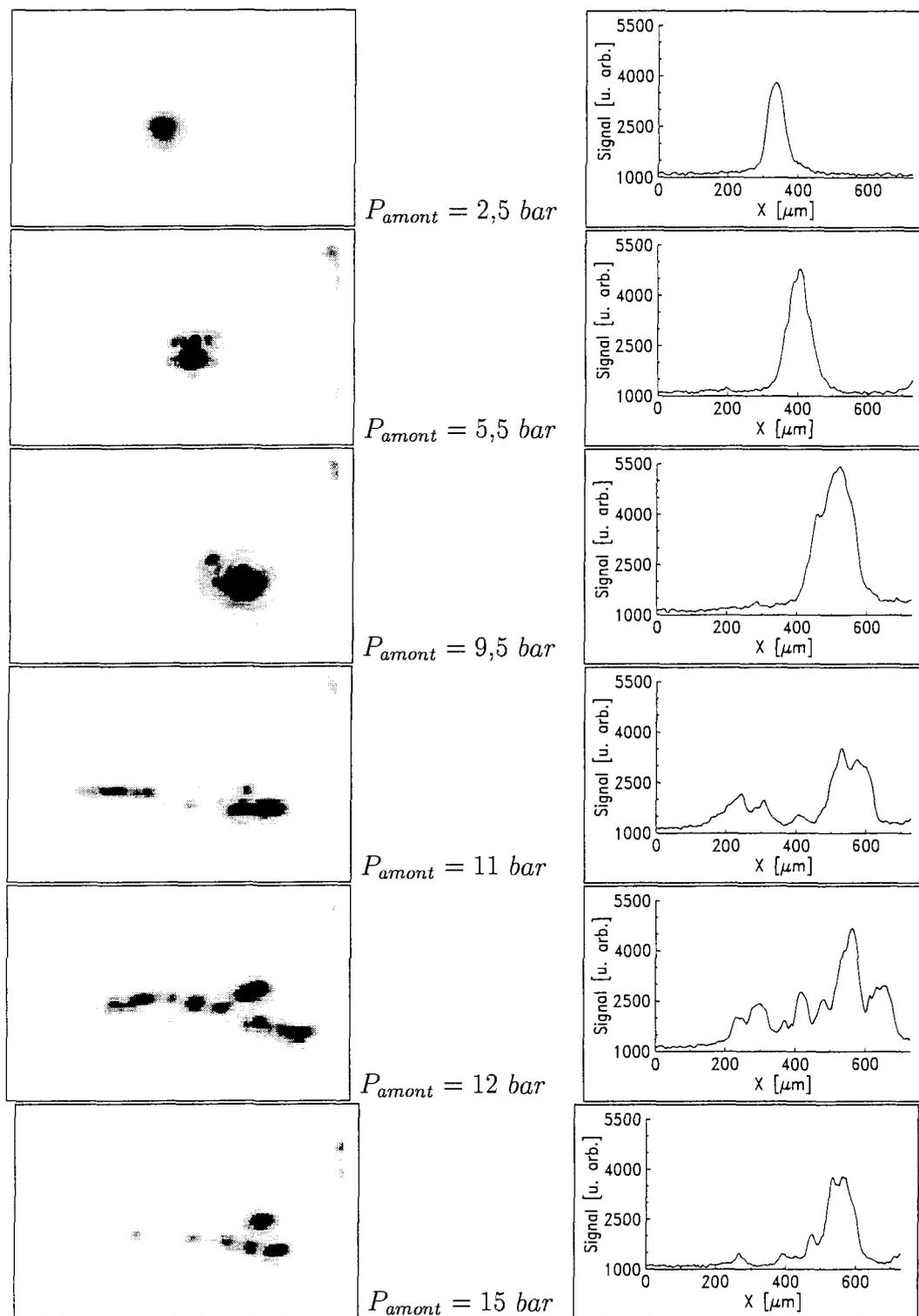


FIG. 8.2 – Imagerie Thomson à 90° (à gauche) et profils correspondants suivant l'axe de propagation du laser (à droite) pour une puissance laser de 10 TW et différentes valeurs de la pression. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

derniers microns, les zones de diffusion s'écartent, de part et d'autre de la direction de propagation, avec un angle d'environ 23° .

Cette structure en Y de la répartition des pics de diffusion Thomson se confirme pour $P_{amont} = 15 \text{ bar}$. La différence la plus notable avec l'image précédente, est que les zones de diffusion les plus intenses sont celles qui s'écartent de l'axe de propagation.

8.2.2 Interprétation

A l'image des expériences de propagation présentées dans le chapitre précédent, nous voyons ici que le phénomène d'autofocalisation relativiste entre à nouveau en jeu. La succession de pics de diffusion Thomson révèle le passage de l'impulsion par plusieurs foyers. Nous mettons ainsi en évidence le guidage de l'impulsion laser par autofocalisation sur $500 \mu\text{m}$ ce qui correspond au diamètre de la buse.

La différence la plus notable, par rapport aux expériences réalisées à l'aide de la buse rectangulaire, est le passage de l'impulsion par des foyers non-alignés sur l'axe de propagation. Ce comportement doit être attribué à la filamentation du faisceau. Pour les basses pressions (5,7 et 9,5 *bar* sur la figure 8.2), nous voyons en effet que les foyers par lesquels passe l'impulsion sont répartis de part et d'autre de l'axe de propagation, et non pas sur l'axe. Ensuite, pour des pressions supérieures (11, 12 et 15 *bar* sur la figure 8.2), la filamentation est plus prononcée. L'impulsion est découpée en deux faisceaux secondaires qui s'écartent progressivement de l'axe de propagation. Afin de trouver la cause de cette filamentation, nous allons rappeler quelques résultats des simulations du chapitre 3.

Sur la figure 8.3 sont représentés les profils d'éclairement (a) calculés par le code MANET pour différents instants (cf. figure 3.13) et les mesures de diffusion Thomson (b) effectuées pour une pression amont de 12 *bar*. Si le diagnostic de diffusion Thomson ne donne pas directement une mesure de l'éclairement, il indique malgré tout les zones dans lesquelles cet éclairement est maximal. En ce sens, les deux images de la figure 8.3 peuvent être comparées car elles montrent la manière dont l'impulsion laser se propage dans le plasma. Dans les expériences, l'impulsion passe par plusieurs foyers avant de se séparer en deux faisceaux qui s'écartent tous les deux de l'axe de propagation. Après leur séparation, les deux faisceaux vont contenir suffisamment de puissance pour que le phénomène d'autofocalisation se reproduise sur chacun d'entre eux. Dans les simulations la propagation est quelque peu différente. Le faisceau principal ne passe en effet que par un seul foyer et se sépare ensuite en trois filaments qui ne passent pas par des foyers secondaires. Malgré cela, la similitude de la propagation, dans les simulations et dans les expériences, nous permet d'interpréter la cause de la filamentation du faisceau.

Le principe sur lequel la filamentation est basée est expliqué dans le chapitre 3.2. Nous y avons montré que c'est la force pondéromotrice qui en est indirectement

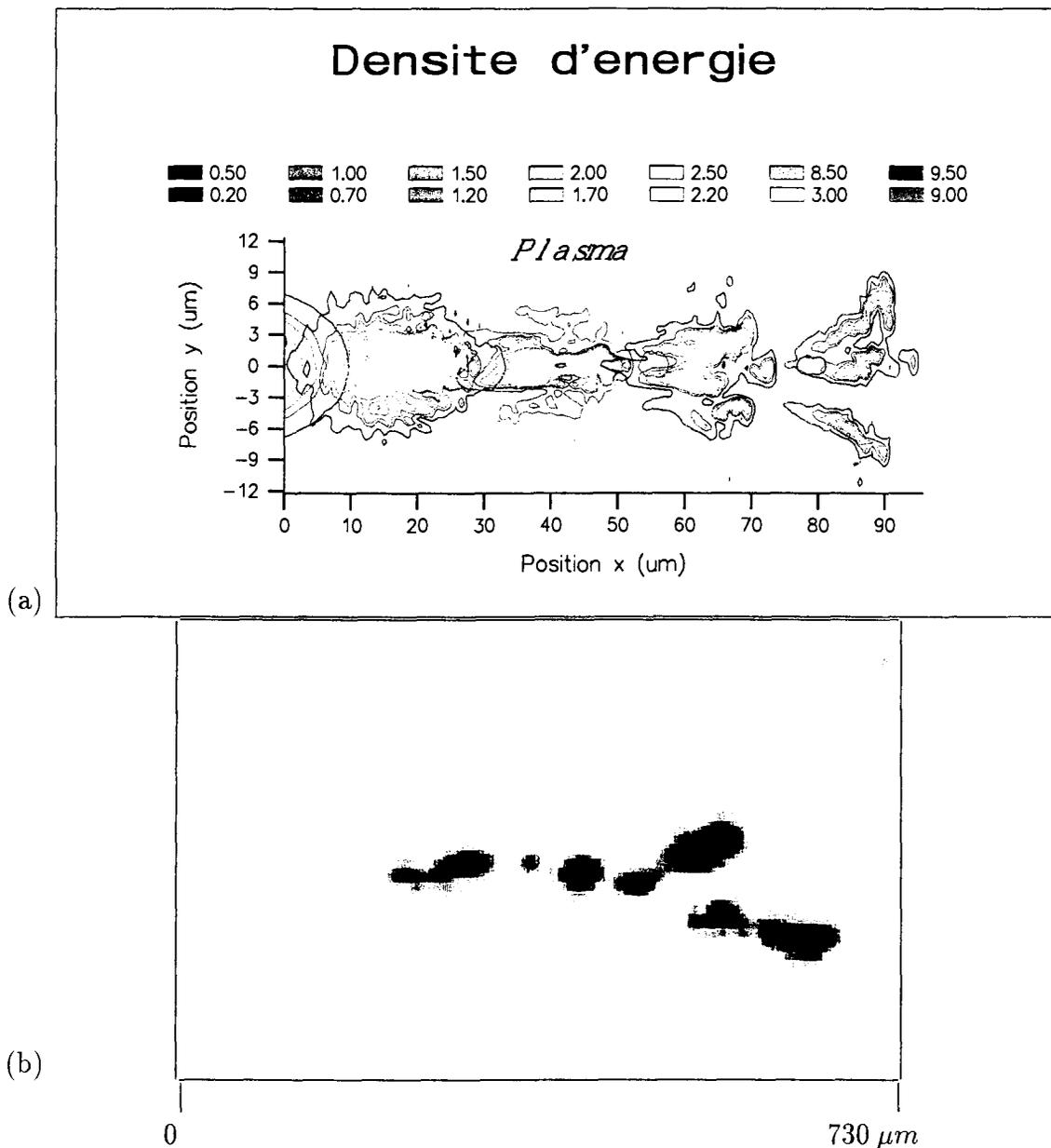


FIG. 8.3 – Mise en évidence de la filamentation pondéromotrice lors des simulations (a) et dans les expériences (b). En haut, profils d'éclairement calculés dans les simulations PIC du paragraphe 3.4; en bas, mesure d'imagerie Thomson pour une pression amont de 12 bar.

responsable. C'est donc dans ce sens que les expériences réalisées ici doivent être interprétées. Le faisceau principal est scindé en deux faisceaux secondaires sous l'effet de la filamentation pondéromotrice. Ce phénomène est néfaste à double titre pour le schéma de laser X. D'une part, il limite la distance sur laquelle l'impulsion peut être guidée. D'autre part, il diminue l'éclairement atteint localement.

La raison pour laquelle cette filamentation n'a pas été observée dans les expériences réalisées avec la buse rectangulaire est difficile à comprendre. En effet, la puissance laser (10 TW) et la nature du gaz sont similaires dans les deux séries d'expériences. Les seules différences notables concernent la valeur de la densité de neutres maximale ainsi que les gradients longitudinaux de densité de neutres. La figure 8.4 montre les profils de densité de neutres des deux buses utilisées lors des deux séries d'expériences. Nous voyons que dans le cas de la buse cylindrique, la

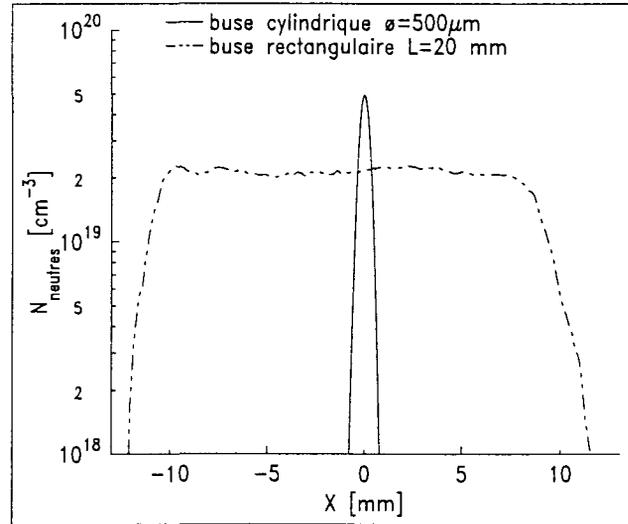


FIG. 8.4 – Profils de densité atomique mesurés par interférométrie suivant l'axe de propagation du laser pour une pression amont de 10 bar et deux buses différentes.

densité de neutres maximum ($5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) est plus élevée que dans le cas de la buse rectangulaire ($2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$). Dans le même temps, la longueur du gradient de densité est plus petite (0,5 mm) pour la buse cylindrique que pour la buse rectangulaire (1 mm). Nous avons donc une densité plus élevée et des gradients de densité plus raides dans les expériences réalisées avec la buse cylindrique de 500 μm que dans celles réalisées avec la buse rectangulaire de $1 \times 20 \text{mm}^2$. C'est par ces différences que l'on explique la filamentation dans la deuxième série d'expériences qui n'a pas été observée dans la première.

Les processus conduisant à la filamentation d'un faisceau laser étant fortement non-linéaire, les fluctuations tir à tir du profil spatial d'éclairement laser vont engendrer une propagation à chaque fois différente et imprévisible. Expérimentalement, la présence de points chauds dans le profil spatial d'éclairement du laser UHI 10 va faciliter le processus de filamentation. Le travail de thèse de G. Riazuelo [111], portant sur l'influence du lissage optique sur la filamentation des faisceaux lasers dans les plasmas sous-critiques, décrit en détail les processus qui amènent à la filamentation et la manière dont celle-ci peut être atténuée. L'un des efforts à fournir sur la chaîne laser serait donc d'améliorer la forme du front d'onde de l'impulsion afin de minimiser autant que possible le nombre et l'amplitude des points chauds. Ce type

d'amélioration entraînera une diminution de la puissance laser mais en contrepartie, la focalisation du faisceau sera de meilleure qualité et sa propagation pourrait en être notablement améliorée. Il n'en reste pas moins que la filamentation est un phénomène physique auquel il est difficile d'échapper quand on propage un faisceau laser, même idéalement Gaussien, dans un plasma très peu sous-critique ($\sim 0,1n_c$) [112].

Cette filamentation a pour conséquence immédiate la limitation de la distance sur laquelle l'impulsion laser va se propager. Dès que la pression amont atteint la dizaine de bar la longueur maximale sur laquelle l'impulsion laser se propage de manière rectiligne est atteinte. Pour des pressions plus élevées, la filamentation du faisceau ne permet pas d'augmenter la longueur de propagation. Dans ces conditions, il semble difficile de réaliser des mesures d'amplification du rayonnement en faisant varier la longueur du milieu.

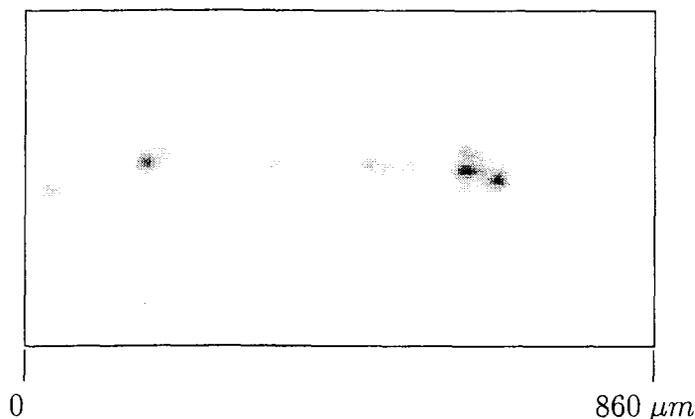


FIG. 8.5 - Image de diffusion Thomson pour la buse cylindrique de 1 mm de diamètre et $P_{\text{amont}} = 10 \text{ bar}$. La distance sur laquelle se propage l'impulsion est de $520 \mu\text{m}$. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

La figure 8.5 montre une image Thomson détectée lorsque la buse de 1 mm de diamètre est utilisée, pour une pression amont de 10 bar. Cette image est celle pour laquelle le signal Thomson est visible sur la plus grande longueur. Elle est de $520 \mu\text{m}$ dans ce cas précis. Nous voyons donc que l'utilisation d'un milieu gazeux plus long ne permet pas de propager l'impulsion sur une plus grande distance et que nous sommes limités à une valeur de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Des mesures d'amplification classiques (augmentation du signal émis en fonction de la longueur) semblent donc difficiles.

8.3 Degré d'ionisation et hydrodynamique

L'utilisation de la voie sonde au travers de l'interféromètre nous permet d'effectuer à la fois une mesure de la densité de neutres et de la densité électronique. En utilisant la ligne à retard de la voie sonde, nous pouvons effectuer ces mesures à différents instants avec une résolution de 70 fs , ce qui nous permet de suivre l'expansion hydrodynamique du plasma. Du fait de la distance limitée sur laquelle il est possible de propager l'impulsion, les mesures, présentées dans ce qui suit, ne portent que sur les expériences réalisées à l'aide de la buse de $500\ \mu\text{m}$ de diamètre.

8.3.1 Résultats

Nous avons mesuré la densité maximale atteinte sur l'axe de propagation du laser. Lorsque la distance à la buse est de $430\ \mu\text{m}$, la mesure de la densité électronique

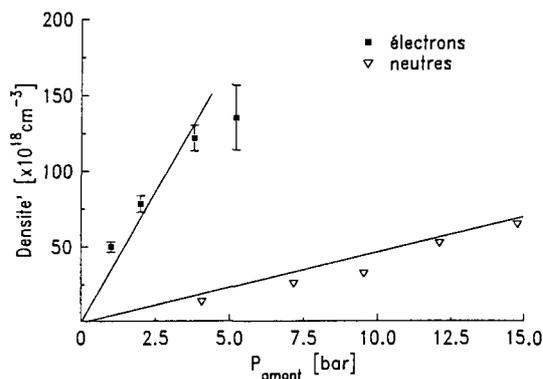


FIG. 8.6 – Densité électronique et densité de neutres en fonction de la pression à $430\ \mu\text{m}$ de la buse de $500\ \mu\text{m}$ de diamètre.

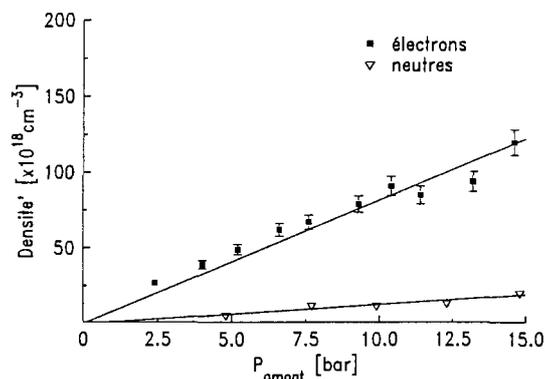


FIG. 8.7 – Densité électronique et densité de neutres en fonction de la pression à 1 mm de la buse de $500\ \mu\text{m}$ de diamètre.

n'est plus possible dès que $P_{\text{ament}} > 5\text{ bar}$ (figure 8.6) car elle est supérieure à $1,5 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. Il est difficile dans ces conditions de vérifier la croissance linéaire de la densité électronique avec la pression.

En se plaçant à une distance plus grande de la sortie de la buse, soit 1 mm , les mesures sont facilitées car la densité est plus faible. Sur la figure 8.7 est tracée l'évolution de la densité électronique et de la densité de neutres, en fonction de la pression amont, lorsque la distance à la sortie de la buse est de 1 mm . La croissance linéaire de la densité électronique avec la pression amont est bien vérifiée. La croissance de la densité de neutres étant aussi linéaire, ce résultat indique que l'ionisation du milieu est la même quelle que soit la valeur de la pression amont. Le rapport entre la densité électronique et la densité atomique donne l'évolution du degré d'ionisation $Z^* = n_e/n_a$ avec la pression amont (figure 8.8). L'estimation

du degré d'ionisation par ce moyen n'est valable que si la mesure de densité est réalisée peu de temps après l'interaction, quand aucune détente hydrodynamique n'a encore eu lieu. L'incertitude sur les mesures de densité atomique et électronique

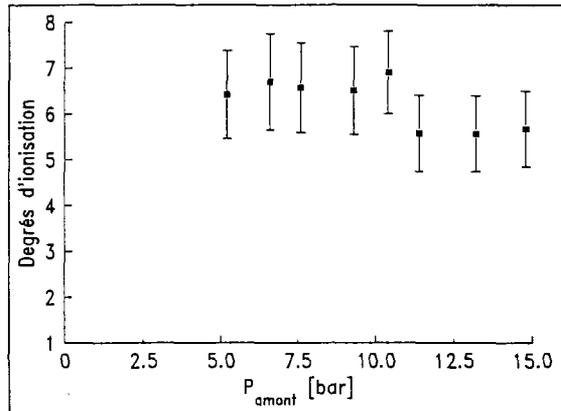


FIG. 8.8 – Evolution de l'état de charge de l'azote, en fonction de la pression amont, pour une distance à la buse de 1 mm.

rend peu précise cette estimation de l'état de charge. Nous pouvons cependant dire que $Z^* \approx 6 \pm 1$ quelle que soit la pression.

Si l'on applique le même raisonnement aux expériences effectuées à $430 \mu\text{m}$ de la sortie de la buse, nous pouvons estimer la densité électronique maximale que nous avons atteinte pour $P_{amont} = 15 \text{ bar}$:

- 1- en extrapolant aux plus hautes pressions la droite passant par les quatre points de mesure de la densité électronique, nous trouvons $n_{e,max} = 4,4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.
- 2- à partir de la valeur de la densité de neutres et en supposant un degré d'ionisation de six, nous trouvons $n_{e,max} = 5,6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Les résultats de ces deux calculs étant comparables, à 20 % près, nous pouvons dire que pour une distance à la buse $Z = 430 \mu\text{m}$ la valeur de la densité électronique est donnée en fonction de la pression amont par l'expression:

$$n_e(\text{cm}^{-3}) = 2,96 \times 10^{19} \times P_{amont}(\text{bar}) , \quad (8.1)$$

qui est la fonction linéaire passant par les quatre points de mesure représentés sur la figure 8.6. Elle n'est valable que sur l'axe de propagation, durant les quelques picosecondes qui suivent l'interaction, lorsqu'aucune expansion hydrodynamique n'a encore eu lieu, et autour du foyer où la mesure a été faite.

Nous avons aussi utilisé le diagnostic d'interférométrie pour suivre l'expansion du plasma après interaction. Quatre interférogrammes caractéristiques sont présentés sur la figure 8.9. En déplaçant l'ensemble de la ligne à retard de la voie sonde, nous avons effectué des mesures de densité jusqu'à 5 ns après interaction. En effectuant une inversion d'Abel de la formule (6.3), nous avons reconstitué le profil de densité

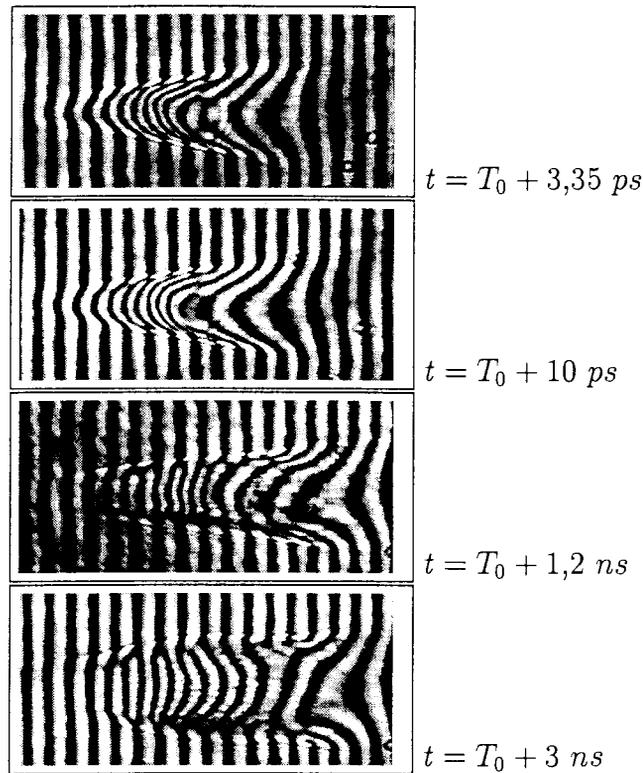


FIG. 8.9 – Interférogrammes détectés à $430 \mu m$ de la buse, pour une pression amont de 2 bar, à quatre instants différents. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

électronique correspondant à chacun des interférogrammes. Sur les figures 8.10, 8.11, 8.12 et 8.13 sont donnés les demi-profils correspondant aux interférogrammes de la figure 8.9.

La position du maximum de densité électronique sur l'axe, en $X = 900 \mu m$ à $t = T_0 + 3,35 ps$, permet de connaître la position du foyer. A cet instant la densité est maximale sur l'axe et vaut: $n_e = 1,1 \times 10^{20} cm^{-3}$ en $X = 900 \mu m$.

A $t = T_0 + 10 ps$, le maximum de densité ne se trouve plus sur l'axe mais en $R = 60 \mu m$ et vaut: $n_e = 1,2 \times 10^{20} cm^{-3}$. Sur l'axe elle est de $9 \times 10^{19} cm^{-3}$ en $X = 900 \mu m$.

A $t = T_0 + 1,2 ns$ la densité est maximale en $R = 100 \mu m$ et vaut $n_e = 8 \times 10^{19} cm^{-3}$. Sur l'axe elle est de $6 \times 10^{19} cm^{-3}$ en $X = 900 \mu m$.

Enfin à $t = T_0 + 3 ns$ la densité est maximale en $R = 180 \mu m$ et vaut $n_e = 1 \times 10^{20} cm^{-3}$. Sur l'axe elle est de $2 \times 10^{19} cm^{-3}$ en $X = 900 \mu m$.

D'après ce diagnostic, le déplacement des franges indique que l'extension longitudinale du plasma est de 1 mm et que son rayon varie de 150 à 250 μm .

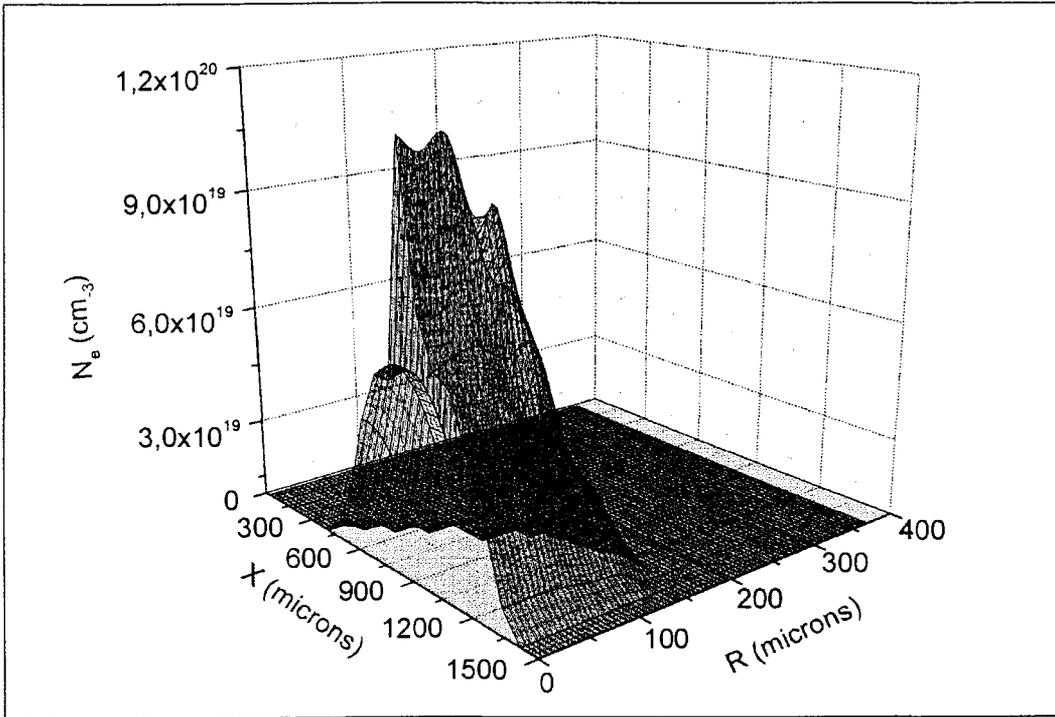


FIG. 8.10 - Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 3,35 \text{ ps}$ avec $P_{\text{amont}} = 2 \text{ bar}$ et $P_{\text{laser}} = 10 \text{ TW}$.

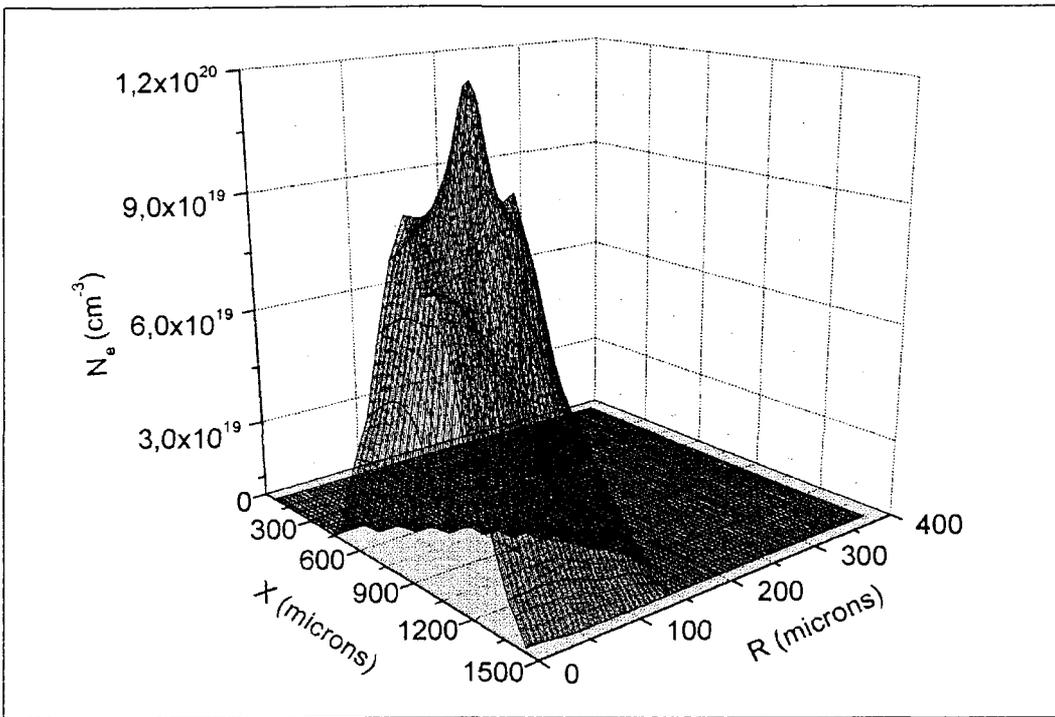


FIG. 8.11 - Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 10 \text{ ps}$ avec $P_{\text{amont}} = 2 \text{ bar}$ et $P_{\text{laser}} = 10 \text{ TW}$.

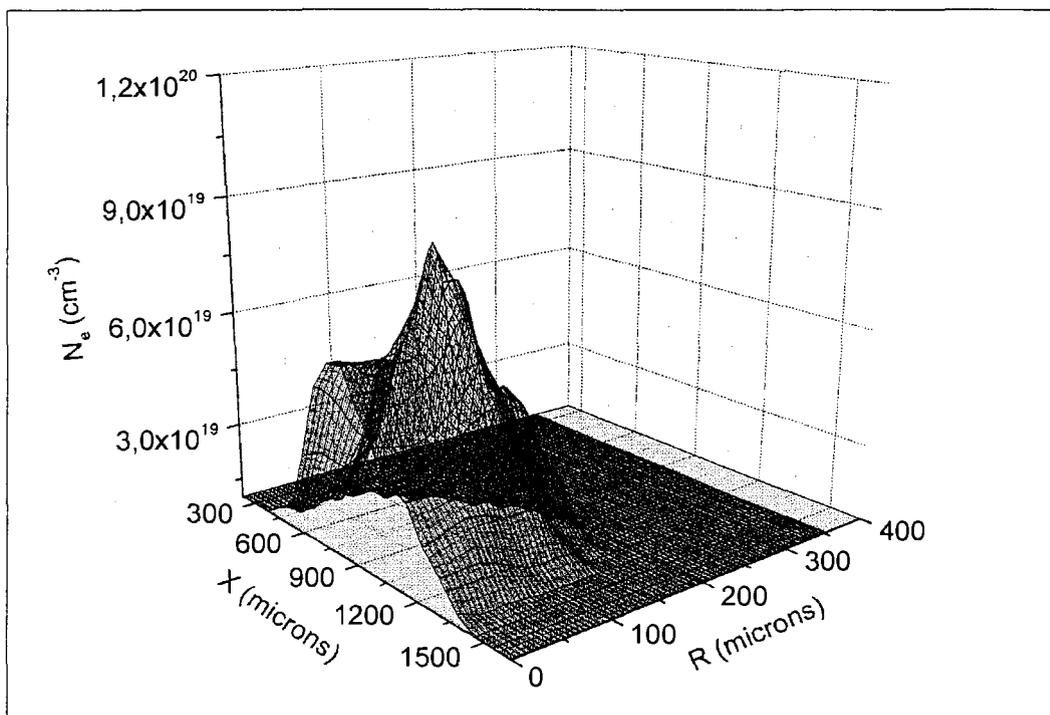


FIG. 8.12 - Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 1,2 \text{ ns}$ avec $P_{\text{amont}} = 2 \text{ bar}$ et $P_{\text{laser}} = 10 \text{ TW}$.

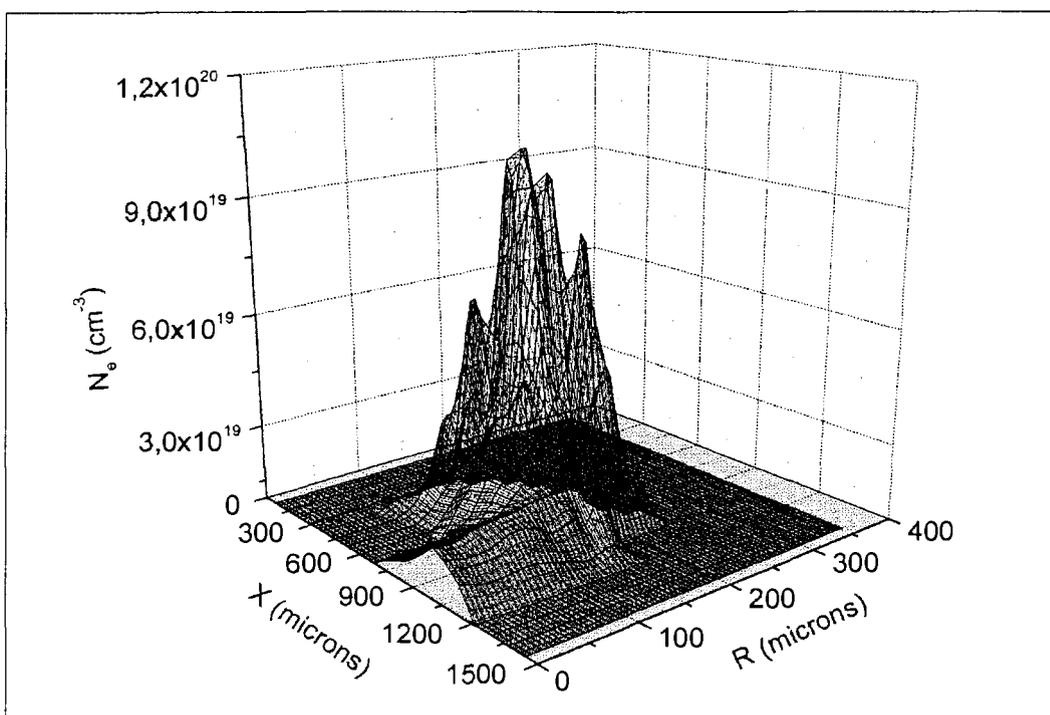


FIG. 8.13 - Demi-profil de densité électronique mesuré par interférométrie à $t = T_0 + 3 \text{ ns}$ avec $P_{\text{amont}} = 2 \text{ bar}$ et $P_{\text{laser}} = 10 \text{ TW}$.

8.3.2 Interprétation

Le premier résultat que nous ont apporté ces mesures de densité électronique est l'estimation du degré d'ionisation du plasma $Z^* = 6$. D'après le modèle d'ionisation tunnel, présenté dans la première partie, cela suppose que l'éclairement laser est supérieur à $7,6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Afin de confirmer que le processus d'ionisation est effectivement l'ionisation par champ, nous avons calculé l'évolution au cours du temps de l'état de charge moyen lorsque le seul processus d'ionisation est l'ionisation collisionnelle. Ce calcul a été effectué à l'aide du code LASIX et suppose qu'un plasma initialement très faiblement ionisé, $Z^* = 0,7$ pour une température de 3 eV , est porté à une température de 900 eV en 50 fs . Cette température de 900 eV est ensuite maintenue constante. La densité électronique est $n_e = 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ et le taux d'ionisation collisionnelle est celui de Lotz. La figure 8.14 montre l'évolution de l'état de charge en fonction du temps dans ces conditions. Nous voyons que pour un plasma

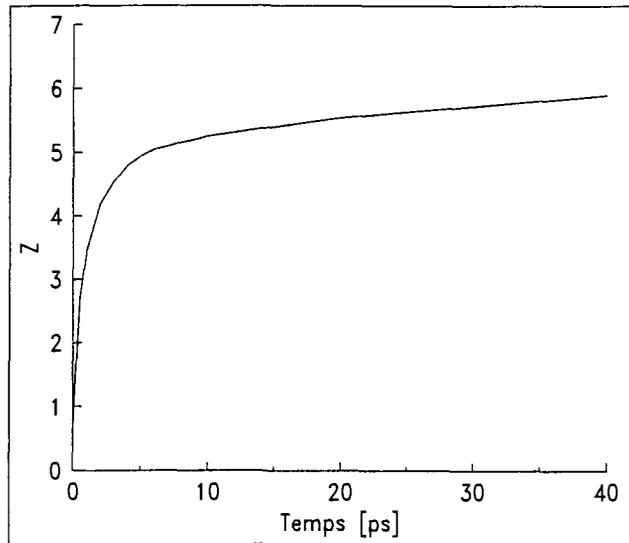


FIG. 8.14 - Evolution temporelle de l'état de charge moyen pour un plasma ionisé par collisions. $n_e = 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ et $T_e = 900 \text{ eV}$.

de 900 eV le temps nécessaire pour atteindre $Z^* = 6$ par ionisation collisionnelle est supérieur à 40 ps . Or, si la croissance d'instabilités Raman semble suffisamment importante pour qu'une telle température soit atteinte, la brièveté de l'impulsion limite la durée du chauffage et la conduction thermique fait rapidement chuter cette température. Les simulations hydrodynamiques du chapitre 4 montrent en effet que, suivant l'expansion hydrodynamique du plasma et grâce à la conduction thermique, la température chute de 900 eV à 100 eV en 20 ps (se reporter à la figure 4.9). Ainsi nous pouvons dire que les processus collisionnels ne peuvent pas être seuls responsables de l'ionisation du plasma et que c'est bien l'ionisation par effet tunnel qui permet d'atteindre $Z^* = 6$.

Les profils des figures 8.10, 8.11, 8.12 et 8.13 montrent clairement que le plasma s'épand radialement. Au voisinage du foyer, soit $X = 900 \mu m$ sur les profils de densité, nous pouvons suivre la formation d'une zone de surdensité qui s'éloigne de l'axe de propagation au cours du temps en même temps que la densité diminue sur l'axe. Ce comportement caractérise l'expansion hydrodynamique d'un plasma dont la température est plus élevée sur l'axe de propagation que sur les bords. Cette expansion est très bien reproduite par les simulations hydrodynamiques de la première partie. Dans le chapitre 4 nous avons calculé la vitesse d'expansion de la zone de surdensité pour différentes températures du plasma. Ces vitesses sont de $3 \times 10^6 cm.s^{-1}$ pour une température de $50 eV$ et de $3 \times 10^7 cm.s^{-1}$ pour une température de $900 eV$. A partir des interférogrammes, nous calculons la vitesse de déplacement de la zone de surdensité entre deux interférogrammes successifs. Le résultat est présenté sur la figure 8.15. La vitesse moyenne à laquelle cette zone se

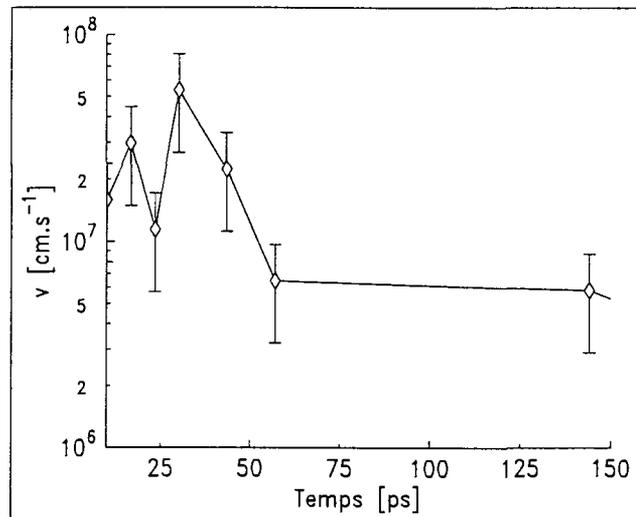


FIG. 8.15 – Vitesse de propagation de la zone de surdensité suivant la direction radiale.

déplace, sur une échelle de temps de $100 ps$ comparable à la durée des simulations hydrodynamiques, est $v = (3 \pm 1) \times 10^7 cm.s^{-1}$. Elle correspond à la vitesse calculée lors des simulations pour une température initiale de $900 eV$.

Ce résultat nous indique que le plasma est chauffé jusqu'à une température proche du keV . Dans ces conditions, l'obtention d'une inversion de population semble difficile à réaliser. Dans le paragraphe suivant nous présentons les résultats portant sur l'émission X du plasma.

8.4 Dépendance de l'émission X avec la pression

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus à l'aide du spectromètre XUV placé dans l'axe de propagation du laser, à un mètre de la zone d'interaction.

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, nous avons réalisé des mesures pour deux positions distinctes du réseau du spectromètre. Ceci nous a permis de couvrir une gamme de longueur d'onde s'étalant de 20 à 200 Å. Une première partie couvre la gamme 20 – 100 Å alors que la seconde s'étend de 100 à 200 Å. Nous avons donc pu détecter l'émission du plasma à 24,78 Å et 133,8 Å lorsque celle-ci a eu lieu.

8.4.1 Résultats

Identification des raies

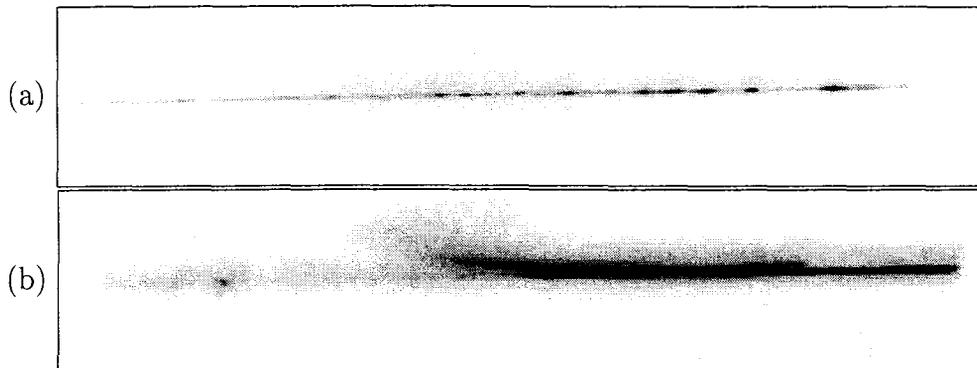


FIG. 8.16 – Images détectées par la caméra CCD du spectromètre, pour une puissance laser de 10 TW et pour la buse de 500 μm . (a) dans la gamme des 10 – 20 nm pour 20 tirs et $P_{\text{amont}} = 15$ bar et, (b) dans la gamme des 2 – 10 nm pour 20 tirs laser et $P_{\text{amont}} = 10$ bar.

Sur la figure 8.16 sont données deux images caractéristiques détectées par la caméra CCD du spectromètre, pour les deux positions du réseau suivant lesquelles nous avons travaillé. La première est obtenue lorsque le réseau est tourné de $3,429^\circ$ par rapport à sa position de référence (a). Cette orientation permet de détecter le rayonnement compris entre 10 et 20 nm. La seconde image est obtenue lorsque le réseau est tourné de $1,55^\circ$ par rapport à la position de référence (b). Cette orientation permet de détecter le rayonnement émis entre 2 et 10 nm. En raison de la configuration expérimentale, un bruit important vient perturber la mesure lorsque le réseau est positionné à $1,55^\circ$ de la position de référence. L'angle d'incidence du rayonnement sur le réseau est en effet tellement grand ($\sim 90^\circ$) qu'une partie du faisceau n'est pas dispersée par le réseau et se propage directement vers le détecteur. Sur ces images, la dimension horizontale correspond à la longueur d'onde, λ , et la dimension verticale à la direction transverse, Z , dans le plasma. La longueur d'onde augmente lorsqu'on se déplace de la gauche vers la droite.

Dans toutes les expériences, l'émission du plasma est issue d'une source ponctuelle suivant la direction Z . Les pics d'émission, aux différentes longueurs d'onde,

sont en effet tous alignés sur une même droite et ne sont jamais émis sur plus d'un pixel. Ceci signifie que la zone d'émission, aux longueurs d'onde auxquelles nous nous sommes intéressés, est de dimension inférieure à la résolution spatiale du détecteur qui est de $120 \mu m$. Ceci signifie aussi que la position du point source suivant cette direction ne varie pas de tir à tir, ce que nous avons vérifié.

Le calcul du spectre se fait en intégrant le signal suivant la direction Z pour chaque longueur d'onde. Nous obtenons ainsi les spectres de la figure 8.17 à partir des deux images de la figure 8.16. Comme nous l'avons précisé au paragraphe 6.5, la valeur de l'intensité du signal ne nous est pas connue car il n'a pas été possible d'effectuer un étalonnage en absolu du spectromètre. De plus, à cause de la différence d'orientation du réseau, il n'est pas possible de comparer l'intensité du rayonnement émis entre 2 et 10 nm à celle du rayonnement émis entre 10 et 20 nm . L'angle de collection du système est en effet beaucoup plus faible lorsque le réseau est orienté à $1,550^\circ$ que lorsqu'il est orienté à $3,429^\circ$.

Sur le spectre (a) de la figure 8.17 nous pouvons identifier une quinzaine de raies

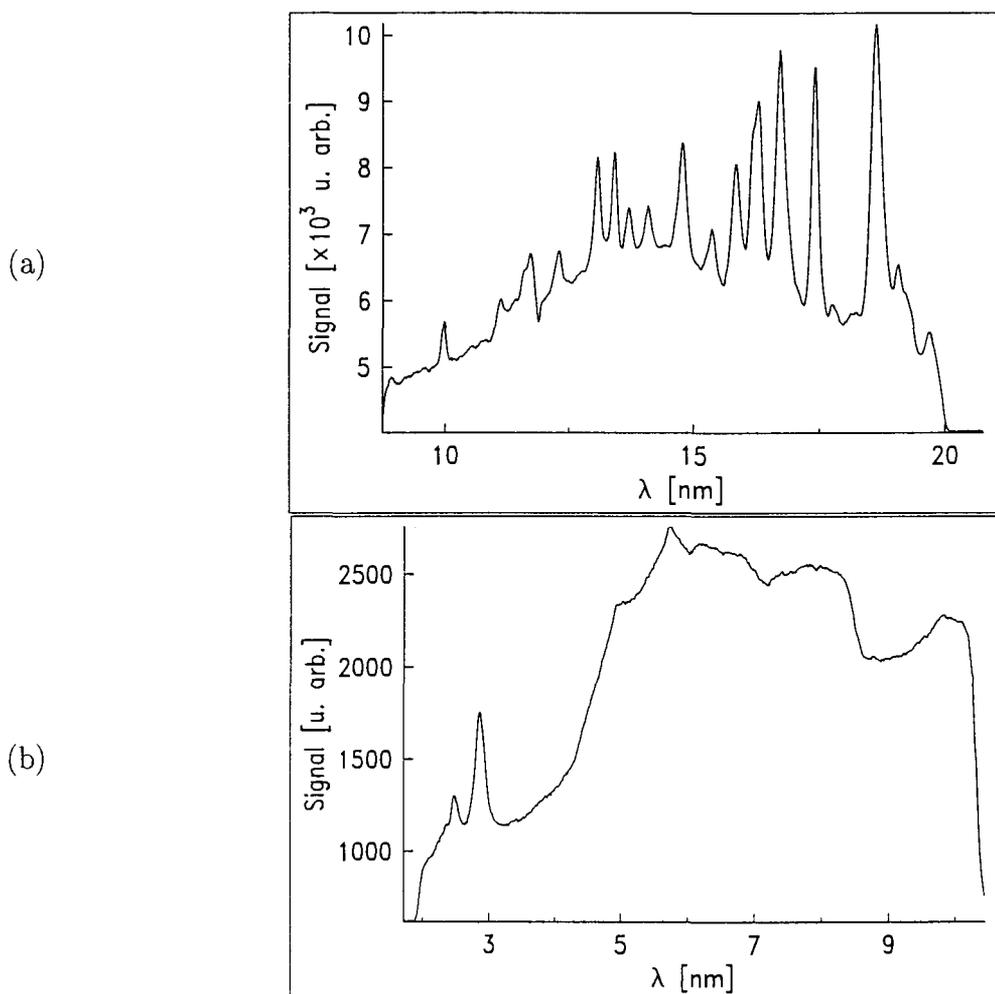


FIG. 8.17 - Profils correspondant aux images de la figure 8.16.

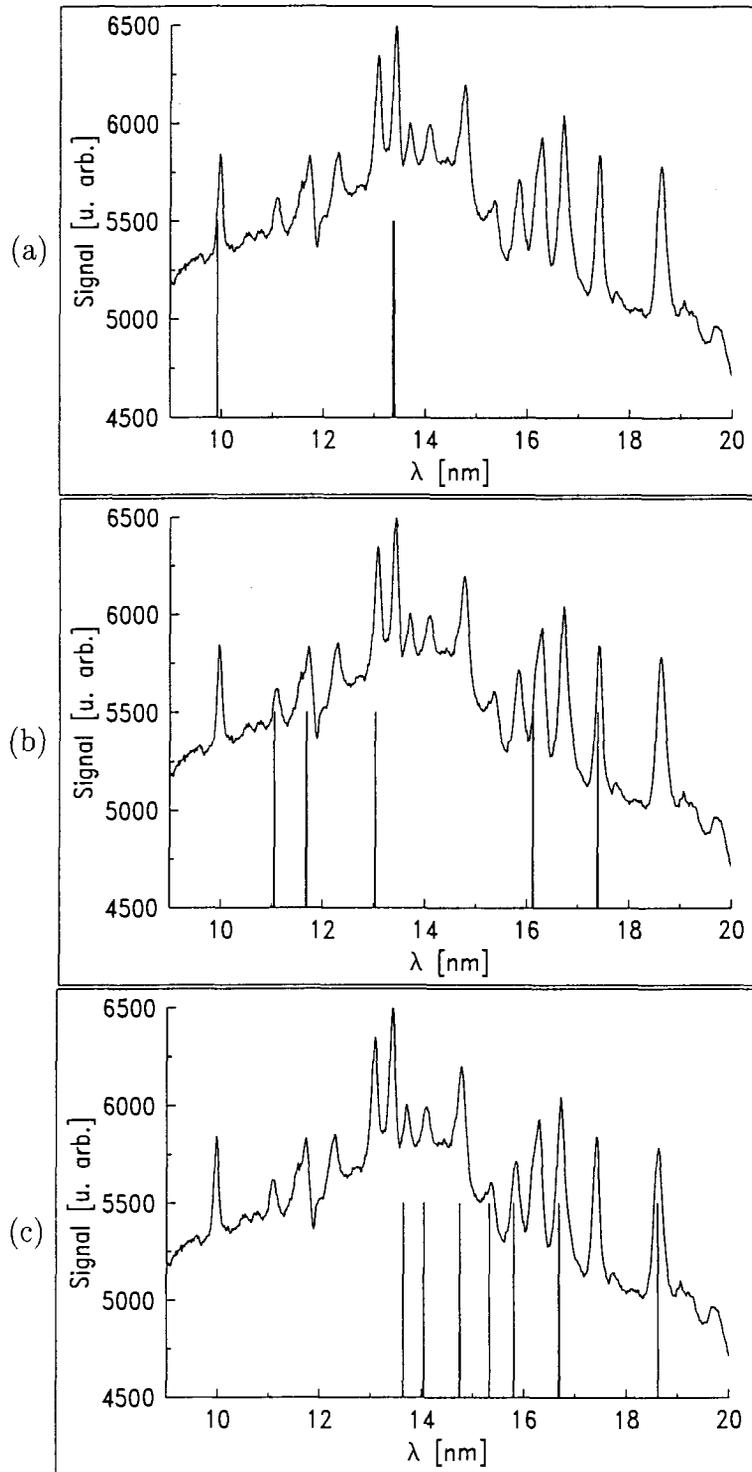
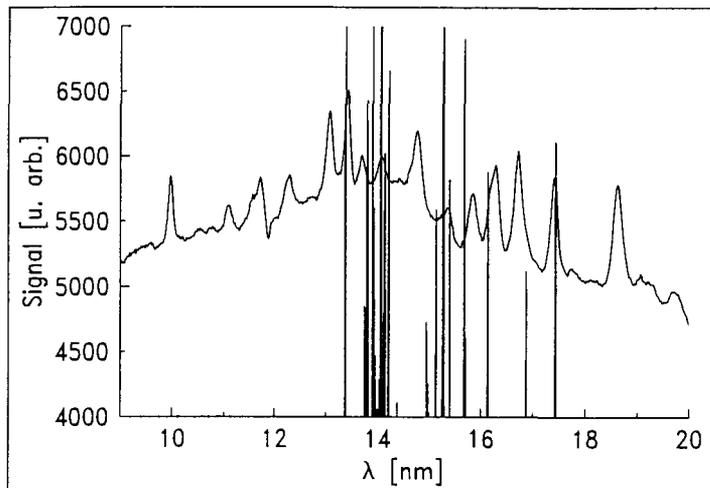


FIG. 8.18 – Comparaison entre un spectre expérimental et la position des raies de résonance de différentes espèces ioniques: (a) $N VII$, (b) $N VI$ et (c) $N V$.

dont les intensités sont assez contrastées. Il y a un facteur 10 entre les plus intenses et les moins intenses. Pour les identifier, nous avons comparé leur position avec la



Espèce	transitions	limite des configurations
H-like	$nl - n'l'$	$n, n' \leq 5$
He-like	$1s^2 - 1s nl$	$n \leq 5$
	$nl - n'l'$	$n, n' \leq 3$
Li-like	$1s^2 nl - 1s^2 n'l'$	$n \leq 5$
	$1s^2 nl - 1s nl n'l'$	$n, n' \leq 3$
	$nl n'l' n''l'' - nl n'l' n''l''$	$n, n', n'' \leq 3$

FIG. 8.19 – Comparaison entre la position des raies satellites, calculée par le code SUPERSTRUCTURE, et un spectre expérimental. Dans le tableau, configurations prises en compte dans le calcul des raies satellites de trois espèces ioniques de l'azote.

position des raies de résonance des différentes espèces ioniques présentes dans le plasma. Nous avons pour cela utilisé les tables de R. L. Kelly [113]. Le résultat est présenté sur la figure 8.18.

Dans un second temps, nous avons calculé la position de différentes raies satellites, pour les mêmes espèces ioniques, à l'aide du code SUPERSTRUCTURE [95]. Nous nous sommes restreints aux différentes transitions données dans le tableau de la figure 8.19. Parmi les milliers de transitions dipolaires électriques ainsi calculées, nous n'avons gardé que les plus intenses qui sont celles pour lesquelles $A_{u,d}^r \geq 10^{10} s^{-1}$, où $A_{u,d}^r$ est le taux de désexcitation radiative pour la transition entre un niveau supérieur u et un niveau inférieur d . Le résultat de ces calculs est présenté sur la figure 8.19

A partir des figures 8.18 et 8.19, nous avons pu identifier les différentes raies que nous détectons expérimentalement comme étant toutes des raies de résonance. Le calcul de raies satellites à l'aide du code SUPERSTRUCTURE a montré que leur position ne correspond pas à la position des raies que nous détectons. De cette manière nous avons pu déterminer de quelles transitions est issu le signal que nous mesurons. Un travail similaire, dans la gamme des courtes longueurs d'onde (2 – 10 nm), a donné le même résultat, à savoir que le rayonnement émis provient de

Espèce	Transition	Longueur d'onde (nm)
<i>N VII</i>	$2p - 1s$	2,48
	$4d - 2p$	9,92
	$3d - 2p$	13,38
<i>N VI</i>	$1s2p - 1s^2$	2,88
	$1s8d - 1s2p$	10,50
	$1s7d - 1s2p$	10,71
	$1s6d - 1s2p$	11,05
	$1s5d - 1s2p$	11,68
	$1s4p - 1s2s$	12,24
	$1s4d - 1s2p$	13,03
$1s3d - 1s2p$	17,39	
<i>N V</i>	$1s^27p - 1s^22s$	13,64
	$1s^26p - 1s^22s$	14,04
	$1s^25p - 1s^22s$	14,74
	$1s^27d - 1s^22p$	15,32
	$1s^26d - 1s^22p$	15,80
	$1s^24p - 1s^22s$	16,26
	$1s^25d - 1s^22p$	16,69

TAB. 8.1 – Transitions détectées à l'aide du spectromètre XUV pour une puissance laser de 10 TW et les longueurs d'onde correspondantes.

transitions résonantes et non de raies satellites.

La figure 8.20 montre à quelle transition est finalement attribuée chacune des raies. Pour $10 < \lambda < 20 \text{ nm}$, la quinzaine de raies que nous avons détectées sont issues des espèces *N VII*, *N VI* et *N V*. Pour $2 < \lambda < 10 \text{ nm}$ seules deux raies sont détectées. Elles sont issues des espèces *N VII* et *N VI*. Il semble que d'autres raies apparaissent dans cet gamme de longueurs d'onde, mais elles sont noyées dans le bruit et ne peuvent être clairement identifiées. Nous avons finalement répertorié, dans le tableau 8.1, toutes les transitions que nous avons pu identifier.

La détection de ces transitions montre que les ions du plasma se trouvent, à un moment donné, dans des états très excités. Par exemple, l'énergie du niveau $1s8d$ de l'azote héliumoïde est de 544,41 eV et de 625,37 eV pour le niveau $4d$ de l'azote hydrogéoïde.

Afin de vérifier que l'attribution de ces raies aux transitions du tableau 8.1 est correcte, nous avons effectué des mesures en coupant le dernier étage amplificateur du laser UHI 10. La puissance crête n'est alors plus que de 2 TW et l'éclairement maximal atteint dans le vide est réduit d'un facteur 5, soit $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Dans ces conditions un nombre important de raies n'est plus détecté ainsi que le montre la figure 8.21. Nous y voyons que les transitions du N^{5+} et du N^{6+} , détectées à 10 TW,

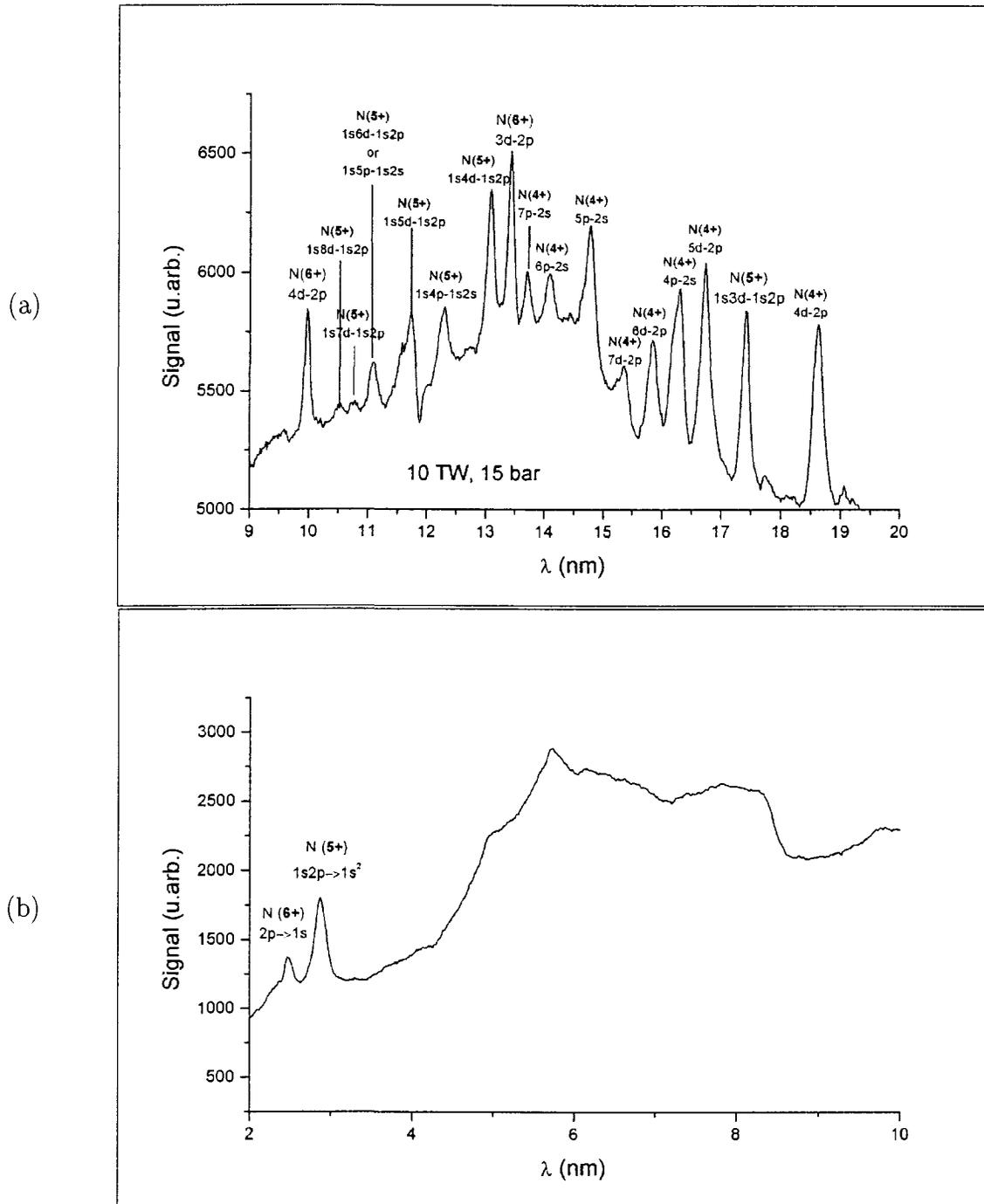


FIG. 8.20 – Identification des différentes raies de résonance détectées à l'aide du spectromètre XUV, (a), dans la gamme 10 – 20 nm et, (b), dans la gamme des 2 – 10 nm.

ont disparu à 2TW. A plus courte longueur d'onde (2–10nm) les transitions $2p-1s$ du N^{6+} et $1s3d-1s2p$ du N^{5+} ont aussi disparu. Ce résultat indique qu'en réduisant la puissance du laser, l'éclairement atteint dans le plasma n'est plus suffisant pour créer les espèces N^{6+} et N^{7+} . Le rapport P/P_c , où P est la puissance laser et P_c la

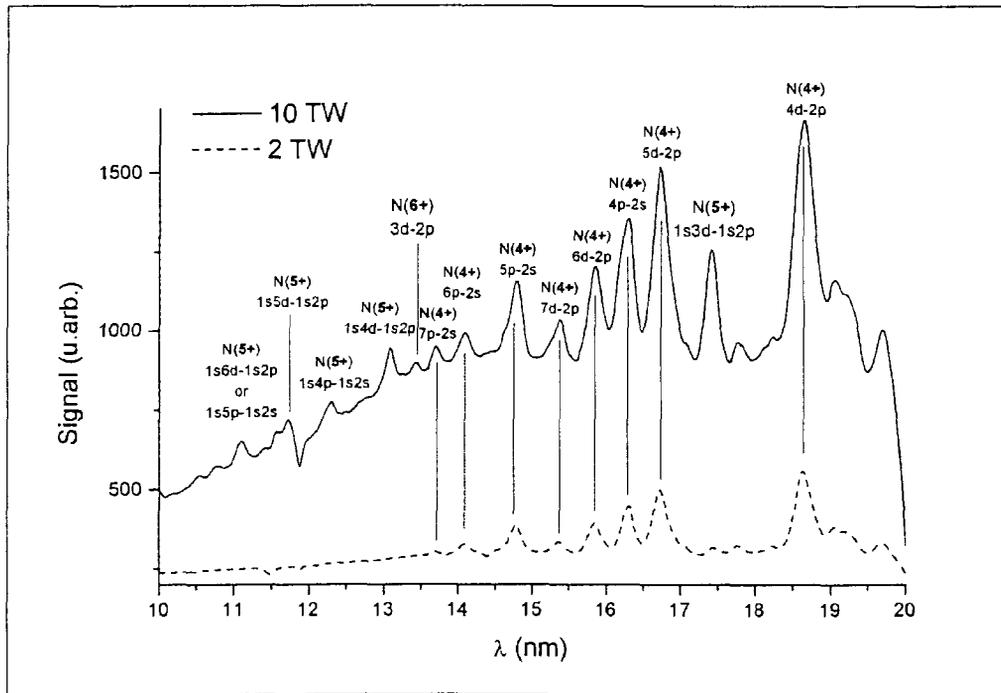


FIG. 8.21 – Spectres obtenus dans les mêmes conditions de pression pour deux puissances laser différentes, 10 TW et 2 TW. A 2 TW seules les transitions du N^{4+} sont détectées.

puissance critique d'autofocalisation, est réduit d'autant si bien que l'autofocalisation est moins importante à 2 TW qu'à 10 TW. Or nous avons montré que c'est l'autofocalisation relativiste qui permet d'atteindre un éclaircissement suffisant à l'ionisation totale du milieu. Il n'est donc pas surprenant que les transitions du N^{6+} disparaissent pour une puissance laser de 2 TW. Selon le modèle tunnel, la disparition des transitions du N^{5+} indique que l'intensité maximale atteinte dans le plasma est inférieure à $7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Ce résultat confirme l'identification des transitions que nous avons effectuée. Il montre de plus que si les phénomènes collisionnels étaient importants au sein du plasma, ils seraient responsables de l'excitation de l'espèce N^{5+} dont des transitions devraient être détectées même à 2 TW. L'absence de raies du N^{5+} sur les spectres détectés à 2 TW semble donc indiquer que c'est l'ionisation par effet tunnel qui est responsable de la création du plasma et que les phénomènes collisionnels sont faibles. En conséquence, les raies détectées seraient issues de la recombinaison à partir de l'état de charge supérieur et non d'une excitation à partir du fondamental.

Dans un second temps, grâce au grand nombre de spectres mesurés durant toute la durée des expériences, nous avons calculé le facteur de covariance des différentes raies. L'importance de ce facteur permet de dire que deux transitions, centrées à λ_1 et λ_2 , se comportent d'une manière similaire en fonction des paramètres de l'interaction. On s'attend en particulier à ce que les transitions d'une même espèce ionique

soient fortement corrélées entre elles.

Le facteur de covariance est calculé à l'aide de la formule suivante:

$$\frac{Cov(\lambda_1, \lambda_2)}{\sigma_{\lambda_1} \times \sigma_{\lambda_2}} = \frac{1}{\sigma_{\lambda_1} \times \sigma_{\lambda_2}} \times \sum_{i=1}^n \frac{(I_i(\lambda_1) - \overline{I(\lambda_1)}) \times (I_i(\lambda_2) - \overline{I(\lambda_2)})}{n-1}, \quad (8.2)$$

où $I_i(\lambda)$ est l'intensité de la transition centrée en λ pour le spectre i , $\overline{I(\lambda)}$ est l'intensité moyenne de cette transition sur les n spectres et σ_λ l'écart quadratique moyen de l'intensité de cette transition sur les n spectres.

Pour calculer ce facteur, nous avons supprimé le fond continu sur tous les spectres détectés. Cette opération est justifiée car le bruit de fond n'est pas issu du plasma mais du système de détection, et plus précisément des galettes de micro-canaux. Il est d'autant plus intense que la quantité de gaz injectée dans l'enceinte est importante et que la tension sur les galettes est élevée. La figure 8.22 compare un spectre brut à un spectre traité.

Une fois le bruit de fond retranché, les spectres détectés par accumulation de plusieurs tirs lasers (généralement une vingtaine) sont normalisés à 1 tir. Pour cela le signal est simplement divisé par le nombre de tirs, qui est connu. Puisque nous disposons d'un grand nombre de tirs pour chaque valeur de la pression amont, un calcul de l'incertitude sur la mesure de l'intensité d'une raie est possible. Elle est de 10 % pour un spectre détecté en un seul tir, et de 3 % pour un spectre accumulé sur 20 tirs. Une fois que cette opération est terminée, le facteur de covariance est calculé, à partir de la formule (8.2), sur plusieurs centaines de spectres.

Le résultat de ce calcul est donné par le diagramme de covariance de la figure 8.23. Pour l'interpréter, un spectre caractéristique a été placé en-dessous et à droite du diagramme. Cette représentation permet de définir les deux axes du diagramme de covariance et de visualiser de quelle manière les différentes raies sont corrélées entre

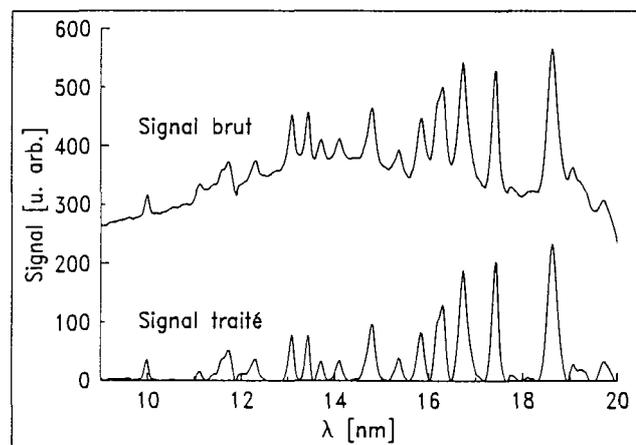


FIG. 8.22 – Spectre brut et spectre traité obtenu par soustraction du fond continu au signal brut.

elles. La corrélation est d'autant plus forte que le diagramme de covariance est blanc. On peut voir de cette manière que les raies issues de l'espèce N^{4+} ne sont corrélées qu'entre elles. Cela se traduit par un carré blanc qui occupe un quart du diagramme de covariance en bas à gauche.

Au milieu de ce carré blanc nous voyons qu'une des raies n'est pas corrélée à ses voisines. Elle correspond à la transition $1s3d - 1s2p$ de l'espèce N^{5+} à $17,39 \text{ nm}$. Par contre, nous voyons qu'elle est corrélée aux autres transitions issues de l'espèce N^{5+} ainsi qu'aux transitions issues de l'espèce N^{6+} . Le carré blanc qui occupe le coin supérieur droit du diagramme montre en effet que les transitions correspondantes se comportent de manière identique en fonction des différents paramètres de l'interaction (densité, propagation, fluctuations tir à tir du laser).

Ce calcul conforte l'identification des transitions que nous avons faite et qui est donnée dans la figure 8.20. Il montre aussi que la création des espèces N^{5+} et N^{6+}

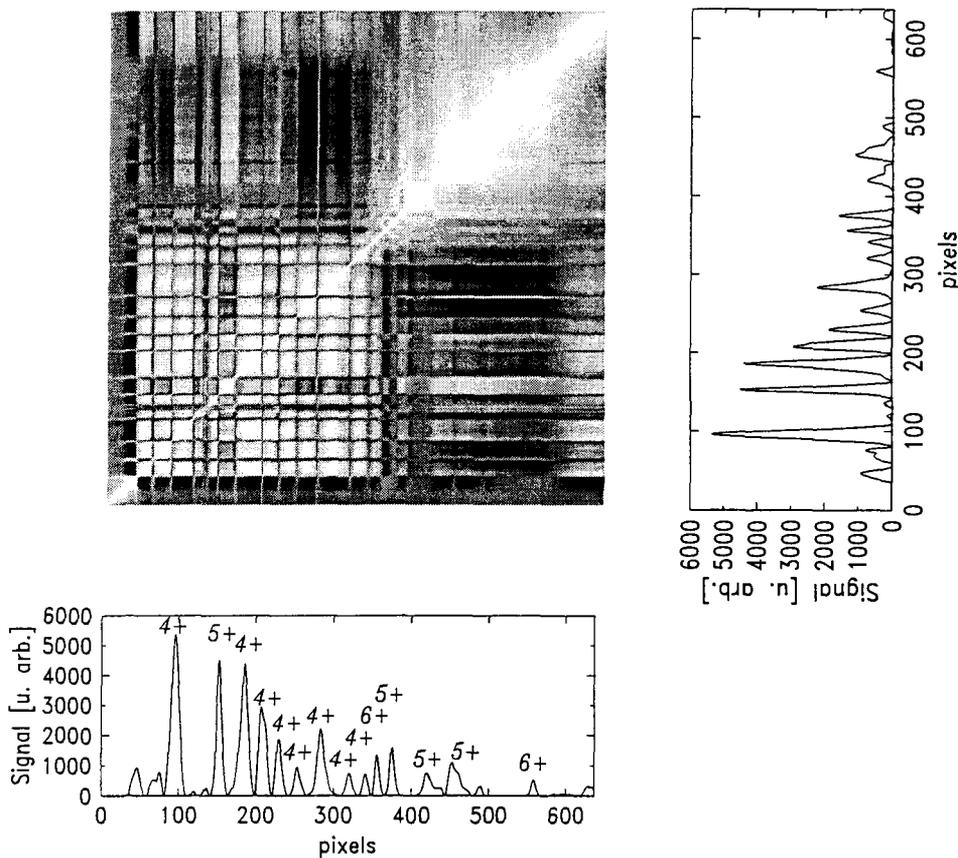


FIG. 8.23 – Diagramme de covariance des raies comprises entre 10 et 20 nm et spectre caractéristique. Une forte corrélation entre deux raies se traduit par une tache blanche sur le diagramme de covariance. La valeur n^+ mentionnée au-dessus de chaque raie donne l'espèce ionique, N^{n^+} , dont elle est issue.

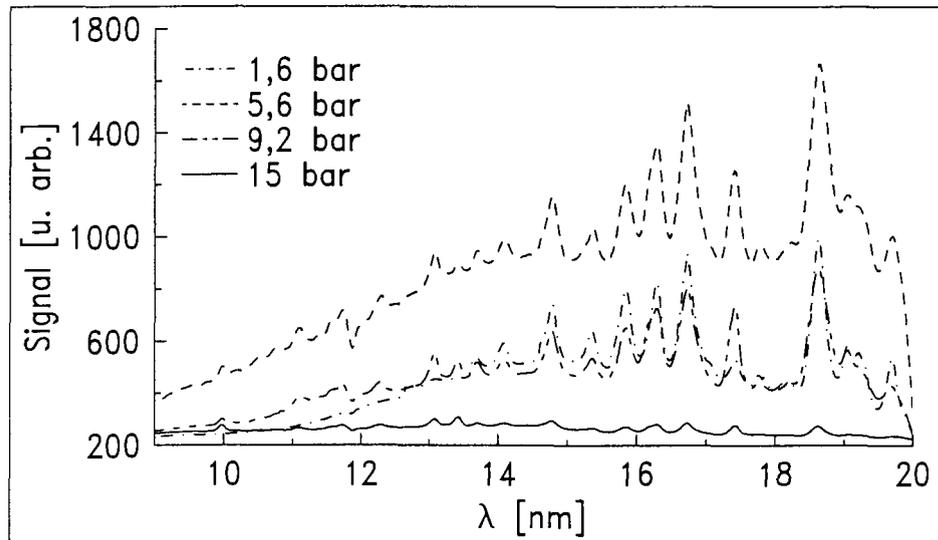


FIG. 8.24 – Evolution avec la pression des spectres bruts normalisés à un seul tir pour $10 < \lambda < 20 \text{ nm}$.

se fait dans des conditions très similaires. Ceci n'est pas très surprenant puisque leurs éclairagements de saturation respectifs, calculés par le modèle tunnel, sont assez proches: $I_{sat}(N^{5+}) = 7,8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et $I_{sat}(N^{6+}) = 2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Evolution du spectre en fonction de la pression

Maintenant que nous connaissons les transitions auxquelles correspondent les différentes raies détectées, nous allons étudier de quelle manière leur intensité évolue en fonction de la densité de gaz. Sur les figures 8.24 et 8.25 nous pouvons voir de quelle manière évolue le signal en fonction de la pression amont.

Pour $10 < \lambda < 20 \text{ nm}$ (figure 8.24), le signal croît lorsque la pression augmente tant que $P_{amont} < 5 \text{ bar}$. Ensuite, lorsque $P_{amont} > 5 \text{ bar}$, le comportement s'inverse et le signal diminue lorsque la pression augmente.

Pour $2 < \lambda < 10 \text{ nm}$ (figure 8.25), le comportement est différent. L'intensité du signal est relativement constante quelle que soit la pression amont. Cependant, nous remarquons que dans cette gamme de longueurs d'onde, le signal est surtout dominé par le bruit.

Les comportements sont donc différents suivant la gamme de longueur d'onde dans laquelle nous nous plaçons. Il semble que l'augmentation de la densité soit à l'origine d'une absorption importante du signal émis dans la gamme des longueurs d'onde les plus élevées. Par contre les longueurs d'onde les plus courtes semblent moins touchées par ce phénomène. Cette constatation indique que l'absorption de rayonnement n'est pas constante dans toute la fenêtre observée et dépend de la longueur d'onde.

On peut expliquer cette absorption par la structure chahutée de la propagation telle

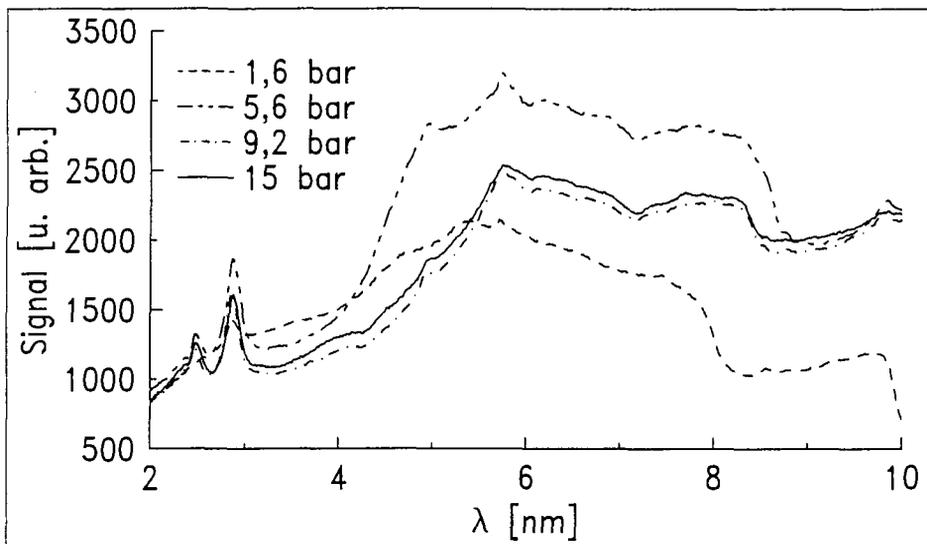


FIG. 8.25 – Evolution avec la pression des spectres bruts normalisés à un seul tir pour $2 < \lambda < 10 \text{ nm}$.

que le diagnostic d'imagerie Thomson l'a montrée. L'éclairement maximal accessible dans le vide étant de $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, l'ionisation totale de l'azote ne peut être réalisée qu'aux foyers d'autofocalisation. Or, ceux-ci n'occupent qu'un faible volume à l'intérieur même du plasma. Entre ces foyers d'autofocalisation et au-delà de la zone d'interaction, le plasma moins ionisé et le gaz non ionisé sont autant de milieux absorbants pour le rayonnement qui nous intéresse. De plus, la modification de la propagation lorsque la densité augmente (rapprochement des foyers d'autofocalisation et augmentation du nombre de foyers) rend impossible toute mesure d'absorption. Dans ces conditions, il n'est pas possible d'étudier le comportement des raies de manière absolue. Seule une étude relative peut être faite.

La longueur sur laquelle l'azote est totalement ionisé étant limitée à $500 \mu\text{m}$, l'utilisation de buses de plus grand diamètre n'apporte pas d'information supplémentaire. L'augmentation de la longueur du jet de gaz ne fait qu'augmenter la distance sur laquelle l'absorption a lieu puisque le plasma n'est créé que sur les 500 premiers microns. La figure 8.26 montre l'évolution avec la pression des spectres obtenus avec la buse cylindrique de 1 mm de diamètre. Nous voyons que le niveau de signal est déjà très faible pour $P_{\text{amont}} = 3,6 \text{ bar}$. Pour des pressions supérieures aucune raie n'est détectée. En définitive, seules les expériences réalisées à l'aide de la buse de $500 \mu\text{m}$ de diamètre vont nous permettre d'effectuer une étude de la dépendance du rayonnement avec la densité.

Afin de mettre en évidence une émission plus intense des raies laser X à $2,48 \text{ nm}$ et $13,3 \text{ nm}$, nous avons choisi de les comparer à d'autres transitions. Pour $2 < \lambda < 10 \text{ nm}$, seules deux raies ont été détectées. Elles correspondent aux transitions

$2p - 1s$ de l'azote hydrogénéoïde et $1s2p - 1s^2$ de l'azote héliumoïde. En raison de la variation importante de l'absorption avec la longueur d'onde dans la gamme spectrale $2 - 20 \text{ nm}$ et de la différence d'orientation du réseau pour la détection des autres raies, nous ne pouvons donc comparer la transition $2p - 1s$ qu'à la transition $1s2p - 1s^2$.

Pour $10 < \lambda < 20 \text{ nm}$, le choix est plus vaste puisque nous avons détecté pas moins d'une quinzaine de transitions. Celles issues de l'espèce N^{4+} sont sans aucun doute les mieux adaptées pour servir de référence. Cette espèce est en effet ionisée pour des éclaircissements beaucoup plus faibles que les espèces N^{5+} et N^{6+} . Le signal qui en est issu est donc beaucoup moins dépendant de la propagation du faisceau. Les calculs hydrodynamiques du paragraphe 4.7 montrent aussi que la recombinaison sur cette espèce survient 200 ps après l'interaction. A cet instant la valeur de la température du plasma devrait être inférieure à 10 eV quelle que soit la température initiale. Nous pouvons ainsi considérer que le rayonnement, issu de l'espèce N^{4+} , dépend principalement de la densité électronique. Nous avons donc choisi de comparer les transitions $3d - 2p$ de l'espèce N^{6+} et $1s3d - 1s2p$ de l'espèce N^{5+} aux transitions $1s^25d - 1s^22p$ et $1s^24d - 1s^22p$ de l'espèce N^{4+} . L'évolution de ces quatre transitions en fonction de la pression est donnée sur la figure 8.27.

Cette figure nous apporte deux types d'information. La première vient renforcer la constatation faite précédemment, à savoir qu'une absorption importante du signal survient lorsque la pression augmente. Elle se traduit par la diminution du signal dès que la pression amont dépasse 5 bar . Pour trois des quatre transitions auxquelles nous nous intéressons, elle est responsable de la diminution d'un facteur 10 du signal détecté lorsque la pression passe de 5 à 15 bar .

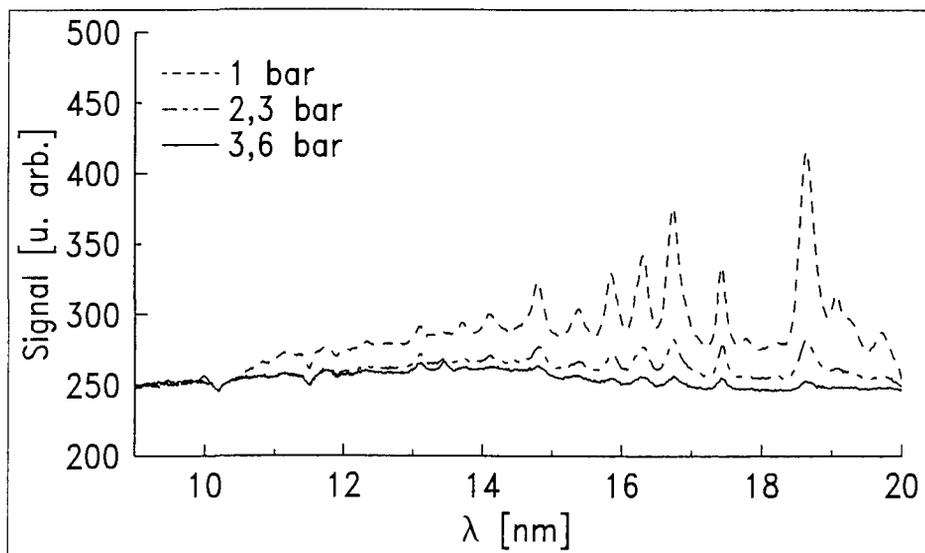


FIG. 8.26 – Evolution avec la pression des spectres bruts normalisés à un seul tir pour la buse de 1 mm de diamètre et $9 < \lambda < 20 \text{ nm}$.

La seconde information est beaucoup plus intéressante pour le schéma de laser X. On remarque en effet que l'intensité de la transition $3d - 2p$ ne suit pas la même évolution avec la pression que les trois autres. En effet, l'intensité du signal détecté à cette longueur d'onde augmente pratiquement d'un facteur 100 pour des pressions variant de 2 à 10 *bar*. Il diminue ensuite, seulement d'un facteur 2, pour une pression amont variant de 10 à 15 *bar*.

Le calcul des rapports entre l'intensité de ces quatre transitions fait ressortir ce comportement de manière explicite. Nous avons calculé, pour différentes valeurs de la pression amont, les rapports suivants, entre l'intensité I de plusieurs transitions:

$$\frac{I(3d - 2p)}{I(1s^24d - 1s^22p)} ; \frac{I(3d - 2p)}{I(1s^25d - 1s^22p)} \left[\frac{N^{6+}}{N^{4+}} \right],$$

et

$$\frac{I(1s3d - 1s2p)}{I(1s^24d - 1s^22p)} ; \frac{I(1s3d - 1s2p)}{I(1s^25d - 1s^22p)} \left[\frac{N^{5+}}{N^{4+}} \right].$$

Nous avons aussi calculé le rapport entre l'intensité des transitions à courte longueur d'onde:

$$\frac{I(2p - 1s)}{I(1s2p - 1s^2)}.$$

L'évolution de ces rapports avec la pression amont, et donc avec la densité, est présentée dans les figures 8.28, 8.29 et 8.30.

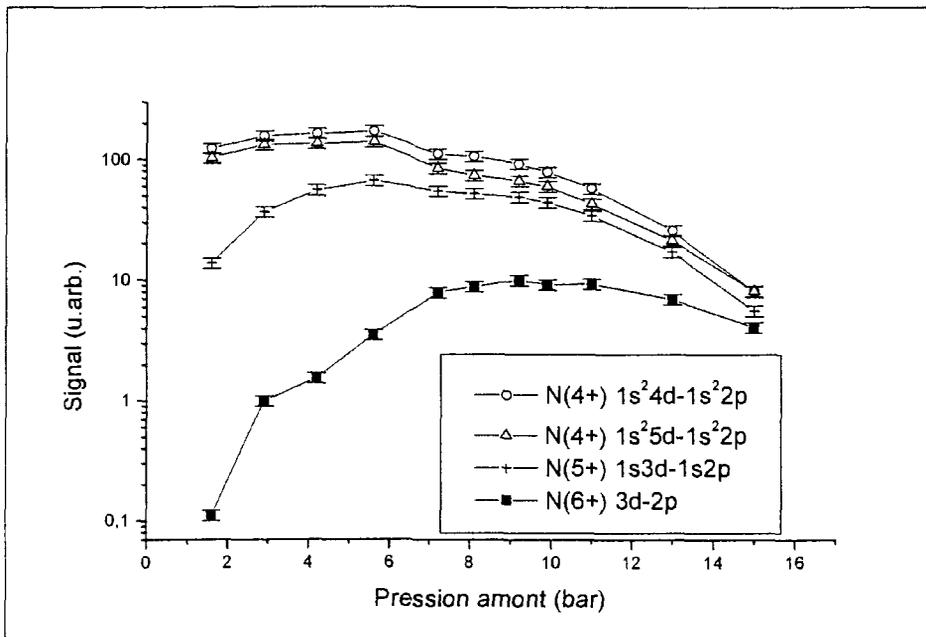


FIG. 8.27 – Evolution avec la pression des transitions $3d - 2p$, $1s3d - 1s2p$, $1s^25d - 1s^22p$ et $1s^24d - 1s^22p$ pour les mesures réalisées avec la buse de $500\mu\text{m}$ de diamètre.

La croissance relative du rayonnement à $13,38\text{ nm}$ par rapport aux rayonnements à $16,7$ et $18,6\text{ nm}$ est importante. On peut en effet modéliser le comportement avec la pression des deux rapports présentés sur la figure 8.28 par deux fonctions exponentielles:

$$\frac{I(3d - 2p)}{I(1s^2 4d - 1s^2 2p)} \approx 0,007 \times \exp\left(\frac{P_{\text{amont}}}{3,5}\right), \quad (8.3)$$

$$\frac{I(3d - 2p)}{I(1s^2 5d - 1s^2 2p)} \approx 0,015 \times \exp\left(\frac{P_{\text{amont}}}{4,3}\right). \quad (8.4)$$

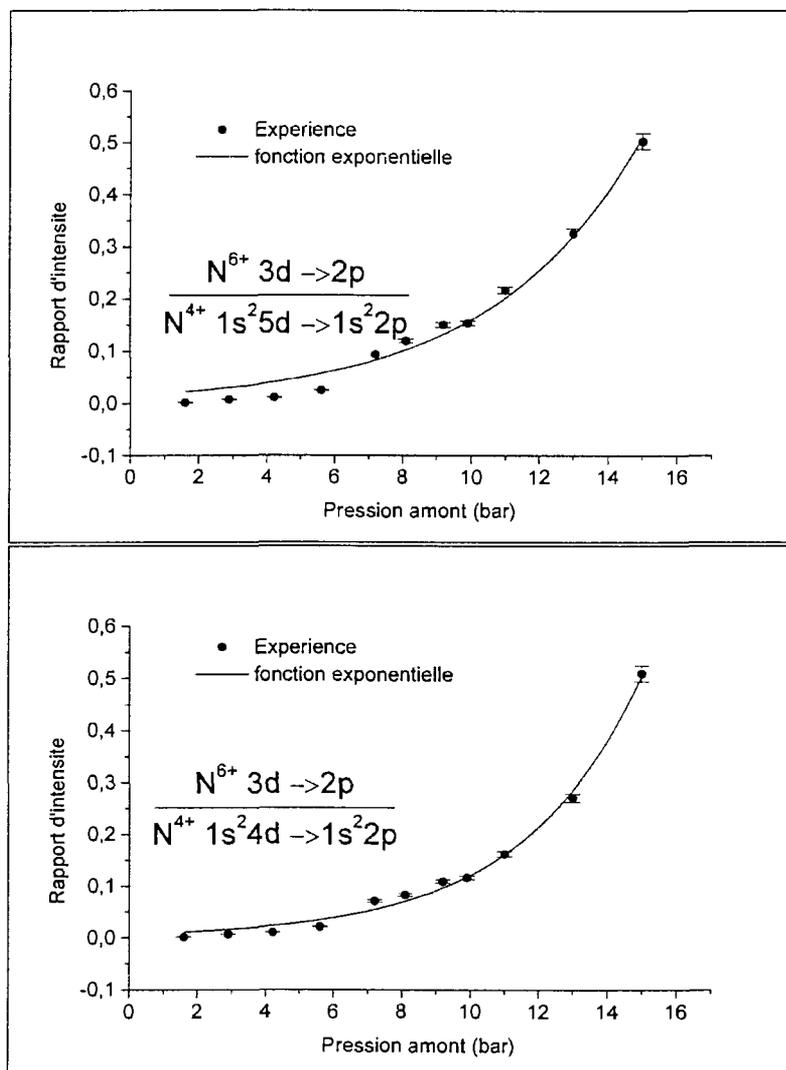


FIG. 8.28 – Rapport entre l'intensité de la transition $3d - 2p$ du N^{6+} et l'intensité des transitions $1s^2 5d - 1s^2 2p$ et $1s^2 4d - 1s^2 2p$ du N^{4+} , pour une puissance laser de 10 TW .

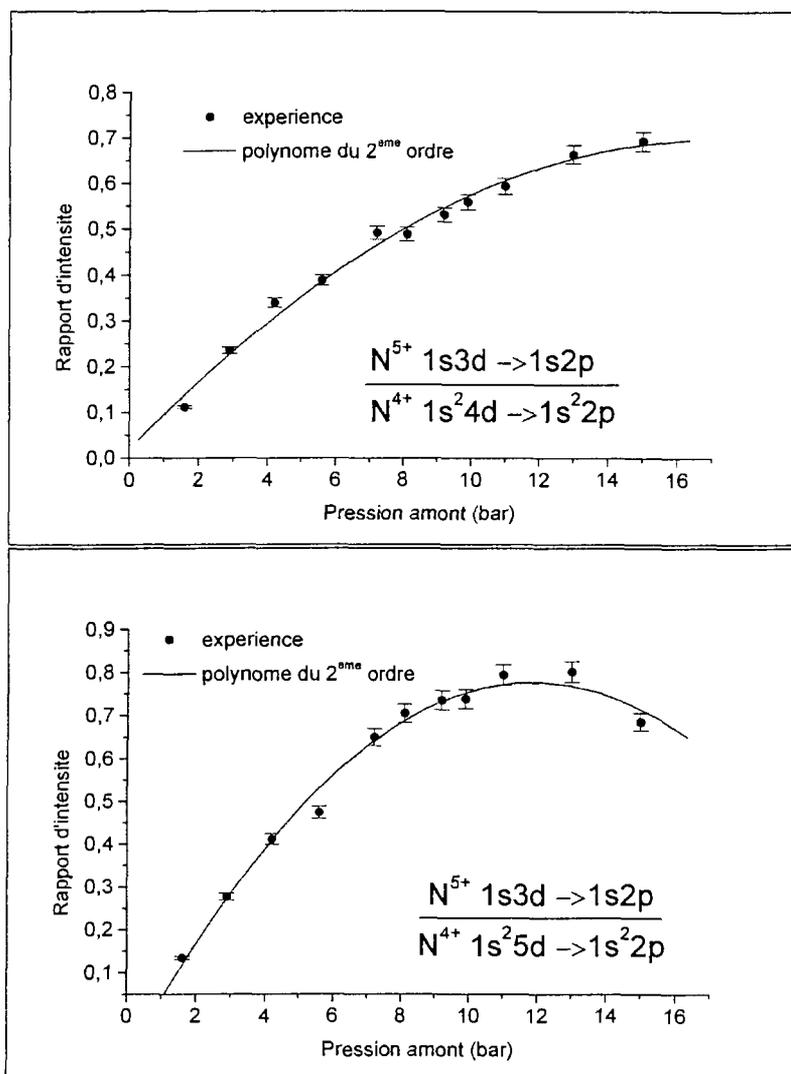


FIG. 8.29 – Rapport entre l'intensité de la transition $1s3d-1s2p$ du N^{5+} et l'intensité des transitions $1s^25d-1s^22p$ et $1s^24d-1s^22p$ du N^{4+} , pour une puissance laser de 10 TW.

En comparaison, la croissance relative du rayonnement à 17,4 nm, par rapport à ces deux mêmes raies, est beaucoup moins forte. On peut en effet modéliser le comportement, avec la pression, des rapports correspondant, par deux polynômes du deuxième ordre:

$$\frac{I(1s3d-1s2p)}{I(1s^24d-1s^22p)} \approx -0,0022 \times P_{amont}^2 + 0,078 \times P_{amont} , \quad (8.5)$$

$$\frac{I(1s3d-1s2p)}{I(1s^25d-1s^22p)} \approx -0,0063 \times P_{amont}^2 + 0,149 \times P_{amont} . \quad (8.6)$$

Dans la gamme des plus courtes longueurs d'onde nous ne mettons pas en évidence une croissance aussi forte du rayonnement issu de l'espèce N^{6+} que dans la gamme

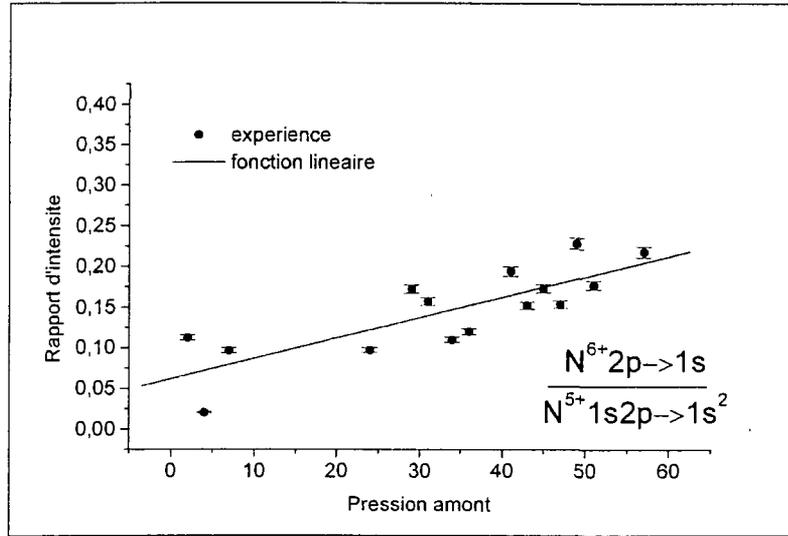


FIG. 8.30 – Rapport entre l'intensité de la transition $2p - 1s$ du N^{6+} et l'intensité de la transition $1s2p - 1s^2$ du N^{5+} , pour une puissance laser de 10 TW.

des plus grandes longueurs d'onde. La croissance relative de l'émission à $2,48\text{ nm}$ par rapport à l'émission à $2,88\text{ nm}$ est assez faible. Nous pouvons modéliser l'évolution du rapport entre ces deux raies par une fonction linéaire de la pression amont:

$$\frac{I(2p - 1s)}{I(1s2p - 1s^2)} \approx 0,0046 \times P_{\text{amont}} \quad (8.7)$$

Les fortes fluctuations, observées sur la figure 8.30, de ce rapport avec la pression, sont à attribuer au bruit important qui vient perturber la mesure lorsque le réseau du spectromètre est tourné de $1,55^\circ$ par rapport à la position de référence.

8.4.2 Interprétation

Les différents résultats que nous venons de présenter indiquent qu'une absorption importante survient lorsque la pression amont augmente. Ils semblent indiquer dans le même temps que la transition $3d - 2p$ à $13,38\text{ nm}$, à laquelle nous nous intéressons dans le schéma de laser X, augmente avec la pression de façon beaucoup plus importante que toutes les autres transitions que nous avons pu détecter. Parmi toutes ces autres transitions, la transition $2p - 1s$ de l'azote hydrogénoïde à $2,48\text{ nm}$ nous intéresse aussi tout particulièrement. Au contraire de la transition $3d - 2p$, rien n'indique, par contre, qu'une augmentation de la densité du milieu résulte en une augmentation importante de l'intensité du rayonnement émis à $2,48\text{ nm}$. Si une mesure de gain est rendue impossible par la propagation chaotée du laser et l'hétérogénéité du plasma, nous pouvons en revanche essayer de déduire de nos résultats quelles sont les conditions dans lesquelles s'effectue la recombinaison du plasma. Il est alors possible d'estimer, à partir de ces conditions et des calculs de la

partie I, si une inversion de population a ou non eu lieu dans nos expériences.

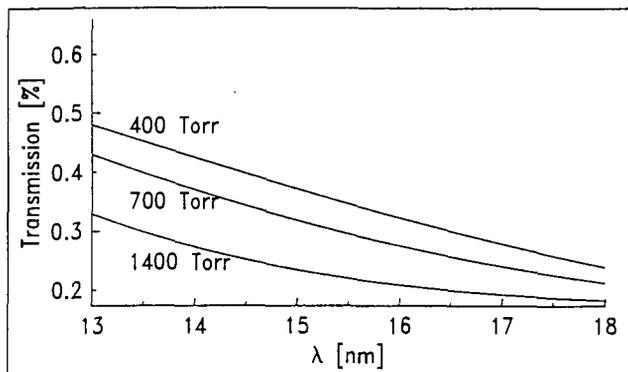


FIG. 8.31 – Coefficient de transmission [114] de 500 microns d'azote moléculaire à 300 K pour trois pressions différentes.

Dans un premier temps, il paraît nécessaire de déterminer l'influence que peut avoir le phénomène d'absorption sur l'évolution des rapports de raies que nous avons montrée. L'augmentation exponentielle de l'intensité de la transition à 13,38 nm par rapport aux transitions à 17,4 et 16,7 nm peut en effet signifier deux choses :

- soit l'absorption à 13,38 nm augmente moins rapidement avec la pression que l'absorption autour de 17 nm.
- soit l'absorption augmente de manière similaire dans cette gamme de longueurs d'onde, auquel cas, c'est l'intensité de la raie à 13,38 nm qui varie plus rapidement, avec la densité, que l'intensité des autres raies.

La proximité des différentes raies concernées rend plus probable la seconde hypothèse. C'est ce que l'on vérifie en calculant le coefficient de transmission de 500 μm d'azote pour trois valeurs de pression qui correspondent aux conditions expérimentales. Les mesures de densité de neutres, en sortie de buse, indiquent que la pression, dans l'hypothèse d'une détente adiabatique, varie entre 0,5 et 2 bar pour $1 < P_{amont} < 15 \text{ bar}$. La figure 8.31 montre de quelle manière évolue le coefficient de transmission [114] de 500 microns d'azote pour des pressions de 400, 700 et 1400 Torr (0,5, 1 et 2 bar) et une température de 300 K. Nous voyons là que l'absorption évolue avec la pression de la même manière dans la gamme de longueurs d'onde comprises entre 13 et 18 nm. L'augmentation relative du signal détecté à 13,38 nm par rapport aux autres longueurs d'onde ne peut donc pas s'expliquer par une évolution de l'absorption.

Partant de ce point, nous avons utilisé les codes CHIVAS et LASIX pour calculer les rapports de raies que nous avons mesurés. Ces calculs suivent la même procédure que celle utilisée dans la partie I pour calculer la valeur du gain local lors de la recombinaison du plasma. A partir des profils initiaux de densité et de température,

présentés au chapitre 4, nous suivons la recombinaison du plasma sur 1 ns et calculons l'intensité du rayonnement émis à 2,48 nm, 2,88 nm, 13,38 nm, 16,7 nm, 17,4 nm et 18,6 nm au cours de cette recombinaison.

Pour effectuer ces calculs il a été nécessaire d'apporter quelques modifications au code LASIX . Si celui-ci calcule, à chaque pas de temps, la population des niveaux détaillés de l'azote hydrogénéoïde, en revanche, pour les autres états de charge, les niveaux ne sont décrits que par leur nombre quantique principal n . Nous ne connaissons donc que la population P_n du niveau dégénéré n . Or, pour calculer l'intensité de la raie à 16,7 nm, par exemple, il est nécessaire de connaître la population des niveaux $1s^25d$ et $1s^22p$, décrits par leurs deux nombres quantiques n et l . Le calcul précis des populations hors équilibre thermodynamique des sous-niveaux pour toutes les espèces ioniques est trop lourd pour être accompli par LASIX . Pour cette raison nous supposons que les différents sous-niveaux sont à l'ETL. Nous calculons alors la population P_j , d'un niveau j , décrit par les deux nombres quantiques n et l à partir d'une loi de Boltzmann:

$$P_j = \frac{g_j}{2n^2 g_{sup}} P_n , \quad (8.8)$$

où g_j est la dégénérescence du niveau j et g_{sup} la dégénérescence du niveau fondamental de l'état de charge supérieur. Nous pouvons alors calculer l'intensité de l'éclairement $I_{h\nu}^{it}$ émis à la fréquence ν au pas de temps it :

$$I_{h\nu}^{it} \propto A_{ji}^r h\nu_{ji} P_j^{it} , \quad (8.9)$$

où A_{ji}^r est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée entre les niveaux j et i . L'intensité totale émise à la fréquence ν à la fin de la simulation, de durée T , est alors:

$$I(h\nu) \propto \frac{\sum_{it} \Delta t_{it} I_{h\nu}^{it}}{T} . \quad (8.10)$$

Cette intensité une fois connue pour chacune des transitions qui nous intéresse, nous pouvons calculer les mêmes rapports que ceux mesurés expérimentalement. Cependant les rapports calculés ne considèrent que des phénomènes locaux et ne prennent pas en compte l'évolution du signal au cours de sa propagation. L'interprétation des données expérimentales à l'aide de ces calculs doit donc être considérée avec une très grande prudence.

En faisant varier la densité et la température initiales du plasma, nous pouvons alors essayer de retrouver les conditions pour lesquelles le comportement des courbes des figures 8.28, 8.29 et 8.30 est le mieux modélisé. Les résultats de ces calculs sont présentés sur les figures 8.32 et 8.33. Ils sont comparés aux mesures expérimentales présentées dans les figures 8.28, 8.29 et 8.30. Pour faciliter la comparaison l'échelle de

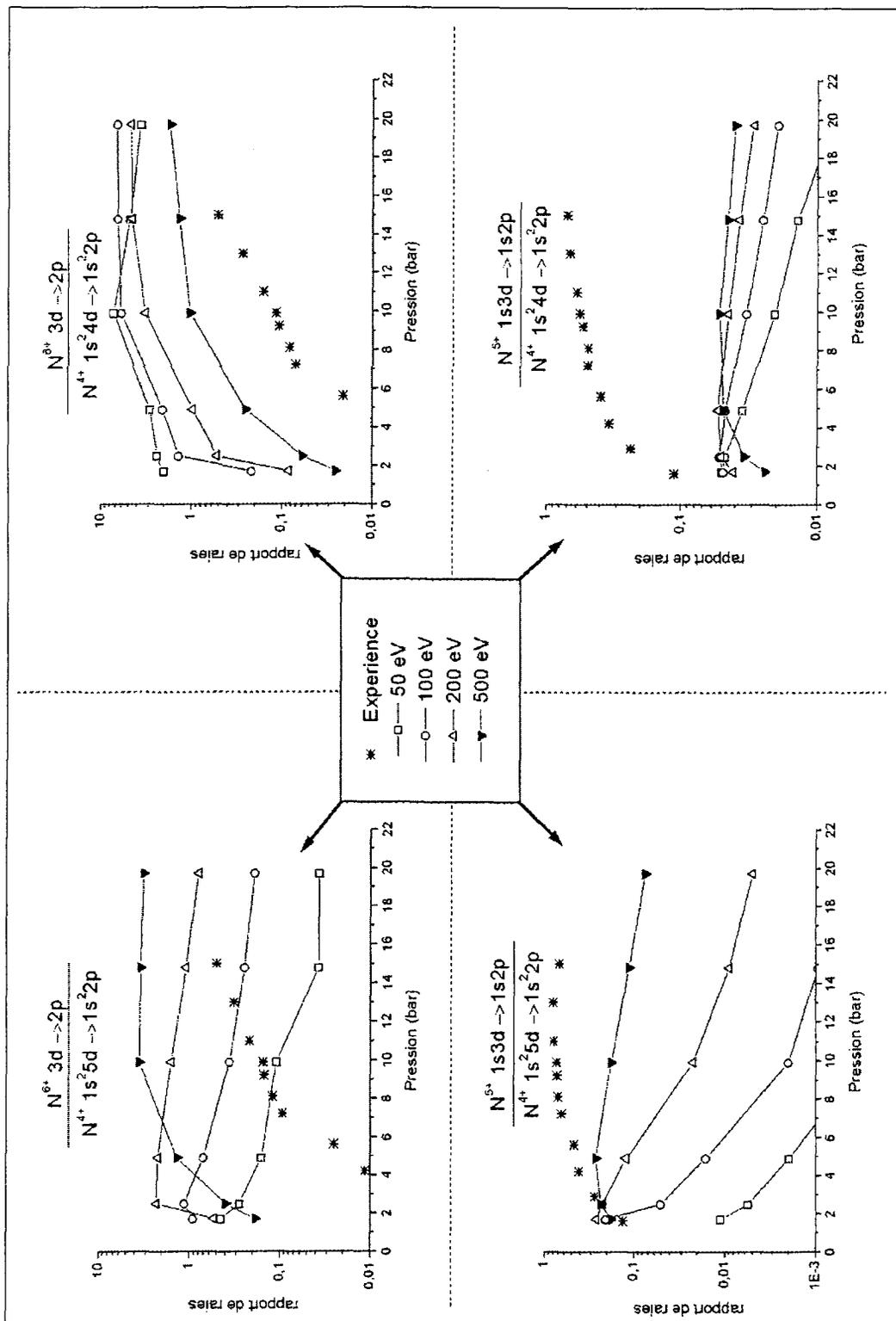


FIG. 8.32 – Comparaison entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées, pour différentes températures, des rapports entre les raies à 13,38 nm, 16,7 nm, 17,4 nm et 18,6 nm.

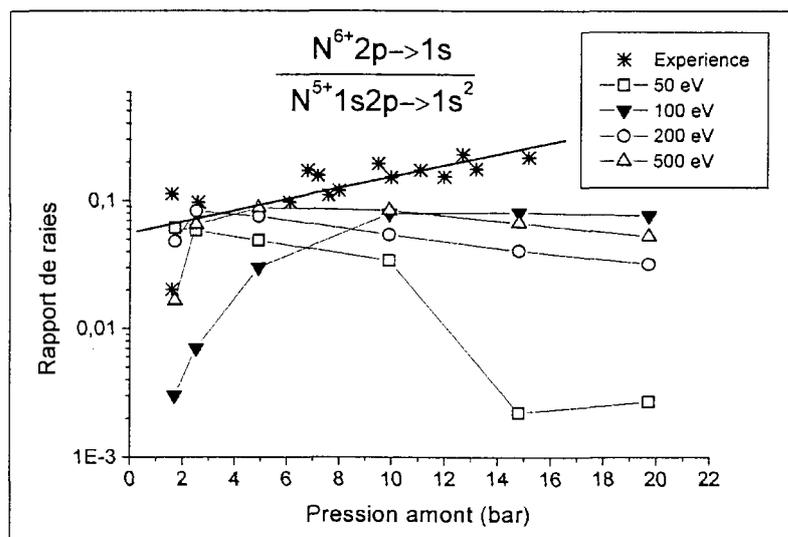


FIG. 8.33 – Comparaison entre les mesures expérimentales et les calculs, effectués pour différentes températures, du rapport entre les raies à 2,48 nm et 2,88 nm.

l'axe des ordonnées n'est plus linéaire mais logarithmique. La liaison, entre la valeur de la densité électronique initiale dans les simulations et la valeur de la pression amont, se fait en utilisant l'expression (8.1) issue des mesures interférométriques.

Quel que soit le rapport considéré les calculs indiquent que la variation des rapports d'intensité avec la pression est la mieux reproduite lorsque la température du plasma est de 500 eV. Pour des températures plus faibles, les calculs montrent des comportements souvent en opposition avec les mesures. Par exemple, pour des températures de 50, 100 et 200 eV, les calculs montrent une décroissance constante du rapport $\frac{I(1s3d - 1s2p)}{I(1s^25d - 1s^22p)}$ lorsque la pression augmente, ce qui est contraire au comportement mis en évidence expérimentalement. Celui-ci est par contre mieux modélisé lorsque la température est de 500 eV.

Ces calculs ne permettent pas de retrouver les comportements des différents rapports de raies décrits par les fonctions (8.3), (8.4), (8.5), (8.6) et (8.7). Ils nous indiquent cependant que la température électronique du plasma est sans aucun doute plus proche de 500 eV que de 50 eV.

Ce résultat est conforme aux estimations de chauffage effectuées dans la première partie ainsi qu'à l'estimation faite à partir des mesures d'expansion hydrodynamique. Si le chauffage lié au processus d'ionisation tunnel est faible, en polarisation linéaire, les simulations PIC nous ont montré qu'en revanche les instabilités Raman se développent fortement. Malgré la brièveté de l'interaction, elles entraînent un chauffage du plasma qui peut atteindre le keV. Nous expliquons donc le chauffage du plasma, jusqu'à une température comprise entre 500 eV et 900 eV, par la croissance d'instabilités Raman.

Pour de telles valeurs de la température, nous avons montré, dans le chapitre 4.8,

qu'une inversion de population entre les niveaux $2p$ et $1s$ de l'azote hydrogénoïde ne peut pas avoir lieu. Par contre, nous avons vu qu'une température de 500 eV correspond à la limite supérieure au-delà de laquelle une inversion de population entre les niveaux $3d$ et $2p$ n'est plus possible. Ne disposant pas d'une détermination précise de la température, nous ne pouvons pas dire si une inversion de population a eu lieu ou non lors de nos expériences. La mesure de la température électronique est donc une étape importante qui sera franchie prochainement.

8.5 Conclusions

Durant ces expériences, nous avons mesuré simultanément, l'émission X du plasma, l'évolution de la densité électronique en fonction du temps et la distance sur laquelle l'impulsion laser se propage. Les principaux résultats que nous avons obtenus sont les suivants:

- La propagation du laser UHI 10, dans un plasma d'azote sous-critique ($n/n_c = 0,1$), est dominée par le phénomène d'autofocalisation relativiste. La distance de propagation est alors augmentée d'un facteur 7 environ. Elle est de $500 \mu\text{m}$ alors que la distance de Rayleigh du système de focalisation est de $70 \mu\text{m}$. La propagation est cependant limitée par la filamentation pondéromotrice qui divise le faisceau principal en deux faisceaux secondaires fortement divergents. La distance sur laquelle le faisceau se propage de manière rectiligne n'est alors que de $300 \mu\text{m}$. En conséquence il n'est pas possible de faire évoluer la longueur du milieu en augmentant le diamètre des buses utilisées pour délivrer le gaz dans l'enceinte.
- Lors de son guidage par autofocalisation relativiste, l'impulsion laser passe par une succession de foyers, où l'éclairement atteint est supérieur à l'éclairement dans le vide. Grâce à ce phénomène, un plasma d'azote totalement ionisé peut être créé au voisinages de ces foyers. En effet, la détection de transitions résonantes, à partir de niveaux excités ($4d$) de l'azote hydrogénoïde, montre que le plasma suit une recombinaison à partir de l'ion nu. Les performances du laser dans le vide ne permettant qu'une ionisation partielle du dernier état de charge de l'azote, nous attribuons l'ionisation totale du milieu à l'augmentation de l'éclairement aux foyers d'autofocalisation.
- L'ionisation totale de l'azote dans ces zones est suivie, après interaction, d'une recombinaison à partir de l'ion nu. Durant cette recombinaison, des rayonnements à $2,48 \text{ nm}$ et $13,38 \text{ nm}$ sont émis. Ils correspondent aux transitions $2p - 1s$ et $3d - 2p$, de l'azote hydrogénoïde, que nous cherchons à amplifier par émission stimulée. Nous sommes donc parvenus à créer un plasma d'azote avec le degré d'ionisation souhaité.
- Les mesures d'interférométrie résolues temporellement ont permis de caracté-

riser l'expansion hydrodynamique du plasma. Ces mesures viennent corroborer les résultats des simulations effectuées préalablement. Elles montrent une détente radiale du plasma à l'échelle de la nanoseconde. La vitesse d'expansion de ce canal a pu être mesurée. La température électronique de 900 eV que l'on en déduit peut s'expliquer par la croissance d'instabilités Raman dont l'étude a été présentée dans la partie I.

- La dépendance avec la pression des rayonnements compris entre 2 et 20 nm indique que la température du plasma est de plusieurs centaines d'électronvolts. Cette estimation de la température électronique est en bon accord avec celle effectuée à partir de la vitesse d'expansion du plasma. Pour de telles conditions de température, et pour des densités électroniques inférieures à $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, l'amplification du rayonnement à 2,48 nm ne peut pas être réalisée. Nous ne pouvons par contre pas conclure quant à l'amplification du rayonnement à 13,38 nm. Il est en effet encore possible qu'une faible amplification se produise à cette longueur d'onde, pour une température de 500 eV. Des mesures plus précises de températures permettront très bientôt de savoir si les conditions sont propices à une amplification.

Références du chapitre 8

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [111] G. Riazuelo, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1999)
- [112] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3975 (1996)
- [113] R.L. Kelly, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **16-1** (1987)
- [95] W. Eissner, M. Jones, H. Nussbaumer, *Comput. Phys. Comm.* **8**,270 (1974)
- [114] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, *At. Data Nuc. Data Tab.* **54**, 181 (1993)

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux réalisés au cours de ces trois années nous ont permis d'effectuer d'importantes avancées dans la compréhension des mécanismes qui gouvernent le schéma de laser X en recombinaison dans un plasma créé par l'interaction d'une impulsion laser brève et intense avec une cible gazeuse. Nous avons étudié, tout d'abord sur un plan numérique puis expérimentalement, l'interaction entre un laser de $5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ pour une durée de 70 fs et une longueur d'onde de 800 nm, avec un jet d'azote moléculaire d'une densité de 10^{19}cm^{-3} .

La modélisation du schéma, présentée dans la première partie, a montré que l'éclairement laser à atteindre pour que l'espèce hydrogénoïde soit totalement ionisée est de $1,6 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$. La création de cette espèce est la première condition à remplir pour que le schéma de laser X fonctionne. Pour un tel éclairement le processus d'ionisation ne transmet que peu d'énergie aux électrons. Lorsque le laser est polarisé linéairement, le spectre en énergie des électrons suit en effet une fonction exponentielle décroissante dont la température caractéristique est $k_B T_e = 45 \text{ eV}$. La rapidité du processus d'ionisation par effet tunnel fait que le plasma est créé sur le front montant de l'impulsion.

La modélisation de l'interaction entre la partie principale de l'impulsion et le plasma, à l'aide d'un code PIC-2D, nous a permis de simuler la physique de l'interaction. Les simulations ont montré que la force pondéromotrice est responsable d'une diminution de la densité du plasma sur l'axe de propagation du laser. Cette diminution n'étant que de 20% elle ne rend pas impossible la réalisation du laser X. Les conditions dans lesquelles s'effectue l'interaction sont propices à l'autofocalisation relativiste. Celle-ci est responsable de l'augmentation d'un facteur dix de l'éclairement atteint dans le milieu par rapport à l'éclairement atteint dans le vide. La force pondéromotrice facilite dans le même temps le développement de la filamentation du faisceau laser. Ceci entraîne une diminution de la distance sur laquelle l'impulsion laser peut être propagée et limite ainsi la longueur sur laquelle le plasma est créé. Durant l'interaction, et malgré la brièveté de l'impulsion, la croissance d'instabilités Raman est suffisamment importante pour être responsable du chauffage des électrons du plasma jusqu'à une température de 1 keV. Si tel est le cas, la réalisation du schéma de laser X risque d'être compromise.

La modélisation de la dynamique post-impulsion à l'aide d'un code hydrodynamique couplé à un code de cinétique atomique a permis de suivre l'expansion hydrodynamique du plasma et sa recombinaison. Nous avons ainsi montré qu'une inversion de population et donc un effet laser, pouvait être réalisée entre différents niveaux de l'azote hydrogénoïde. Entre les niveaux 2p et 1s pour une transition à 2,478 nm et entre les niveaux 3d et 2p pour une transition à 13,387 nm. Les conditions dans lesquelles ces inversions de populations ont lieu sont les suivantes:

- une température électronique inférieure à 50 eV et une densité électronique supérieure à $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ pour la transition $2p \rightarrow 1s$ à 2,478 nm.

- une température électronique inférieure à 500 eV et une densité électronique supérieure à $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ pour la transition $3d \rightarrow 2p$ à 13,387 nm.

Nous avons aussi montré que l'inversion de population entre les niveaux $2p$ et $1s$ est très brève, inférieure à une picoseconde, alors que la durée de l'inversion de population entre les niveaux $3d$ et $2p$ peut varier de une picoseconde à quelques nanosecondes suivant les caractéristiques du plasma. Dans les deux cas, la valeur du gain local peut être très importante: $G_{max} > 1000 \text{cm}^{-1}$.

Les expériences présentées dans la seconde partie nous ont apporté les résultats suivants.

La propagation de l'impulsion laser est gouvernée par l'autofocalisation relativiste. Celle-ci permet d'augmenter la distance sur laquelle l'impulsion se propage jusqu'à sept fois la longueur de Rayleigh de l'optique de focalisation. Grâce à elle l'éclairement atteint dans le milieu est supérieur à l'éclairement atteint dans le vide ce qui permet de créer l'état de charge N^{7+} nécessaire à la réalisation du schéma de laser X. Cependant la nature de la propagation et notamment le passage de l'impulsion par plusieurs foyers ne permet de créer cet état de charge qu'au voisinage des foyers d'autofocalisation. L'homogénéité du plasma n'est donc pas assurée suivant la direction longitudinale, ce qui limite les possibilités d'amplification du rayonnement si une inversion de population est réalisée. La propagation de l'impulsion laser est de plus limitée par la filamentation pondéromotrice à 500 μm . En conséquence il n'a pas été possible de faire évoluer la longueur du milieu et d'estimer ainsi le produit *gain* \times *longueur* pour le rayonnement à 2,478 nm et 13,387 nm.

Les mesures de densité électronique indiquent qu'elle est suffisamment élevée puisqu'elle atteint $5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$. La détermination de la température électronique sur l'axe de propagation est plus problématique et n'a pu être réalisée avec précision faute de temps. Les différentes mesures que nous avons réalisées nous permettent de l'estimer entre 500 eV et 1 keV dans les 100 premières picosecondes. Pour de telles valeurs de l'énergie thermique des électrons l'amplification du rayonnements à 2,478 nm ne peut être réalisée alors que l'amplification du rayonnement à 13,387 nm reste possible.

Les travaux menés durant ces trois années ouvrent de nombreuses perspectives sur l'étude du schéma de laser X par OFI .

Sur le plan numérique, les processus fortement non-linéaires qui gouvernent la propagation de l'impulsion nécessitent une étude plus fine dans des conditions proches de celles de l'expérience. En particulier, l'introduction de l'ionisation par effet tunnel dans le code PIC permettra de mieux rendre compte de la création du plasma. L'énergie acquise par les électrons lors de leur libération sera alors mieux prise en compte. La défocalisation liée à la variation transverse du degré d'ionisation ou bien l'automodulation de phase liée à la variation longitudinale du degré d'ionisation sont autant de phénomènes qui seront alors mieux modélisés. De plus

la simulation de l'interaction en trois dimensions dans un repère qui suit l'impulsion au cours de sa propagation permettra de mieux comprendre l'évolution du faisceau sous l'effet de l'autofocalisation relativiste et de la filamentation. Si l'ionisation tunnel a été récemment insérée dans le code MANET et rend possible des simulations affinées à très court terme, un code PIC à trois dimensions est déjà développé par E. Lefebvre au DPTA (code CALDER) et n'attend plus que la puissance de calcul nécessaire pour donner de nouvelles informations sur la physique de l'interaction à très haut flux. Dans ces conditions, les mécanismes de chauffage du plasma et le spectre en énergie des électrons qui en découle seront mieux connus et permettront de faire de grandes avancées dans le domaine des laser X en OFI .

Par ailleurs, les simulations numériques montrent l'intérêt qu'il y a à modéliser plus finement la physique atomique. Ici, le temps sur lequel se déroule l'inversion de population ($< 1 ps$) est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique du processus d'isotropisation des fonctions de distribution (quelques centaines de fs). Dans ces conditions, les expressions des différents taux, de recombinaison, d'ionisation, d'excitation et de désexcitation ne semblent plus adaptées [115] puisqu'elles supposent que les électrons sont répartis suivant une fonction de distribution en énergie Maxwellienne. Or, nous avons montré que l'ionisation tunnel, en polarisation linéaire, répartit les électrons suivant une fonction exponentielle décroissante de l'énergie. La prise en compte de la forme exacte de la fonction de distribution dans le calcul des différents taux nous paraît être une évolution importante à apporter à la modélisation du schéma.

Sur le plan expérimental, la perspective à très court terme de nos travaux est la détermination précise de la température électronique. Les expériences peuvent être réalisées assez rapidement dans la mesure où elles ne demandent pas d'importantes modifications du dispositif expérimental. L'ajout d'une fente fine (quelques microns) au foyer du spectromètre permettrait en effet d'obtenir une résolution spectrale inférieure à la largeur de raie. Le spectromètre fonctionnera alors comme un monochromateur et l'utilisation d'un photomultiplicateur couplé à un oscilloscope rapide rendra possible la résolution temporelle de l'émission X sur une échelle de quelques centaines de picosecondes. La connaissance du profil de raie, pour les raies de résonance que nous avons déjà détectées, permettra alors de connaître la température à l'instant où le rayonnement est émis.

A plus long terme, la préionisation du plasma, à l'aide d'un premier laser de faible intensité, nous semble être une étude importante à réaliser. En effet, une mesure de gain fiable passe nécessairement par la création de différentes longueurs de milieu. Si nous avons montré qu'il était possible de focaliser l'impulsion laser sur plus de $1 mm$, nous avons aussi montré que cette propagation est très difficile à réaliser. L'ionisation des cinq premiers états de charge de l'azote, sur une large zone, par une pré-impulsion, limitera la défocalisation du faisceau principal et en facilitera la propagation. Qui plus est, la préionisation du milieu peut permettre de réaliser un

canal de plasma au sein duquel l'impulsion principale sera guidée. On peut ainsi espérer effectuer des mesures de gain sur les transitions $3 \rightarrow 2$ à 13,38 nm et mettre en évidence ou non un effet laser à cette longueur d'onde. En revanche, l'utilisation de buses ne dépassant pas les quelques millimètres de diamètre ne semble pas restrictive dans la mesure où les calculs, réalisés au début des années 90 par P. Amendt *et al.* [54, 55, 51] ont montré que la propagation de l'impulsion pompe et de l'émission X suivant la même direction, a des conséquences importantes sur la dynamique du gain. L'impulsion X se propage en effet plus rapidement que l'impulsion pompe. Ainsi, le rayonnement X ne rencontre pas les mêmes conditions d'amplification au fur et à mesure de sa propagation. Amendt *et al.* estiment ainsi que le milieu amplificateur se limite à une longueur inférieure au centimètre pour un schéma de laser X en OFI dans le néon lithiumoïde.

Le second point qui vient limiter la longueur d'amplification est l'importance de la valeur du gain local. Celle-ci est tellement élevée ($> 1000 \text{ cm}^{-1}$) que la longueur sur laquelle le phénomène de saturation est atteint est courte. Les mêmes auteurs indiquent qu'elle est inférieure à 10 cm pour le schéma en OFI dans le néon lithiumoïde. Dans ces conditions, il apparaît clairement que la propagation de l'impulsion pompe sur plus de quelques centimètres n'est pas indispensable. Une amplification suivant ce type de schéma sur plusieurs dixièmes de millimètres serait déjà source d'une importante émission X. Les études d'amélioration de la propagation de l'impulsion UHI 10 afin d'augmenter la longueur du milieu doivent donc se faire en gardant à l'esprit ces deux effets qui limitent, de toute manière, la distance sur laquelle l'amplification peut être réalisée.

Dans le cadre plus général des schémas laser X en OFI, nos travaux ont montré que la limitation principale à leur réalisation est le chauffage du plasma lié de la croissance d'instabilités paramétriques. La limitation de ce chauffage passe par l'abaissement de l'intensité laser nécessaire à l'ionisation du plasma. On peut ainsi dire qu'il y a de fortes probabilités pour que le schéma en OFI fonctionne sur des gaz plus légers ou des espèces ioniques moins chargées c'est-à-dire pour des longueurs d'onde supérieures à la centaine d'Angström. A titre d'exemple, nous pouvons considérer le cas de la recombinaison sur l'azote lithiumoïde. L'éclairement à fournir pour créer l'espèce héliumoïde n'est que de $7,5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Le potentiel d'ionisation de celle-ci étant alors de 552,057 eV il faut atteindre des éclairements de $7,6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ pour que cette espèce soit ionisée. En utilisant un laser dont l'éclairement est de l'ordre de quelques 10^{16} W/cm^2 on peut donc créer un plasma d'azote héliumoïde sur une large zone sans que l'espèce hydrogéoïde apparaisse. Dans cette gamme d'éclairement, les instabilités paramétriques sont beaucoup moins intenses et le chauffage du plasma sera grandement limité si la durée du laser reste courte ($\sim 100 \text{ fs}$). Nous pouvons donc dire que la réalisation d'un schéma de laser X dans l'azote lithiumoïde à 20,9 nm ($1s^23p-1s^22s$) ou 24,7 nm ($1s^23d-1s^22p$) est possible. G.J. Pert a présenté des travaux allant dans ce sens à la toute dernière conférence internationale sur les

lasers X, tenue à St-Malo au mois de Juin 2000.

Références de la conclusion

Les références sont inscrites par ordre d'apparition dans le chapitre mais numérotées par ordre de citation dans le totalité du manuscrit.

- [115] M. Yamagiwa, J. Koga, A. Sagisaka, K. Nagashima, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, 265 (1999)
- [54] P. A. Amendt, D. C. Eder, S. C. Wilks, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2589 (1991)
- [55] P. A. Amendt, D. C. Eder, S. C. Wilks, *Phys. Rev. A* **45**, 6761 (1992)
- [51] P. A. Amendt, D. C. Eder, R. A. London, M. D. Rosen, *Phys. Rev. A* **47**, 1572 (1993)

Bibliographie

- [1] W. Kaiser, C. G. B. Garrett, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 229 (1961)
- [2] L. I. Gudzenko, L. A. Shelepin, *Sov. Phys. Doklady* **10** 147 (1965)
- [3] M. A. Duguay, P. M. Rentzepis, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 350 (1967)
- [4] A. G. Molchanov, *Sov. Phys. Usp.* **15**, 124 (1972)
- [5] A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, E. A. Yukov, *Sov. J. Quantum Electron.* **5**, 59 (1975)
- [6] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medecker, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, T. A. Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985)
- [7] G. Jamelot *et al.* *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **18**, 4647 (1985)
- [8] P. Jaeglé, A. Carillon, A. Klisnick, G. Jamelot, A. Guennou, A. Sureau, *Europhys. Lett.* **1**, 555 (1986)
- [9] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, D. Voorhees, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1753 (1985)
- [10] J. F. Seely, C. M. Brown, U. Feldman, M. Richardson, B. Yaakobi, W. E. Behring, *Optics Commun.* **54**, 289 (1985)
- [11] C. H. Skinner, *Phys. Fluids B* **3**, 2420 (1991)
- [12] B. J. MacGowan, S. Maxon, L. B. Da Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, D. L. Matthews, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, G. F. Stone, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 420 (1990)
- [13] A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaeglé, G. Jamelot, J. Zhang, M. H. Key, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C. L. S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D. O'Neil, G. J. Pert, S. A. Ramsden, J. P. Raucourt, G. J. Tallents, J. Uhomoihi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2917 (1992)
- [14] J. J. Rocca, *Rev. Scient. Inst.* **70**, 3799 (1999)
- [15] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel, P. Zeitoun, *Phys. Rev. A* **55**, 3858 (1997)
- [16] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, H. Tashiro, K. Toyoda, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774 (1993)

- [17] L. V. Keldysh, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307 (1965)
- [18] Y. J. Peyraud, N. Peyraud, *J. Appl. Phys.* **43**, 2993 (1972)
- [19] F. Jakober, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1996)
- [20] E. De Wispelaere, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (1997)
- [21] C. E. Max, J. Arons, A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 209 (1974)
- [22] S. Hulin, T. Auguste, P. Monot, S. Jacquemot, L. Bonnet, E. Lefebvre, *Phys. Rev. E* **61**, 5693 (2000)
- [23] R. C. Elton *Appl. Opt.* **14**, 97 (1975)
- [24] A. N. Zherikin, K. N. Koshelev, V. S. Letokhov, *Sov. J. Quantum Electron* **6**, 82 (1976)
- [25] A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, E. A. Yukov, *Sov. J. Quantum Electron.* **7**, 32 (1977)
- [26] L. A. Vainshtein, A. V. Vinogradov, V. I. Safranova, I. Vu. Skolev, *Sov. J. Quantum Electron.* **8**, 239 (1978)
- [27] F. Irons, N. J. Peacock, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **7**, 1109 (1974)
- [28] R. H. Dixon, R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1072 (1977)
- [29] M. H. Key, C. L. S. Lewis, M. J. Lamb, *Optics Commun.* **28**, 331 (1979)
- [30] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1574 (1996)
- [31] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalashnikov, M. Schnurer, I. Will, W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997)
- [32] A. R. Präg, F. Löwenthal, R. Tommasini, J. E. Balmer, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **66**, 561 (1998)
- [33] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortásar, D. Hartshorn, J. L. A. Chilla, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2192 (1994)
- [34] Yu. A. Afanasiev, V. N. Shlyaptsev, *Sov. J. Quant. Electron.* **19**, 1606 (1989)
- [35] J. Kuba, A. Klisnick, D. Ros, P. Fourcade, G. Jamelot, J-L. Miquel, N. Blanchot, J-F. Wyart, *Phys. Rev. A* **62**, 43808 (2000); J-L. Miquel *et al.* , SPIE Vol.**3776**, 24 (1999)
- [36] S. Sebban *et al.* , soumis à *Phys. Rev. Lett.* (2000)
- [37] F. Albert, P. Zeitoun, P. Jaeglé, D. Joyeux, M. Boussoukaya, A. Carillon, S. Hubert, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Phalippou, D. Ros, A. Zeitoun-Fakiris, *Phys. Rev. B* **60**, 11089 (1999)
- [38] C. H. Moreno, M. C. Marconi, K. Kanizay, J. J. Rocca, Y. A. Uspenskii, A. V. Vinogradov, Y. A. Pershin, *Phys. Rev. E* **60**, 911 (1999)
- [39] H. C. Kapteyn, *Appl. Opt.* **31**, 4931 (1992)
- [40] D. C. Eder, P. Amendt, L. B. DaSilva, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, B. M. Penetrante, M. D. Rosen, S. C. Wilks, T. D. Donnelly, R. W. Falcone, G. L. Strobel, *Phys. Plas.* **1**, 1744 (1994)

- [41] J. P. Apruzese, J. Davis, K. G. Whitney, *J. Appl. Phys.* **53**, 4020 (1982)
- [42] J. Nilsen, *Phys. Rev. A* **53**, 4539 (1996)
- [43] W. W. Jones, A. W. Ali, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 450 (1975)
- [44] W. W. Jones, A. W. Ali, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 3118 (1977)
- [45] P. Jaeglé *et al.*, *Phys. Lett. A* **36**, 167 (1971)
- [46] G. J. Pert, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **9**, 3301 (1976), *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **12**, 2067 (1979)
- [47] D. Kim, C. H. Skinner, G. Umesh, S. Suckewer, *Optics Lett.* **14**, 665 (1989)
- [48] R. J. Dewhurst, M. A. Khan, G. J. Pert, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **8**, 2301 (1975)
- [49] R. J. Dewhurst, D. Jacoby, G. J. Pert, S. A. Ramsden, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1265 (1976)
- [50] Ph. Zeitoun, Thèse de Doctorat de l'université Paris VII (1994)
- [51] P. A. Amendt, D. C. Eder, R. A. London, M. D. Rosen, *Phys. Rev. A* **47**, 1572 (1993)
- [52] W. Brunner, R. W. John, Th. Schlegel, *Plasm. Phys. Contr. Fus.* **34** 263 (1992)
- [53] D. V. Korobkin, C. H. Nam, S. Suckewer, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **151**, 151 (1996)
- [54] P. A. Amendt, D. C. Eder, S. C. Wilks, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2589 (1991)
- [55] P. A. Amendt, D. C. Eder, S. C. Wilks, *Phys. Rev. A* **45**, 6761 (1992)
- [56] K. A. Janulewicz *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29**, 901 (1996)
- [57] K. A. Janulewicz *et al.*, *Optics Commun.* **140**, 165 (1997)
- [58] M. J. Grout, K. A. Janulewicz, S. B. Healy, G. J. Pert, *Optics Commun.* **141**, 213 (1997)
- [59] M. J. Grout, G. J. Pert, A. Djaoui, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 197 (1998)
- [60] D. C. Eder, P. Amendt, S. C. Wilks *Phys. Rev. A* **45**, 6761 (1992)
- [61] G. L. Strobel, D. C. Eder, P. Amendt, *Appl. Phys. B* **58**, 45 (1994)
- [62] M. Göppert-Mayer, *Ann. Phys.* **9**, 273 (1931)
- [63] J. M. Winter, *Ann. de Phys.* , **4**, 745 (1959)
- [64] R. L. Kelly, D. E. Harrison Jr. , *Atomic Data*, **3**, 177 (1971)
- [65] P. Avan, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, C. Fabre *J. Phys. (Paris)*, **37**, 993 (1976)
- [66] P. Monot, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris-Sud* (1993)
- [67] E. Mevel, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris-Sud* (1994)
- [68] J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **31**, 66 (1928)
- [69] C. Z. Lanczos *Physik* **62**, 518 (1930); **65**, 431 (1930)

- [70] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Kvantovaya Mekhanika*, Fitzmatgiz (1963); L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Mécanique quantique*, Ed. MIR (1967)
- [71] B. M. Smirnov, M. I. Chibisov, *Sov. Phys. JETP* **49**, 841 (1965); *Sov. Phys. JETP* **22**, 585 (1966)
- [72] A. M. Peremolov, V. S. Popov, M. V. Terent'ev, *Sov. Phys. JETP* **23**, 924 (1966)
- [73] M.V. Ammosov, N. B. Delone and V. P. Kraïnov, *Sov. Phys. JETP* **64**, 1191 (1986)
- [74] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2212, (1989)
- [75] T. Auguste, P. Monot, L. A. Lompré, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25**, 4181 (1992)
- [76] T. Auguste, P. Monot, L. -A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *Optics Commun.* **89**, 145 (1992)
- [77] T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2304 (1988)
- [78] T. Lehner, Thèse de Doctorat d'État, Université Paris 6 (1987)
- [79] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979)
- [80] B. Quesnel, Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique (1998)
- [81] N. E. Andreev, V. I. Kirsanov, *Phys. Plas.* **2**, 2573 (1994)
- [82] G. Schmidt, W. Horton, *Comm. Plas. Phys. Contr. Fus.* **9**, 85 (1985)
- [83] G-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, P. Guzdar, *Phys. Fluids* **30**, 526 (1987)
- [84] P. Sprangle, C-M. Tang, E. Esarey, *IEEE Trans. Plas. Science* **PS-15**, 145 (1987)
- [85] A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryayev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer, C. K. Rhodes, *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992)
- [86] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J-L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2953 (1995)
- [87] P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1259 (1989)
- [88] L. Spitzer, Jr. , R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953)
- [89] J. -C. Gauthier, J. -P. Geindre, N. Grandjouan, J. Virmont, *J. Phys. D:Appl. Phys.* **16**, 321 (1983)
- [90] W. Lotz, *Zeit. Phys.* **216**, 241 (1968)
- [91] R. K. Janev, L. P. Presnyakov, V. P. Shevelko, *Physics of Highly charged ions*, Springer-Verlag (1985)
- [92] R.Mewe, *Astron. Astrophys.* **20**, 215 (1972)
- [93] E. Berthier *et al.*, *Rapport des Activités Laser CEA/CEL-V* **3.7**, 304 (1998)
- [94] S. Jacquemot, *AIP Conf. Pro.* **332**, 279 (1994)
- [95] W. Eissner, M. Jones, H. Nussbaumer, *Comput. Phys. Comm.* **8**, 270 (1974)

- [96] R. M. More, *UCRL-84991* (1981)
- [97] M. J. Seaton, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **119**, 81 (1959)
- [98] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J-P. Chambaret, B. Walker, L. F. Dimauro, *Optics letters* **21**, 414 (1996)
- [99] T. Auguste, M. Bougeard, E. Caprin, P. D'Oliveira, P. Monot, *Rev. Sci. Inst.* **70**, 2349 (1999)
- [100] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th Edition, Pergamon Press
- [101] E. T. Whittaker, G. N. Watson, *A Course in Modern Analysis* Macmillan, New-York (1948)
- [102] J. Sheffield, *Plasma scattering of electromagnetic radiation*, Academic press, New-york (1975)
- [103] P. Gibbon, P. Monot, T. Auguste, G. Mainfray *Phys. Plas.* **2**, 1305 (1995)
- [104] T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanovna, T. A. Shelkovenko, *J. X-Ray Sci. Tech.*, **5**, 323 (1995)
- [105] R. Rankin, C. E. Capjack, N. H. Burnett, P.B. Corkum *Optics Lett.* **16**, 835 (1991)
- [106] S. P. Le Blanc, R. Sauerbrey, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 72 (1996)
- [107] N. Bloembergen, *Optics Commun.* **8** 285 (1973)
- [108] S. C. Rae, K. Burnett, *Phys. Rev. A* **46**, 1084 (1992)
- [109] Y. R. Shen, *The Principle of Non-linear Optics*, Wiley, New-York (1984)
- [110] F. B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. I. Mukanov, I. Yu. Skobelev, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, N. E. Andreev, M. V. Chegotov, M.E. Veisman, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, L107 (1999)
- [111] G. Riazuelo, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI Orsay (1999)
- [112] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3975 (1996)
- [113] R.L. Kelly, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **16-1** (1987)
- [114] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, *At. Data Nuc. Data Tab.* **54**, 181 (1993)
- [115] M. Yamagiwa, J. Koga, A. Sagisaka, K. Nagashima, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, 265 (1999)

ANNEXES

A - Unités et formules pratiques

Unités

Unités atomique (u.a.)

- Energie: 27,210 eV.
- Champs électrique: $5,1422885 \times 10^9$ V/cm.
- Fréquence: $4,1341 \times 10^{16}$ s⁻¹.
- Temps: $2,4189 \times 10^{-17}$ s.
- Longueur: $5,2917 \times 10^{-9}$ cm.

Unités plasma

Les unités sont données pour un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm

- unité de longueur: $c/\omega_0 = 0,13$ μ m
- densité critique: $n_c = 1,7 \times 10^{21}$ cm⁻³
- unité de temps: $\omega_0^{-1} = 0,425$ fs
- Puissance critique (pour $n_e = 10^{20}$ cm⁻³): $P_c = 1,45 \times 10^{11}$ W

Expression pratiques

- Paramètre adiabatique de Keldysh:

$$\gamma = 2,315 \times 10^6 \sqrt{\frac{U_i(\text{eV})}{I(\text{W/cm}^2) \cdot \lambda^2(\mu\text{m})}}$$

- Densité critique (ou de coupure):

$$n_c(\text{cm}^{-3}) = \frac{1,115 \times 10^{21}}{\lambda^2(\mu\text{m})}$$

- Potentiel pondéromoteur:

$$U_p (eV) = 9,33 \times 10^{-14} \cdot I(W/cm^2) \cdot \lambda^2(\mu m)$$

$$U_p (J) = 1,49 \times 10^{-32} \cdot I(W/cm^2) \cdot \lambda^2(\mu m)$$

$$U_p (u.a.) = 3,43 \times 10^{-15} \cdot I(W/cm^2) \cdot \lambda^2(\mu m)$$

- Puissance critique pour l'autofocalisation relativiste:

$$P_c (W) = 17,4 \times 10^9 \frac{n_c}{n_e}$$

- Conversion éclairement \leftrightarrow champ électrique:

$$E (V/cm) = 27,449228 \cdot \sqrt{I(W/cm^2)}$$

$$E (u.a.) = 5,35 \times 10^{-9} \cdot \sqrt{I(W/cm^2)}$$

- Conversion potentiel d'ionisation \leftrightarrow champ intra-atomique:

$$E (V/cm) = \left(\frac{2 \times U_i(eV)}{27,210} \right)^{3/2} \times 5,1422885 \times 10^9$$

- Conversion longueur d'onde \leftrightarrow énergie:

$$E (eV) \times \lambda (\mu m) = 1239,853$$

- Eclairement de saturation, I_{sat} , calculé à partir du modèle BSI.

$$I_{sat}(W/cm^2) = 4 \times 10^9 \frac{E_0^4(eV)}{Z^2}$$

C - Faisceaux gaussiens

Dans le cadre de l'approximation des faisceaux gaussiens, le champ électrique E est donné par:

$$E(r,z) = \frac{E_0}{1 + iz/z_r} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2} \times \frac{1}{1 + iz/z_r}\right), \quad (8.11)$$

où z est la distance au foyer suivant la direction de propagation, r est la distance radiale au centre du faisceau, λ est la longueur d'onde, r_0 est le rayon à $1/e$ au foyer et z_r est la distance de Rayleigh:

$$z_r = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}. \quad (8.12)$$

Le rayon à $1/e$ pour le champ est:

$$r^2 = r_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_r^2}\right). \quad (8.13)$$

Si un faisceau gaussien de rayon r est focalisé par une lentille de focale f , et dans le cas (le plus courant) où la surface à $1/e$ est grande devant le produit $f\lambda$: $\pi r^2 \gg f\lambda$, le rayon au foyer est donné par:

$$r_0 = \frac{f\lambda}{\pi r}, \quad (8.14)$$

Dans la pratique le profil radial d'éclairement du laser n'est pas, à rigoureusement parler, gaussien. Pour en rendre compte le paramètre M^2 caractérise la faisceau et permet d'en estimer les dimensions caractéristiques:

$$r_{0,r\acute{e}el} = M^2 \times r_0 \quad (8.15)$$

D - Publication

Nous reproduisons ici deux articles directement reliés au contenu de cette thèse:

- ♣ *Soft x-ray laser scheme in a plasma created by Optical Field Induced ionization of nitrogen.*
S. Hulin, T. Auguste, P. D'Oliveira, P. Monot, S. Jacquemot, L. Bonnet, E. Lefebvre
Physical Review E **61**, n°5, 5693-5700 (2000)

- ♣ *Charge-exchange-induced formation of hollow atoms in high-intensity laser-produced plasmas.*
F. B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. I. Mukanov, I. Yu. Skobelev, T. Auguste, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, N. E. Andreev, M. V. Chegotov, M. E. Veisman
Journal of Physics B: Atomic Molecular and Optical Physics **32**, L107-L117 (1999)

Soft-x-ray laser scheme in a plasma created by optical-field-induced ionization of nitrogen

S. Hulin,^{1,2} T. Auguste,¹ P. D'Oliveira,¹ P. Monot,¹ S. Jacquemot,² L. Bonnet,² and E. Lefebvre²

¹DSM/DRECAM/SPAM, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

²DAM/DIF/DPTA/SPPE, CEA/DAM en Ile de France, 91680 Bruyères-le-Chatel, France

(Received 29 October 1999)

An x-ray laser scheme based on the recombination of a fully stripped nitrogen plasma is presented. Plasma is assumed to be created by the optical-field ionization of a nitrogen gas jet of 10^{19} cm⁻³ atomic density by an ultrashort (60 fs), high-intensity (3×10^{19} W/cm²) Ti:sapphire laser. Results of two-dimensional particle-in-cell simulations, modeling laser-plasma interaction, parametric heating, and ponderomotive effects are presented. Hydrodynamic and kinetics calculations are performed and predict important local gain for H-like nitrogen transitions at 25 and 134 Å, following fast collisional recombination for specific plasma conditions.

PACS number(s): 42.55.Vc, 32.80.Rm, 52.50.Jm, 52.35.Mw

I. INTRODUCTION

With the development of the chirped pulse amplification technique and the improvement of Ti:sapphire technology, x-ray laser schemes based on fast collisional recombination of highly ionized plasmas seem achievable. Actually, tunnel ionization [so-called optical-field ionization (OFI)], first studied by Keldysh [1] for the hydrogen atom, is the predominant ionization process in high-intensity laser-matter interaction. It allows for the creation of a plasma composed of fully stripped ions and is characterized by a relatively low electronic temperature (~ 10 eV) for a linearly polarized [2] laser pulse. This cold electronic population is suitable for fast collisional recombination after the laser, resulting in a strong population inversion on the resonance line of H-like ions [3,4]. Lasing to the ground state allows to reach the shortest wavelength that can be expected from an electronic transition between two successive levels of an ion, which makes this scheme particularly attractive. Several groups around the world have demonstrated the feasibility of this scheme at 13.5 nm [5,6] but up to now, to the best of our knowledge, no other wavelength has been successfully amplified.

In this paper a detailed numerical study of an x-ray laser scheme based on the recombination of a fully stripped nitrogen plasma created by an ultrashort (60 fs), high-intensity (3×10^{19} W/cm²) linearly polarized laser pulse is presented.

Since Peyraud *et al.* have considered the case of lasing down to the ground state, numerous theoretical [7] and numerical [8] works have been carried out. All these works have shown that the temperature must be kept low (~ 10 eV) and electron density high ($\sim 10^{20}$ cm⁻³) in order to obtain significant gain. Therefore the severe control of the temperature and density during the plasma creation constitutes the major difficulty of these schemes. The first heating source that must be considered here is the residual energy following OFI, i.e., the so-called above threshold ionization energy [2,9]. It is also well known that OFI happens in few optical cycles so that the main part of the pulse interacts with a highly ionized plasma. With an electron density of around

10^{20} cm⁻³ and high-intensity laser (3×10^{19} W/cm²), parametric heating can be strong during the interaction and may even become the most important heating source. It is therefore of primary importance to study instabilities growth as ponderomotive effects that are likely to create suprathermic electrons as well as plasma channeling. The main consequence of the ponderomotive effects for the fast recombination laser scheme is the decrease of the plasma density along the propagation axis of both the driving and the x rays.

This paper is organized as following. In Sec. II we consider a plasma created by OFI of atomic nitrogen gas and we present calculations of the energy gained by the electrons due to the ionization process. Section III is devoted to two-dimensional (2D) particle-in-cell (PIC) simulations which give information on electronic and ionic dynamics during the interaction, parametric instabilities, and ponderomotive effects. In Sec. IV we present results of atomic calculations performed with a kinetics code which is used as a postprocessor of a 1D $\frac{1}{2}$ hydrodynamic code. Initial conditions for the 1D $\frac{1}{2}$ hydrodynamic code are deduced from PIC simulations. Important local gains at 24.8 Å on Lyman α transitions and at 133.8 Å on Balmer α transitions of H-like nitrogen are calculated by this way and presented in this section. We discuss the different aspects of laser-plasma interaction and x-ray laser scheme and consider the interest of using a preionized medium in Sec. V. We summarize the main results and conclude in Sec. VI.

II. TUNNEL IONIZATION OF NITROGEN

For laser parameters considered herein ($I = 3 \times 10^{19}$ W/cm², $\tau = 60$ fs, $\lambda = 0.8$ μ m), the ionization of gases is due to OFI and is well described [10,11] by Ammosov, Delone, and Krainov (ADK) [12] rates. Time dependence of the average charge state for a Gaussian laser pulse of 60 fs full width at half maximum (FWHM) duration, $I_{max} = 3 \times 10^{19}$ W/cm² at $\lambda = 0.8$ μ m, interacting with atomic nitrogen is represented in Fig. 1. The dashed line corresponds to the pulse shape. We can see that the five

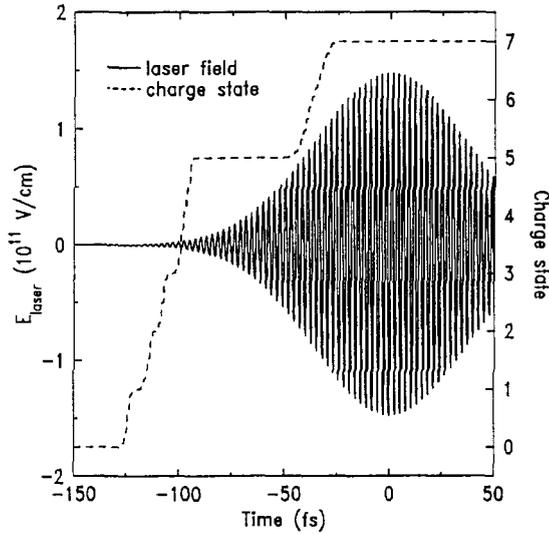


FIG. 1. Average charge state of nitrogen (dashed line) and electric laser field (full line) vs time. The laser is assumed to have a Gaussian shape of 60 fs FWHM duration with 3×10^{19} W/cm² maximum intensity at 0.8 μ m wavelength.

external shell electrons are ionized during the very first part of the pulse in a few optical cycles. The binding electric field of these levels is in the 5×10^9 – 5×10^{11} V/cm range. When the laser field reaches 10% of the binding field, ADK ionization rates are already 10^{15} – 10^{16} s⁻¹. This explains why nitrogen is five times ionized so early with respect to the time of maximum intensity. Only a few optical cycles are necessary to go from one charge state to the following one. It is more difficult to release the last two inner shell electrons because their binding energy (552 eV and 667 eV, respectively) is five times higher than the binding energy of the most outer bound shell electron (98 eV). An energy of 667 eV is equivalent to a binding electric field of 1.7×10^{12} V/cm. We can then suppose (and it will be confirmed in the following paragraph) that nitrogen will be fully ionized for a laser field of approximately 1.7×10^{11} V/cm (10% of the binding field).

Because the ground state of the H-like ion must be as empty as possible for the x-ray laser scheme [4,7,8], it is important to know the saturation intensity. This quantity can be defined as the intensity over which the occupancy number of an ion is below 10^{-4} . Because of the strong dependence of the ADK ionization rates with the laser intensity ($W_{ADK} \propto I^7$ [11]), the occupancy number of one ionization state increases very rapidly with increasing intensity (see Fig. 2). We can say from this figure that the saturation intensity is between 2×10^{19} and 3×10^{19} W/cm² for H-like nitrogen. We can then consider that nitrogen is fully ionized if the laser intensity is greater than 3×10^{19} W/cm² (i.e., around 10% of the electric binding field as previously predicted).

In the tunnel ionization process, the energy effectively gained by an electron released by an ion in the laser field depends on the phase mismatch between the time of the laser field maximum and the time of the ejection. The resulting energy, for a linearly polarized laser, can be estimated as follows

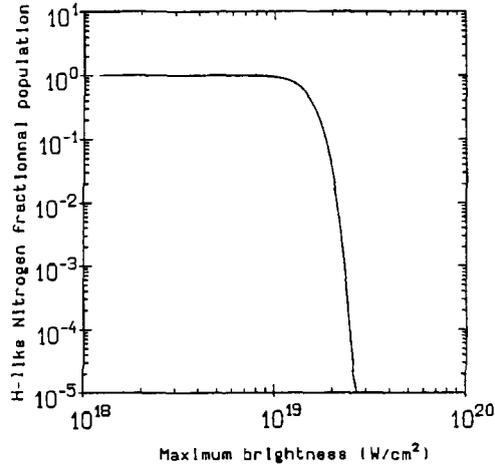


FIG. 2. Fraction of H-like nitrogen ions in the ground state as a function of the maximum laser intensity. The laser pulse is always assumed to have a Gaussian shape of 60 fs FWHM duration at 0.8 μ m wavelength.

$\langle E_{ATI} \rangle$

$$= 2U_p \left| \frac{\sum_{j=1}^{Z_{max}} \int_0^{t_{max}} \exp(-t/\tau_p)^2 n_{j-1}(t) W_j \cos^2(w_0 t) dt}{\sum_{j=1}^{Z_{max}} \int_0^{t_{max}} n_{j-1}(t) W_j dt} \right|,$$

where $U_p = (e^2 E^2) / (4m_e \omega_0^2)$ is the ponderomotive potential. Because U_p varies very rapidly, $[U_p(t) \propto I(t)]$, $E_{ATI}(t)$ is strongly dependent on the time of ionization. Characteristic time of ionization of a specific ion τ_k (with $k=1$ to 7) is, however, short in comparison with the pulse duration τ_p : $\tau_k \sim 1$ fs $\ll \tau_p = 60$ fs. For these reasons each of the seven electron populations can be characterized by its own temperature [13]:

$$3 \text{ eV} \leq T_{e,k} \leq 120 \text{ eV for } k=1 \text{ to } 5,$$

$$T_{e,k} \sim 50 \text{ keV for } k=6,7.$$

These temperatures are only relevant as long as no collision occurs between an appearing population and the free electrons already present in the plasma. Electron-electron collision time $\tau_{e-e,k}$ has to be carefully evaluated following the Spitzer and Härn formula [14] with the corresponding $T_{e,k}$. It becomes

$$60 \text{ fs} \leq \tau_{e-e,k} \leq 2.6 \text{ ps for } k=1 \text{ to } 5,$$

$$\tau_{e-e,k} \sim 13 \text{ ns for } k=6,7.$$

There is a significant difference between the outer shell electrons and the K shell ones. As the population inversion happens during the first ps of recombination (see Sec. IV), only the five first electron populations have interacted. The relevant plasma temperature is then an average over the five first electron population temperatures:

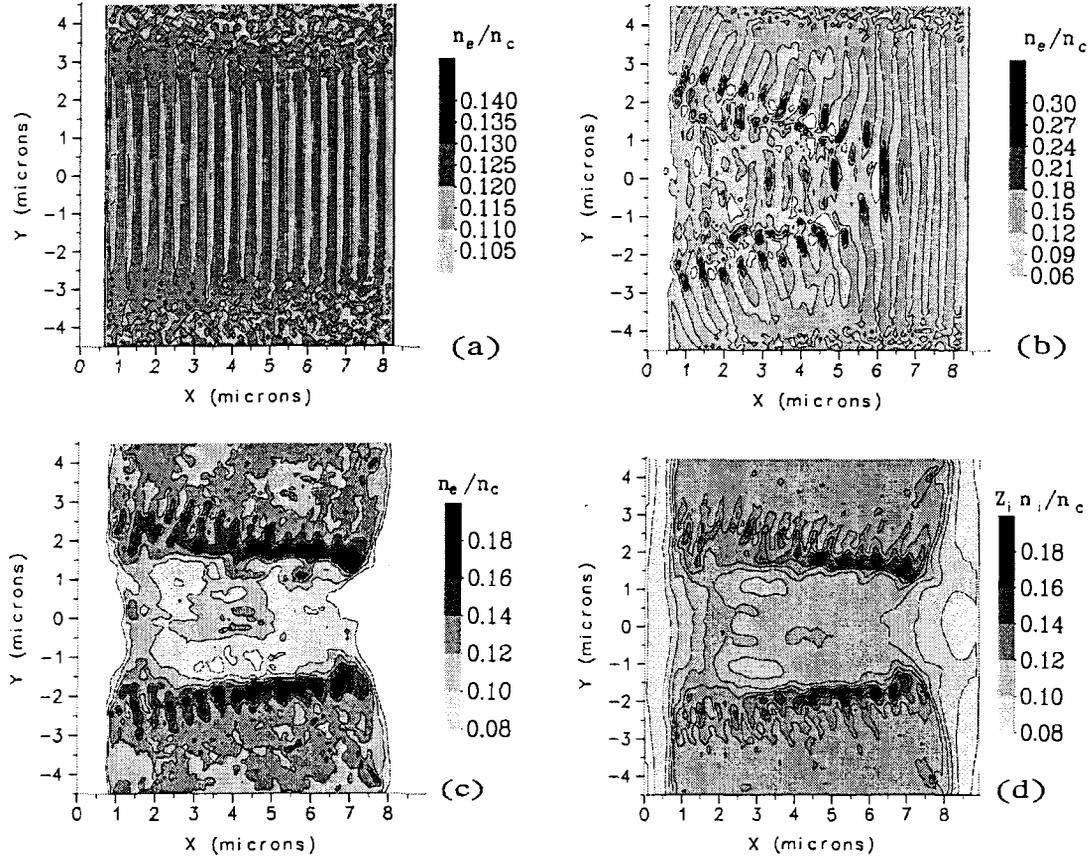


FIG. 3. 2D plots of the electronic (a), (b), (c) and ionic (d) densities versus X (propagation direction of the laser) and Y (polarization direction of the laser) for three different times: 46 fs (a) and 16 fs (b) before the maximum of the laser pulse and 222 fs (c), (d) after the maximum of the laser pulse. The laser is 60 fs FWHM with 3×10^{19} W/cm² maximum intensity. It propagates from the left to the right of the figure in an initially 2×10^{20} cm⁻³ homogeneous N⁷⁺ - e⁻ plasma.

$$T_e = \frac{\sum_{k=1}^5 n_k T_{e,k}}{\sum_{k=1}^5 n_k} = 45 \text{ eV.}$$

The hot electrons, issued from K -shell ionization, do not contribute to plasma heating on the first ns.

Detailed study of the ionization process has shown that it is possible, with a few 10^{19} W/cm² laser pulses of 60 fs duration, to create a fully ionized nitrogen plasma and that the amount of energy coming from the ionization process is less than 45 eV during the first ns after interaction.

III. PIC SIMULATIONS

After having ionized the gas in its rising edge, the main part of the laser pulse interacts with a highly ionized nitrogen plasma. If the initial pressure of the atomic nitrogen gas is around 1 atm, the electron density n_e after complete ionization is around 10% of the critical density n_c . In this range of parameters ponderomotive and relativistic effects are indeed very strong and parametric instabilities can play an important role. To study these processes we performed simulations with the Cartesian 2D-PIC code MANET which solves colli-

sionless Vlasov equations for particles coupled to Maxwell equations for the electromagnetic fields. The laser is defined as being linearly polarized along the y axis and is propagated along the x axis. Temporal and spatial profiles of the laser pulse are assumed to have Gaussian shapes of $140\omega_0^{-1}$ FWHM (60 fs) and $19k_0^{-1}$ FWHM ($2.5 \mu\text{m}$), respectively. The maximum intensity is reached $250\omega_0^{-1}$ (106 fs) after the beginning of the simulation. The plasma is $60k_0^{-1}$ ($7.8 \mu\text{m}$) long and $76.8k_0^{-1}$ ($10 \mu\text{m}$) large while the simulation box is $70k_0^{-1}$ ($9.1 \mu\text{m}$) long and $76.8k_0^{-1}$ ($10 \mu\text{m}$) large. The time step is $0.02\omega_0^{-1}$ and the cells are $0.04k_0^{-1} \times 0.04k_0^{-1}$. The small dimensions of the simulation are due to the low initial plasma temperature. Following the precedent section it was assumed to be 45 eV. The plasma is composed of electrons and N⁷⁺ ions and there are five particles of each species per plasma cell leading to a 28 800 000 total number of particles.

We have plotted in Fig. 3 the electron density profile for three different times (a),(b),(c) as well as the ionic density profile at the end of the simulation (d). The first effect produced by the laser on the plasma is a perturbation of the electron density with a $\lambda_0/2$ characteristic scale length [Fig. 3(a)]. It can be related to the $2\omega_0$ component of the ponderomotive force which appears when one calculates the motion of one electron in a strong laser field at the second order for

the fields and the speed of the electron:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}_1 \cos(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) - \frac{e^2}{4m_e\omega_0^2} \vec{\nabla}(\vec{E}_1^2) \{1 - \cos[2(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r})]\}.$$

\vec{E}_1 is the slowly varying component of the laser electric field. Because of the strength of the electric field gradient, a large number of the electrons oscillate, leading to electron density modulations at $2\omega_0$ frequency.

The ejection of electrons by the unmodulated component of the ponderomotive force (the “usual” ponderomotive force) is very clear in Fig. 3(b). They are ejected from the propagation axis to the edges with a $\pm 30^\circ$ angle with respect to the direction of propagation of the laser, with energies up to 7 MeV. However, they do not simply follow the intensity gradient. The $2\omega_0$ component overimposed on the usual component produces a series of electron bunches and holes modulated at $\lambda_0/2$. The amplitude of these modulations can reach 100% of the electron density in the region where the electric field gradient is maximum [Fig. 3(b)]. Then, after the laser cutoff, an electron density channel is formed [see Fig. 3(c)]. It lasts till the end of the simulation in the case of nitrogen because the ions are light enough to start moving under the space charge effect created by the electronic depletion which happens during the interaction. The density profile of the N^{7+} ions after the laser is shown in Fig. 3(d). It is really close to the electron density profile at the same time [see Fig. 3(c)]. Furthermore ions do not stop immediately after the laser because of their inertia. They keep on moving away from the propagation axis to the edges with an average speed of $3 \times 10^8 \text{ cm} \times \text{s}^{-1}$. Thus a plasma channel is formed which later evolution is driven by the equations of hydrodynamics. The plasma depletion can reach 20% of the initial density and is bounded by plasma walls whose average density is between 20% and 100% higher than the initial density. Fortunately, the plasma depletion is limited and therefore does not prevent the x-ray laser scheme from working. Furthermore, it could play an important role in guiding the x rays but this aspect of the problem is beyond the scope of this paper.

Electrons that are ejected by the ponderomotive force do not contribute to the heating of the channel. However, an average electronic temperature of 900 eV is obtained after the laser cutoff. It can be explained by the backward stimulated Raman scattering (BSRS) detected in the time integrated spectrum of the E_y electric field measured at the left side (entrance side) of the simulation box. This spectrum is presented in Fig. 4 where the Stokes component of the BSRS at $\omega_0 - \omega_p$ is clearly identified. Estimation of its growth rate γ_{BSRS} can be performed as follows [16]:

$$\gamma_{BSRS} = \frac{\sqrt{33}}{2} \sqrt{\frac{n_e}{4n_c}} a_0^{2/3} k_0,$$

where $a_0 = E/E_c = 0.85 \sqrt{I(10^{18} \text{ W/cm}^2) \lambda^2(\mu\text{m})}$ is the normalized electric field. With a pulse length $L_{pulse} = 26k_0^{-1}$, $a_0 = 2.15$, and $n_e/n_c = 0.12$ it becomes

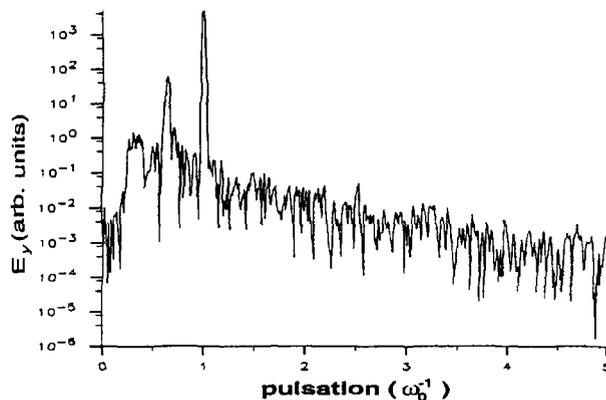


FIG. 4. Fourier transform of the time evolution of the transverse electric field E_y on the left side of the simulation box (in the backward direction).

$\gamma_{BSRS} L_{pulse} \approx 40$. This suggests that the Raman instability is especially strong despite the brevity of the pulse. Assuming that all the energy of the scattering plasma waves is transferred to the electrons of the plasma, the maximum possible temperature can be estimated by [15] $T_e = 1/12(n_e/n_c)(\delta n/n_0)^2 m_e c^2$ where δn is the plasma wave amplitude and n_0 the initial plasma density. With $n_e/n_c = 0.12$ and $\delta n/n_0 = 0.2$, $T_e \sim 1$ keV which is consistent with the average 900 eV obtained with the simulations. This may explain the high temperature of the electrons in the plasma channel just after the laser cutoff.

IV. HYDRODYNAMIC AND ATOMIC SIMULATIONS

Four specific features of the tunnel ionization compared to other ionization processes make it an interesting tool for x-ray lasing. First, the wavelength that can be achieved is the shortest that can be expected from a $\Delta n = 1$ transition in a given ion species, n being the principal quantum number. In fact, the energy of a level scales as $1/n^2$ so that the wavelength of a transition decreases with n . For instance, a $n = 2$ to $n = 1$ transition wavelength is five times shorter than a $n = 3$ to $n = 2$ one.

The second advantage of OFI is the emptiness of the lower level of the lasing transition. It means that the local gain coefficient can be extremely high as shown by Jones and Ali [7], for example (over 1000 cm^{-1}).

Third, the efficiency of tunnel ionization is so strong that 100% of the ions can be considered in the same charge state inside all the volume where the laser intensity is greater than the saturation intensity of the considered charge state. Thus, all the ions in this volume are in the same charge state with an occupancy number of all their levels (including the ground state) equal to zero. This is of primary importance for lasing to the ground state.

The fourth advantage of OFI is the release of an electron directly from its ground state to the continuum without excitation processes.

All these specificities of OFI make it a promising way of creating a plasma where the amplification of a transition in the x-rays range could occur.

The use of a high-intensity linearly polarized laser to create a plasma aims at obtaining a cold plasma whose recom-

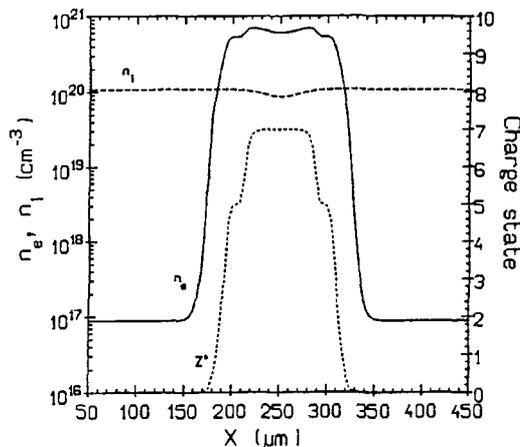


FIG. 5. Initial conditions of the hydrodynamic simulation versus space: electron density n_e (—), ionic density n_i (---), and average charge state Z^* (···).

bination will be dominated by collisional processes. Actually, collisional recombination preferentially populates the high energy levels while radiative recombination fills the low energy ones and especially the ground state. The radiative recombination rate of Seaton [18] scales as $N_e Z (I_n/T_e)^{3/2} \mathcal{E}_1(I_n/T_e) \exp(I_n/T_e)$, where I_n is the energy of the level n , \mathcal{E}_1 is the exponential integral function, and Z is the charge state of the recombined ion. The collisional recombination rate of Lotz [19] scales as $N_e^2 g_n T_e^{-3/2} \mathcal{E}_1(I_n/T_e) \exp(I_n/T_e) / (I_n/T_e)$, where g_n is the statistical weight of the level n . It emerges that the ratio of the collisional rate over the radiative rate scales as $(g_n N_e) / (Z \sqrt{T_e} E_n^{5/2})$. Thus, to enhance the process that populates the high energy levels without filling the low energy ones, a low temperature and a high density plasma is necessary.

Detailed kinetics simulations have been performed to calculate the recombination of a fully stripped nitrogen plasma and confirm the previous result. The LASIX [17] code was used as a postprocessor of the hydrodynamic code CHIVAS [20]. This latter provides the temporal evolution of the hydrodynamic parameters (temperature, density) following the plasma expansion. The initial conditions used to start hydrodynamic simulations are deduced from Sec. II (OFI) and Sec. III (PIC simulations) and are represented in Fig. 5. We took a flat atomic nitrogen density profile of 400 μm size in the $1 \times 10^{17} - 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ range. A channel with a Gaussian shape of 50 μm FWHM was assumed at the center of the density profile. In this channel the density is 20% less than the density of the surrounding plasma. The ionization degree of nitrogen is calculated for a collisional radiative equilibrium following an ionization temperature profile which has a Gaussian shape of 50 μm FWHM starting from 1 eV in the edges up to 700 eV at the center. The resulting electron density profile is a near top hat shape of 120 μm with a maximum in the $1 \times 10^{18} - 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ range. Initial ionic and electronic temperature profiles also have a Gaussian shape of 50 μm FWHM with a maximum in the 15–900 eV range. This plasma freely expands in vacuum and the postprocessor LASIX is used for the cell corresponding to the center of the hydrodynamic simulation. Cooling of this cell is represented

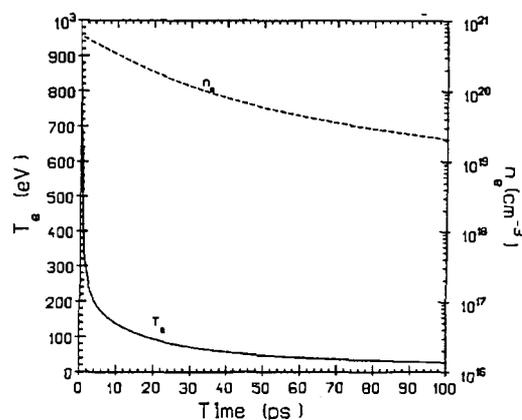


FIG. 6. Electronic temperature T_e (—) and density n_e (---) versus time for an initial electron density of $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ and a temperature of 900 eV.

in Fig. 6 for an initial electron density of $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, an initial temperature of 900 eV, and a limiting flux factor of 0.03.

All the nonstimulated atomic processes are included in LASIX, i.e., collisional ionization, three-body recombination, collisional excitation and deexcitation, spontaneous emission, radiative recombination, dielectronic recombination, autoionization, resonant capture, and Auger ionization. H-like nitrogen energy levels as well as radiative deexcitation rates and collision strengths are calculated with the SUPERSTRUCTURE [21] code.

Two transitions following Lyman α lines and three transitions following Balmer α lines are potential candidates for lasing. Lyman α lines correspond to $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ and $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transitions at both 24.78 \AA and Balmer α lines correspond to $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$, $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ and $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transitions at 133.74 \AA , 133.88 \AA , and 133.87 \AA , respectively. Results of local gains on the $n=2$ to $n=1$ transitions at 24.78 \AA are first presented.

For an initial temperature of 15 eV and an electron density of $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, local gain coefficients up to 1100 cm^{-1} for the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition and 450 cm^{-1} for the $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition (see Fig. 7) are predicted. The gain duration is of the order of 1 ps, and because the statistical weight of the $2p_{3/2}$ level is twice the $2p_{1/2}$ one, the gain coefficient of the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ is always two times greater than the gain coefficient of the $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition. Figure 8 shows the evolution with temperature of the maximum local gain coefficient G_{max} of the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition for several densities. A strong dependence, scaling as $\exp(-kT_e)$, of G_{max} with T_e can be observed. For a density of $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, G_{max} drops from 1100 cm^{-1} for a temperature of 15 eV down to 2 cm^{-1} for a temperature of 50 eV. Whatever the density is, the variation of G_{max} with temperature is always the same and emphasizes how precise the control and knowledge of the plasma temperature must be.

Even if the variation of gain coefficient with density is smoother, it nevertheless scales as N_e^3 , as shown in Fig. 9. For instance, for a 25 eV plasma, G_{max} increases from less than unity for a density of $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ up to 100 cm^{-1} for a density of $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Thus, to obtain stimulated emis-

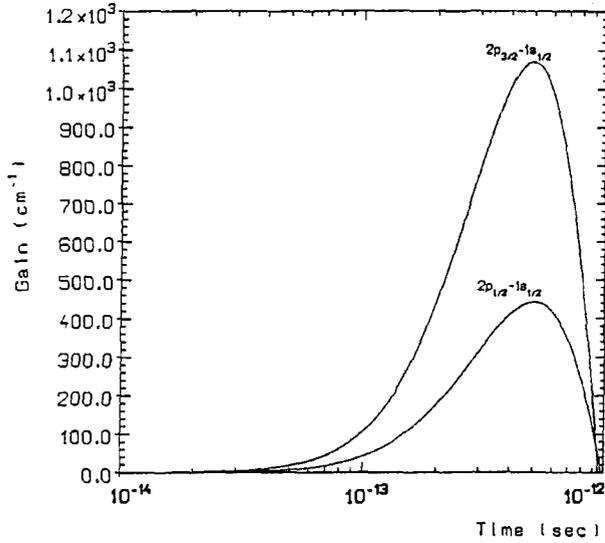


FIG. 7. Time dependence of the local gain coefficient for the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ and the $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transitions ($\lambda = 24.78 \text{ \AA}$) for optimal plasma conditions: $T_e = 15 \text{ eV}$ and $N_e = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

sion between the $n=2$ and $n=1$ levels of H-like nitrogen, it is necessary to create a plasma whose electronic temperature is below 50 eV and whose electron density is over a few 10^{20} cm^{-3} .

During the recombination phase, some transitions between $n=3$ and $n=2$ levels also exhibit population inversion. They are the $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$, $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$, and $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transitions at 133.74 \AA , 133.88 \AA , and 133.87 \AA , respectively. For a low temperature and/or a high density, the inversion dynamics is the same as the $n=2$ to $n=1$ inversion one. Because the $n=2$ level is initially empty and because radiative recombination on levels $n=2$ is slower than collisional recombination on levels $n=3$, a strong and transient lasing can occur ($G_{\max} = 1370 \text{ cm}^{-1}$ for the $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transition at 15 eV and $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, duration $< 1 \text{ ps}$). However, for a higher temperature and/or a smaller density, lasing following the *classical* recombination scheme

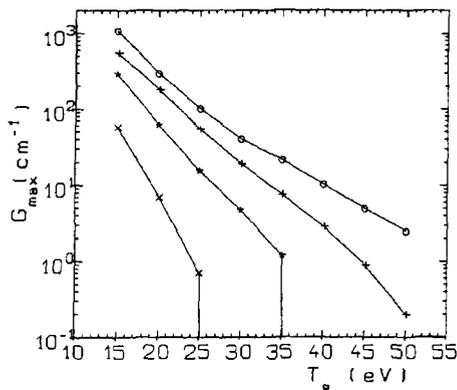


FIG. 8. Maximum local gain of the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition ($\lambda = 24.78 \text{ \AA}$) as a function of the temperature for several densities: $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (O), $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (+), $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (*), $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (x).

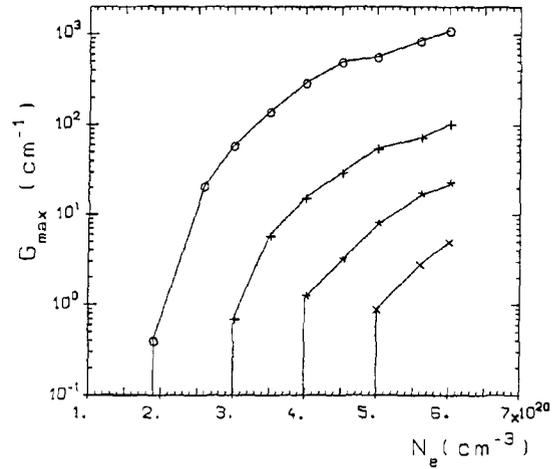


FIG. 9. Maximum local gain of the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition ($\lambda = 24.78 \text{ \AA}$) as a function of the density for several temperatures: 15 eV (O), 25 eV (+), 35 eV (*), 45 eV (x).

can also be achieved. Actually, even if the radiative recombination on level $n=2$ is stronger than the collisional recombination on level $n=3$, the occupancy rate of level $n=2$ can be less than the occupancy rate of level $n=3$. This is because of the high radiative deexcitation rate of level $n=2$ to level $n=1$ following the resonant $2 \rightarrow 1$ transition. This change in dynamics is illustrated by Fig. 10 for the $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transition which is the most intense one. For an initial temperature of 40 eV and an initial electron density of $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, gain starts immediately and lasts 0.5 ps, whereas for the same initial temperature and an initial electron density of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, gain starts a few ps after the beginning of the recombination and lasts hundreds of ps.

A major point in the change of dynamics is that lasing duration and time of occurrence are mainly dependent on the

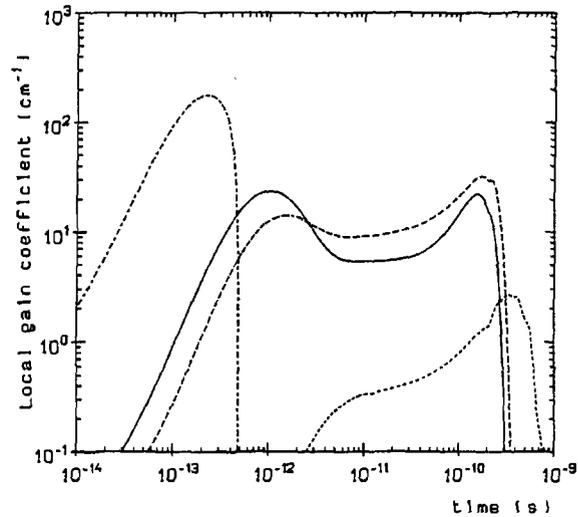


FIG. 10. Time evolution of the local gain coefficient of the $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transition for an initial temperature of 40 eV and four different initial densities: $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (- - -), $n_e = 7.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (- -), $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (—), $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (- -).

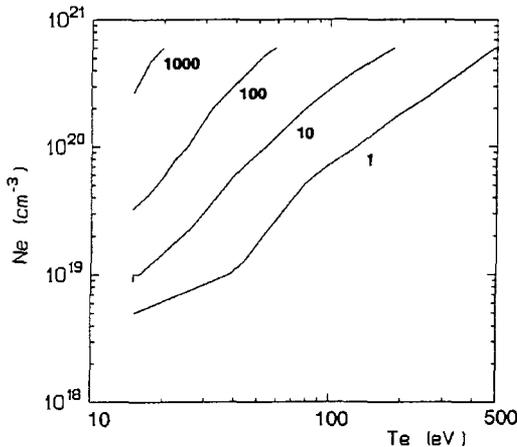


FIG. 11. Maximum local gain coefficient G_{max} (in cm^{-1}) of the $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transition versus initial electronic temperature and density.

hydrodynamic of the expansion. As is the case for the laser-solid recombination x-ray laser schemes, it is not the initial temperature but the cooling speed that is the key parameter. Thus, even if the initial temperature of the plasma is around 100 eV, the stimulated emission happens when the plasma temperature has dropped to tens of eV. In Fig. 11 is represented the maximum local gain coefficient versus initial temperatures and densities for the $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ transition. For initial densities over 10^{19} cm^{-3} and/or initial temperatures below 100 eV, a population inversion between the $3d_{5/2}$ level and the $2p_{3/2}$ level can be obtained, whereas for a $n = 2 \rightarrow n = 1$ transition, population inversion occurs for densities greater than 10^{20} cm^{-3} and initial temperatures below 50 eV. The range of parameters for which a $n = 3 \rightarrow n = 2$ population inversion can be generated is then much wider than for a $n = 2 \rightarrow n = 1$ population inversion.

V. DISCUSSION

An x-ray laser experiment is based on the creation of a varying length medium in order to measure the intensity variation with length and deduce the gain-length product. This supposes the possibility of generating a long enough medium where intensity is over the saturation intensity (see Sec. II). This length is directly connected to the propagation properties of the short pulse, which is limited to the Rayleigh range in the case of a classical focusing. To create this long medium we propose to use relativistic self-focusing. Several experiments [22–24] have indeed shown that for laser power above the critical power for self-focusing P_c , it is possible to guide a multiterawatt laser pulse over several Rayleigh ranges. With a density of 10^{20} cm^{-3} , a power of 10 TW is 70 times higher than the critical power P_c for relativistic self-focusing. To enhance self-focusing on the one hand and to avoid defocusing effects due to the plasma ionization in the rising edge of the driving pulse [25] on the other hand, it is better to use a low power, long duration laser pulse to create a cold and partially ionized preplasma. Simulations with the 1D hydrodynamic code CHIVAS have been performed to study the preionization phase. These simulations

have shown that the use of a 10 ns Nd:yttrium-aluminum-garnet laser of few hundreds of mJ, focused on a $100 \mu\text{m}$ diameter focal spot, may lead to the creation of a N^{5+} plasma at a temperature below 30 eV. However, with classical focusing optics, the length of the preionized medium will be limited to, or even shorter than, the Rayleigh range. In that case, the interaction length is mainly limited by inverse bremsstrahlung absorption of the nanosecond laser by the high pressure gas. On the other hand, it was recently demonstrated that the use of an axicon is well adapted to generate a long scale plasma [26]. Thus, the short pulse interacts with a partially ionized plasma, which prevent ionization-induced refraction.

In the hydrodynamic simulations performed to simulate the plasma expansion, the initial speed of the plasma channel walls, given by the PIC simulations, was not taken into account. In fact, in the CHIVAS and LASIX simulations of Sec. IV, the plasma is assumed to be initially at rest while the PIC code gives a radial expansion velocity of the plasma walls of $10^8 \text{ cm} \times \text{s}^{-1}$. This initial speed should enhance the plasma expansion and, therefore, its cooling. This point does not concern the $2 \rightarrow 1$ population inversion at 24.78 \AA but is very interesting for the $3 \rightarrow 2$ population inversion at 133.87 \AA where the plasma cooling rate is a major parameter as explained in Sec. IV. Only a few simulations where this initial speed is taken into account have been performed. They effectively show an increase in the cooling speed and the gain on $n = 3$ to $n = 2$ transitions is enhanced. Further simulations are now in progress to confirm this point.

Another major parameter in the modeling of the OFI x-ray laser scheme is the shape of the electron distribution function. Previous works [3,4,7,8] and the present one assume a Maxwellian distribution function to calculate the various rates in the atomic kinetics model. However, the distribution function of OFI plasmas is far from being a Maxwellian and presents an important amount of cold electrons [2]. Equilibration to a Maxwellian of this function is not very well understood yet and its influence on the different collisional rates, and finally on the gain, is not well described despite several pioneering works on the subject [27,28]. This is mainly related to the complexity of coupling a Fokker-Planck code with a kinetic one. This specificity of the OFI ionization may play a crucial role in the present scheme because of the short time between the beginning of the recombination and the time for population inversion between the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ levels ($< 1 \text{ ps}$).

VI. CONCLUSIONS

An x-ray laser scheme based on the OFI ionization of nitrogen gas was presented. The plasma creation by focusing a 60 fs, $3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 800 nm laser pulse in a pulsed gas jet of atomic nitrogen was studied and it was shown that a fully stripped nitrogen plasma can be created. Laser-plasma interaction was numerically investigated using a 2D-PIC code. It was found that the Raman instability can be an important heating source for the electrons of the plasma. Temperatures up to 900 eV were found. It was also shown that the ponderomotive effects lead to the creation of a plasma channel with a density 20% lower than the one of the sur-

rounding plasma. The ponderomotive force also gives rise to the ejection of suprathermic electrons with energy up to 7 MeV. The recombination phase following plasma expansion in vacuum was also considered. Detailed atomic calculations have shown that stimulated emission at 25 Å can be

expected for very low temperature (<50 eV) and high density ($>10^{20}$ cm $^{-3}$) plasmas whereas stimulated emission at 134 Å is expected to occur in a wider range of temperatures (<100 eV) and densities ($>10^{19}$ cm $^{-3}$).

-
- [1] L.V. Keldysh, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **47**, 1945 (1964) [Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965)].
- [2] P.B. Corkum, N.H. Burnett, and F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **62**, 1259 (1989).
- [3] L.A. Shelepin and L.I. Gudzenko, Dokl. Akad. Nauk. (SSSR). **160**, 1296 (1965) [Sov. Phys. Dokl. **10**, 147 (1965)].
- [4] Y.J. Peyraud and N. Peyraud, J. Appl. Phys. **43**, 2993 (1972).
- [5] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, and K. Toyoda, Phys. Rev. Lett. **71**, 3774 (1993).
- [6] D.V. Korobkin, C.H. Nam, S. Suckewer, and A. Gofstov, in *Proceedings of the 5th International Conference on X-ray Lasers, Lund Sweden, June 1996*, edited by S. Svanberg and C. G. Wahlström, IOP Conf. Proc. No. 151 (Institute of Physics and Physical Society, London, 1996), Sec. 4, p. 151.
- [7] W.W. Jones and A.W. Ali, Appl. Phys. Lett. **26**, 450 (1975).
- [8] P.A. Amendt, D.C. Eder, and S.C. Wilks, Phys. Rev. Lett. **66**, 2589 (1991).
- [9] N.B. Delone and V.P. Krainov, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 1207 (1991).
- [10] S. Augst, D. Strickland, and D.D. Meyerhofer, Phys. Rev. Lett. **63**, 2212 (1989).
- [11] T. Augustine, P. Monot, and L.A. Lompré, J. Phys. B **25**, 4181 (1992).
- [12] M.V. Ammosov, N.B. Delone, and V.P. Krainov, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **91**, 2008 (1986) [Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986)].
- [13] N.E. Andreev, M. Chegotov, M.E. Veisman, T. Augustine, P. D'Oliveira, S. Hulin, P. Monot, A.Y. Faenov, T.A. Pikuz, A.I. Magunov, I.Y. Skobelev, F.B. Rosmej, and M.Y. Romanovskii, Pisma. Zh. Éksp. Teor. Fiz. **68**, 577 (1998) [JETP Lett. **68**, 582 (1998)].
- [14] L. Spitzer, Jr. and R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [15] V.I. Kirsanov and S.A. Sakharov, Plasma Phys. Rep. **21**, 623 (1995).
- [16] N.E. Andreev V.I. Kirsanov, and L. M. Gorbanov, Phys. Plasmas **2**, 2573 (1994).
- [17] E. Berthier, Rapport des Activités Laser No. CEA/CEL-V, 1998 (unpublished).
- [18] M.J. Seaton, Mon. Not. R. Astron. Soc. **119**, 81 (1959).
- [19] W. Lotz, Z. Phys. **220**, 466 (1969).
- [20] S. Jacquemot and A. Decoster, Laser Part. Beams **9**, 517 (1991).
- [21] W. Eissner, M. Jones, and H. Nussbaumer, Comput. Phys. Commun. **8**, 270 (1974).
- [22] T. Augustine, P. Monot, G. Mainfray, C. Manus, S. Gary, and M. Louis-Jacquet, Opt. Commun. **105**, 292 (1994).
- [23] A.B. Borisov, V.V. Korobkin, A.M. Prokhorov, C.K. Rhodes, and O.B. Shiryaev, Phys. Rev. Lett. **65**, 1753 (1990).
- [24] P. Monot, T. Augustine, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J-L. Miquel, Phys. Rev. Lett. **74**, 2953 (1995).
- [25] T. Augustine, P. Monot, L.-A. Lompré, G. Mainfray, C. and Manus, Opt. Commun. **89**, 145 (1992).
- [26] C.G. Durfee III and H.M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. **71**, 2409 (1993).
- [27] T. Ditmire, Phys. Rev. E **54**, 6735 (1996).
- [28] M. Yamagiwa, J. Koga, A. Sagisaka, and K. Nagashima, Plasma Phys. Controlled Fusion **41**, 265 (1999).

LETTER TO THE EDITOR

Charge-exchange-induced formation of hollow atoms in high-intensity laser-produced plasmas

F B Rosmej†¶, A Ya Faenov‡, T A Pikuz‡, A I Magunov‡, I Yu Skobelev‡,
T Auguste§, P D'Oliveira§, S Hulin§, P Monot§, N E Andreev||,
M V Chegotov|| and M E Veisman||

† TU-Darmstadt, Institut für Kernphysik, Schloßgartenstraße 9, D-64289 Darmstadt, Germany

‡ Multicharged Ions Spectra Data Center of VNIIFTRI, Mendeleevo 141570, Russia

§ Commissariat à l'Energie Atomique DSM/DRECAM/SPAM, Bât. 522, C E Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette Cédex, France

|| High Energy Density Research Centre, Institute of High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Izhorskaya, 13/19, Moscow 127412, Russia

Received 30 December 1998

Abstract. For the first time registration of high-resolution soft x-ray emission and atomic data calculations of hollow-atom dielectronic satellite spectra of highly charged nitrogen have been performed. Double-electron charge-exchange processes from excited states are proposed for the formation of autoionizing levels $nn'l'$ in high-intensity laser-produced plasmas, when field-ionized ions penetrate into the residual gas. Good agreement is found between theory and experiment. Plasma spectroscopy with hollow ions is proposed and a temperature diagnostic for laser-produced plasmas in the long-lasting recombining regime is developed.

Traditional spectral analyses are based on the investigation of resonance lines and their corresponding dielectronic satellite lines. Theoretical models have been developed and applied successfully for the determination of plasma parameters for a long time (see, e.g., the review by Boiko *et al* 1985). The development of high-quality optical instruments (Faenov *et al* 1994, Skobelev *et al* 1995) which simultaneously provide high space and spectral resolution has, however, provided very unusual spectra from plasmas close to the target surface in laser-matter interaction experiments. These unusual spectra are characterized by the disappearance of resonance lines and the appearance of very broad emission structures. Theoretical calculations readily showed that neither Stark nor opacity broadening can account for such anomalous spectra, and Rosmej and Faenov (1997) proposed that these features are due to an accumulation of dielectronic satellites (DSA). The DSA model was applied successfully for the interpretation of various experiments of ns-, ps- and fs-laser-produced plasmas (Rosmej *et al* 1997a, b, 1998a, 1999a, b, and the review by Faenov *et al* 1999a).

The DSA model turned out to also be of great importance for the understanding of the recently observed very broad emission structures in high-intensity laser-produced plasmas (e.g. Faenov *et al* 1999a, b, Rosmej *et al* 1999a, b). Atomic structure calculations have shown that the experimentally observed 'emission bands' fit in wavelengths to transitions in hollow ions (Faenov *et al* 1999b, Urnov *et al* 1998, Rosmej *et al* 1999a, b). However, the question 'What are the excitation mechanisms for the population of hollow ions?' has not been settled in the

¶ E-mail address: rosmej@hrzpub.tu-darmstadt.de

literature to date. Due to the fact that transitions in hollow ions have also been observed in ion-beam experiments (Armour *et al* 1980) it was proposed to settle this question in connection with a joint research project into lasers and heavy ion beams (Rosmej *et al* 1999a).

In the present work we propose multiple charge-exchange processes from excited states in dense plasmas for the formation of hollow-ion configurations to explain the experimentally observed 'unusual spectra' which have been observed recently at many high-power high-contrast laser installations (see, e.g., Aglitskiy *et al* 1996, Faenov *et al* 1997, 1999b, Maksimchuk *et al* 1999).

Experimental set-up

A schematic of the experimental arrangement is shown in figure 1. A CPA Ti-sapphire laser beam (linear p-polarized) is focused onto a laminar pulsed nitrogen gas jet with sharp gradients ($L \approx 200 \mu\text{m}$) and a 20 mm long flat top profile. The density of atoms was $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for a maximum backing pressure of 20 bar. The energy per pulse is $E = 750 \text{ mJ}$, wavelength

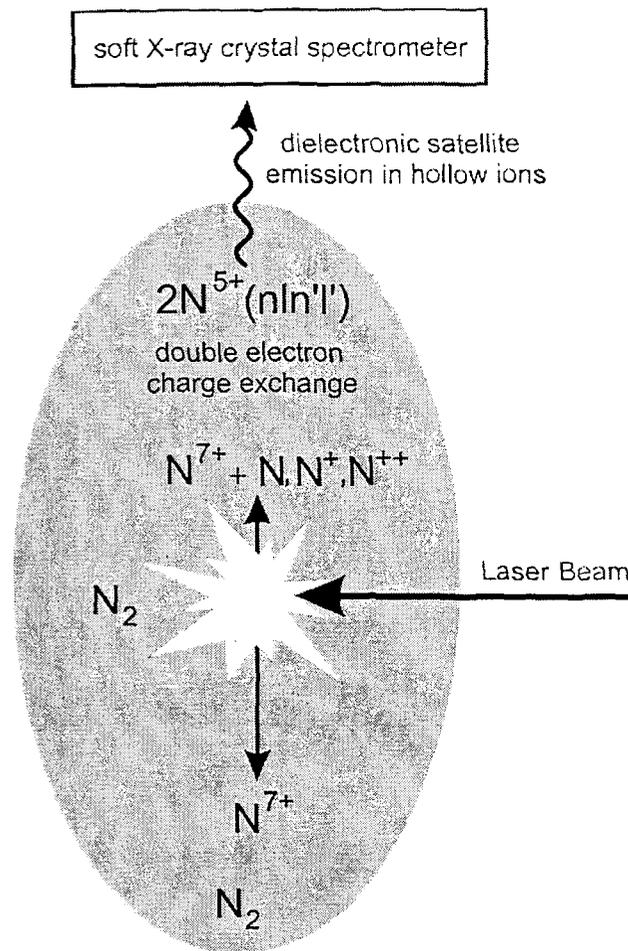


Figure 1. Schematic geometry of the experiment also showing the mechanism for the production of the doubly excited states $nl n'l'$.

$\lambda = 790$ nm, the contrast is about 10^{-5} at 1 ps. The laser beam with 80 mm diameter is focused with an $f/2.35$ off-axis parabolic mirror 3 mm below the nozzle. The $1/e^2$ focal spot radius is $8 \mu\text{m}$. The corresponding Rayleigh length and vacuum intensity are $70 \mu\text{m}$ and $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$, respectively. This intensity is able to produce nitrogen nuclei through field ionization (Ammosov *et al* 1986).

Spatially resolved x-ray spectra of nitrogen have been recorded with spherically bent mica crystals (Faenov *et al* 1994, Skobelev *et al* 1995). The crystal, with a curvature radius of 150 mm, was placed at a distance of 250 mm from the plasma. The middle Bragg angle was about 75° . The spectra resolution was $\lambda/\delta\lambda \approx 2000$, the spatial resolution was $\delta x \approx 30 \mu\text{m}$ in the direction of the laser propagation. X-ray spectra were registered on Kodak DEF II film. The film cassette was protected by two layers of polypropylene with a thickness of $0.8 \mu\text{m}$ covered by $0.2 \mu\text{m}$ of Al.

Experimental results

Figure 2 shows two experimental x-ray spectra of nitrogen in the spectral range from 1.88 to 1.96 nm recorded at different gas pressures. Very broad emission structures around the H-like resonance lines (depicted in table 1) are visible, e.g. at $\lambda \approx 19.12 \times 10^{-10}$ and 19.36×10^{-10} m. Stark profile calculations (taking into account the quasi-static ion micro-field, electron elastic collisional and thermal Doppler broadening, level populations calculated in the quasi-stationary collisional-radiative approximation), however, show that for the maximum possible electron density of $n_e \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, the experimental linewidths are much larger than those

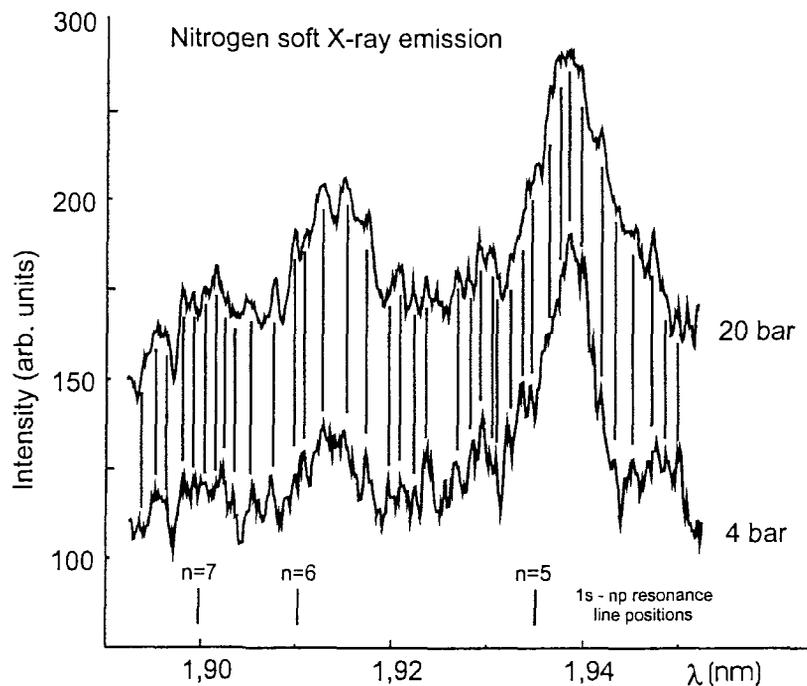


Figure 2. Experimental soft x-ray spectra from nitrogen obtained at different gas pressures. A correlation of about 30 line positions (see vertical bars) with different relative intensities can clearly be seen.

Table 1. Atomic data (wavelengths, transition probabilities and ionization energies) of the H-like resonance transitions $np-1s$ in nitrogen. First and second values indicate the transitions $2p\ ^2P_{1/2}-1s\ ^2S_{1/2}$ and $2p\ ^2P_{3/2}-1s\ ^2S_{1/2}$, respectively. Also indicated are the autoionizing states $nln'l'$ which lie above threshold compared to the various states in H-like ions. Ionization energies I are configuration-averaged Hartree-Fock values (note that $I(4p^2) = 77.1$ eV, $I(8p^2) = 19.5$ eV, $I(12p^2) = 8.7$ eV). The ionization energies of the n^2p^2 states are those for the '='-sign.

Transition $np-1s$	λ (10^{-10} m)	$g_j A$ (s)	I (eV)	Configurations	
				n^2p^2	I (eV)
$n = 1$	—	—	667	$n \geq 2$	302
$n = 2$	24.781	3.01×10^{12}	167	$n \geq 3$	136
	24.776	6.03×10^{12}			
$n = 3$	20.908	8.04×10^{11}	74.1	$n \geq 5$	49.5
	20.907	1.61×10^{12}			
$n = 4$	19.824	3.28×10^{11}	41.7	$n \geq 6$	34.5
	19.823	6.55×10^{11}			
$n = 5$	19.359	1.65×10^{11}	26.7	$n \geq 7$	25.4
	19.359	3.30×10^{12}			
$n = 6$	19.116	9.47×10^{10}	18.5	$n \geq 9$	15.4
	19.116	1.89×10^{11}			
$n = 7$	18.972	5.93×10^{10}	13.6	$n \geq 10$	12.5
	18.972	1.19×10^{11}			
$n = 8$	18.880	3.96×10^{10}	10.4	$n \geq 11$	10.4
	18.880	7.92×10^{10}			
$n = 9$	18.817	2.78×10^{10}	8.2	$n \geq 13$	7.5
	18.817	5.56×10^{10}			

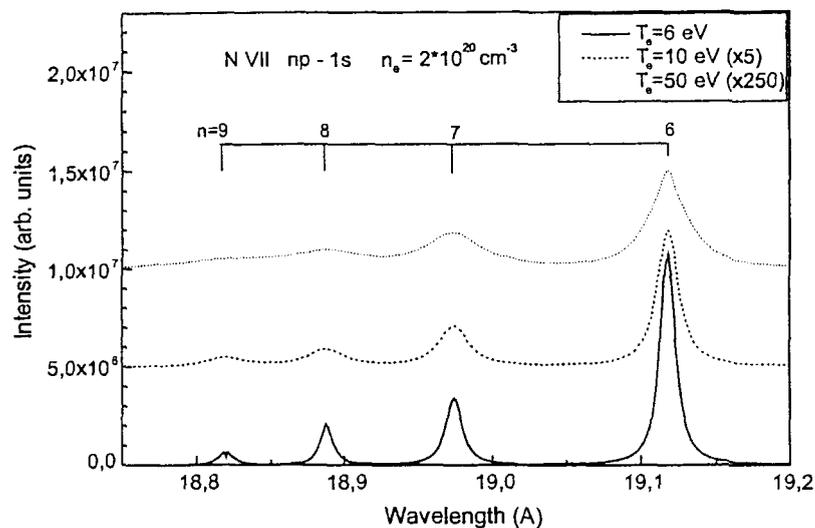


Figure 3. Stark-profile calculations for the resonance transitions $1s-np$ in H-like nitrogen in the spectral interval $18.9-19.2 \times 10^{-10}$ m.

calculated from the Stark broadening (see figure 3). If, however, we compare the experimental spectra in a more detailed manner (see the vertical bars) a clear correlation of numerous

structures is discovered. We propose that these structures originate from transitions in hollow ions (ions with two vacancies in the K-shell):

$$nl n' l' \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 1sn' l' + \hbar\omega_I \\ 1snl + \hbar\omega_{II} \end{array} \right\}. \quad (1)$$

Atomic data calculation for transitions in hollow ions

Atomic data such as wavelengths, transition probabilities and autoionizing rates have been calculated with the multi-configuration Hartree–Fock method, including relativistic corrections up to the second order, the so-called HFR method (Cowan 1981). For the calculation of atomic data, intermediate coupling and configuration interaction have been included. No wavelength shifts of single transitions or single groups of lines have been performed. Pure *ab initio* calculations (i.e. no scaling parameters are used) are carried out. The following complexes are included (radiative transitions from these states are located inside the experimentally observed wavelength interval): $3l5l'$, $4l5l'$, $5l5l'$, $3l6l'$, $4l6l'$, $5l6l'$, $6l6l'$, $3l7l'$, $4l7l'$, $5l7l'$, $6l7l'$, $7l7l'$, $3l8l'$, $4l8l'$, $5l8l'$, $6l8l'$, $7l8l'$ and $8l8l'$.

The $nl n' l'$ configurations not only have an autoionizing channel to the H-like ground state but also to many single excited states. The determination of possible autoionizing channels can be performed by comparing the ionization energies $I_{nl n' l'}$ (compared to the nucleus) of the $nl n' l'$ states with the ionization energies $I_{n'' l''}$ of the H-like $n'' l''$ states. A simple estimate can be performed by considering the ionization energies of the $n^2 p^2$ states. The following fitting formula has been obtained (the accuracy is about 5% for all nuclear charges from $Z_n = 2$ to 50) on the basis of Hartree–Fock configuration averaged energies:

$$I_{nl n' l'} = \frac{2Ry(Z_n - \sigma(n))^2}{n^2} \quad \text{with} \quad \sigma(n) \approx 0.2 + \frac{0.28}{n} \quad (2)$$

where $\sigma(n)$ is a screening function taking into account the screening of the nuclear charge by one electron and the variation of the electron–electron correlation with different quantum numbers. If $I_{n'' l''} > I_{nl n' l'}$ then the $nl n' l'$ states may autoionize to all states up to $n'' l''$ (it is obvious that, if both energies $I_{nl n' l'}$ and $I_{n'' l''}$ are very close together, a simple hydrogen-like formula cannot decide whether the energies $I_{nl n' l'}$ lie above or below the threshold energy $I_{n'' l''}$). Table 1 depicts the situation in more detail. The first column indicates the quantum number for the resonance transitions in H-like nitrogen. The second and third columns depict the corresponding wavelengths and transition probabilities (multiplied by the statistical weight of the upper level). The fourth column shows the ionization energies compared to the nucleus. The fifth column indicates those $n^2 p^2$ configurations, whose ionization energy compared to the nucleus (i.e. the sum of the ionization energies of both electrons) are below threshold (given by the fourth column). The last column shows the ionization energies of the configurations with the equal sign. If the configuration with the ‘equal’ sign (e.g. the $3p^2$ configuration) fulfils the energy threshold condition (e.g. $I_{3p^2} < I_2$), then this also holds true for the Rydberg series (e.g. $3p4p$, $3p5p$, etc). Due to the screening of the nuclear charge by the spectator electron, the transitions are located mainly at the red side of the corresponding resonance line (figure 4, see the wavelengths of the resonance line in table 1).

Modelling of x-ray spectra

The spectral distribution is given by

$$I(\omega) = \sum_k n_j^k A_{ji} \Phi_{ji}(\omega) \quad (3)$$

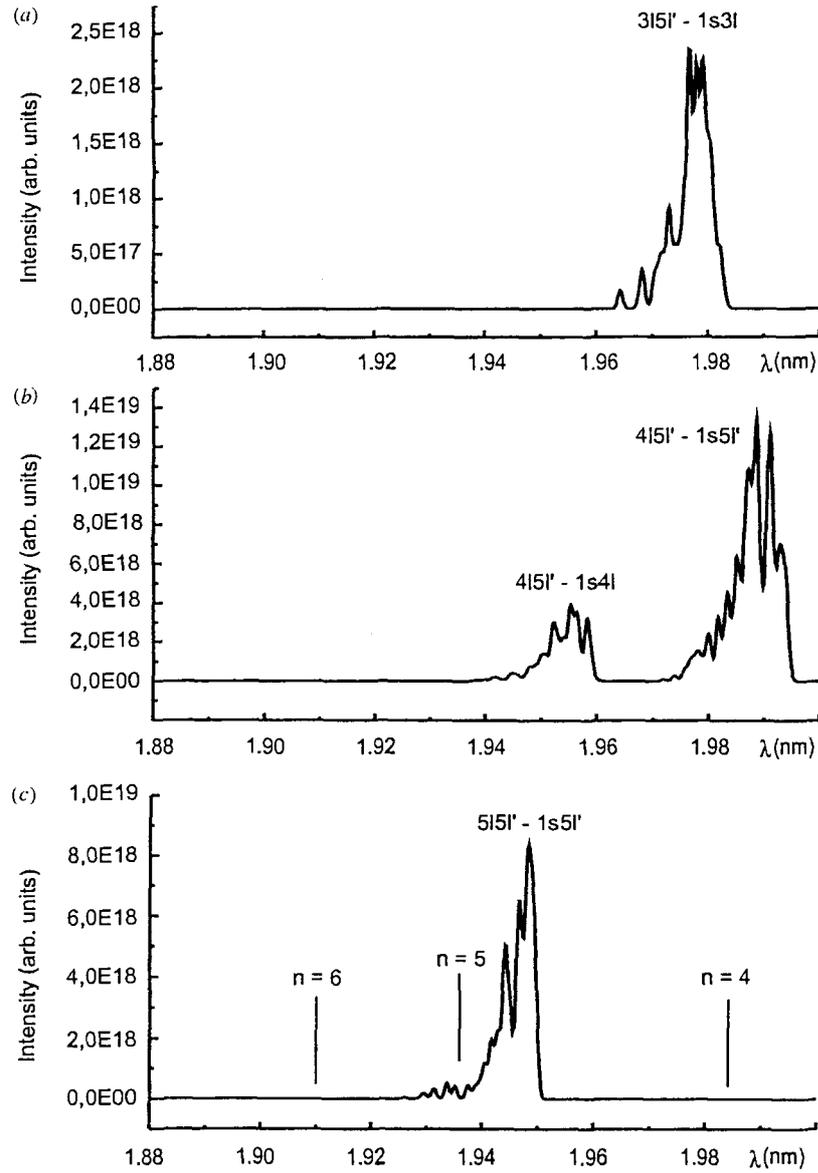


Figure 4. Theoretical spectra showing the radiative emissions from the configurations $3l5l'$, $4l5l'$ and $5l5l'$. The positions of some H-like resonance transitions are indicated.

where n_j^k is the population of an LSJ -split autoionizing level $nl n'l' LSJ$. The index k denotes the complex (e.g. $k = 5l6l'$). The collisional rates inside one complex are very large (e.g. the electron collisional rate coefficient for the transition $6p-6d$ is of the order of $10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) so that all levels of one complex can be assumed to be populated according to their statistical weights. The intensity of the transitions $j \rightarrow i$ inside a complex k is then given by

$$I_{ji}^k(\omega) = n_j^k A_{ji} \Phi_{ji}(\omega) = \frac{n_j^k}{g_j^k} g_j A_{ji} \Phi_{ji}(\omega) \quad (4)$$

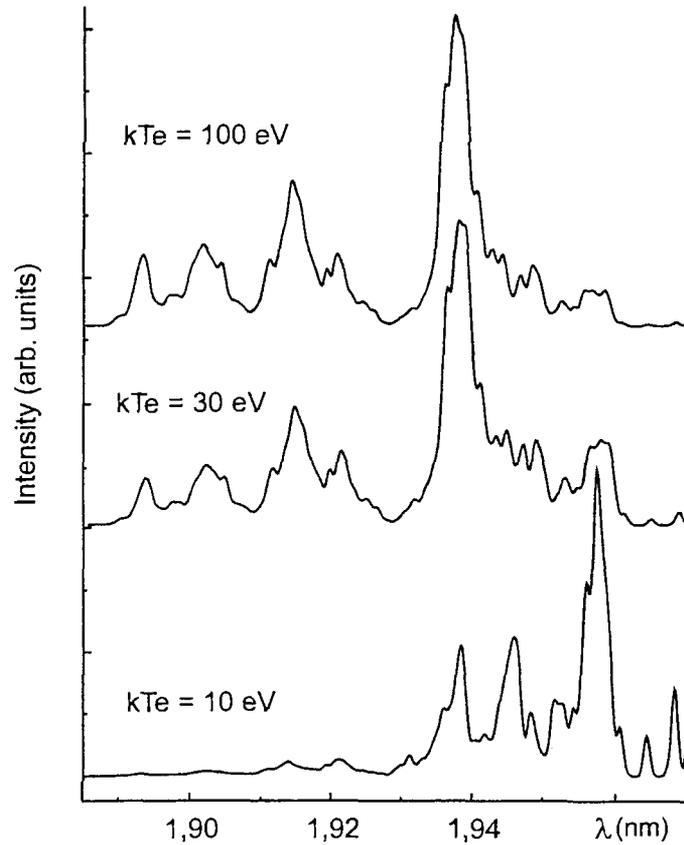


Figure 5. Temperature dependence of the dielectronic satellite emission $nl n' l' \rightarrow 1s n' l' + h\nu_{\text{hollow sat}}$.

where n^k and g^k are the total population and statistical weight of one complex, respectively. Figure 4 shows the spectral distribution originating from the $nl n' l'$ configurations $3l5l'$, $4l5l'$ and $5l5l'$ (the factor n_k/g_k has been omitted in each plot) taking into account both radiative decay channels (e.g. figure 4(b)).

The populations n^k for different complexes are calculated assuming a Boltzmann factor (i.e. taking into account the different location of complexes in energy). Denoting the lowest complex (highest ionization energy) by n^0 we have

$$\frac{n^k}{n^0} = \frac{g^k}{g^0} \exp(-(E^0 - E^k)/kT_e). \quad (5)$$

The total spectral distribution is therefore given by

$$I(\omega) = \frac{n^0}{g^0} \sum_k \sum_{i_j, i \neq j} g_j^k A_{ji}^k \exp(-(E^0 - E^k)/kT_e) \quad (6)$$

(the factor n^0/g_0 is the same for all transitions and is therefore omitted in the figures). Figure 5 shows a strong temperature sensitivity for kT_e values below 100 eV. The temperature sensitivity therefore addresses the long-lasting recombination regime. This regime is usually difficult to access, both by means of x-ray spectroscopy and plasma simulations (e.g. particle in a cell).

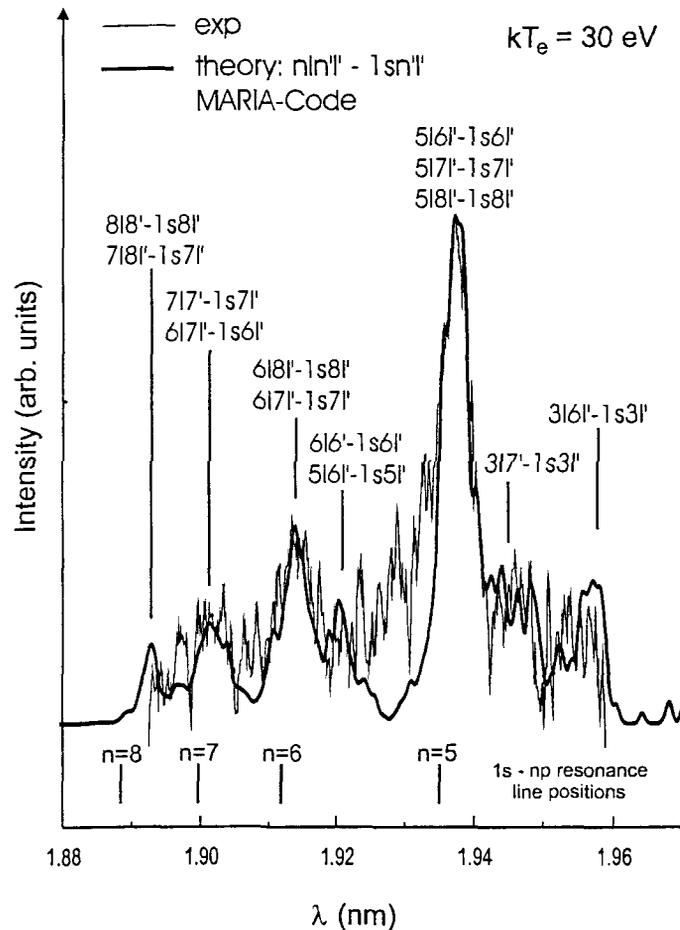


Figure 6. MARIA code (Rosmej 1997) spectrum fitting based on hollow-atom dielectronic satellite emission $nln'l' \rightarrow 1sn'l' + h\nu_{\text{hollow sat}}$. All configurations with $n = 3-8$, $n' = 5-8$ and $l, l' = 0-7$ are included, $kT_e = 30$ eV. The spectra simulation shows good agreement in the overall spectrum. Some 'fine' structures (depicted in figure 2 by vertical bars) are also obtained in the theoretical simulation.

Figure 6 shows the attempt to simulate the experimental spectra based on satellite transitions in hollow ions. The agreement looks quite reasonable and resembles many features of the experiment for $kT_e \approx 30$ eV. In particular, the very broad emission features near the positions of the usual H-like resonance lines and the numerous correlated maxima are reflected. The proposed satellite transitions in hollow ions can therefore explain the numerous correlated emission lines in different experiments (see figure 2): various screenings of the nuclear charge, due to the spectator electrons with different angular momentum coupling and the decay through two radiative channels, according to equation (1), results in a very broad emission structure with very many structures inside, as observed in the experiment (see the vertical bars in figure 2). This can be seen, for example, in the theoretical calculations of figure 4, in which only the complexes $3l5l'$, $4l5l'$ and $5l5l'$ are presented. The overlap of all the different types of complexes listed above results in a much richer emission structure (the radiative transitions of some complexes are indicated in figure 6).

At the same time the determined temperature value is also in remarkable agreement with solutions of the Boltzmann equation (Andreev *et al* 1998) which predicted a group of electrons with an effective temperature of $kT_e \approx 40$ eV after some picoseconds.

Discussion of excitation mechanisms: charge-exchange processes

It is a remarkable circumstance that the experimental spectra in figures 2 and 6 are quite reasonably described by transitions in hollow ions only. The question therefore arises of what excitation mechanisms result in a high population of the $nl n'l'$ states and lead to a strong emission compared to the usual H-like resonance lines? We propose the following (Rosmej *et al* 1998b). After the N_2 molecules are field-ionized to a bare nucleus, they penetrate into the nitrogen gas (neutral gas or single-/double-ionized nitrogen, see figure 1). Outside the focal spot we expect lower charge states of nitrogen, due to the rapidly decreasing laser intensity when moving outside the laser spot. At distances of about $30 \mu\text{m}$ the laser intensity cannot field-ionize even the N_2 molecules. However, even at larger distances, N_2 molecules may be destroyed by photoionization and collisional ionization due to electrons. We therefore expect the nucleus to undergo single- and double-electron capture according to



and



The corresponding cross sections in the low-velocity regime ($v < v_{\text{au}} = 2.18 \times 10^8 (I/\text{Ry})^{1/2} \text{ cm s}^{-1}$, v_{au} is the effective atomic unit velocity) can be estimated according to the classical overbarrier model (Janev *et al* 1985):

$$\sigma_1 \approx \pi a_0^2 (R_1^2 - R_2^2) \quad \sigma_2 \approx \pi a_0^2 R_2^2 \quad (8a)$$

with

$$R_1 \approx 2 \text{ Ry} \frac{2\sqrt{Z} + 1}{I_1} \quad R_2 \approx 2 \text{ Ry} \frac{2\sqrt{Z-1} + 1}{I_2}. \quad (8b)$$

$a_0 = 5.29 \times 10^{-9} \text{ cm}$, $\text{Ry} = 13.61 \text{ eV}$, I_1 and I_2 are the ionization potentials in eV. For charge-exchange processes with nitrogen molecules $I_1 = I(\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+) \approx 15.3 \text{ eV}$ and $I_2 = I(\text{N}_2^+ \rightarrow 2\text{N}^+) \approx 23.5 \text{ eV}$ the cross sections for the single- and double-electron capture are $\sigma_1 \approx 6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$, $\sigma_2 \approx 4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$, whereas for the charge exchange with singly ionized nitrogen ($I_1 = 29.6 \text{ eV}$, $I_2 = 47.4 \text{ eV}$) $\sigma_1 \approx 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$, $\sigma_2 \approx 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Higher-order charge-exchange processes (e.g. triple-electron capture) are expected to have a very low cross section, due to the increasing ionization potential for removing the closed $2s^2$ -shell. This also holds true for single-electron capture from more than triple-ionized nitrogen. Due to Coulomb explosion after field ionization, the nuclei reach a velocity of $V \approx 7 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$. Ions can also be accelerated by space-charge fields which are created due to the ejection of electrons from the plasma channel, $V \approx 3 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ (Mori *et al* 1988). This results in effective rates (taking $n(\text{N}^+) = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ —assuming $kT_e = 10 \text{ eV}$ in the outer region, the relative fraction of singly ionized nitrogen is about $f = 0.1$ in ionization equilibrium (Breton *et al* 1978), $n(\text{N}^+) \approx f n(\text{N}_2)$, $n(\text{N}_2) = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) of $n(\text{N}^+) V \sigma_1 \approx 2 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ and $n(\text{N}^+) V \sigma_2 \approx 1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$, respectively. The respective rate per volume for the production

of the autoionizing levels in hollow ions is obtained by multiplying these coefficients by the density of nuclei.

These rates must be compared with the usual recombination processes, such as three-body recombination and radiative recombination. The relevant rates for comparison being $n_e^2 Tr$ and $n_2 R$ (Tr and R being the three-body and radiative recombination rate coefficients, respectively). For example, for $kT_e = 25$ eV and $n = 4$, $Tr \approx 2.5 \times 10^{-31}$ cm⁶ s⁻¹, $R = 9.3 \times 10^{-12}$ cm³ s⁻¹, resulting in a three-body rate of about 10^{10} s⁻¹ and a radiative recombination rate of about 2×10^9 s⁻¹ for $n_e = 2 \times 10^{20}$ cm⁻³. These rates are much less than the charge-exchange rates. Moreover, the population of the $nl n'l'$ states through three-body recombination requires a two-step process:



followed by



This reduces the probability (or rate) for the production of the $nl n'l'$ states even further. In contrast, the double-electron charge exchange is working directly from the nucleus with a high rate. According to classical charge-exchange theory, the preferentially populated states are given by (Ostrovsky 1995)

$$n_f \approx \sqrt{\frac{Ry}{I}} Z \sqrt{\frac{2\sqrt{Z} + 1}{Z + 2\sqrt{Z}}} \quad (10)$$

giving $n_f \approx 3$ and 4 for I_1 and I_2 , respectively. In high-density plasmas, however, electron capture can also effectively take place through highly populated excited states (Rosmej and Lisitsa 1998), because the charge-exchange cross section scales strongly with the second power of the ionization potential (or, in terms of the H-like model, with the fourth power in the principal quantum number). This mechanism increases the effective cross sections and the quantum number into which the electron is captured. To estimate this effect, let us consider the atomic structure of singly ionized nitrogen. Considering the excited states $1s^2 2s^2 2p^1 3l$ we have the following situation: the transition probability of, for example, the strong transition $2p^2 \ ^1D_2 - 2p^1 3d \ ^1F_3$ is $A \approx 6 \times 10^9$ s⁻¹, the electron collisional excitation rate coefficient C from the ground to the excited state for $kT_e = 30$ eV is $C \approx 6 \times 10^{-9}$ cm³ s⁻¹, for $kT_e = 10$ eV we have $C \approx 1.5 \times 10^{-9}$ cm³ s⁻¹. It should be noted that, due to the short time scale of the laser pulse, the fractional ionization is not in equilibrium (it lags behind the equilibrium) and that, for even higher temperatures, the singly ionized species is overpopulated compared to the ionization equilibrium calculations. For $n_e = 10^{19}$ cm⁻³ the collisional processes are more rapid than the radiative decay and we expect a high population in the upper levels. Taking into account the statistical weights of the $2p^2$ states ($g = 15$) and of the $2p^1 3l$ states ($g = 108$), the ratio of the population densities can be estimated from the Boltzmann populations ($\Delta E = 21.7$ eV, $kT_e = 10-30$ eV):

$$\frac{n(2p^1 3l)}{n(2p^2)} = \frac{g(2p^1 3l)}{g(2p^2)} \exp(-\Delta E/kT_e) \approx 0.8-3.5. \quad (11)$$

Excited states therefore play a considerable role in the charge-exchange processes. The ionization potential of the ground state $1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P_0$ is $I = 29.6$ eV and the charge-exchange cross section σ_1 for the capture from the $2p^2$ states according to equation (8a) is $\sigma_1(2p^2) \approx 3 \times 10^{-15}$ cm². From the excited states, however, the effective cross sections

$$\sigma_{n,l}^{\text{eff}}(2p^1 nl) = \frac{n(2p^1 nl)}{n(2p^2)} \sigma_1(2p^1 nl)$$

are much larger, e.g. $\sigma_{3,1}^{\text{eff}}(2p^13l) \approx 10^{-13} \text{ cm}^2$ and $\sigma_{4,1}^{\text{eff}}(2p^14l) \approx 8 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ (for $kT_e = 30 \text{ eV}$). The preferentially populated final states according to equation (10) are $n_f \approx 5-6$ for the capture from the $2p^13l$ states and $n_f \approx 7-8$ for the $2p^14l$ states. Much higher states may not exist for the high electron densities due to the ion microfield (Hummer and Mihalas 1988). Charge-exchange processes are therefore much more effective than other population mechanisms. Due to the extremely short characteristic times of about 0.1 ps for the charge-exchange processes, the H-like resonance line emission $n\text{p}-1\text{s}$ is in an extreme relaxation regime (Rosmej and Rosmej 1996, Rosmej 1997): simply speaking, the resonance line emission has 'no time' to emit a large number of photons on the characteristic time scale of the charge-exchange processes, relaxation times $\tau \approx 1/A$ in table 1 for the relevant $n\text{p}-1\text{s}$ transitions are orders of magnitude slower (e.g. $\tau(6\text{p}-1\text{s}) \approx 20 \text{ ps}$).

Double-electron charge-exchange processes from excited states can therefore also explain the population of the $nl'n'l'$ states with principal quantum numbers larger than about 4 (see figure 5) and also the strong intensity of accumulated dielectronic satellite spectra (DSA model) from hollow ions, compared with the H-like resonance lines.

References

- Agliitskiy Y *et al* 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3438
 Ammosov M V, Delone N B and Krainov V P 1986 *Sov. Phys.-JETP* **64** 1191
 Andreev N E *et al* 1998 *JETP Lett.* **68** 566
 Armour I W, Fawcett B C, Silver J D and Träbert E 1980 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **13** 2701
 Boiko V A, Vinogradov A V, Pikuz S A, Skobelev I Yu and Faenov A Ya 1985 *Sov. J. Laser Res.* **6** 82
 Breton C, de Michelis C and Mattioli M 1978 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **19** 367
 Cowan R D 1981 *Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley, CA: University of California Press)
 Faenov A Ya, Skobelev I Yu and Rosmej F B 1999a *Phys. Scr. T* **80** at press
 Faenov A Ya *et al* 1994 *Phys. Scr.* **50** 333
 ———1997 *Proc. SPIE* **3157** 10
 ———1999b *Phys. Scr. T* **80** at press
 Hummer D G and Mihalas D 1988 *Astrophys. J.* **331** 794
 Janev R K, Presnyakov L P and Shevelko V P 1985 *Physics of Highly Charged Ions* (Berlin: Springer)
 Maksimchuk A *et al* 1999 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* at press
 Mori W B *et al* 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1298
 Ostrovsky V N 1995 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28** 3901
 Rosmej F B 1997 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30** L819
 Rosmej F B and Faenov A Ya 1997 *Phys. Scr. T* **73** 106
 Rosmej F B and Lisitsa V S 1998 *Phys. Lett. A* **244** 401
 Rosmej F B and Rosmej O N 1996 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** L359
 Rosmej F B *et al* 1997a *JETP Lett.* **65** 708
 ———1997b *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58** 859
 ———1998a *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** L921
 ———1998b *Proc. IXth Int. Conf. on the Physics of Highly-Charged Ions (Bensheim)* p C16
 ———1999a *Phys. Scr. T* **80** at press
 ———1999b *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* at press
 Skobelev I Yu, Faenov A Ya, Bryunetkin B A and Dyakin V M 1995 *Sov. Phys.-JETP* **81** 692
 Urmov A M *et al* 1998 *JETP Lett.* **67** 489