



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID – TLEMCCEN

THÈSE LMD

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT

Spécialité: *Physique des Gaz et des Plasmas*

Par :

Mr BENTOTOCHE Mohamed Sadek

Sur le thème

Anisotropie du coefficient de gain de la raie laser X-mou $J = 0-1$ du germanium néonoïde en présence d'électrons directifs dans le plasma amplificateur

Soutenue publiquement le 07 Mars 2018 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mr BENMOUNA Mustapha	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mr INAL Mokhtar Kemal	Professeur	Université de Tlemcen	Directeur de thèse
Mr BELASRI Ahmed	Professeur	Université UST-Oran	Examineur
Mr ELKEURTI Mohammed	Professeur	Université de Saïda	Examineur
Mr LIANI Bachir	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
Mme BETTADJ Latifa	M C A	Université de Tlemcen	Examineur

*Laboratoire de Physique Théorique (LPT)
BP 119, 13000 Tlemcen - Algérie*

Remerciements

Je tiens tout spécialement à remercier mon directeur de thèse Mokhtar Kemal INAL, pour qui il m'est difficile d'exprimer en quelques mots ma profonde gratitude et la grande estime que je lui porte. INAL, je vous suis infiniment reconnaissant pour votre bienveillance, votre disponibilité, votre soutien, votre patience (particulièrement durant la période de rédaction de cette thèse et pendant la rédaction de la publication scientifique issue de ce travail de thèse), ainsi que pour votre confiance qui m'a permis de prendre de l'autonomie et d'acquérir confiance en moi. Ce fut un véritable plaisir de réaliser ma thèse avec vous, aussi bien sur le plan humain que scientifique. Je vous suis reconnaissant pour les techniques de travail rigoureuses que j'ai apprises à vos côtés.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à tous les membres de mon jury de thèse. En premier, Mustapha BENMOUNA pour avoir accepté d'en être le président. Ensuite, mes examinateurs, Ahmed BELASRI, Mohammed ELKEURTI, Bachir LIANI et Latifa BETTADJ, pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs remarques très constructives. Je remercie en particulier Ahmed BELASRI et Mohammed ELKEURTI qui ont fait le déplacement depuis Oran et Saïda pour participer à ma soutenance de thèse. Merci à tous d'avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse, pour l'intérêt que vous y avez porté et pour vos commentaires pertinents.

Je remercie vivement Annette CALISTI pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire des interactions ioniques et moléculaires (PIIM, DGP) de l'université de Provence (Marseille, France). Une pensée amicale à tous l'ensemble de l'équipe que j'ai eu le plaisir de côtoyer au cours de mes deux séjours, pour leur accueil et leur bonne humeur. Je pense notamment à Sandrine FERRI, Mohammed KOUBITI et Bernard TALIN.

Aussi, je tiens à remercier Annette CALISTI du PIIM, DGP pour son aide dans l'utilisation du code FLYCHK. Nos discussions ont beaucoup contribué à la compréhension de mon sujet et à mes travaux de thèse en général.

J'exprime mes chaleureux remerciements à Pedro AMARO pour m'avoir accueilli au sein du Laboratório de Instrumentação, Engenharia Biomédica e Física da Radiação (LIBPhys-UNL), FCT, Universidade Nova de Lisboa, et pour avoir mis à ma disposition des conditions stimulantes de recherche. J'ai eu l'opportunité durant mon séjour au Portugal grâce à Pedro et son doctorant d'enrichir certains aspects de ma thèse.

Un merci spécial à tous les doctorants et enseignants-chercheurs croisés pendant cette thèse, au labo LPT et autres, en stage, école d'été ou conférence, avec qui cela faisait un grand bien de partager des conseils.

Et bien évidemment, je tiens à remercier tout particulièrement mes proches : mes parents, mes deux petites soeurs et mon petit frère qui m'ont supporté, dans tous les sens du terme, durant toutes ces années.

Table des matières

Introduction	1
1 Amplificateur laser X-UV à plasma	5
1.1 Introduction aux lasers X-UV collisionnels	5
1.2 Physique de la génération du laser X-UV	6
1.2.1 génération du milieu à gain	6
1.2.2 Structure du plasma au moment de l'amplification	7
1.2.3 Ions fortement chargés lasants	10
1.2.4 Equations cinétiques : du régime stationnaire au régime transitoire	11
1.2.5 Amplification du rayonnement X-UV	14
1.3 Etat de l'art : les divers lasers X-UV collisionnels	17
1.3.1 Laser X-UV par décharge capillaire	18
1.3.2 Laser X-UV par recombinaison du plasma	18
1.3.3 Laser X-UV dans un plasma créé par laser	20
1.4 Conclusion	25
1.4.1 Conditions de génération d'un laser X-UV collisionnel	25
2 Génération d'électrons rapides	26
2.1 Introduction	26
2.2 Absorption collisionnelle (bremsstrahlung inverse)	27
2.3 Absorption par effet de peau anormal	27
2.4 Absorption résonante	28
2.5 Chauffage d'écrantage (Vacuum Heating)	28
2.6 Accélération $J \times B$ (pondéromotrice)	29
2.7 Absorption paramétrique	30
2.8 La fonction de distribution des électrons adoptée	30
2.8.1 Abondance ionique relative des ions germanium néonoïdes	31
3 Asymétrie du coefficient du gain	42
3.1 Introduction	42
3.2 Composante du gain de la raie laser X-UV	42
3.3 Paramètre d'asymétrie du gain de la raie laser $J = 0 - 1$	43
4 Modèle collisionnel-radiatif	46
4.1 Coefficient de taux de transitions collisionnelles	47
4.1.1 Le coefficient de taux du faisceau d'électrons	49

5	Structure atomique	50
5.1	Introduction	50
5.2	L'équation de Schrödinger	50
5.3	Équation de Dirac	51
5.4	Ions à N électrons	54
5.4.1	Champ central moyen	55
5.4.2	Choix du potentiel local	56
5.4.3	Energie moyenne d'une configuration	58
5.4.4	Résolution du problème des N électrons	59
6	Les données radiatives et collisionnelles	62
6.1	Procédures de calcul	62
6.2	Probabilités de déclin radiatif	63
6.3	Coefficients de taux d'excitation et de désexcitation	66
7	Résultats et discussions	77
7.1	Populations des sous-niveaux magnétiques	77
7.2	Paramètre d'asymétrie du gain	88
	Conclusion	107
	A Extension du code FAC	109
	B Publication scientifique issue de ce travail de thèse	112
	Bibliographie	114

Liste des figures

1.1	Structure du plasma généré par l'impulsion laser de durée nanoseconde suivant l'axe de propagation, orthogonal à la cible et de sens inverse à celui de l'incidence du laser de pompe [31].	7
1.2	Schéma représentant les étapes de la transformation de l'énergie de pompe IR en énergie laser X-UV [31].	9
1.3	Abondance ionique fractionnaire des ions néonoïdes et nickeloïdes en fonction de la température électronique [10].	10
1.4	Schéma représentatif de certains des niveaux d'énergie et des transitions électroniques pour (a) les ions néonoïdes (b) les ions nickeloïdes. Les transitions laser apparaissent respectivement entre les niveaux 3p–3s et 4d–4p.	11
1.5	Schéma illustrant le principe de l'amplification de l'émission spontanée par émission stimulée (ASE). Au début de la colonne, l'amplification est initiée par une émission spontanée isotropique puis s'effectue le long de celle-ci par émission stimulée. La graphie d'évolution de l'intensité X-UV (en échelle log) montre les divers régimes d'amplification, caractérisés premièrement par une hausse exponentielle (gain petit signal) ensuite par une hausse linéaire qui désigne la saturation du gain [31].	14
1.6	Schéma représentatif du modèle d'amplification X-UV. Un volume cylindrique dV sur une longueur dz [31].	15
1.7	Principe du schéma de pompage par recombinaison.	19
1.8	Schéma représentatif de production d'un laser X-UV en régime QSS [31].	21
1.9	Diagramme temporel du pompage collisionnel transitoire avec onde progressive. L'impulsion plasma produit la colonne de plasma (cylindre orange) englobant les ions lasants proche de la surface critique (cylindre bleu clair). Cette région du plasma est ensuite perturbée par l'impulsion de pompe incidente avec un front d'énergie incliné (faisceau rouge). Le pompage cause une inversion de population progressive qui se propage parallèlement avec les photons X-UV émis en début de colonne (zone bleu foncé), conduisant à l'émission X-UV en sorties [31].	23
1.10	Schéma de principe du pompage en incidence rasante.	24
2.1	Abondance relative ionique des ions germanium pour les valeurs de n_e et T_e indiquées en fonction de la charge de l'ion, obtenue par FLYCHK [87].	32
2.2	Idem que pour la figure 2.1.	32

2.3	Idem que pour la figure 2.1.	33
2.4	Idem que pour la figure 2.1.	33
2.5	Idem que pour la figure 2.1.	34
2.6	Idem que pour la figure 2.1.	34
2.7	Idem que pour la figure 2.1.	35
2.8	Idem que pour la figure 2.1.	35
2.9	Idem que pour la figure 2.1.	36
2.10	Idem que pour la figure 2.1.	36
3.1	Diagramme simplifié du niveau d'énergie pour la raie laser $J = 0-1$ à 19,6 nm de germanium néonoïde montrant les sous-niveaux magnétiques supérieur et inférieur, les composantes G^π et G^σ du coefficient de gain.	44
7.1	Les populations relatives N_{u0} (traits pleins), N_{l0} (pointillés) and N_{l1} (tirets) des sous-niveaux magnétiques supérieur $u0$, et inférieurs $l0$ et $l1$ de la raie lasante $J = 0-1$ de Ge^{22+} , en fonction de la densité des électrons n_e pour deux valeurs de fraction beam, $f = 5\%$ and 10% telles que indiquées sur la figure. Les panneaux (a) à (d) correspondent aux différentes combinaisons de la température Maxwellienne et de l'énergie du faisceau (T_e, E_0) tel que : (a) $(1.2 \times 10^6 \text{ K}, 2 \text{ keV})$, (b) $(1.2 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$, (c) $(2.3 \times 10^6 \text{ K}, 2 \text{ keV})$, et (d) $(2.3 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$	90
7.2	Idem que pour la figure (7.1) mais pour $f = 2\%, 5\%, 10\%$ et (T_e, E_0) tel que : (a) $(3.5 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$, (b) $(3.5 \times 10^6 \text{ K}, 10 \text{ keV})$, (c) $(4.6 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$, et (d) $(4.6 \times 10^6 \text{ K}, 10 \text{ keV})$	91
7.3	Le paramètre d'asymétrie ρ pour le gain de la raie lasante $J = 0-1$ en fonction de la densité des électrons n_e , pour $T_e = 1, 2$ (—), $2, 3$ (.....), $3, 5$ (- - - - -) et $4, 6$ (- · - · - ·) (en unités de 10^6 K), et (a) $E_0 = 4 \text{ keV}$, (b) $E_0 = 10 \text{ keV}$. Nous avons choisi $f = 5\%$ en traçant ces courbes.	103
7.4	Le paramètre d'asymétrie ρ en fonction de la température Maxwellienne T_e , pour $E_0 = 4$ (—), 6 (.....), 10 (- - - - -), 15 (- · - · - ·) et 20 (- · - · - ·) (en unités de keV), et (a) $f = 1\%$, (b) $f = 5\%$. Nous avons pris $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en traçant ces courbes.	104
7.5	Le paramètre d'asymétrie ρ en fonction de l'énergie E_0 du faisceau d'électrons, pour $T_e = 1, 2$ (—), $2, 3$ (.....), $3, 5$ (- - - - -), $4, 6$ (- · - · - ·) et $5, 8$ (- · - · - ·) (en unités de 10^6 K), et (a) $f = 1\%$, (b) $f = 5\%$. Nous avons pris $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en traçant ces courbes.	105

Liste des tableaux

- 2.1 Valeurs de l'abondance relative de Ge^{22+} pour $T_e = 1,2 \times 10^6$ K et diverses valeurs de n_e (densité électronique), f (fraction de la composante d'électrons directs) indiquées sur le tableau. Les premières entrées correspondent à $E_0 = 3$ keV, les secondes entrées à $E_0 = 4$ keV et les troisièmes entrées à $E_0 = 6$ keV. 38
- 2.2 Valeurs de l'abondance relative de l'ion Ge^{22+} pour $E_0 = 4$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau. 39
- 2.3 Valeurs de l'abondance relative de l'ion Ge^{22+} pour $E_0 = 6$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau. 40
- 2.4 Valeurs de l'abondance relative de l'ion Ge^{22+} pour $E_0 = 10$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau. 41
- 5.1 Energies (en keV) des 75 premiers niveaux en couplage jj de l'ion Ge^{22+} issus des configurations $(2p^6)$, $2p^53l$, $2s2p^63l$ (avec $l = s, p, d$), et $2p^54l'$ (avec $l' = s, p, d, f$) calculées par rapport au niveau fondamental $(2p^6)_0$. Ces valeurs sont obtenues à partir du code FAC développé par Gu. . . . 61
- 6.1 Probabilités de déclin radiatif A (en s^{-1}) à partir des 26 premiers niveaux excités de l'ion Ge^{22+} , ceux venant des 3 configurations $2p^53s$, $2p^53p$ et $2p^53d$. Le type du multipôle de déclin (dipôle électrique E1, dipôle magnétique M1, quadrupôle électrique E2 ou quadrupôle magnétique M2) est indiqué au-dessus de la flèche. La notation $x[y]$ signifie $x \times 10^y$ 64
- 6.2 Idem que pour le tableau 6.1 mais pour les probabilités de déclin à partir des 10 suivants niveaux excités, ceux appartenant aux configurations $2s2p^63s$, $2s2p^63p$ et $2s2p^63d$ 65
- 6.3 Coefficients de taux Maxwelliens C_M (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) pour des transitions entre les sous-niveaux magnétiques M_i et M_j de quelques niveaux initial et final sélectionnés, qui sont désignés par les numéros i et j , respectivement. Ces numéros sont attribués par FAC pour chaque niveau d'énergie de Ge^{22+} (cf. tableau 5.1). Les résultats sont donnés pour 5 valeurs de la température T_e , où la notation $x[y]$ signifie $x \times 10^y$ 68

6.4	Coefficients de taux beam C_b (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) pour des transitions entre les sous-niveaux magnetiques M_i et M_j de certains niveaux initial et final désignés par les numéros i et j . Ces numéros sont attribués par FAC pour chaque niveau d'énergie de Ge^{22+} (cf. tableau 5.1). Les résultats sont donnés pour 5 énergies E_0 du faisceau d'électrons en utilisant la notation $x[y] \equiv x \times 10^y$. Les résultats basés sur les calculs de Inal <i>et al</i> [117], qui sont notés avec l'exposant ^a , sont aussi présentés à des fins de comparaison. Les différences relatives (en %) entre les deux types de résultats sont inclus.	69
6.5	Comparaison de nos résultats des coefficients de taux Maxwelliens C_M (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) (premières entrées) avec ceux obtenus par Benredjem <i>et al</i> [17] (secondes entrées) pour des transitions entre les niveaux initial et final définis par les numéros i et j (voir tableau 5.1). The results are given for five beam energies E_0 . Cette comparaison est effectuée pour sept valeurs de température. La notation $x[y]$ signifie $x \times 10^y$	72
6.6	Coefficients de taux Maxwelliens et beam, C_M et C_b (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$), pour les collisions élastiques induisant des transitions du sous-niveau M_i vers le sous-niveau M_j appartenant au même niveau noté 2 (i.e. $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_1$) ainsi qu'au même niveau noté 4 (i.e. $(2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_1$) dans l'ion Ge^{22+} . C_M est donné pour 3 valeurs de T_e , alors que C_b est donné pour 2 valeurs de E_0 . Nous avons utilisé la notation $x[y] \equiv x \times 10^y$	76
7.1	Résultats des populations N_u (1 ^{ères} entrées), N_{l0} (2 ^{ndes} entrées) et N_{l1} (3 ^{èmes} entrées) pour $E_0 = 2$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau.	77
7.2	Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 3$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	79
7.3	Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 4$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	80
7.4	Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 6$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	83
7.5	Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 20$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	85
7.6	Résultats du paramètre d'asymétrie ρ pour $E_0 = 2$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau. Nous avons aussi inclus les résultats des différences de populations $\Delta N = (N_{l0} - N_{l1})$ (2 nd e ligne) et de l'inversion de population $(N_u - N_l/3)$ (3 ^{ème} ligne).	88
7.7	Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 3$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	92
7.8	Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 4$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	93
7.9	Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 10$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	96
7.10	Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 20$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.	98

Introduction

Cinquante ans après leur création, les lasers n'ont arrêté de s'améliorer. De nos jours, il existe une variété de sources laser, dont les propriétés sont très diversifiées (longueur d'onde, intensité, durée d'impulsion, taux de répétition...), offre un très large champ d'applications dans de nombreux domaines de recherche en physique, en chimie, en biologie, conjointement avec des applications industrielles et médicales. Les premiers modèles théoriques ciblant à transposer le principe du laser aux transitions ioniques dans un plasma dense et chaud, dans l'objectif de créer un laser dans la gamme X-UV, ont été entamé dès le milieu des années 1960 [1]. La première preuve expérimentale d'amplification par émission stimulée de raies spectrales dans le domaine X-UV a été obtenue au début des années 1970 au LIXAM à Orsay [2] mais ce n'est toutefois qu'en 1985 que la faisabilité expérimentale de lasers X-UV fut démontrée au Livermore National Laboratory aux Etats-Unis [3]. Depuis, ces sources ont connu de rapides progrès et sont actuellement produites sur de nombreuses plateformes expérimentales à travers le monde et utilisées pour de multiples activités. À la fin du XX^{ème} siècle, il existe plusieurs méthodes de génération du plasma amplificateur (focalisation d'impulsions laser IR intenses sur une cible solide, ionisation d'un gaz par effet tunnel en présence du champ intense d'un laser IR, ou décharge électrique dans un gaz), permettant de créer des lasers X-UV avec des propriétés distinctes : leurs propriétés spectrales et temporelles, qui dépendent fortement de leur durée d'impulsion, et des conditions hydrodynamiques dans la zone de gain du plasma. En effet, dans leur mode de fonctionnement initial et "habituel", les lasers X-UV opèrent en mode d'amplification de l'émission spontanée (ASE). La durée d'impulsion est déterminée par celle du gain dans le milieu amplificateur, qui varie de quelques picosecondes à un peu plus d'une nanoseconde suivant le type de laser X-UV.

Depuis le milieu des années 1980, il y a eu des études théoriques (voir par exemple [4-7]) et expérimentales (voir par exemple [3, 8-10]) intensives sur les propriétés des raies laser X-UV entre les niveaux $2p^53p$ avec des moments angulaires $J = 0, 1, 2$ et les niveaux $2p^53s$ avec $J = 1$ des ions néonoïdes fortement chargés. Ces raies lasers X-UV sont pompées par des collisions électroniques dans des plasmas chauds et denses, qui sont dans la plupart des cas générés par l'interaction d'impulsions laser courtes et intenses avec des cibles solides ou gazeuses. Pour la plupart des lasers X-UV néonoïdes, l'intensité de la raie due à la transition $(2p_{1/2}^53p_{1/2})_{J=0} \rightarrow (2p_{1/2}^53s_{1/2})_{J=1}$, connue sous le nom de raie $J = 0-1$, domine la sortie laser [11, 12], et la saturation du gain a été atteint pour cette raie avec des longueurs de plasma relativement courtes [13-15]. L'inversion de population entre les niveaux supérieur et inférieur de cette raie est produite par suite des effets combinés de l'excitation collisionnelle monopôle forte du

niveau supérieur $J = 0$ à partir du niveau fondamental ($2p^6$) $J = 0$ et du déclin radiatif spontané rapide du niveau inférieur $J = 1$ vers le niveau fondamental.

Dans la plupart des calculs de cinétique de population rapportés pour les raies laser X-UV, la distribution de vitesses des électrons était supposée être Maxwellienne et isotrope (par exemple [4, 16, 17]). Cependant, il est connu que des électrons rapides avec des distributions angulaires fortement anisotropes se produisent dans les plasmas lorsque des cibles solides sont irradiées par des impulsions laser ultrabrèves de haute intensité [18–20]. La polarisation de raies X non lasantes émises par de tels plasmas a été observée à la suite de collisions d'électrons directionnels rapides avec des ions conduisant à une population inégale des sous-niveaux avec différents nombres quantiques magnétiques M [21, 22]. À partir de ces observations de polarisation, Kieffer *et al* [21] ont montré que, pendant le chauffage bremsstrahlung inverse des électrons, certains d'entre eux étaient préférentiellement accélérés parallèle ou perpendiculaire au faisceau laser incident, en fonction de l'énergie et de la densité des électrons. À notre connaissance, la mesure de la polarisation de raies laser X-UV des ions néonoïdes a été faite seulement dans deux expériences réalisées il y a environ 20 ans impliquant des plasmas de germanium. Dans un cas [23], le plasma a été créé par deux impulsions de 100 ps, et la raie $J = 0-1$ à la longueur d'onde 19,6 nm s'est avérée être fortement polarisée le long de la surface cible. Un rapport proche de 3,5 entre les populations des sous-niveaux $M = 0$ et $M = \pm 1$ du niveau inférieur $J = 1$ était nécessaire pour expliquer le degré de polarisation mesuré. Cette population sélective de sous-niveaux M a été attribuée par Kawachi *et al* [23] à l'anisotropie dans le piégeage de rayonnement des photons de résonance Ge^{22+} 0.98 nm émis à partir du niveau inférieur de la raie $J = 0-1$, en raison de la direction préférentielle de l'extension du plasma perpendiculaire à la surface de la cible. Dans la seconde expérience [24], le plasma de germanium a été produit par une seule impulsion laser plus longue, et aucune polarisation n'a été observée sur les deux raies lasantes $(2p_{3/2,1/2}^5 3p_{3/2})_{J=2} \rightarrow (2p_{3/2,1/2}^5 3s_{1/2})_{J=1}$ à 23,2 et 23,6 nm, respectivement. Sur le plan théorique, les propriétés de polarisation du faisceau laser de sortie ont été étudiées par Benredjem *et al* dans différentes occasions [25–27] mais **la source de polarisation résultant de l'anisotropie de la distribution de vitesses électroniques n'a pas été prise en compte**. Dans [25], il a été affirmé que le piégeage de rayonnement crée des différences de population trop faibles entre les sous-niveaux $M = 0$ et $M = \pm 1$ du niveau laser inférieur $J = 1$ pour expliquer le résultat expérimental rapporté dans [23].

C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux que je présenterai dans cette thèse. Les objectifs de ce travail ont consisté à développer une analyse théorique des différences entre les coefficients de gain associés aux composantes polarisées π ($\Delta M = 0$) et σ ($\Delta M = \pm 1$) de la raie laser $J = 0-1$ du germanium néonoïde résultant des conditions de symétrie cylindrique de la distribution de vitesses des électrons dans le milieu plasma actif. Un paramètre d'asymétrie nouvellement introduit pour caractériser de telles différences est calculé en utilisant un modèle de distribution d'électrons à deux composantes qui consiste en une Maxwellienne isotrope et un faisceau monoénergétique. Nous nous concentrons sur l'émission de la raie $J = 0-1$ au cours des premiers stades de sa propagation à travers le plasma (c'est-à-dire bien au-dessous de la saturation), où les processus d'émission et de photoabsorption stimulés peuvent être négligés. Ici, un modèle collisionnel-radiatif (CR) quasi-stationnaire élaboré est construit pour

déterminer les populations relatives des sous-niveaux $M = 0$ et $M = 0, \pm 1$ de la raie laser en fonction de la densité électronique dans la gamme $10^{20} - 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Ce modèle CR, qui est construit pour calculer le paramètre d'asymétrie, peut être utile pour évaluer la polarisation du faisceau laser Ge $J = 0-1$ de sortie lorsqu'il est combiné avec un modèle de transfert radiatif. Le couplage entre ces deux modèles est crucial dans le cas de la propagation du faisceau laser à travers des plasmas actifs en présence d'électrons directionnels rapides.

Une attention particulière a été accordée aux coefficients de taux pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques utilisés dans le modèle CR. Nous avons ainsi eu l'opportunité d'apporter quelques modifications au code Flexible Atomique Code (FAC) [28] dans le but de calculer des forces de collision pour des transitions entre sous-niveaux magnétiques induites par des électrons isotropes. Ces forces de collision sont nécessaires dans les calculs des coefficients de taux d'excitation ou de désexcitation moyennés sur la distribution d'énergie de Maxwell.

Ce manuscrit est composé de cinq chapitres.

Le premier chapitre est consacré à une revue des multiples sources cohérentes de rayonnement X-UV. Nous nous concentrerons plus particulièrement sur l'amplification du rayonnement lasers X-UV. Après avoir brièvement présenté la physique de la génération du laser X-UV et les conditions nécessaires pour obtenir un gain considérable. Nous présentons les équations cinétiques décrivant le plasma actif, pour ainsi positionner les études réalisées pendant cette thèse dans un contexte plus global.

Le deuxième chapitre est dédié aux différents processus de génération des électrons rapides au sein du plasma actif, au moment de l'interaction de laser de pompe avec la cible solide. Nous exprimons la relation décrivant la fonction de distribution en énergie des électrons libres du plasma, quelle est une combinaison de deux composantes Maxwellienne (isotrope) et monoénergétique directive (anisotrope). Nous testons en suite les effets de la composante unidirectionnelle rapide sur l'abondance ionique fractionnaire des ions germanium néonoïdes, afin de valider le choix des domaines des différents paramètres utilisés pour étudier les différences entre les composantes du gain de la raie laser X-UV induites par la composante d'électrons rapides.

Au chapitre 3, nous donnons les relations des composantes du gain associées à la raie laser X-UV $J = 0-1$ de l'ion Ge^{22+} . Par la suite, nous introduisons un paramètre caractérisant les différences entre les composantes de coefficient de gain (paramètre d'asymétrie du coefficient de gain). Ces différences sont dues aux inégalités entre les populations des sous-niveaux magnétiques du niveau inférieur de cette raie laser $J = 0-1$.

Le chapitre 4 est consacré à la construction du Modèle CR utilisé pour obtenir les populations des sous-niveaux magnétiques. La connaissance de ces populations est nécessaire pour calculer le paramètre d'asymétrie du coefficient de gain. Nous exprimons aussi les différents coefficients de taux des processus impliqués dans notre modèle CR.

Dans le chapitre 5 nous présentons d'abord les équations de Schrödinger et de Dirac pour une particule dans un champ central. Ensuite, nous discutons comment décrire l'ion multi-électrons. Pour modéliser avec précision la cinétique ou le transfert radiatif dans un plasma, il nous faut un modèle de structure atomique efficace. Nous présentons les 75 premières niveaux de l'ion Ge^{22+} ainsi que leurs énergies calculées par rapport au niveau fondamental $(2p^6)_0$. Ces valeurs sont obtenues à partir du code

FAC développé par Gu.

Dans le chapitre 6 nous présentons nos données des probabilités de déclin radiatif et des coefficients de taux d'excitation et de désexcitation collisionnelles pour les deux composantes d'électrons considérées. Nous comparons nos données obtenus avec ceux trouvées dans la littérature après avoir expliqué nos procédures de calculs.

Nous reportons dans le chapitre 7 nos résultats numériques. Nous présentons tout d'abord, nos résultats des populations des sous-niveaux magnétiques associés à la transition laser X-UV $J = 0-1$. Nous montrons ensuite les résultats obtenus du paramètre d'asymétrie du coefficient de gain de cette raie laser. Nos résultats sont en fonction des 4 paramètres à savoir la température électronique T_e , la densité électronique n_e , l'énergie de la composante du faisceau d'électrons directs E_0 et sa fraction f .

Enfin, nous présentons des conclusions de cette étude et quelques perspectives d'avenir.

Chapitre 1

Amplificateur laser X-UV à plasma

1.1 Introduction aux lasers X-UV collisionnels

Contrairement au cas d'un laser conventionnel, pour avoir une inversion de population considérable entre niveaux d'énergie séparés de 10 à 100 eV correspondant à la gamme spectrale qui nous intéresse, il faut utiliser un milieu autre qu'un milieu solide ou atomique. De telles séparations d'énergie entre niveaux de transitions laser sont rencontrées dans des ions fortement chargés présents au sein de plasmas pouvant être générés par laser ou décharge électrique impulsionnelle, et qui possèdent des durées de vie de quelques dizaines de nanosecondes au plus. En raison de leur grande stabilité et résistance à l'ionisation comparée aux autres ions, les ions à couches ou sous-couches externes complètes sont une espèce recherchée pour constituer une inversion de population exploitable pour un laser X-UV. Ces ions lasants sont excités à partir des collisions qui ont lieu avec les électrons libres présents dans le plasma. Il s'agit de pompage par excitation collisionnelle électronique. Proposé en 1975 [29] et démontré expérimentalement pour la première fois en 1985 par Matthews *et al* sur le laser NOVETTE du LLNL¹ [3], le pompage collisionnel a permis d'obtenir des lasers X-UV entre 3,5 et 80 nm [10]. À ce jour, le record d'énergie par impulsion est détenu par le laser X-UV du PALS² avec 10 mJ à 21,2 nm [30]. Les premiers lasers X-UV collisionnels étaient obtenus à partir de l'interaction d'une cible solide avec une impulsion laser d'énergie comprise entre 100 J et 1 kJ pour une durée de quelques centaines de picosecondes. Ce type de laser X-UV, dit « quasi-stationnaire » (QSS³), nécessite l'utilisation de très grandes installations qui n'autorisent qu'un faible nombre de tirs par heure.

La réalisation des lasers s'appuyant sur l'amplification à dérive de fréquence a permis d'aborder expérimentalement un autre régime, entièrement hors équilibre. En effet, la durée des impulsions de pompe des lasers CPA⁴ se trouve potentiellement comparable, des fois même inférieure au temps de désexcitation (radiative et/ou collisionnelle) des niveaux excités des ions variant d'une picoseconde à la dizaine de picosecondes. Cela permet de produire un gain transitoire beaucoup plus élevé par rapport au régime

1. Lawrence Livermore National Lab, en Californie
2. Prague Asterix Laser System, en République tchèque
3. Quasi Steady State
4. Chirped Pulse Amplification

QSS (10^2 cm^{-1} contre quelques cm^{-1}). Une plus faible énergie de pompe est nécessaire et la fréquence de tir peut être augmentée. Contrairement au cas du régime QSS qui ne nécessite qu'une seule impulsion, le régime transitoire requiert l'utilisation d'une séquence appropriée de plusieurs impulsions. Nous passons en revue dans ce chapitre quelques notions importantes à la compréhension des différents phénomènes physiques impliqués dans la génération du laser X-UV. Nous présentons par la suite un état de l'art des lasers X-UV afin de mettre en perspective notre travail de thèse.

1.2 Physique de la génération du laser X-UV

Dans cette partie, nous allons décrire plus en détail le principe de génération du laser X-UV collisionnel créé par laser. Nous partirons du cas général puis nous aborderons le cas du régime transitoire pouvant être obtenu avec des impulsions ultra-courtes. Les problématiques abordées seront les suivantes :

- la création du milieu amplificateur,
- le pompage des ions du plasma,
- la réfraction du faisceau X-UV amplifié.

1.2.1 génération du milieu à gain

Au moment de l'impact de l'impulsion laser avec une cible solide, une fine couche de matière est vaporisée. Quelques électrons libres sont produits par ionisation multiphotonique et sont ensuite accélérés dans le champ électrique laser. Ces électrons libres qui ont acquis une énergie cinétique vont déclencher une série d'ionisation dans un temps caractéristique de l'ordre de quelques picosecondes à la suite des collisions avec les atomes du milieu. En raison de l'amorçage de l'ionisation, la densité électronique du plasma n_e augmente rapidement alors que la température électronique T_e reste encore relativement basse (quelques eV). Dans ces conditions, l'absorption de l'énergie laser par le plasma est alors très importante, le chauffage des électrons est dû principalement à l'effet Bremsstrahlung inverse (BI), qui provient des collisions électrons-ions. Cet échauffement provoque une forte pression dans le plasma, qui se propage alors vers le vide, dans le sens inverse à celui de l'impulsion laser. Cette détente est escortée de la création d'une onde de choc, qui se propage vers l'intérieur de la cible. Le plasma ainsi généré est décrit par les paramètres suivants qui dépendent de l'intensité de l'impulsion laser :

- la densité électronique n_e ,
- les températures électronique et ionique : T_e, T_i ,
- le degré d'ionisation Z^* ,
- les gradients de densités électronique ∇n_e de longueur caractéristique $L = n_e \sqrt{\lambda_D}$.

1.2.2 Structure du plasma au moment de l'amplification

L'impulsion laser générant le plasma, ou celle parvenant ultérieurement pour créer une zone de gain dans le plasma, se propage en subissant une dispersion qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{k_L^2 c^2}{\omega_L^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \quad (1.2.1)$$

dans laquelle le terme de droite montre l'indice de réfraction du plasma au carré :

$$n_{\text{plasma}} = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_L^2} \quad (1.2.2)$$

où ω_L représente la pulsation laser, k_L le vecteur d'onde et ω_p la pulsation plasma électronique donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.2.3)$$

où m_e , n_e et e désignent respectivement la masse, la densité et la charge des électrons et ϵ_0 la permittivité du vide.

Durant l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, le plasma tend à avoir une structure « autosimilaire » dans laquelle nous distinguons de multiples zones qui sont représentées sur la figure 1.1. Mentionnons que le gain se crée dans un plasma ayant une telle structure :

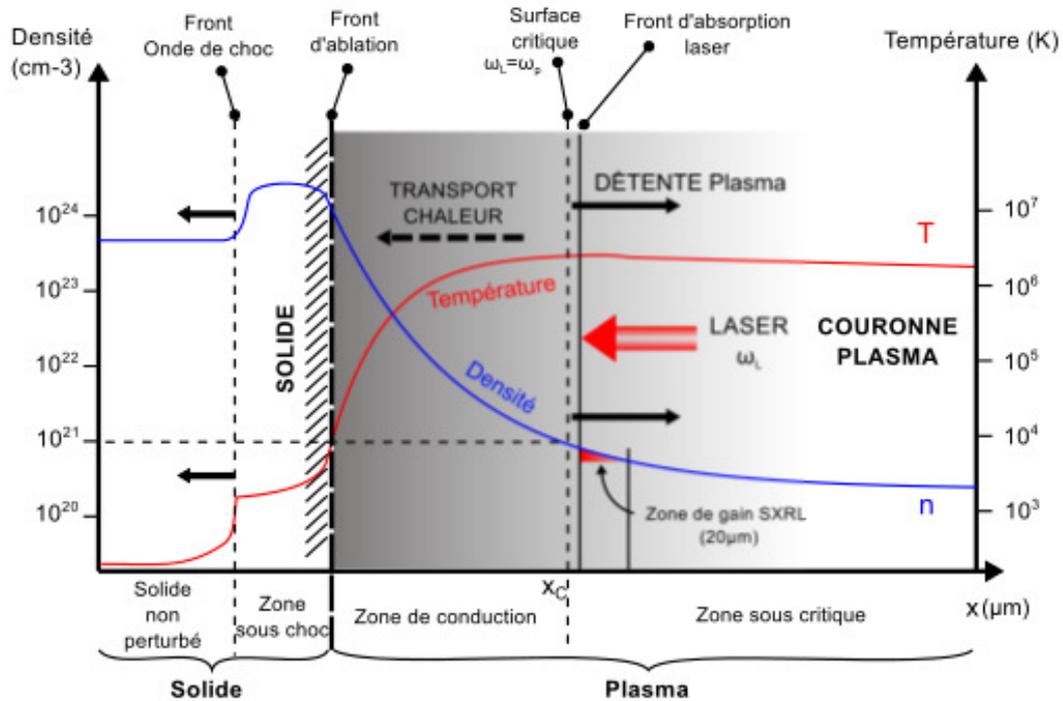


FIGURE 1.1 – Structure du plasma généré par l'impulsion laser de durée nanoseconde suivant l'axe de propagation, orthogonal à la cible et de sens inverse à celui de l'incidence du laser de pompe [31].

Surface critique ($n_e = n_c$)

L'impulsion laser arrivant du vide pénètre dans un plasma de plus en plus dense en se rapprochant de la surface de la cible (cf. à la figure 1.1), jusqu'à atteindre la surface critique qui correspond à la zone de densité telle que $\omega_L = \omega_p$, à partir de laquelle l'impulsion laser va alors se réfléchir puisqu'elle ne peut plus continuer sa pénétration dans le plasma. En effet, pour $n_e > n_c$, l'existence d'une onde évanescente à partir de la surface critique, résulte du fait que le vecteur d'onde k_L du laser, figurant dans la relation de dispersion (1.2.1), devient imaginaire. La densité correspondante dite densité critique, désignée par n_c , est donnée suivant la relation (1.2.4)

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_L^2}{e^2} \quad (1.2.4)$$

qui s'écrit numériquement par la relation suivante :

$$n_c [\text{cm}^{-3}] \simeq \frac{1,1 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} \quad (1.2.5)$$

Pour un système laser Ti :Sa, qui fonctionne avec d'une longueur d'onde λ autour de 800 nm, comme celui de LASERIX, la densité critique est environ $n_c \simeq 1,8 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$.

Zone sous dense ($n_e < n_c$) – **Absorption de l'énergie laser**

C'est dans cette région - la plus éloignée de la cible - que l'impulsion laser cède la majeure partie de son énergie qui sera absorbée par le plasma. Ce transfert d'énergie est assuré essentiellement par le processus dit Bremsstrahlung inverse (BI), également appelé absorption collisionnelle.

L'effet Bremsstrahlung⁵ correspond au rayonnement généré durant l'interaction coulombienne d'un électron libre avec un atome ou un ion :

$$e^-(E) + \text{ion} \rightarrow e^-(E - \delta E) + \hbar\omega + \text{ion}$$

où $\hbar\omega$ est l'énergie du photon émis correspondant à la perte d'énergie δE de l'électron interagissant avec l'ion.

Le Bremsstrahlung inverse est quant à lui un processus nécessitant trois corps qui est issu des collisions inélastiques photons-électrons en présence d'un ion :

$$e^-(E) + \text{ion} + \hbar\omega \rightarrow e^-(E + \delta E) + \text{ion}$$

où $\hbar\omega$ correspond à l'énergie δE du photon de l'impulsion laser absorbé par l'électron. Les électrons ainsi accélérés transmettent une partie de leur énergie cinétique en interagissant par collisions avec les autres électrons libres du plasma. La thermalisation du plasma résulte de la croissance de l'énergie thermique du plasma provoqué par l'enchaînement de collisions électron-électron. L'énergie du laser se retrouve alors transformée en énergie thermique électronique à partir de l'énergie cohérente d'oscillation gagnée lors du processus de Bremsstrahlung inverse. (cf. à la figure 1.2).

5. En français, "rayonnement de freinage"

Ce phénomène se crée de manière préférentielle dans un régime collisionnel valable lorsque l'intensité de l'impulsion de pompe suit la loi d'échelle suivante [32] :

$$\frac{I}{10^{14}} [\text{W cm}^{-2}] \lambda_{\text{IR}}^2 [\mu\text{m}] \leq 1 \quad (1.2.6)$$

L'intensité laser ne doit pas excéder un paramètre proportionnel à la densité cri-

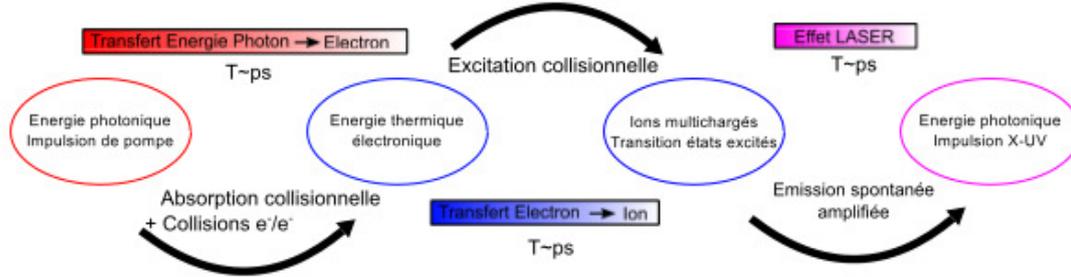


FIGURE 1.2 – Schéma représentant les étapes de la transformation de l'énergie de pompe IR en énergie laser X-UV [31].

tique (1.2.4) afin que la fréquence des collisions électron-électron ($\nu_{e,e} \propto \nu_{\text{th},e}^{-3}$) demeure suffisamment importante pour établir une distribution Maxwellienne des vitesses électroniques, qui assure une bonne thermalisation [33]. Pour une chaîne laser Ti :Sa (0,8 μm), cela correspond typiquement à des impulsions laser d'intensités maximales de quelques $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$. À haute intensité, d'autres phénomènes peuvent être à l'origine de pertes d'énergies. Nous citons par exemple, la rétrodiffusion Raman, la diffusion Brillouin ou l'absorption résonante au voisinage de la densité critique.

L'énergie absorbée est transportée par conduction électronique vers les régions de faibles densités du plasma, qui en constituent la « couronne ».

Zone de conduction ($n_e > n_c$)

L'impulsion laser ne peut pas déposer directement son énergie à la zone dite de conduction. Cette région étant inaccessible à l'épaisseur de peau près, alors elle acquiert une partie de l'énergie absorbée par le plasma par des phénomènes de transports thermiques tels que le transfert radiatif et la conduction électronique en provenance de la zone sous-critique. Ce dernier est majoritaire et génère un flux de chaleur s'exprimant de la manière suivante :

$$Q = -k\nabla T \quad (1.2.7)$$

où $k \propto n_e T^{\frac{5}{2}}$ désigne la conductivité thermique du milieu et ∇T le gradient de température de la zone considérée. L'énergie transmise vers la cible va servir à son ablation qui à son tour alimente le plasma. Dans la zone de la couronne du plasma les gradients de températures étant relativement faibles, le flux de chaleur est plus élevé vers la cible :

$$k\nabla T(x > x_c) \approx \frac{1}{3}k\nabla T(x < x_c) \quad (1.2.8)$$

où x_c correspond à la position de la surface critique suivant la direction normale à la surface de la cible. La propagation du plasma porté à une température élevée par conduction génère par réaction une force qui a pour effet de comprimer la matière au-dessus du front d'ablation. Cette zone exposé à haute pression est communément dénommée zone *sous choc*.

L'énergie du laser de pompe est alors transmise au plasma et se retrouve emmagasinée principalement sous forme d'énergie cinétique électronique. Cette énergie devra ensuite assurer l'inversion de population pour créer le laser X-UV.

1.2.3 Ions fortement chargés lasants

Il existe une multitude de schémas de pompage qui ont été proposés et démontrés permettant de créer une inversion de population dans la population ionique d'un plasma laser. Le plus fiable et le plus répandu jusqu'au présent est le pompage par excitation collisionnelle des ions du plasma. Parmi eux, les ions fortement chargés à une sous couche externe remplie (fermée) peuvent avoir une forte présence dans la plasma pour certaines domaines de température, à la faveur de leur plus grande stabilité et résistance à l'ionisation par collision électronique. Dans le cas de pompage par

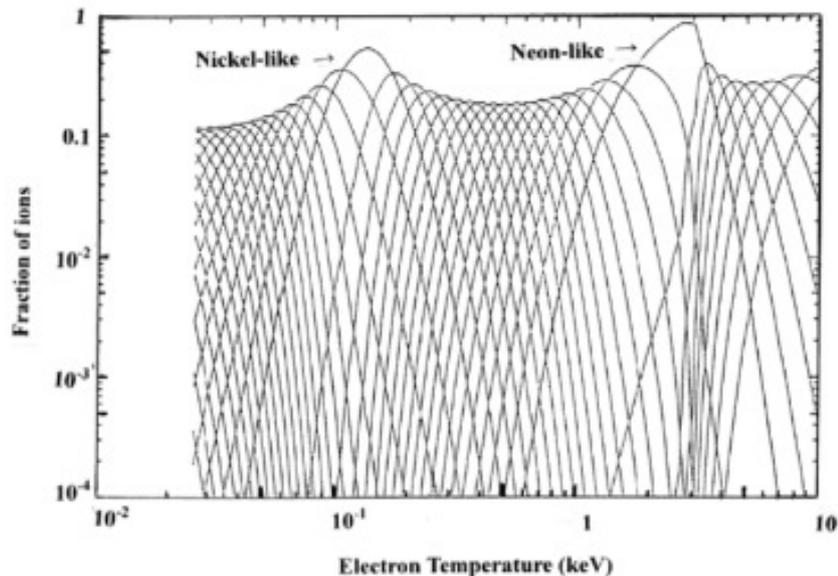


FIGURE 1.3 – Abondance ionique fractionnaire des ions néonoïdes et nickeloïdes en fonction de la température électronique [10].

excitation collisionnelle, les deux ions les plus employés sont ceux de la séquence iso-électronique du néon (10 électrons) appelés néonoïdes (Ne-like) et ceux de la séquence iso-électronique du nickel (28 électrons) dénommés nickeloïdes (Ni-like). La figure 1.3 montre bien la grande stabilité de ces deux ions sur une large gamme de température électronique, ce qui en fait de parfaits candidats pour la production du gain. Le principe de base du fonctionnement d'un laser X-UV peut être identifié à un système laser à trois niveaux comme représenté sur la figure 1.4 pour les ions néonoïdes et ni-

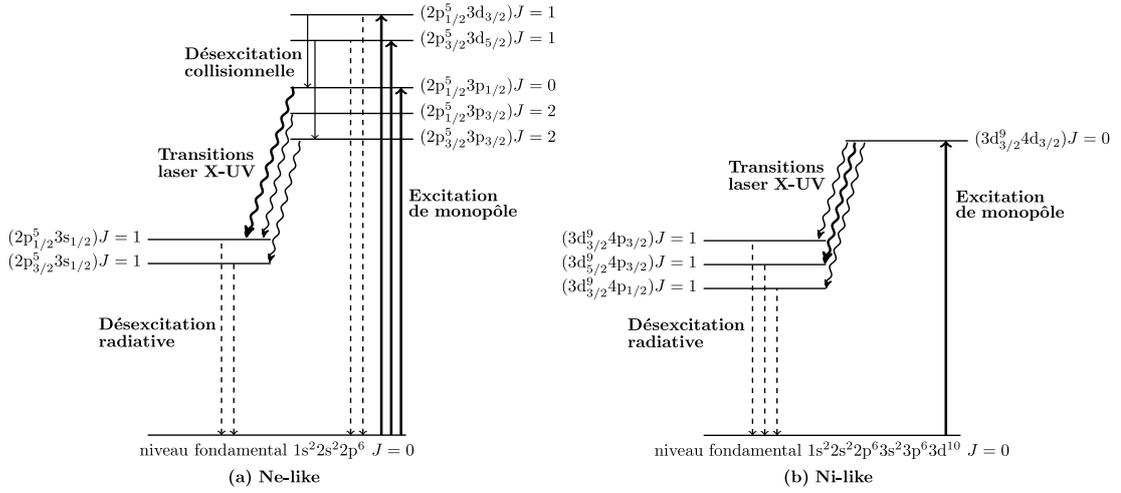


FIGURE 1.4 – Schéma représentatif de certains des niveaux d'énergie et des transitions électroniques pour (a) les ions néonoïdes (b) les ions nickeloïdes. Les transitions laser apparaissent respectivement entre les niveaux $3p-3s$ et $4d-4p$.

nickeloïdes en régime de pompage collisionnel, respectivement sur les transitions $3p-3s$ (Ne-like) et $4d-4p$ (Ni-like). Le niveau supérieur de la transition laser qui est un état métastable reçoit une forte population par moyen d'excitation directe des électrons du niveau fondamental de l'ion fortement-chargé par impact d'électrons libre du plasma. Bien que la désexcitation du niveau supérieur de la raie laser vers le niveau fondamental est interdite, la désexcitation du niveau inférieur de la raie laser est très probable et favorise l'inversion de population.

Le niveau excité peut se peupler par excitation collisionnelle si l'énergie moyenne des électrons libres du plasma est environ l'énergie de la transition entre le fondamental et l'état excité, ce qui nécessite une température électronique relativement élevée. Dans le cas du germanium (Ne-like), l'énergie doit être comprise entre 200 eV et environ 1300 eV.

Pour des températures électroniques maximisant l'excitation collisionnelle, la distribution des états de charge ioniques du plasma est éloignée des états lasants respectifs réduisant ainsi significativement la part d'émetteurs laser potentiels. Du coup, le laser X-UV ne peut pas être produit dans un plasma à l'équilibre ionique. Ce problème va disparaître lorsque l'on s'éloigne de l'ETL, autrement dit si la durée de l'interaction laser plasma devient plus courte.

1.2.4 Equations cinétiques : du régime stationnaire au régime transitoire

Puisque l'émission laser est un phénomène hors équilibre, il est préférable de prendre en compte la cinétique des populations des niveaux électroniques ionique. L'équation cinétique qui gère l'évolution de la population N_{kZ^*} du k -ième niveau électronique de l'ion de charge Z^* peut s'exprimer sous la forme suivante [34] :

$$\frac{dN_{kZ^*}}{dt} = \sum_i N_{iZ^*} \Gamma_{ik} - N_{kZ^*} \sum_i \Gamma_{ki} + R_{kZ^*+} + R_{kZ^*-} \quad (1.2.9)$$

où Γ_{ik} (Γ_{ki}) représente le coefficient de taux de transition d'un électron du niveau $i(k)$ vers le niveau considéré $k(i)$. Ces deux paramètres désignent la somme des divers processus qui contribuent au peuplement ou au dépeuplement du niveau k que sont l'excitation et la désexcitation collisionnelle, de même que le déclin radiatif. Les termes R_{kZ^*+} et R_{kZ^*-} tient compte du taux de processus qui peuplent ou dépeuplent par recombinaison ou ionisation (principalement d'origine collisionnelle) le niveau k par les autres états d'ionisation. Ils dépendent des fractions ioniques α_{Z^*} définies comme suit :

$$\alpha_{Z^*} = \frac{\sum_k N_{kZ^*}}{\sum_k \sum_{Z^*} N_{kZ^*}} \quad (1.2.10)$$

Du fait que les processus d'excitation collisionnelle et de désexcitation sont plus probables par rapport à l'ionisation et la recombinaison, nous pouvons simplifier les taux de ces derniers dans l'équation (1.2.9). Nous distinguons d'un coté les transitions ayant lieu entre niveaux électroniques au sein du même ion et d'autre coté l'évolution du degré d'ionisation du plasma. Nous exprimons donc le couple d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{dN_{kZ^*}}{dt} = \sum_i N_{iZ^*} \Gamma_{ik} - N_{kZ^*} \sum_i \Gamma_{ki} \\ \frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} = n_e [\alpha_{Z^*-1} C_{Z^*-1}^I + \alpha_{Z^*+1} C_{Z^*+1}^R - \alpha_{Z^*} (C_{Z^*}^I + C_{Z^*}^R)] \end{cases} \quad (1.2.11)$$

où $C_{Z^*}^I$ et $C_{Z^*}^R$ sont respectivement les taux d'ionisation et de recombinaison de l'ion, Z^* correspond au degré d'ionisation et n_e est la densité électronique.

Les divers taux figurant dans les équations cinétiques des populations électroniques et des fractions ioniques sont liés au degré d'ionisation Z^* et des propriétés du plasma à savoir la température électronique T_e et la densité électronique n_e . Ces paramètres sont définis par moyen des équations hydrodynamiques du plasma. Notons que, la résolution numérique de tel système d'équation est relativement complexe et difficile, nous définissons trois temps caractéristiques du système pour faire une approximation sur les cas limites du système :

- τ_p temps caractéristique hydrodynamique du plasma. Il correspond au temps d'évolution des paramètres hydrodynamiques du plasma comme la densité électronique ou la température électronique, requise pour produire un gain laser. Ce temps est relié directement aux paramètres de l'impulsion laser de pompe et notamment de sa durée τ_L .
- τ_i temps caractéristique des processus d'ionisation avant qu'un nouvel équilibre d'abondances ioniques fractionnaires α_Z s'établisse.
- τ_r temps caractéristique de relaxation des niveaux électroniques excités par déclin radiatif spontané. Tel que $\tau_r \sim 1/A \sim 10$ ps, où A désigne le coefficient d'Einstein d'émission spontanée.

Selon les paramètres d'impulsion laser de pompe, le temps caractéristique d'évolution τ_p peut avoir diverses grandeurs. On peut donc noter trois régimes distincts durant l'interaction laser-plasma :

Le régime stationnaire

Dans ce régime le couple d'équations 1.2.11 peut être exprimé par :

$$\begin{cases} \frac{dN_{kZ^*}}{dt} = 0 \\ \frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} = 0 \end{cases}$$

Similairement à l'évolution hydrodynamique du plasma, La durée de l'impulsion laser τ_L prends place sur des échelles de temps plus longues comparées aux temps des processus d'ionisation ou de relaxation des populations : $\tau_p \gg (\tau_i, \tau_r)$. Alors, un équilibre dans l'évolution des populations électroniques des ions et des abondances ioniques fractionnaires est établi. Notons qu'un laser X-UV n'est pas opératoire dans ce régime en raison d'une température électronique trop faible.

Le régime dit quasi stationnaire (ou QSS⁶)

Dans ce régime le couple d'équations 1.2.11 peut être exprimé par :

$$\begin{cases} \frac{dN_{kZ^*}}{dt} = 0 \\ \frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} \neq 0 \end{cases}$$

Cette approximation peut être appliquer si l'évolution hydrodynamique du plasma se déroule sur une échelle de temps plus brève comparée à celui requis pour l'établissement de l'équilibre ionique. Cependant, les populations électroniques au sein de l'ion restent invariables, les transitions s'effectuant de manière adiabatique avec la variation d'état d'ionisation. Nous avons alors l'inégalité suivante : $\tau_i > \tau_p > \tau_r$. Dans ces circonstances, un gain laser de durée comparable au temps de vie du plasma peut être obtenu autrement dit avant qu'un équilibre des espèces ioniques s'établisse.

Le régime dit transitoire (ou TCE⁷)

Dans ce régime le couple d'équations 1.2.11 devient :

$$\begin{cases} \frac{dN_{kZ^*}}{dt} \neq 0 \\ \frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} \neq 0 \end{cases}$$

Ce régime est obtenu si les paramètres hydrodynamiques du plasma évoluent en grim-pant très vite par rapport aux abondances ioniques fractionnaires. Ces paramètres hydrodynamiques deviennent du même ordre avec le temps de relaxation des populations électroniques ($\tau_i > \tau_r \gtrsim \tau_p$). Dans ces circonstances, le système est totalement hors équilibre. Le taux de peuplement de chaque niveau peut être différencié. Par ailleurs, la température électronique requise pour avoir des taux d'excitation importants est

6. acronyme anglais pour Quasi Steady-State

7. acronyme anglais pour Transient Collisional Excitation

atteinte de façon très rapide et le délai avant d'obtenir un nouvel équilibre d'états de charges ionique est suffisant pour produire une inversion de population transitoirement très importante. Ce régime fut investigué pour la première fois théoriquement en 1989 par Afanas'ev et Shlyaptsev [34]. Les modélisations prévoient un gain laser supérieur d'un ordre de grandeur au régime QSS. La durée du gain est néanmoins beaucoup plus courte par suite de l'aspect transitoire de l'inversion de population et de la surionisation rapide du plasma.

1.2.5 Amplification du rayonnement X-UV

Les lasers X-UV collisionnels produits par interaction laser plasma sont alors basés sur l'amplification de l'émission spontanée dans une colonne de plasma (cf. à la figure. 1.5) générée par la focalisation de l'impulsion laser de pompe sur une ligne à la surface d'une cible solide.

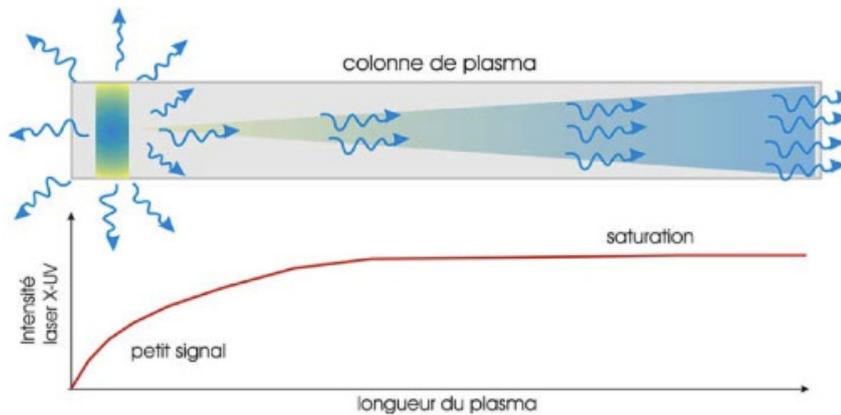


FIGURE 1.5 – Schéma illustrant le principe de l'amplification de l'émission spontanée par émission stimulée (ASE). Au début de la colonne, l'amplification est initiée par une émission spontanée isotrope puis s'effectue le long de celle-ci par émission stimulée. La graphie d'évolution de l'intensité X-UV (en échelle log) montre les divers régimes d'amplification, caractérisé premièrement par une hausse exponentielle (gain petit signal) ensuite par une hausse linéaire qui désigne la saturation du gain [31].

Description du modèle d'amplification de l'émission spontanée

Le plasma amplificateur peut être défini par son émissivité $j(\nu)$ et son coefficient de gain linéique $G(\nu)$ autour de la longueur d'onde laser. Les densités de population associées aux niveaux supérieur et inférieur de la raie laser X-UV sont ici désignées respectivement N_2 et N_1 . L'émissivité correspond à la densité spectrale d'énergie rayonnée par émission spontanée par unité de volume, de temps et de fréquence ($\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{Hz}^{-1}$). Elle s'exprime de la manière suivante :

$$j(\nu) = N_2 h \nu A_{21}(\nu) \quad (1.2.12)$$

où h désigne la constante de Planck et $A_{21}(\nu)$ la probabilité d'émission spontanée du niveau supérieur (2) vers le niveau inférieur (1) dans le domaine de fréquence $[\nu, \nu+d\nu]$ pouvant s'exprimer sous la forme suivante :

$$A_{21}(\nu) = A_{21}\phi(\nu) \quad (1.2.13)$$

avec

$$\int_0^\infty \phi(\nu)d\nu = 1$$

où A_{21} est le coefficient d'Einstein désignant la probabilité de déclin radiatif par émission spontanée à partir de l'état supérieur vers l'état inférieur par unité de temps, et $\phi(\nu)$ le profil spectral normalisé de l'émission du milieu.

Nous exprimons l'inversion de population désignée par ΔN qui traduit la différence entre les populations des niveaux supérieur et inférieur associées à la raie laser X-UV :

$$\Delta N = N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1$$

où g_1 et g_2 est les poids statistiques des niveaux 1 et 2. Si la condition d'inversion de population est vérifiée ($\Delta N > 0 \iff N_2 > \frac{g_2}{g_1}N_1$), le coefficient de gain $G(\nu)$ par unité de longueur dans le domaine $[\nu, \nu+d\nu]$ est positif et s'exprime de la façon suivante :

$$G(\nu) = (N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1) \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} = \Delta N \sigma_{st}(\nu) \quad (1.2.14)$$

où ν_0 représente la fréquence centrale du profil de la raie et σ_{st} la section efficace d'émission stimulée dans le domaine de fréquence $[\nu, \nu+d\nu]$. Dans la figure 1.6 nous

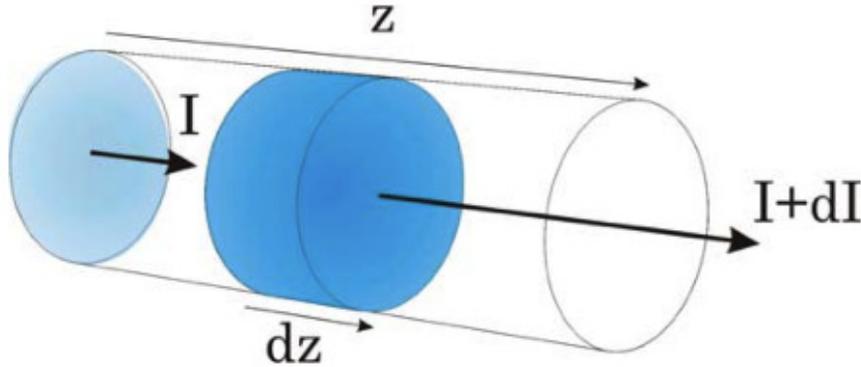


FIGURE 1.6 – Schéma représentatif du modèle d'amplification X-UV. Un volume cylindrique dV sur une longueur dz [31].

représentant le principe du calcul du transfert radiatif dans le cas d'un élément de plasma homogène et stationnaire, contenu dans un volume cylindrique dV et de longueur dz . Ce modèle prend en considération seulement l'émission dans la direction z et néglige les effets de réfraction subits par les photons qui se propage dans un plasma contenant des gradients de densité.

Nous gardons les notations de la figure 1.6, la variation de l'intensité laser dI_ν au cours d'un déplacement élémentaire dz , s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = j(\nu) + G(\nu)I(\nu) \quad (1.2.15)$$

Après avoir intégré cette équation Nous obtenons l'intensité $I(\nu)$ parcourant une longueur L de la colonne de plasma à la fréquence d'émission ν :

$$I(\nu, L) = \frac{j(\nu)}{G(\nu)}(e^{G(\nu)L} - 1) \quad (1.2.16)$$

À partir de cette relation, nous remarquons que dans le cas d'un gain positif, l'intensité laser s'accroît avec la longueur de manière exponentielle.

Les largeurs spectrales des transitions dans le domaine considéré se trouvent très inférieures par rapport à la fréquence du rayonnement émis. Par suite ν peut être remplacé par la fréquence centrale d'émission ν_0 . L'expression précédente devient donc :

$$I(\nu, L) = \frac{j_0}{G_0}(e^{G_0L} - 1) \quad (1.2.17)$$

où j_0 et G_0 représentent respectivement l'émissivité et le gain au centre de la raie laser.

Considérons un profil d'émission spectrale gaussien, et pour des produits $G(\nu)L \gg 1$, la formule de Linford [35, 36] nous donne l'intensité après amplification en fonction de la longueur de colonne par :

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \Delta\nu \frac{j_0}{G_0} \frac{(e^{G_0L} - 1)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{G_0L e^{G_0L}}}$$

où $\Delta\nu$ désigne la largeur spectrale du profil d'émission à mi-hauteur. Cette relation de l'intensité est vérifiée au début de l'amplification c'est à dire dans l'approximation « petit signal », pour laquelle l'intensité laser n'influence pas les populations N_1 et N_2 . À partir d'un certain niveau d'amplification, l'émission stimulée perturbe considérablement les populations N_1 , N_2 autrement dit l'inversion de population. L'amplification rentre donc au régime dit de « saturation ».

Régime de saturation

À partir d'une certaine Longueur L de la colonne plasma, le nombre de photons traversant le plasma actif dépasse le taux d'inversion de population disponible, le gain atteint le régime de saturation. L'inversion de population est ainsi réduite. Faisons rentrer l'intensité de saturation I_{sat} dont l'inversion de population (ou le gain) est réduite de moitié comparant au cas du régime petit signal. Nous pouvons donc écrire l'inversion de population de la façon suivante :

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{\Delta N_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \quad (1.2.18)$$

où ΔN_0 désigne la différence entre les populations associés à la transition laser dans le régime « petit signal », dont l'inversion de population n'est pas influencée par l'intensité parcourant le plasma actif. \bar{I} représente l'intensité moyennée sur le profil spectral et I_{sat} l'intensité de saturation qui s'écrit de la manière suivante :

$$I_{\text{sat}} = \frac{h\nu_0}{\sigma_{\text{st}}(\nu_0)\tau_R} \quad (1.2.19)$$

où $h\nu_0$ représente l'énergie du photon du rayonnement laser X-UV, $\sigma_{\text{st}}(\nu_0)$ la section efficace de l'émission stimulée qui correspond à la longueur d'onde centrale et τ_R le temps de recouvrement du gain qui est fonction des taux des processus de dépeuplement du niveau supérieur de la raie laser : $\tau_R = 1/(A_{21} + D_2)$ où D_2 désigne les processus de désexcitation du niveau supérieur autres que l'émission spontanée et stimulée. Pour le laser X-UV qui nous intéresse ici, l'intensité de saturation se trouve autour de $10^{10} \text{ W cm}^{-2}$.

Sachant que $G(\nu) = \sigma_{\text{st}}(\nu)\Delta N$ (éq. 1.2.14), pareil pour le coefficient de gain, il peut être écrit en fonction de l'intensité de saturation :

$$G(\nu) = \frac{G_0(\nu)}{1 + \frac{\bar{I}}{I_{\text{sat}}}} \quad (1.2.20)$$

Il est communément adopté que le régime de saturation est atteint lorsque le produit gain-longueur est égale à 15. Pareil que pour les lasers ordinaires, le régime de saturation favorise une extraction forte de l'énergie du plasma tout en diminuant la fluctuation tir à tir de l'énergie X-UV. la relation précédente de saturation du gain n'est vérifiée que pour les conditions suivantes :

- Les populations N_1 et N_2 en équilibre stationnaire c'est à dire $\left(\frac{dN_i}{dt}\right) = 0$
- Profil spectral centré sur la même fréquence et identique pour chaque ion.

Propagation du faisceau X-UV : réfraction dans la zone de gain

La structure caractéristique d'un plasma produit par une impulsion laser a été évoquée au début du chapitre (§1.2.2). La région de gain X-UV est localisée à proximité de la région active d'absorption de l'impulsion de laser pompe, autrement dit pour des densités autour de la densité critique. Dans les zones denses du plasma, les gradients électroniques peuvent avoir des valeurs assez importantes qui sont responsable de réfracter le faisceau X-UV (de quelques milliradians) hors ces zones denses et alors hors de la région de gain. La longueur efficace du plasma actif à gain est ainsi réduite.

De multiples codes de « tracés de rayons » découlent de ce fait et ont servi à une bonne compréhension des phénomènes rentrant en jeu lors de la création du laser X-UV. Pour optimiser l'énergie de sortie du laser X-UV, il est nécessaire de chercher à minimiser les gradients de densité électronique du plasma.

1.3 Etat de l'art : les divers lasers X-UV collisionnels

Durant cette partie, nous exposons l'état de l'art des divers lasers X-UV démontrés. Il faut noter que jusqu'à maintenant, seul le schéma de pompage collisionnelle

électronique a servis d'atteindre le régime de la saturation, d'autres schémas ainsi la recombinaison demeurent peu développés. Ces techniques se caractérisent par le mode de création du plasma (par laser ou décharge électrique).

Dans les premiers temps, les lasers X-UV collisionnels étaient opérationnels avec des impulsions de pompe nanoseconde ou sub-nanoseconde, ce qui servait à produire un gain laser bien avant l'établissement d'un équilibre des états de charges ioniques au sein du plasma (régime QSS). Ultérieurement, l'arrivée des lasers CPA a servis pour obtenir des durées d'impulsions pouvant achever le régime picoseconde, susceptibles de porter le plasma à une très haute température - favorable à un taux d'excitation optimale - sur une échelle de temps inférieure par rapport à l'évolution de l'état d'ionisation du plasma, mais aussi au temps de relaxation des niveaux électroniques excités.

Afin d'avoir simultanément une fraction relative d'ions lasants importante et une température électronique élevée, la production du plasma doit se faire séparément du processus de chauffage des électrons. Ce concept fut réalisé expérimentalement pour la première fois en 1997 par Nickles *et al* [37]. Dans leur dispositif expérimental, la première impulsion longue (1,5 ns) produit un plasma de Titane contenant une fraction importante d'ions lasants néonoïdes. Ensuite quelques centaines de picosecondes après, une seconde impulsion courte à 700 fs sert à un chauffage brutal des électrons ayant pour effet d'optimiser le coefficient de taux d'excitation collisionnelle tout en conservant une grande fraction d'ions lasants présente dans le plasma. Un gain laser transitoire important - supérieur d'un facteur de 10 en comparant avec ceux produits en régime QSS - est donc créé sur une échelle temporelle d'une dizaine de picosecondes : c'est le régime de pompage d'excitation collisionnelle transitoire (TCE). La durée du gain réduite par rapport à celle rencontrée en QSS est due en partie à une sur-ionisation plus rapide qui donne lieu à une chute brusque de la portion d'ions lasants. Les intensités de pompage demeurant environ 10^{14} W cm⁻², l'énergie des impulsions est baissée considérablement d'environ deux ordres de grandeur comparant au régime QSS, correspondant à quelques joules de pompage pour des durées d'impulsions de l'ordre de quelques picosecondes.

1.3.1 Laser X-UV par décharge capillaire

Réalisé expérimentalement pour la première fois en 1994 par le groupe de Rocca à l'université du Colorado [38], ce schéma se base sur la création du plasma actif par moyen d'une décharge électrique appliquée dans un capillaire de gaz de longueur de quelques dizaines de centimètres pour un diamètre de quelques millimètres. Le gaz (mélange d'argon et d'hydrogène) est en premier temps ionisé par une décharge milliseconde d'une dizaine d'ampères. Une seconde décharge beaucoup plus intense de 40 kA avec un temps de montée de 20 ns donne naissance à une compression du plasma (z-pinch) sur une colonne d'environ 500 μ m de diamètre qui englobent les ions lasants.

1.3.2 Laser X-UV par recombinaison du plasma

Le schéma par recombinaison, suggéré en 1964 [1], a été le premier schéma laser X-UV à être étudié théoriquement de manière intensive [2, 39–41]. la figure 2.1 illustre le schéma du principe de pompage par recombinaison. Le concept de base consiste à

produire un plasma suffisamment froid et dense afin que des processus à trois corps dominant la recombinaison et peuplent d'une façon efficace les niveaux supérieurs (excités) de l'ion considéré. Dans ces circonstances, l'inversion de population est générée durant la cascade radiative et/ou collisionnelle qui succède la recombinaison. Les taux de recombinaison à trois corps étant proportionnels à n_e^3/T_e où T_e et n_e sont respectivement la température et la densité électronique. Pour parvenir à une importante inversion de population il est obligé que le plasma soit de faible température et de forte densité électronique. L'effet laser est généré pour des transitions du type $\Delta n = 1$ et $\Delta n = 2$ dans les ions légers avec Z petit ($6 \leq Z \leq 1$) disposant d'un électron en sous-couche externe (lithiumoïde ou hydrogénoïde). Une des alternatives de ce schéma

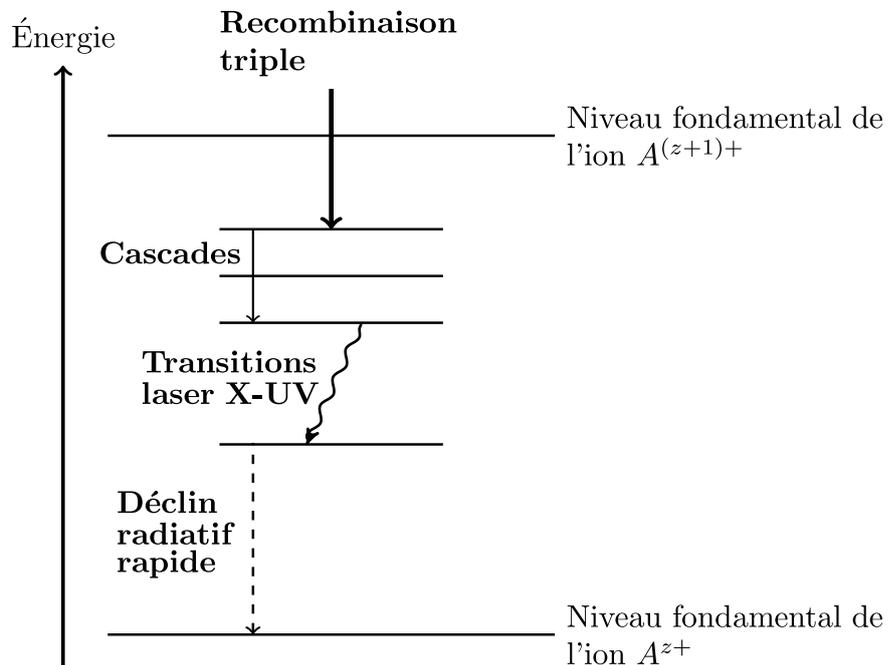


FIGURE 1.7 – Principe du schéma de pompage par recombinaison.

est de procéder par des impulsions laser ultra-brefs de l'ordre de quelques dizaines de fs [42–44]. Les atomes de la cible perdent leur électrons par suite de processus d'ionisation Tunnel (OFI) par des impulsions très intenses. Néanmoins, la polarisation du laser de pompe doit être linéaire pour que des électrons demeurent froids, ce qui ne fait plus appelle à la phase de refroidissement adiabatique. Les électrons se recombinent avec les ions par recombinaison collisionnelle et une inversion de population est créée.

Ce schéma est suggéré depuis 1972 [45] et est dit "pompage d'ionisation par champ pour la recombinaison". D'un point de vue expérimentale, Nous citons par exemple l'obtention d'un laser basé sur ce schéma avec la raie Ly_α du lithium hydrogénoïde à 13,5 nm [46, 47]. Mais, jusqu'à présent ce schéma est incapable de fournir des valeurs des produits gain-longueur importantes [48].

1.3.3 Laser X-UV dans un plasma créé par laser

Laser OFI

L'arrivée des lasers ultra-intenses a servi à son tour à aborder un nouveau schéma de production de laser X-UV par moyen d'impulsion femtoseconde. Le laser OFI⁸ s'appuie sur l'interaction d'une impulsion ultra-intense (10^{16} W cm⁻²) et polarisée circulairement, avec une cellule de gaz. L'ionisation tunnel des atomes du gaz par le champ laser ultra-intense est le processus responsable de l'acquisition des ions lasants. Parallèlement, l'impulsion laser porte les électrons à une température élevée qui génère une inversion de population par excitation collisionnelle. Réalisé expérimentalement par Lemoff *et al* [49] en utilisant des ions de xénon palladiumoïdes qui émettent à 41,8 nm, ce schéma de création a achevé le régime de saturation pour un gain de 67 cm⁻¹ avec un produit gain-longueur de 15 [50]. Les énergies X-UV acquises sont relativement faibles (≥ 100 nJ) cependant la technologie des lasers de pompe mise en place sert de bénéficiaire d'une fréquence de tir élevée (10 Hz). Le progrès réalisé sur le guidage de l'impulsion de pompe par moyen d'un capillaire a servi à obtenir des énergies beaucoup plus élevées [51]. D'autre part, La première expérience d'injection d'harmoniques d'ordres élevés a de même pu être achevée en utilisant un laser OFI. [52].

Pompage quasi-stationnaire (QSS)

Ce laser X-UV est expérimenté pour la première fois par Matthews *et al* en 1985 [3]. La production de ce laser nécessite des installations à grandes dimensions susceptibles de donner des impulsions de pompe à très haute énergie (de plusieurs centaines de Joules au kJ en régime sub-nanoseconde) pareillement à celles du LLNL aux Etats-Unis, de l'ILE⁹ au Japon, du LULI¹⁰ en France ou aussi du PALS¹¹ en République tchèque. Généralement, le laser X-UV en régime QSS est généré suite à la concentration d'une impulsion laser de plusieurs centaines de Joules, d'une durée de quelques centaines de picosecondes sur une cible solide, en une ligne de quelques centimètres de longueur. Durant l'interaction, l'abondance fractionnaire des ions lasants et la température électronique atteignent les valeurs requises pour qu'une inversion de population réalisée par excitation collisionnelle soit obtenue. La durée du gain est environ quelques nanosecondes, ce qui permet que la cible peut avoir une longueur de quelques centimètres. C'est en 1985 que la première émission X-UV fut constatée sur la transition 3p-3s avec comme plasma amplificateur les ions sélénium néonoïdes pour approximativement 500 J d'énergie laser. Afin de diminuer les énergies de pompage, des travaux d'amélioration concernant la réfraction du laser X-UV ont servi d'optimiser le couplage de l'impulsion de pompe avec le plasma en implémentant une pré-impulsion de quelques joules d'énergie [53]. Un laser X-UV fonctionnant en régime à gain saturé [54] a donc pu être achevé avec du germanium néonoïde. Le gain de durée relativement longue a servi de penser à l'usage d'une demi-cavité [55]. Dans ce cas, un miroir multicouche est positionné à une dizaine de centimètres d'une extrémité de la colonne de

8. Optical Field Ionization

9. Institute of Laser Engineering

10. Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses

11. Prague Asterix Laser System

plasma actif pour ainsi permettre une deuxième traversée de l'impulsion X-UV dans le milieu du gain (cf. à la figure 1.8), ce qui sert à faire monter considérablement l'énergie X-UV extraite du plasma et encore d'en perfectionner la cohérence spatiale. Le laser X-UV du PALS est aujourd'hui le laser le plus énergétique du monde : il délivre des impulsions X-UV de plusieurs millijoules d'énergie pour quelques centaines de picosecondes de durée. Bien qu'il demeure bloqué à la raie à 21,2 nm dans le fer néonoïde. Les lasers X-UV produits par moyen des ions nickelloïdes, ont servi à décroître en longueur d'onde d'émission. Réalisé au laboratoire pour la première fois en 1987 par MacGowan en utilisant des ions de l'euporium nickeloïde [56], ce schéma a servi quelques années ultérieurement d'émettre à très courte longueur d'onde (3,56 nm), dans la fameuse fenêtre de l'eau. Cette gamme spectrale dont l'eau devient transparente, à l'opposé de carbone, est spécialement avantageuse pour la microscopie d'échantillons biologiques. Le gain produit demeure alors relativement faible ($G = 2 \text{ cm}^{-1}$) [57]. Pour optimiser ce schéma, la prochaine avancée appréciable fut l'apparition du pompage à impulsions plus courtes (environ 100 ps) qui ont servi d'augmenter les gains X-UV à la faveur d'une température électronique plus élevée. Le régime de saturation des ions aux états de charge nickeloïdes a été établi par Zhang *et al* [58] à 13,9 nm avec l'argent. Cette technique a été adéquate pour prouver une éventuelle régénération rapide du milieu à gain en irradiant le plasma successivement avec des impulsions laser séparées de quelques nanosecondes. Un dispositif pareil pourrait être exploité dans une cavité X-UV complète. Dans la recherche de l'évolution de l'optimisation des gains, des impulsions toujours plus courtes ont été utilisées, ce qui a donné naissance à un nouveau régime : le pompage TCE.

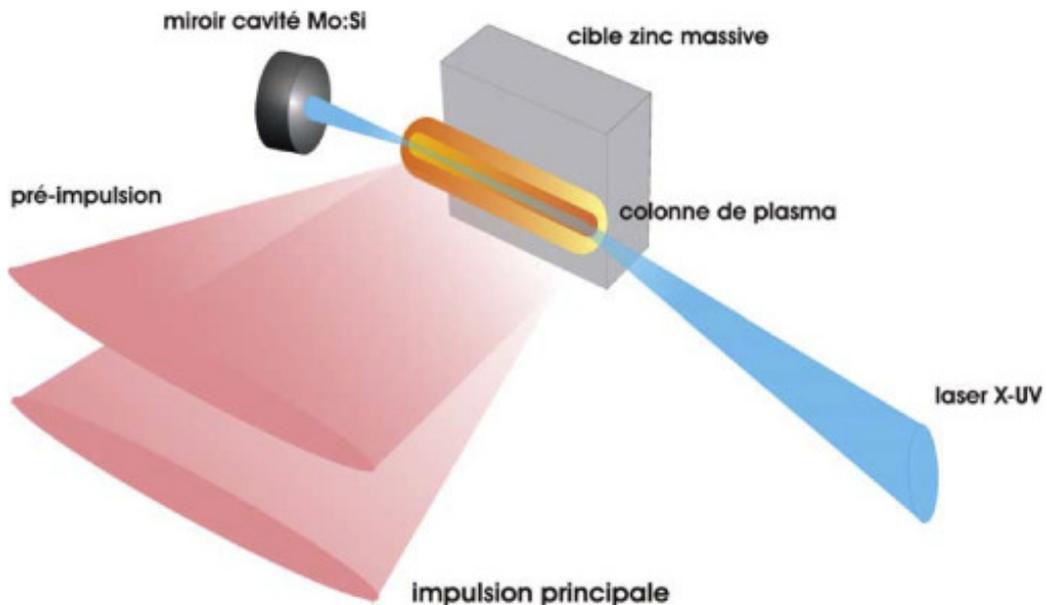


FIGURE 1.8 – Schéma représentatif de production d'un laser X-UV en régime QSS [31].

Pompage d'excitation transitoire (TCE)

Suggéré par Afanas'ev et Shlyaptsev en 1989 [34], ce régime appelé « transitoire » (TCE) a été prouvé expérimentalement en 1997 par Nickles *et al* au MBI¹² [37], avec comme plasma amplificateur des ions titane néonoïdes. L'amplification en régime saturé a été achevée ultérieurement en 1998 au sein du même groupe [15]. Ce genre de laser s'articule sur des chaînes laser de plusieurs joules d'énergie en régime picoseconde ou sub-picoseconde. La production du laser X-UV est achevée en deux étapes : Une première impulsion (100 ps–1 ns) interagit avec la cible solide pour ainsi générer un plasma englobant une haute fraction d'ions qui lasent. Après un décalage de quelques centaines de picosecondes, une seconde impulsion de courte durée (quelques ps) perturbe le plasma en détente et cause ainsi un chauffage brusque des électrons libres ce qui génère par collisions électron-ion du plasma une inversion de population dans la gamme spectrale X-UV.

Néanmoins, le gain transitoire se produit durant quelques picosecondes, l'amplification des photons X-UV émis au début de la colonne de plasma n'est efficace que sur une longueur qui n'excède pas deux millimètres. La longueur effective d'amplification est alors réduite. Afin de garder un gain optimal durant toute la longueur de la colonne plasma et achever une amplification X-UV optimale, la clef fut de procéder par pompage progressif du plasma en appliquant une onde progressive à la surface de la cible [59]. Le concept de base consiste à incliner le front d'énergie de l'impulsion de pompe d'un certain angle par rapport à la surface de la cible afin de maintenir un pompage synchrone de l'émission des photons X-UV le long de la colonne de plasma.

Pompage en incidence rasante (GRIP)

L'avènement du régime d'excitation transitoire a servi à la génération des émissions X-UV de plus courtes durées (autour de la picoseconde). Néanmoins, ces lasers sont désignés par une cohérence spatiale et une homogénéité modérée. Ceci résulte généralement d'une réfraction importante à l'intérieur du plasma qui influe significativement sur la longueur effective d'amplification. Plusieurs schémas ont été proposés comme variants et notamment étudiés afin d'apporter des amendements à la qualité spatiale du faisceau. En 2003, Keenan *et al* suggère ensuite prouve en 2005 [60], une configuration de pompage en incidence rasante, dénommée GRIP¹³. La spécificité de cette implémentation est la capacité de stabiliser le point de rebroussement de l'impulsion de pompe dans le plasma en variant l'angle de pompage Φ (angle de rasance) (cf. à la figure. 1.10). effectivement, la densité électronique au point de réflexion, désignée n_{GRIP} , s'écrit en fonction de l'angle de rasance comme suit :

$$n_{\text{GRIP}} = n_c \sin^2(\Phi) \quad (1.3.1)$$

La configuration GRIP aide donc à manipuler la région de densité pour laquelle l'impulsion de pompe est absorbée. En outre, en se servant de la réfraction de l'impulsion de pompe au sein de plasma qui se comporte comme un milieu à gradient d'indice, l'impulsion de pompe est d'avantage absorbé sur une plus grande longueur dans la

12. Max Born Institute en Allemagne

13. acronyme anglais pour Grazing Incidence Pumping

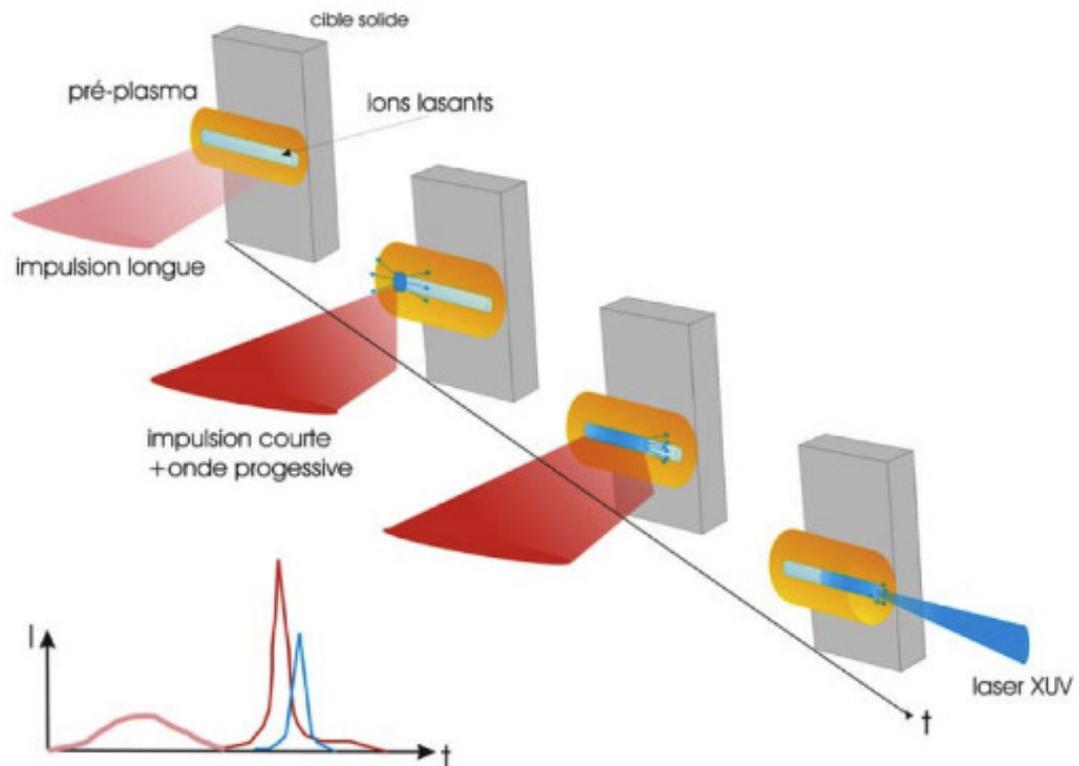


FIGURE 1.9 – Diagramme temporel du pompage collisionnel transitoire avec onde progressive. L'impulsion plasma produit la colonne de plasma (cylindre orange) englobant les ions lasants proche de la surface critique (cylindre bleu clair). Cette région du plasma est ensuite perturbée par l'impulsion de pompe incidente avec un front d'énergie incliné (faisceau rouge). Le pompage cause une inversion de population progressive qui se propage parallèlement avec les photons X-UV émis en début de colonne (zone bleu foncé), conduisant à l'émission X-UV en sorties [31].

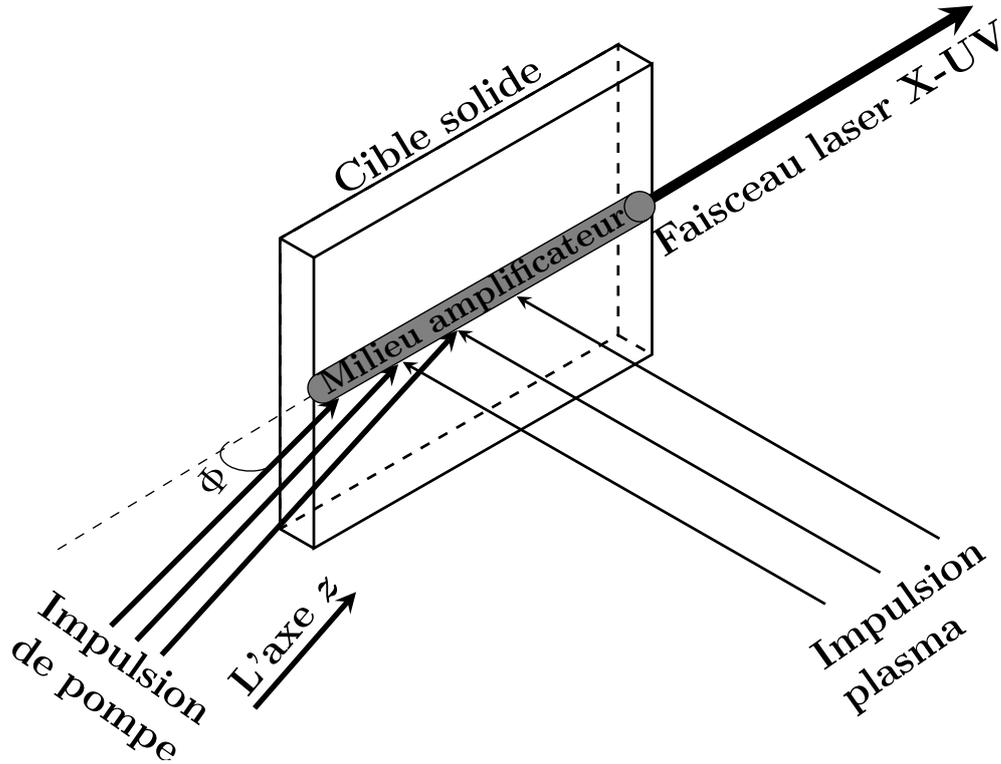


FIGURE 1.10 – Schéma de principe du pompage en incidence rasante.

zone actif du plasma (haute densité). En adoptant les désignations de la figure 1.10, on peut écrire la distance de propagation L_P du photon de pompe le long de la colonne de plasma à travers une région à haute densité comme suit :

$$L_P = (1 - \sin(\Phi))L$$

avec L la longueur caractéristique de la zone active.

L'angle d'incidence est sélectionné de tel sorte que l'impulsion de pompe franchirait des régions de plasma distinguées par des gradients de densité plus faible par rapport à ceux à proximité de la densité critique, de manière à maximiser la distance de propagation de l'impulsion de pompe dans la région active du plasma. Afin d'assurer une absorption de l'énergie de pompe plus efficace, il faut que ces deux conditions soient vérifiées à la fois, une densité importante et de même que pour la longueur parcourue dans le plasma. Le calcul de l'angle Φ est alors crucial afin d'avoir un compromis entre une région à fort gain désignée par une haute densité électronique et une région où le gradient de densité sert à une augmentation de la longueur effective d'amplification dans le plasma.

Ce genre de laser a connu de multiples amendements qui ont servi d'un coté à, une plus grande performance de production et d'autre coté, une plus grande puissance d'utilisation. En 2003, l'apparition du pompage en incidence rasante (GRIP) [60] a servi à diminuer considérablement l'énergie du pompage en donnant l'accès à manipuler la région d'absorption du faisceau de pompe dans le plasma. Ce progrès a ouvert

des perspectives de recherche de laser X-UV à des installations de taille plus réduite qu'avant, avec l'espoir d'aboutir à des systèmes laser fournissant précisément une énergie de l'ordre du Joule à une cadence de tir élevée (plusieurs Hz) [61].

En 2008, l'équipe du GSI¹⁴ a suggéré une configuration de pompage où les deux impulsions se propagent dans le même faisceau laser avant d'être appliquées sur cible en incidence rasante, dénommée DGRIP¹⁵ [62]. En coopération avec LASERIX, ce récent schéma a affiché une constance tir à tir accrue de la source X-UV tout en facilitant le système de focalisation par la manipulation d'un seul faisceau laser [63].

1.4 Conclusion

1.4.1 Conditions de génération d'un laser X-UV collisionnel

Nous avons remarqué qu'afin de produire un laser X-UV, il est obligatoire que les conditions suivantes soient vérifiées :

- Un plasma fortement ionisé afin de regrouper une considérable fraction d'ions lasants ;
- Une densité électronique relativement élevée ($> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) afin d'avoir un taux d'excitation collisionnelle important ;
- Les électrons libres du plasma portés à une température relativement élevée ($kT_e > E_{\text{exc}}$) afin que les collisions électron/ion excitent la transition électronique lasante ;
- Demeurer hors équilibre thermodynamique afin qu'une inversion de population puisse se créer ;
- Le gradient électronique au sein du plasma soit modéré pour que la réfraction du faisceau de pompe soit contrôlée, ce qui favorise la propagation du laser X-UV à travers toute la longueur effective de la colonne de plasma au sein de la région d'inversion de population.

14. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, (Darmstadt, DE)

15. Double Grazing Incidence Pumping

Chapitre 2

Génération d'électrons rapides

2.1 Introduction

comme il a déjà été mentionné, pour générer un laser X-UV, il est requis que le plasma soit fortement ionisé afin de regrouper une haute fraction d'ions lasants. Dans la présente étude, on s'intéressera à l'élément germanium dix fois ionisés Ge^{22+} . Ce sont ces espèces qui auront à effectuer des collisions avec les électrons afin qu'elles soient portées dans des niveaux excités convenable à l'inversion de population. Pareillement, la production d'électrons très chauds est une condition requise afin de favoriser le pompage des ions. Le contrôle des distributions d'énergie des électrons est alors important pour la compréhension de l'évolution du plasma amplificateur.

On sait que dans divers plasmas chauds collisionnellement ionisés, des déviations importantes à la distribution Maxwellienne peuvent se manifester lorsque des cibles solides sont irradiées par des impulsions laser ultrabrèves de haute intensité. Ces déviations sont dues à la formation d'un excès d'électrons rapides. En outre, ces électrons rapides sont souvent générés avec une forte directivité (anisotropie angulaire). Après avoir passé en revue les principaux phénomènes liés à l'interaction laser-plasma, on s'intéresse dans la suite aux mécanismes qui peuvent accélérer des électrons suivant les diverses conditions. On verra que ces mécanismes dépendent fortement des circonstances d'interaction (intensité, pré-plasma, polarisation du laser pompe, etc.).

Si une onde plane propageant dans un milieu. Il est connu qu'une telle onde fournit à un électron, originellement en repos une énergie cinétique. La loi de Woodward indique que le potentiel vecteur de l'onde, de même que le moment canonique de l'électron se conservent durant l'interaction. Alors après passage de l'impulsion laser et dès qu'elle disparaît, l'électron redevient immobiliser. Un électron ne peut pas être accélérer dans une onde plane uniforme, sauf si la conservation du mouvement est brisé. Dans ces circonstances l'électron sort de l'onde laser et acquiert avec lui une certaine énergie cinétique. Les sections qui suivent désignent les mécanismes de base d'absorption de l'onde laser capables d'accélérer des électrons, selon l'intensité laser et les paramètres du plasma à l'avant de la cible (longueur de gradient).

2.2 Absorption collisionnelle (bremsstrahlung inverse)

Durant des collisions entre électrons-ions du plasma, l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ laser est transformé localement en énergie thermique. Le taux d'absorption est [64] :

$$A_{\text{coll}} = \frac{\omega_0}{\omega_p} \sqrt{\frac{8\nu_{ei}}{\omega_0}} \quad (2.2.1)$$

où ν_{ei} est la fréquence des collisions électron-ion. Dans le cas d'un plasma Maxwellien, cette fréquence peut s'écrire [65] :

$$\nu_{ei} = 3 \times 10^{-6} \frac{Z^* n_e \ln \Lambda_{ei}}{T_e [\text{keV}]^{3/2}} \quad (2.2.2)$$

Z^* désigne le degré d'ionisation (état de charge uniforme de l'ion) et $\ln \Lambda_{ei}$ est le logarithme coulombien. L'absorption s'accroît avec la densité électronique et achève sa valeur maximale au alentour de la densité critique. Il est préférable qu'un gradient de densité ne soit pas trop fort ($L_{\text{grad}}/\lambda_0 > 1$) afin que l'interaction soit active sur plusieurs périodes laser.

Cette absorption collisionnelle contribue d'une manière importante plutôt à des faibles intensités laser (comme dans le cas de l'expérience qui nous intéresse ici [23]), cependant elle peut être ignorée au-delà de 10^{15} W/cm^2 . Ceci peut s'expliquer du fait de la diminution de fréquence des collisions électron-ion avec la température.

2.3 Absorption par effet de peau anormal

Lorsque la température électronique devient relativement élevée, le libre parcours moyen de l'électron s'accroît et peut même dépasser l'épaisseur de peau $L_{\text{peau}} = c/\omega_p$. Si la distance moyenne traversée durant une période laser vérifie $v_{\text{th}}/\omega_0 > L_{\text{peau}}$, l'impulsion laser dépose son énergie en profondeur au sein du plasma loin après l'épaisseur de peau. La fréquence des collisions effective devient alors :

$$v_{\text{eff}} = \frac{v_{\text{th}}}{L_{\text{anormal}}} \quad (2.3.1)$$

où L_{anormal} désigne l'épaisseur de peau anormale [66] :

$$L_{\text{anormal}} = \sqrt[3]{\frac{v_{\text{th}}}{c} \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)} \quad (2.3.2)$$

Le taux d'absorption lié à ce processus est désigné par [67] :

$$A_{\text{anormal}} = \sqrt[3]{\frac{\omega_0^2 v_{\text{th}}}{\omega_p^2 c} \sqrt{\frac{2}{\pi}}} \quad (2.3.3)$$

Cette absorption s'intervient à des impulsions courtes (quelques centaines des femto-secondes) qui perturbent fort gradient de densité : $L_{\text{grad}}/\lambda_0 < 1$.

2.4 Absorption résonante

Ce mécanisme est de genre non-collisionnel, et suggère une impulsion laser polarisée π perturbant en incidence inclinée avec le plasma (un angle θ par rapport à la normale de la cible) [68]. La composante électrique orthogonale à la cible du laser E_z , excite de manière résonante une onde plasma longitudinale. L'onde plasma s'amplifie rapidement, néanmoins elle est réduite par l'effet plus important de la convection thermique et par le déferlement qui se manifeste lorsque la vitesse d'oscillation v_{osc} devient du même ordre que la vitesse de phase de l'onde plasma v_ϕ [69]. Ainsi, la perte de périodicité des trajectoires électroniques contribue d'avantage à l'accélération des électrons à des énergies élevées. Le taux d'absorption de ce processus est désigné par [70] :

$$A_{\text{reson}} = \left[2, 3^3 \sqrt{\frac{2\pi L_{\text{grad}}}{3\lambda_0}} \exp\left(-\frac{2\pi L_{\text{grad}}}{3\lambda_0}\right) \right]^2 \quad (2.4.1)$$

L'angle qui maximise l'absorption est donné par :

$$\theta_{\text{max}} = \arcsin\left(\sqrt[3]{\frac{\lambda_0}{2\pi L_{\text{grad}}}}\right) \quad (2.4.2)$$

Les électrons accélérés par ce mécanisme se déplacent suivant une distribution Maxwellienne, avec une température [71] :

$$T_h[\text{keV}] \sim 10(T_e I \lambda [\mu\text{m}]^2)^{1/3} \quad (2.4.3)$$

Les forts gradients de densité conduisent à la diminution de ce processus, si l'amplitude de l'oscillation des électrons atteint des valeurs élevées comparant à la longueur de gradient : $\frac{L_{\text{grad}}}{\lambda_0} < \frac{v_{osc}}{2\pi c}$. En l'occurrence l'onde plasma s'atténue, puisqu'elle est excitée et amortie sur chaque période laser.

2.5 Chauffage d'écrantage (Vacuum Heating)

Dénoté par effet Brunel [72–74], il semble à l'absorption résonante, mais dans le cas d'une cible à bord plus dense. On suppose une impulsion laser en incidence inclinée par rapport à la surface de la cible et polarisée π . Les électrons sont éjectés de la cible, sur l'épaisseur de peau, par moyen de la composante E_z du champ électrique orthogonale à la cible, durant la première demi-période. puisque la densité électronique est suffisamment grande, les électrons éjectés sont assez présents afin d'écranter le champ en surface du plasma, ensuite dans la même période du laser, sont réinjectés dans la cible où ils sont absorbés. Alors ils se séparent du laser à chaque période, en acquérant de l'énergie. Ce qui conduit à une accélération de paquets d'électrons à la fréquence du laser.

Le chauffage d'écrantage peut être plus actif par rapport à l'absorption résonante si $\frac{v_{osc}}{\omega} < L_{\text{grad}}$.

2.6 Accélération $J \times B$ (pondéromotrice)

Ce processus est appréciable pour de puissants éclairagements laser, au-delà de 10^{18}W/cm^2 . Dans de tels régimes, des effets non linéaires sont formés, elle sont dus aux gradients de densité plus élevés présents dans le plasma. Ces effets donnent lieu à une force susceptible de pousser d'une manière macroscopique la surface critique en direction de l'intérieur de la cible. Cette force est désignée par *force pondéromotrice*. Le profil spatial et temporel du laser fournit les gradients d'intensité dans les directions transversale et longitudinale.

La force non-linéaire perturbant un électron dans un champ laser inhomogène s'écrit [75] :

$$\mathbf{F}_{\text{nl}} = -\frac{e^2}{2m_e\omega_0^2} \left[\nabla \left(|E_0(r)|^2 \right) (1 + \cos(2\omega_0 t)) \right] \quad (2.6.1)$$

Pour le cas relativiste cette force s'exprime comme :

$$\mathbf{F}_{\text{nl}} = \nabla(\gamma - 1)m_e c^2 \quad (2.6.2)$$

l'équation 2.6.2 moyennée sur une période laser donne La force pondéromotrice effective :

$$F_p = \langle \mathbf{F}_{\text{nl}} \rangle = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2} \nabla \left(|E_0(\mathbf{r})|^2 \right) = -\frac{1}{n_c} \nabla \frac{I_0}{2c} \quad (2.6.3)$$

Tous les particules chargées constituant le plasma sont éjectées des régions de champ fort. Ce processus influence moins les ions, du fait de leur masse plus grande. Néanmoins ils suivent les électrons sous l'effet de la force de charge d'espace (sur une échelle temporelle de l'ordre de quelques ps). Alors la force pondéromotrice conduit indirectement à déformation de la surface de la cible (*hole boring* [76]).

Le chauffage est due à la partie oscillante, malgré que cette partie ne contribue pas au mouvement macroscopique des électrons.

Dans ce régime entièrement relativiste la composante magnétique est du même ordre de grandeur avec celle électrique. En rassemblant ces forces avec celles de la charge d'espace, on aboutit à une trajectoire électronique en forme de "8", couplée avec un mouvement de dérive qui est en relation avec gradient du champ laser. Les électrons ne sont plus couplés adiabatiquement à l'oscillation du laser et ils se déphasent à chaque demi-période du laser. Ce qui conduit à la formation des trains (paquets) d'électrons qui sont émis deux fois par période laser. Ces trains d'électrons se déplacent à des énergies avec une distribution Maxwellienne, dont la température suit le potentiel pondéromoteur associé à un mouvement purement transverse [77] :

$$T_h \approx \phi_p = (\gamma_{\perp} - 1)m_e c^2 \approx 0,511 \text{MeV} \left[\sqrt{1 + 0,7 \left(\frac{I_0}{10^{18} \text{W/cm}^2} \right) \left(\frac{\lambda_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2} - 1 \right] \quad (2.6.4)$$

Plusieurs simulations PIC valident cette loi d'échelle de même que pour la manifestation des paquets électroniques périodiques, en relation avec la fréquence du laser [78–80].

2.7 Absorption paramétrique

Il est connu que l'impulsion fs est jointe par un piédestal (ASE) d'intensité beaucoup plus modérée, néanmoins suffisante pour l'éjection d'électrons de la cible. Puisqu'il débute quelques centaines de ps à plusieurs ns avant l'impulsion principale, un plasma se produit à l'avant de la cible, se détend sur quelques dizaines de microns. L'impulsion fs perturbe alors ce plasma siège de multiples instabilités. Ces instabilités sont dues au couplage du laser avec des ondes électrostatiques du plasma ou des ondes électromagnétiques diffusées. Ces instabilités peuvent conduire à l'accélération d'électrons.

Le processus le plus actif en accélération des électrons est la diffusion Raman stimulée (en particulier vers l'avant), où une onde plasma électronique longitudinale est amplifiée par suite de l'oscillation de l'onde laser avec l'onde diffusée. Les électrons qui ont une vitesse autour de la vitesse de phase de l'onde plasma sont coincés par cette onde. L'énergie acquise par les électrons est liée à la perturbation en densité :

$$\Delta\gamma = 4\gamma_{\text{ph}}^2 \frac{\delta n_e}{n_e} \quad (2.7.1)$$

où γ_{ph} désigne le facteur relativiste associé à la vitesse de phase de l'onde plasma. L'accélération prend place sur une distance $L_d \approx \lambda_0 \gamma_{\text{ph}}^3$. Ce genre d'accélération peut être très actif, l'énergie de l'électron pouvant atteindre la centaine de MeV dans les domaines très sous-critiques ($n_e \sim 10^{-2} n_c$) [81, 82]. Cette instabilité est aussi probable dans les densités sur-critiques, du fait de la transparence induite à des fortes intensités, néanmoins son efficacité est peut être ignoré par rapport aux autres processus d'accélération intervenant dans ces circonstances.

2.8 La fonction de distribution des électrons adoptée

Une hypothèse de base faite ici consiste à écrire la fonction de distribution d'énergie et angulaire $F(E, \theta)$ pour les électrons libres dans le milieu plasma actif en tant que combinaison pondérée d'une Maxwellienne isotrope et d'un faisceau monoénergétique

$$F(E, \theta) = (1 - f) \frac{\sqrt{E}}{2(\pi k T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k T_e}\right) + f \frac{\delta(\theta)}{2\pi \sin \theta} \delta(E - E_0), \quad (2.8.1)$$

où k est la constante de Boltzmann, T_e est la température associée aux électrons Maxwelliens, E_0 est l'énergie cinétique des électrons du faisceau, et δ est la fonction delta de Dirac. Le paramètre de pondération correspond à la fraction du faisceau d'électrons $f = n_{e,b}/n_e$ avec $n_e = n_{e,b} + n_{e,M}$, $n_{e,b}$ et $n_{e,M}$ étant la densité électronique des composantes faisceau et Maxwellienne, respectivement. Les électrons de la composante du faisceau sont supposés être rapides avec une énergie E_0 grande par rapport à kT_e , plus précisément on a pris $E_0/(kT_e) \gtrsim 10$. Ces électrons sont aussi supposés se déplacer le long de la direction z du faisceau laser de pompe principal [21], c'est à dire à $\theta = 0$, et leur fraction f est considérée comme petite (entre 0,1 et 10%). La distribution d'électrons ci-dessus est normalisée comme

$$2\pi \int_0^\infty dE \int_0^\pi F(E, \theta) \sin \theta d\theta = 1. \quad (2.8.2)$$

La même distribution a déjà été utilisée dans des travaux antérieurs [83, 84] pour étudier les effets des électrons énergétiques directionnels sur des rapports d'intensité de raie ayant des applications importantes dans les diagnostics spectroscopiques des plasmas chauds. Notons qu'une distribution d'énergie de Maxwell avec une température beaucoup plus élevée que T_e a été adoptée dans [85] pour la composante de faisceau au lieu de la distribution monoénergétique utilisée ici.

2.8.1 Abondance ionique relative des ions germanium néonoïdes

Il est évident que le signal laser dépend de la valeur du gain et donc de la densité des ions lasants présents dans le plasma actif et produits par l'ionisation. Comme il a été déjà indiqué, la fonction de distribution en énergie des électrons dans le milieu amplificateur a été choisie en étant constituée de deux composantes : l'une Maxwellienne isotrope et l'autre selon un faisceau monoénergétique (beam). Par voie de conséquence, quatre paramètres sont susceptibles de caractériser cette fonction de distribution, qui sont : la température T_e de la composante Maxwellienne, la densité électronique n_e , l'énergie E_0 du faisceau d'électrons rapides et la fraction f de la densité des électrons impliqués dans la composante du faisceau.

Pour l'obtention d'un gain significatif, les électrons isotropes doivent avoir une température relativement élevée, de même pour la densité électronique. On a effectué nos calculs pour des températures T_e qui varient dans le domaine entre $1,2 \times 10^6$ et 8×10^6 K, et pour des densités électroniques n_e comprises entre 10^{20} et $2 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$. Les énergies cinétiques E_0 des électrons de faisceau monoénergétique sont prises dans l'intervalle 1,5–20 keV, avec la fraction f comprise entre 0,1% et 10% comme déjà mentionnée. La première énergie E_0 , à savoir 1,5 keV, correspond à une énergie juste au dessus du seuil d'excitation $2p^6 \rightarrow 2p^5 3l$ de l'ion Ge^{22+} .

Cas d'une distribution purement Maxwellienne

Pour analyser l'abondance des ions germanium néonoïdes dans le milieu amplificateur, nous avons effectué plusieurs calculs des états de charge pour l'élément de germanium en utilisant un outil extrêmement utile et général. Il s'agit du code FLYCHK [86, 87] qui est dédié aux calculs des populations et des distributions des états de charge ionique aussi bien en régime stationnaire que dans le cas d'un régime dépendant du temps pour diverses conditions physiques de plasmas. Ce code est conçu pour être appliqué à tout élément de la classification périodique (de numéro atomique $1 \leq Z \leq 93$). Dans un premier temps, les calculs ont été faits dans le cas d'un plasma purement Maxwellien (c'est à dire $f = 0$ dans l'équation (2.8.1)), pour les conditions de température T_e et de densité électronique n_e évoquées dans la section précédente. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés dans les figures 2.1–2.10 telles que générées par FLYCHK. Il convient de préciser que les valeurs de T_e considérées dans FLYCHK sont en unité de eV, avec la correspondance $100 \text{ eV} \equiv 1,16 \times 10^6 \text{ K}$.

Ces figures montrent qu'il n'y a pas suffisamment d'ions néonoïdes lorsque les températures sont relativement basses $T_e = 1,2 \times 10^6 \text{ K}$ et $T_e = 2,3 \times 10^6 \text{ K}$. Pour T_e au-dessus de $3,5 \times 10^6 \text{ K}$, on peut observer que les ions Ge^{22+} commencent à exister significativement. Pour $n_e \approx 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (correspondant à la valeur de la densité

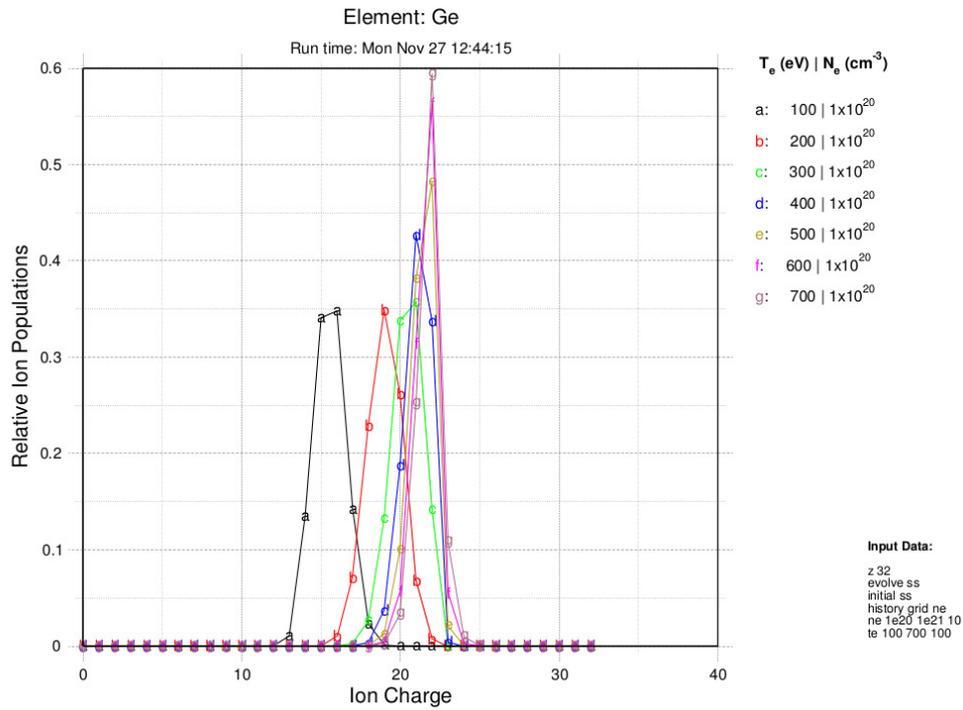


FIGURE 2.1 – Abondance relative ionique des ions germanium pour les valeurs de n_e et T_e indiquées en fonction de la charge de l'ion, obtenue par FLYCHK [87].

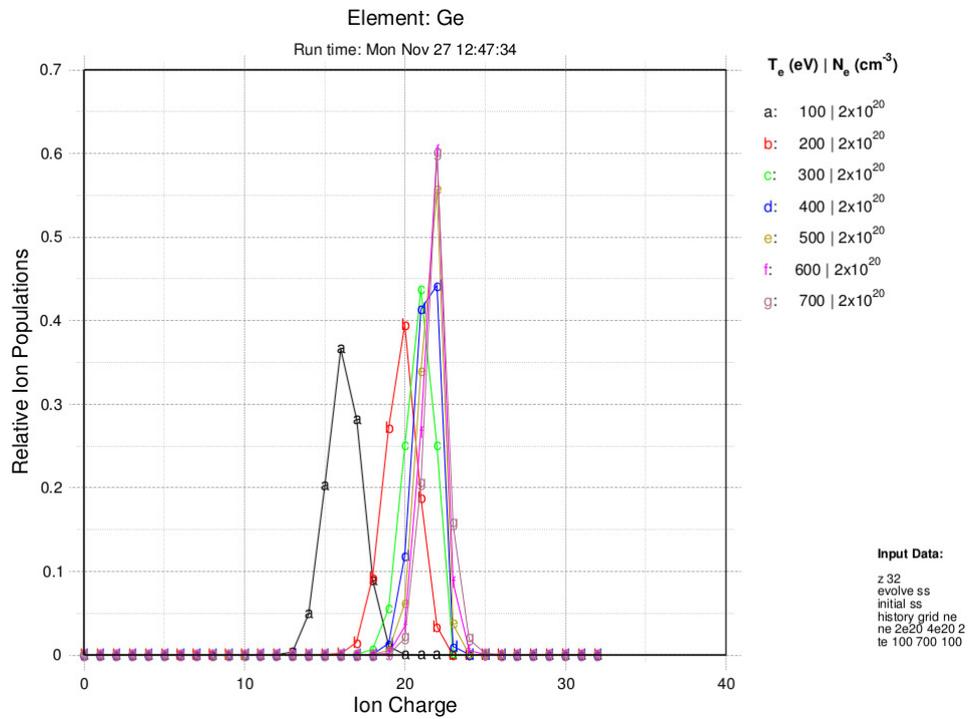


FIGURE 2.2 – Idem que pour la figure 2.1.

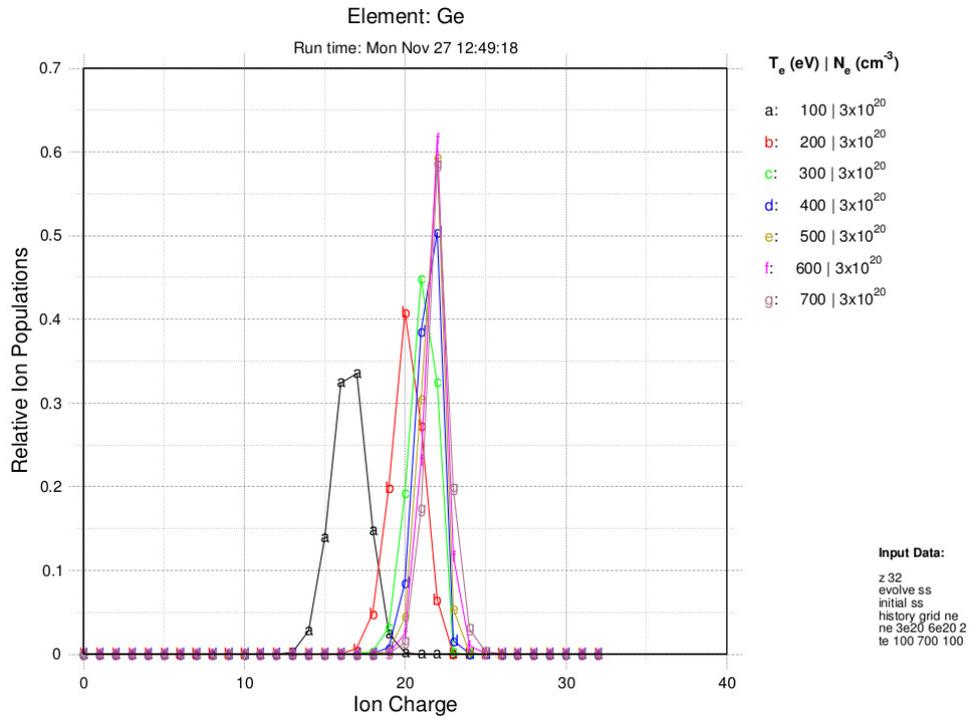


FIGURE 2.3 – Idem que pour la figure 2.1.

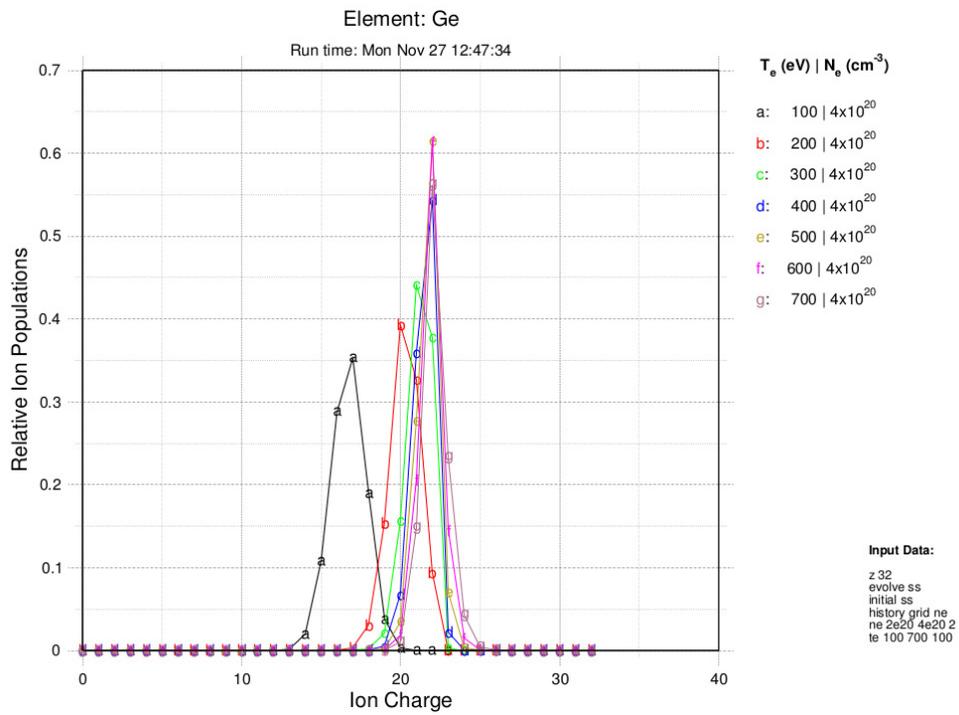


FIGURE 2.4 – Idem que pour la figure 2.1.

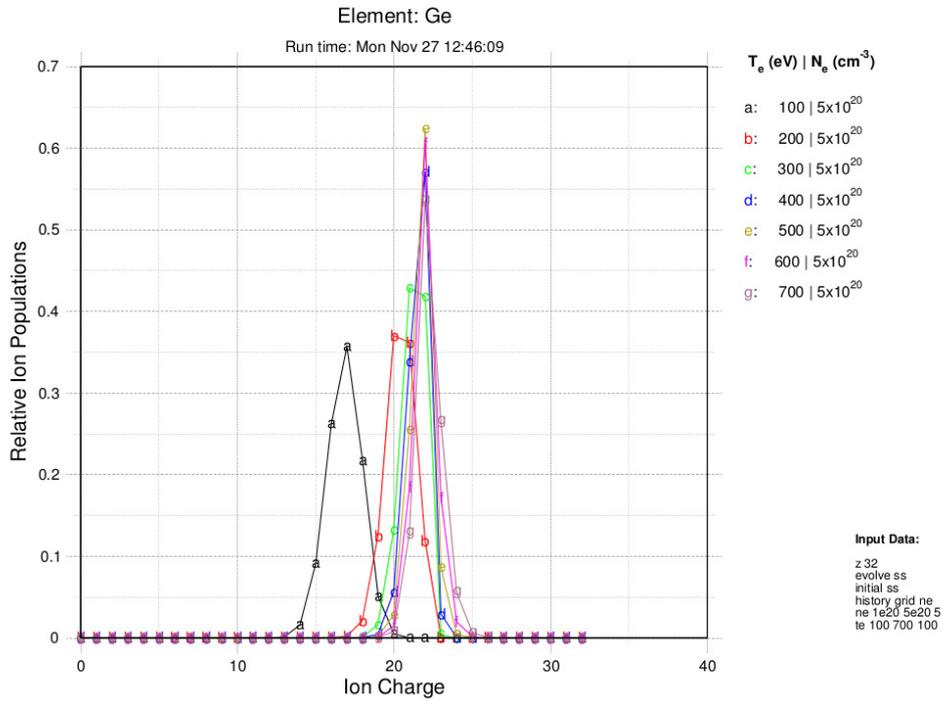


FIGURE 2.5 – Idem que pour la figure 2.1.

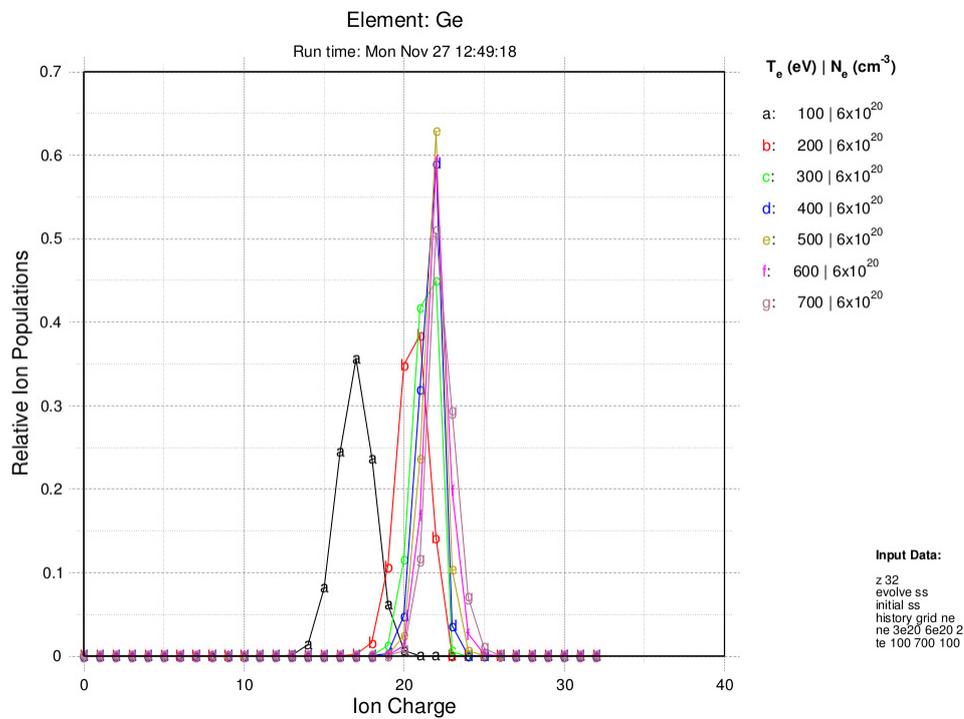


FIGURE 2.6 – Idem que pour la figure 2.1.

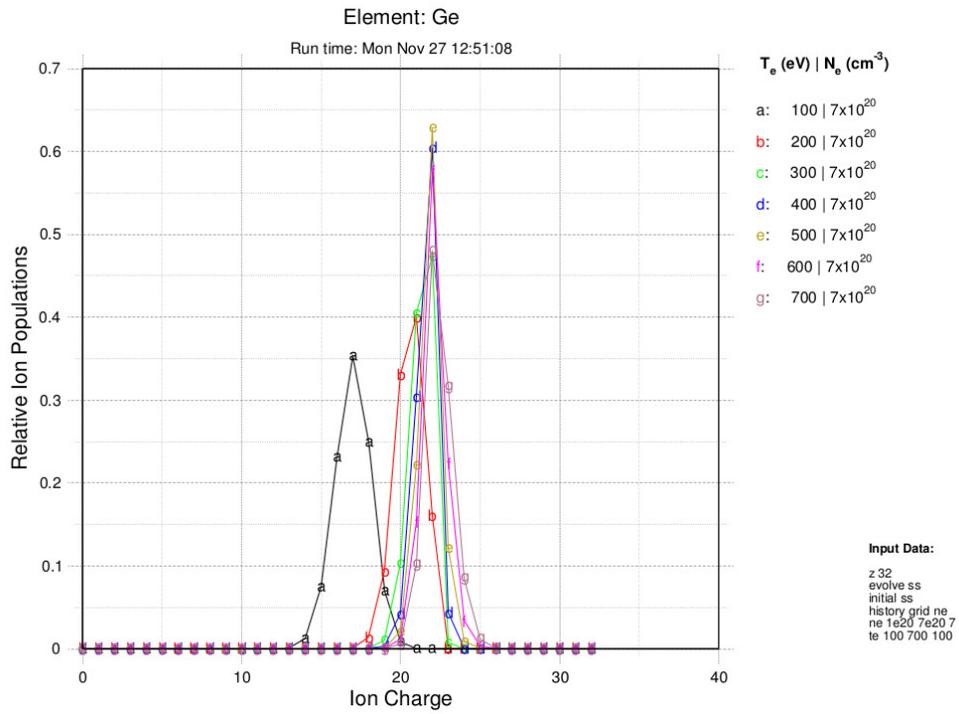


FIGURE 2.7 – Idem que pour la figure 2.1.

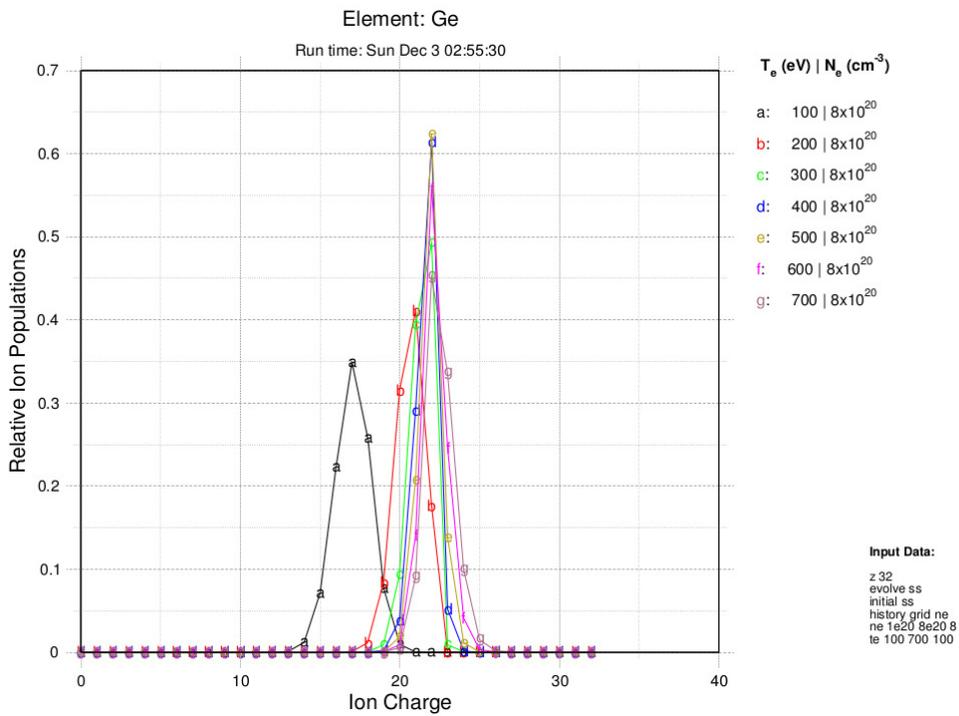


FIGURE 2.8 – Idem que pour la figure 2.1.

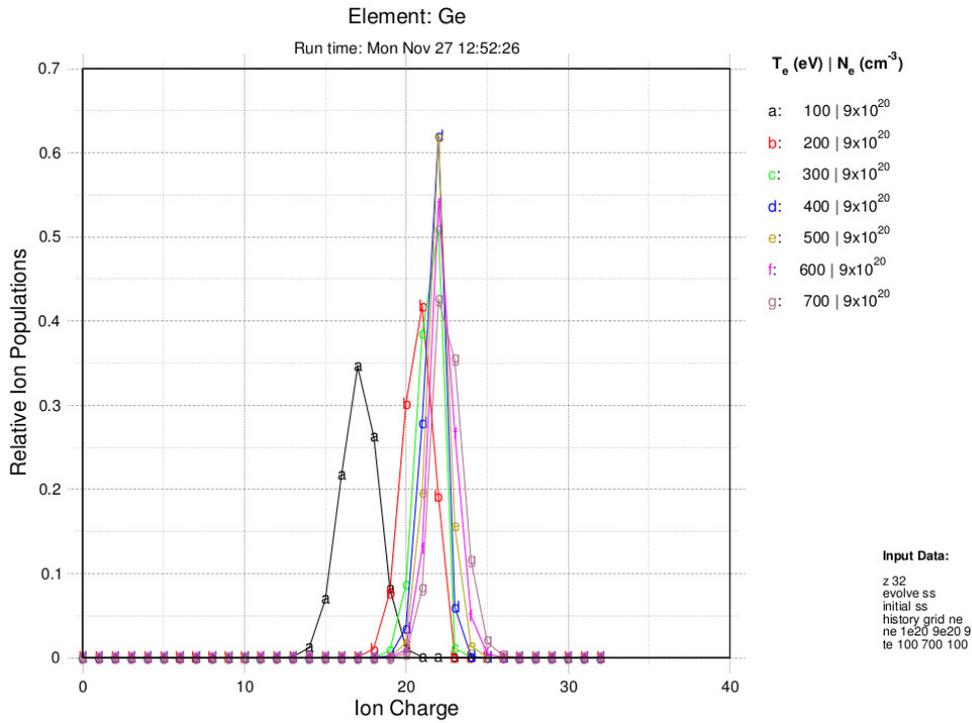


FIGURE 2.9 – Idem que pour la figure 2.1.

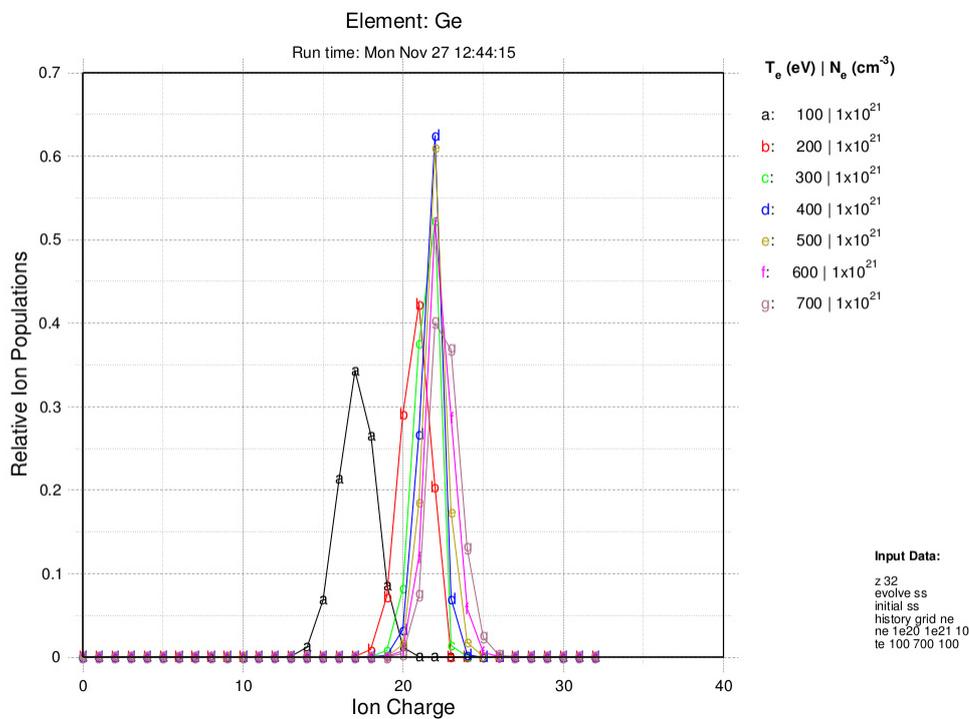


FIGURE 2.10 – Idem que pour la figure 2.1.

optimale de gain pour le cas de la raie laser $J = 0-1$ qui nous intéresse ici, conformément à la relation connue $n_{e_{\text{opt}}} = 4 \times 10^{15} (Z - 9)^{3,75} \approx 5,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en prenant $Z = 32$ [88]. Au delà de cette valeur de densité, les ions Ge^{22+} deviendront fortement abondants dans le plasma actif. Pour $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (qui est proche de $n_{e_{\text{opt}}}$), la valeur maximale d'abondance ionique d'état de charge néonoïde est de 0,63 obtenue pour une température $T_e \approx 6 \times 10^6 \text{ K}$.

Cas de la distribution non Maxwellienne considérée ici

Afin de tester l'influence de la composante d'électrons directifs générés dans le milieu amplificateur et les écarts qu'elle pourrait provoquer sur l'abondance ionique d'état de charge néonoïde par rapport à un plasma purement Maxwellien, nous avons calculé l'abondance ionique d'états de charge de l'élément germanium dans le cas de la distribution décrite dans l'équation (2.8.1) en utilisant en-ligne le code FLYCHK. Les calculs ont été faits dans le cas de plusieurs combinaisons des paramètres (T_e (K), E_0 (keV)) tels que $1,2 \times 10^6 \text{ K} \leq T_e \leq 8 \times 10^6 \text{ K}$, E_0 allant de 1,5 à 20 keV, et pour diverses valeurs de $f = 0,1 - 10\%$ et n_e de 10^{20} à $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Les résultats de ces calculs ont été consignés dans les tableaux 2.1-2.4.

On peut remarquer en examinant le tableau 2.1 que pour $T_e = 1,2 \times 10^6 \text{ K}$, pratiquement les ions Ge^{22+} ne sont pas présents dans le milieu amplificateur, sauf dans le cas d'une valeur élevée de la fraction f de la composante d'électrons directifs, à savoir $f = 10\%$. La valeur de l'abondance relative des ions Ge^{22+} ne dépasse pas la valeur de 0,18 même pour la fraction $f = 10\%$.

Pour $T_e = 2,3 \times 10^6 \text{ K}$ et $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, nos calculs ont montré que l'abondance relative des ions Ge^{22+} passe de 0,12 au cas purement Maxwellien ($f = 0$) à environ 0,5 pour ($f = 10\%$) dans le cas de $E_0 = 3 \text{ keV}$. En considérant ces même valeurs de T_e , n_e et f , l'abondance relative de Ge^{22+} décroît légèrement à 0,44 pour $E_0 = 4 \text{ keV}$ (voir tableau 2.2). Les tableaux 2.2-2.4 montrent clairement que pour $T_e \geq 3,5 \times 10^6 \text{ K}$, les ions Ge^{22+} deviennent abondants dans le plasma amplificateur lorsque f est supérieure à approximativement 3%.

Table 2.1 – Valeurs de l'abondance relative de Ge^{22+} pour $T_e = 1, 2 \times 10^6$ K et diverses valeurs de n_e (densité électronique), f (fraction de la composante d'électrons directs) indiquées sur le tableau. Les premières entrées correspondent à $E_0 = 3$ keV, les secondes entrées à $E_0 = 4$ keV et les troisièmes entrées à $E_0 = 6$ keV.

$f(\%)$	$n_e(10^{20} \text{ cm}^{-3})$		
	3	5	7
0,1	2,24[-9]	5,31[-6]	7,69[-6]
	3,37[-6]	7,14[-6]	9,96[-6]
	4,31[-6]	8,81[-6]	1,20[-5]
0,5	3,57[-5]	5,50[-5]	6,44[-5]
	5,12[-5]	7,49[-5]	8,54[-5]
	6,55[-5]	9,26[-5]	1,04[-4]
1	1,85[-4]	2,29[-4]	2,38[-4]
	2,59[-4]	3,07[-4]	3,11[-4]
	3,24[-4]	3,73[-4]	3,72[-4]
3	4,73[-3]	4,08[-3]	3,47[-3]
	6,07[-3]	5,09[-3]	4,26[-3]
	7,09[-3]	5,83[-3]	4,84[-3]
5	2,39[-2]	1,81[-2]	1,43[-2]
	2,89[-2]	2,15[-2]	1,69[-2]
	3,23[-2]	2,37[-2]	1,85[-2]
7	6,38[-2]	4,62[-2]	3,59[-2]
	7,36[-2]	5,28[-2]	4,08[-2]
	7,98[-2]	5,67[-2]	4,36[-2]
10	1,52[-1]	1,11[-1]	8,68[-2]
	1,66[-1]	1,21[-1]	9,50[-2]
	1,73[-1]	1,27[-1]	9,91[-2]

Table 2.2 – Valeurs de l’abondance relative de l’ion Ge^{22+} pour $E_0 = 4$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e(10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	9
0,1	2,3	9,66[-3]	6,96[-2]	1,25[-1]	1,66[-1]	1,97[-1]
	3,5	1,46[-1]	3,28[-1]	4,20[-1]	4,75[-1]	5,11[-1]
	4,6	3,41[-1]	5,05[-1]	5,72[-1]	6,05[-1]	6,20[-1]
0,5	2,3	1,86[-2]	8,98[-2]	1,47[-1]	1,87[-1]	2,16[-1]
	3,5	1,64[-1]	3,42[-1]	4,31[-1]	4,83[-1]	5,16[-1]
	4,6	3,53[-1]	5,11[-1]	5,74[-1]	6,04[-1]	6,18[-1]
1	2,3	3,26[-2]	1,16[-1]	1,73[-1]	2,12[-1]	2,40[-1]
	3,5	1,85[-1]	3,59[-1]	4,43[-1]	4,92[-1]	5,23[-1]
	4,6	3,66[-1]	5,17[-1]	5,77[-1]	6,04[-1]	6,14[-1]
3	2,3	1,11[-1]	2,16[-1]	2,68[-1]	3,00[-1]	3,21[-1]
	3,5	2,64[-1]	4,15[-1]	4,82[-1]	5,18[-1]	5,38[-1]
	4,6	4,13[-1]	5,37[-1]	5,80[-1]	5,95[-1]	5,96[-1]
5	2,3	2,03[-1]	3,01[-1]	3,43[-1]	3,66[-1]	3,81[-1]
	3,5	3,29[-1]	4,55[-1]	5,05[-1]	5,29[-1]	5,41[-1]
	4,6	4,48[-1]	5,47[-1]	5,75[-1]	5,79[-1]	5,71[-1]
7	2,3	2,85[-1]	3,65[-1]	3,95[-1]	4,12[-1]	4,21[-1]
	3,5	3,80[-1]	4,80[-1]	5,15[-1]	5,29[-1]	5,33[-1]
	4,6	4,75[-1]	5,50[-1]	5,64[-1]	5,57[-1]	5,42[-1]
10	2,3	3,74[-1]	4,24[-1]	4,40[-1]	4,48[-1]	4,50[-1]
	3,5	4,33[-1]	4,98[-1]	5,14[-1]	5,14[-1]	5,07[-1]
	4,6	5,00[-1]	5,43[-1]	5,38[-1]	5,18[-1]	4,92[-1]

Table 2.3 – Valeurs de l'abondance relative de l'ion Ge^{22+} pour $E_0 = 6$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e(10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	9
0,1	3,5	1,46[-1]	3,28[-1]	4,20[-1]	4,75[-1]	5,10[-1]
	4,6	3,41[-1]	5,04[-1]	5,72[-1]	6,05[-1]	6,20[-1]
	5,8	4,83[-1]	5,93[-1]	6,24[-1]	6,26[-1]	6,15[-1]
	7,0	5,64[-1]	6,15[-1]	6,04[-1]	5,74[-1]	5,37[-1]
0,5	3,5	1,65[-1]	3,42[-1]	4,31[-1]	4,83[-1]	5,10[-1]
	4,6	3,53[-1]	5,10[-1]	5,73[-1]	6,03[-1]	6,20[-1]
	5,8	4,88[-1]	5,93[-1]	6,20[-1]	6,20[-1]	6,16[-1]
	7,0	5,66[-1]	6,11[-1]	5,98[-1]	5,66[-1]	5,38[-1]
1	3,5	1,87[-1]	3,59[-1]	4,43[-1]	4,91[-1]	5,11[-1]
	4,6	3,66[-1]	5,16[-1]	5,75[-1]	6,01[-1]	6,20[-1]
	5,8	4,95[-1]	5,93[-1]	6,15[-1]	6,13[-1]	6,15[-1]
	7,0	5,67[-1]	6,07[-1]	5,90[-1]	5,55[-1]	5,37[-1]
3	3,5	2,67[-1]	4,13[-1]	4,78[-1]	5,13[-1]	5,13[-1]
	4,6	4,12[-1]	5,32[-1]	5,73[-1]	5,87[-1]	6,18[-1]
	5,8	5,14[-1]	5,86[-1]	5,93[-1]	5,79[-1]	6,10[-1]
	7,0	5,69[-1]	5,86[-1]	5,56[-1]	5,13[-1]	5,31[-1]
5	3,5	2,03[-1]	3,01[-1]	3,43[-1]	3,66[-1]	5,16[-1]
	4,6	3,29[-1]	4,55[-1]	5,05[-1]	5,29[-1]	6,16[-1]
	5,8	4,48[-1]	5,47[-1]	5,75[-1]	5,79[-1]	6,06[-1]
	7,0	5,65[-1]	5,62[-1]	5,20[-1]	4,70[-1]	5,26[-1]
7	3,5	3,79[-1]	4,70[-1]	5,02[-1]	5,14[-1]	5,19[-1]
	4,6	4,68[-1]	5,36[-1]	5,47[-1]	5,39[-1]	6,14[-1]
	5,8	5,31[-1]	5,57[-1]	5,37[-1]	5,04[-1]	6,02[-1]
	7,0	5,58[-1]	5,35[-1]	4,83[-1]	4,28[-1]	5,21[-1]
10	3,5	3,03[-1]	4,79[-1]	4,91[-1]	4,90[-1]	5,22[-1]
	4,6	4,86[-1]	5,21[-1]	5,12[-1]	4,91[-1]	6,11[-1]
	5,8	5,29[-1]	5,25[-1]	4,88[-1]	4,45[-1]	5,95[-1]
	7,0	5,41[-1]	4,93[-1]	4,28[-1]	3,68[-1]	5,13[-1]

Table 2.4 – Valeurs de l’abondance relative de l’ion Ge^{22+} pour $E_0 = 10$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e(10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	9
0,1	2,3	9,95[-3]	6,99[-2]	1,25[-1]	1,66[-1]	1,97[-1]
	3,5	1,46[-1]	3,28[-1]	4,20[-1]	4,75[-1]	5,10[-1]
	4,6	3,41[-1]	5,05[-1]	5,72[-1]	6,04[-1]	6,20[-1]
0,5	2,3	2,01[-2]	9,12[-2]	1,47[-1]	1,87[-1]	2,16[-1]
	3,5	1,65[-1]	3,42[-1]	4,30[-1]	4,82[-1]	5,15[-1]
	4,6	3,53[-1]	5,10[-1]	5,73[-1]	6,03[-1]	6,16[-1]
1	2,3	3,58[-2]	1,18[-1]	1,74[-1]	2,12[-1]	2,40[-1]
	3,5	1,87[-1]	3,58[-1]	4,41[-1]	4,90[-1]	5,20[-1]
	4,6	3,66[-1]	5,15[-1]	5,73[-1]	6,00[-1]	6,10[-1]
3	2,3	1,20[-1]	2,19[-1]	2,68[-1]	2,98[-1]	3,18[-1]
	3,5	2,67[-1]	4,11[-1]	4,74[-1]	5,09[-1]	5,28[-1]
	4,6	4,10[-1]	5,29[-1]	5,69[-1]	5,83[-1]	5,83[-1]
5	2,3	2,13[-1]	3,00[-1]	3,37[-1]	3,59[-1]	3,72[-1]
	3,5	3,30[-1]	4,44[-1]	4,90[-1]	5,12[-1]	5,23[-1]
	4,6	4,42[-1]	5,32[-1]	5,56[-1]	5,58[-1]	5,50[-1]
7	2,3	2,89[-1]	3,56[-1]	3,83[-1]	3,97[-1]	4,05[-1]
	3,5	3,75[-1]	4,62[-1]	4,92[-1]	5,04[-1]	5,07[-1]
	4,6	4,62[-1]	5,26[-1]	5,36[-1]	5,28[-1]	5,12[-1]
10	2,3	3,58[-1]	3,99[-1]	4,13[-1]	4,20[-1]	4,23[-1]
	3,5	4,15[-1]	4,66[-1]	4,77[-1]	4,75[-1]	4,68[-1]
	4,6	4,75[-1]	5,06[-1]	4,97[-1]	4,76[-1]	4,51[-1]

Chapitre 3

Asymétrie du coefficient du gain

3.1 Introduction

Pour une distribution de vitesse électronique présentant une symétrie cylindrique par rapport à un axe (choisi dans la direction z), les transitions entre sous-niveaux magnétiques d'ions provoqués par l'impact électronique dans les plasmas doivent être traitées (voir par exemple [89]). De telles transitions conduisent généralement à un alignement d'un niveau donné, c'est-à-dire les sous-niveaux magnétiques αJM et $\alpha JM'$ avec $|M| \neq |M'|$ sont inégalement peuplés. Ici, α représente l'ensemble des nombres quantiques nécessaires pour spécifier complètement les états ioniques en plus du moment angulaire électronique total J et de sa composante z , M . Nous désignerons les populations relatives des sous-niveaux magnétiques supérieur et inférieur d'une raie laser U-XV dipôle-électrique $\alpha_u J_u \rightarrow \alpha_l J_l$ par $N(\alpha_u J_u M_u)$ and $N(\alpha_l J_l M_l)$, respectivement. Ici, nous définissons la population relative comme la fraction d'ions lasant dans un sous-niveau magnétique donné. Comme nous l'avons déjà mentionné dans l'introduction, nous nous concentrerons sur les premières étapes de la propagation du rayonnement de la raie $\alpha_u J_u \rightarrow \alpha_l J_l$ à travers une colonne de plasma active, évitant ainsi les complications dues aux effets de transfert de rayonnement. D'autres complications provenant des cohérences entre différents sous-niveaux magnétiques sont également évitées. De telles cohérences peuvent se produire dans les étapes ultérieures de la propagation du faisceau laser à rayons X-UV suivant une direction différente de l'axe z en raison de la rupture de symétrie cylindrique [90].

3.2 Composante du gain de la raie laser X-UV

Dans ces conditions, le coefficient de gain $G^{(q)}$ associé à la composante polarisée π (c'est-à-dire $q = M_u - M_l = 0$) ou σ (c'est-à-dire $q = \pm 1$) de la raie laser est constant le long de l'axe de la colonne de plasma [25]

$$G^{(q)} = \frac{3}{8\pi} \lambda^2 \phi(\nu) A_{ul} n_{\text{Ne}} \sum_{M_l M_u} \left[N(\alpha_u J_u M_u) - N(\alpha_l J_l M_l) \right] \langle J_l 1 M_l q | J_u M_u \rangle^2, \quad (3.2.1)$$

où l'indice q , qui va de -1 à 1 , fait référence à la projection du moment angulaire du photon, $q = 0$ correspond à la composante π (i.e. $G^{(0)} \equiv G^{(\pi)}$) et $q = \pm 1$ correspond à

la composante σ^\pm (i.e. $G^{(\pm 1)} \equiv G^{(\pm)}$). Dans l'équation ci-dessus, A_{ul} est la probabilité de déclin radiative spontané des niveaux $\alpha_u J_u$ vers $\alpha_l J_l$, λ est la longueur d'onde et $\phi(\nu)$ est la fonction de profil de la raie laser, n_{Ne} est la densité des ions néonoïde et $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j m \rangle$ désigne un coefficient de Clebsch-Gordan. Notez qu'en raison de la condition d'alignement $N(\alpha J M) = N(\alpha J - M)$, le coefficient de gain est le même pour les composantes σ^+ et σ^- , ce qui signifie que $G^{\sigma^+} = G^{\sigma^-} = G^\sigma$. En prenant la moyenne sur q et en utilisant les propriétés des coefficients de Clebsch-Gordan, on obtient de (3.2.1) l'expression conventionnelle du coefficient de gain [7, 91]

$$G = \frac{1}{3} \sum_{q=-1}^{+1} G^{(q)} = \frac{1}{8\pi} \lambda^2 \phi(\nu) A_{ul} n_{\text{Ne}} \left[N(\alpha_u J_u) - \frac{g_u}{g_l} N(\alpha_l J_l) \right], \quad (3.2.2)$$

où $N(\alpha_k J_k) = \sum_{M_k} N(\alpha_k J_k M_k)$ ($k=l$ or u) représente la population totale de niveau $\alpha_k J_k$ et $g_k = 2J_k + 1$ est son poids statistique. En effet, en moyennant sur q on peut écrire

$$\begin{aligned} G &= \frac{1}{3} (G^\pi + 2G^\sigma) = \frac{1}{8\pi} \lambda^2 \phi(\nu) A_{ul} n_{\text{Ne}} \\ &\times \sum_{M_u} N(\alpha_u J_u M_u) \left(\sum_{q M_l} \langle J_l 1 M_l q | J_u M_u \rangle^2 \right) \\ &- \sum_{M_l} N(\alpha_l J_l M_l) \left(\sum_{q M_u} \langle J_l 1 M_l q | J_u M_u \rangle^2 \right). \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

Sachant maintenant que $\sum_{q M_l} \langle J_l 1 M_l q | J_u M_u \rangle^2 = 1$, $\sum_{q M_u} \langle J_l 1 M_l q | J_u M_u \rangle^2 = (2J_u + 1)/(2J_l + 1) = g_u/g_l$, $\sum_{M_u} N(\alpha_u J_u M_u) = N(\alpha_u J_u)$ et $\sum_{M_l} N(\alpha_l J_l M_l) = N(\alpha_l J_l)$, il est clair que l'équation (3.2.2) est bien vérifiée. Contrairement à une raie d'émission spontanée non-lasante, l'état de polarisation d'une raie laser dépend de l'alignement non seulement du niveau supérieur, mais aussi du niveau inférieur, et est lié à la différence entre ses coefficients de gain G^π et G^σ . À notre connaissance, aucune relation analytique n'a été rapportée dans la littérature jusqu'à présent, donnant le degré de polarisation en termes de G^π et G^σ . Le paramètre d'asymétrie ρ suivant est introduit ici pour caractériser les écarts du rapport G^π/G^σ de l'unité due à la symétrie cylindrique des collisions électron-ion

$$\rho = \frac{G^\sigma - G^\pi}{G} = 3 \frac{G^\sigma - G^\pi}{G^\pi + 2G^\sigma}. \quad (3.2.4)$$

La connaissance de ρ pourrait être utile dans l'interprétation des expériences futures, pour mesurer la polarisation des raies laser de sortie, lorsque cette polarisation est déclenchée par des faisceaux d'électrons rapides se produisant dans des colonnes de plasma actives.

3.3 Paramètre d'asymétrie du gain de la raie laser $J = 0 - 1$

Pour la raie laser $J = 0-1$ d'intérêt ici, une différence de population entre les sous-niveaux magnétiques peuvent apparaître seulement dans le niveau inférieur $J = 1$, et

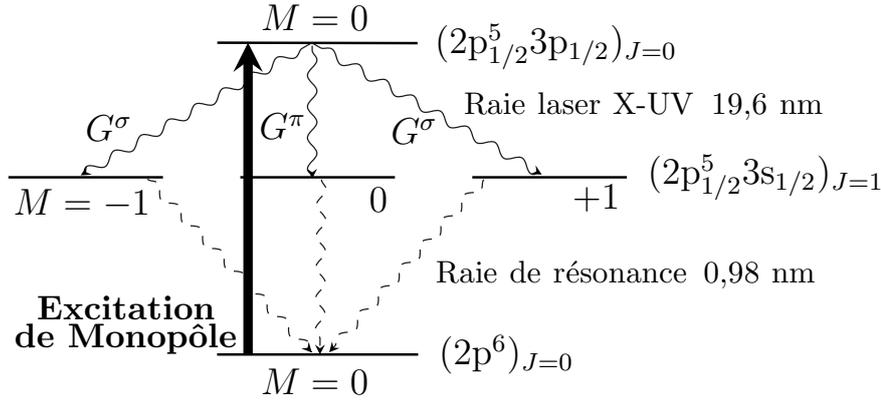


FIGURE 3.1 – Diagramme simplifié du niveau d'énergie pour la raie laser $J = 0-1$ à 19,6 nm de germanium néonoïde montrant les sous-niveaux magnétiques supérieur et inférieur, les composantes G^π et G^σ du coefficient de gain.

les composants du coefficient de gain (voir figure 3.1) sont déduites de (3.2.1) comme

$$G^\pi = \frac{1}{8\pi} \lambda^2 \phi(\nu) A_{ul} n_{\text{Ne}} (N_{u0} - N_{l0}) \quad (3.3.1)$$

$$G^\sigma = \frac{1}{8\pi} \lambda^2 \phi(\nu) A_{ul} n_{\text{Ne}} (N_{u0} - N_{l1}). \quad (3.3.2)$$

Les notations abrégées N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} sont utilisés par commodité pour désigner les populations de sous-niveaux supérieurs $M_u = 0$, inférieurs $M_l = 0$ et $M_l = 1$, respectivement. Notons que les équations (3.3.1) et (3.3.2) ont été obtenues en utilisant les relations suivantes vérifiées par les coefficients de Clebsch-Gordan : $\langle 1100|00 \rangle^2 = 1/3$ et $\langle 111-1|00 \rangle^2 = 1/3$. La substitution des équations (3.3.1) et (3.3.2) en (3.2.4) donne

$$\rho = \frac{N_{l0} - N_{l1}}{N_u - N_l/3}, \quad (3.3.3)$$

où $N_l = N_{l0} + 2N_{l1}$ est la population totale du niveau inférieur et $N_u = N_{u0}$. Notons que la fonction de profil $\phi(\nu)$ n'est pas pertinente ici car elle s'annule dans l'expression (3.3.3). Il est à noter que la distribution angulaire du rayonnement émis dans le déclin spontanée $J = 0-1$ est isotrope du fait du moment angulaire nul du niveau supérieur.

Nous voulons souligner le fait que dans le présent travail, nous nous concentrons sur la raie $J = 0-1$. A partir des équations (3.2.1 et 3.2.4), nous pouvons facilement obtenir l'expression de ρ pour la raie laser $J = 2-1$ comme suit

$$\rho = -\frac{1}{2} \frac{3(N_{u0} + N_{u1} - 2N_{u2}) - (N_{l0} - N_{l1})}{N_u - 5N_l/3}, \quad (3.3.4)$$

où $N_u = N_{u0} + 2N_{u1} + 2N_{u2}$ représente la population totale du niveau supérieur. Mentionnons pour le lecteur peu familier avec l'algèbre des moments angulaire que pour cette raie laser $J = 2-1$, les composantes π et σ de gain sont proportionnelles à $G^\pi \propto N_{u1} - N_{l1} + 2(N_{u0} - N_{l0})/3$ et $G^\sigma \propto N_{u2} + N_{u1}/2 + N_{u0}/6 - 7N_{l1}/6 - N_{l0}/2$. Nous pouvons également obtenir ρ pour la raie laser $J = 1-1$

$$\rho = \frac{3}{2} \frac{(N_{u0} - N_{u1}) - (N_{l0} - N_{l1})}{N_u - N_l}, \quad (3.3.5)$$

avec $N_u = N_{u0} + 2N_{u1}$. Pour cette raie, les composantes π et σ de gain sont données par $G^\pi \propto N_{u1} - N_{l1}$ et $G^\sigma \propto (N_{u0} + N_{u1} - N_{l0} - N_{l1})/2$. Les calculs numériques détaillés de ρ pour ces lignes pourraient faire l'objet d'un examen plus approfondi, car ils nécessitent des processus de population supplémentaires qui ne sont pas considérés ici. Nous passons maintenant au modèle CR utilisé pour déterminer les populations de sous-niveaux magnétiques.

Chapitre 4

Modèle collisionnel-radiatif

L'un de nos principaux objectifs ici est d'effectuer un calcul détaillé de ρ dans les premiers stades de propagation du faisceau laser X-UV $J = 0-1$ à travers la colonne de plasma. Cela signifie que nous avons affaire au régime d'émission spontanée amplifiée où l'on peut négliger l'émission stimulée par les niveaux supérieurs d'émission laser. La réabsorption du rayonnement de la raie de résonance sera également négligée, car on s'attend à ce que leurs effets soient faibles au début de la propagation du laser. Les populations relatives N_u , N_{l0} et N_{l1} apparaissant en (3.3.3) sont déterminées dans le modèle Modèle collisionnel-radiatif (CR) en régime quasi-stationnaire en résolvant un ensemble d'équations de taux couplées incluant l'excitation collisionnelle et la désexcitation, et le déclin radiatif spontané entre sous-niveaux magnétiques pour un grand nombre de niveaux néonoïde. Les équations de taux comprennent également des collisions élastiques électron-ion induisant des transitions entre différents sous-niveaux magnétiques appartenant au même niveau. Pour un sous-niveau magnétique particulier $\alpha_i J_i M_i$, l'équation cinétique est

$$\begin{aligned}
 & N(\alpha_i J_i M_i) \left[\sum_{\substack{\alpha_j J_j \\ E_j < E_i}} A(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j) + n_e \sum_{\substack{\alpha_j J_j M_j \\ E_j \neq E_i}} C(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \right. \\
 & + \left. n_e \sum_{M'_i \neq M_i} C(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_i J_i M'_i) \right] = \sum_{\substack{\alpha_j J_j M_j \\ E_j > E_i}} N(\alpha_j J_j M_j) A(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i) \\
 & + n_e \sum_{\substack{\alpha_j J_j M_j \\ E_j \neq E_i}} N(\alpha_j J_j M_j) C(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i) \\
 & + n_e \sum_{M'_i \neq M_i} N(\alpha_i J_i M'_i) C(\alpha_i J_i M'_i \rightarrow \alpha_i J_i M_i). \tag{4.0.1}
 \end{aligned}$$

Ici n_e est la densité électronique du plasma, C est le coefficient de taux de collision inélastique (excitation ou désexcitation) ou élastique, et les populations satisfont la condition de normalisation $\sum_{\alpha_i J_i M_i} N(\alpha_i J_i M_i) = 1$. Notez que la probabilité de déclin radiatif $A(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i)$ entre les sous-niveaux magnétiques pour des transitions radiatives multipolaires pures, apparaissant dans la partie droite de

(4.0.1) peut être déduite à partir de celle entre niveaux correspondants par le produit $A(\alpha_j J_j \rightarrow \alpha_i J_i) \langle J_i j_p M_i (M_j - M_i) | J_j M_j \rangle^2$ (voir par exemple [92]). Mentionnons que dans cette relation générale j_p est l'ordre multipolaire de déclin radiatif, $j_p = 1$ dans le cas des transitions dipolaires et $j_p = 2$ pour les transitions quadrupolaires. Le lecteur intéressé par les règles de sélection pour les différents types de transitions (E1, M1, E2, M2, E3, ...) entre niveaux pourra consulter par exemple l'ouvrage de Cowan [92]. Nous avons négligé les contributions aux populations de sous-niveaux magnétiques des ions Ne-like due à la fois à l'ionisation de sous-couche interne par impact électronique des ions Na-like, et à la recombinaison diélectronique à partir d'ions F-like. Pour ce dernier procédé, nous notons que seuls les électrons d'énergie cinétique modérée, n'excédant pas 1,1 fois le seuil d'excitation Ne-like $n = 2 \rightarrow n = 3$, participent. Ce processus est connu pour jouer un rôle important dans le remplissage $(2p_{1/2,3/2}^5 3p_{3/2})_{J=2}$ niveaux lasants supérieurs, mais il a une petite influence dans le peuplement des niveaux supérieur et inférieur de la raie $J = 0-1$ [93, 94]. En ce qui concerne l'ionisation de sous-couche interne des ions Na-like, nous sommes conscients qu'elle peut avoir un certain impact sur le remplissage des niveaux des ions Ne-like $2s^2 2p^5 3l$ et $2s 2p^6 3l$ pour les plasmas de pertinence ici, où les électrons directionnels rapides ont lieu [95]. Mais les calculs requis de l'abondance relative de l'état de Na-like sur les états de charge de Ne-like ainsi que ceux des coefficients de taux d'ionisation deviennent élaborés dans les conditions du modèle de distribution d'électrons considéré ici. De tels calculs peuvent être envisagés comme une extension du présent travail pour explorer les effets de la composante électronique directionnelle sur le paramètre d'asymétrie pour le gain $J = 0-1$. Il convient de mentionner qu'il y a quelque temps, Goldstein *et al* [96], en supposant une distribution Maxwellienne pure et en utilisant le rapport des ions Na-like à des ions Ne-like comme paramètre libre, ont observé que l'ionisation à partir des ions Na-like a tendance à favoriser beaucoup plus l'inversion $J = 2-1$ par rapport à $J = 0-1$. Notons également que l'ionisation d'un électron 2p interne à partir de $2p^6 3s$ et $2p^6 3p$ d'ions Na-like par un faisceau d'électrons est pratiquement non sélective pour peupler les sous-niveaux magnétiques des niveaux $2p^5 3s$ et $2p^5 3p$ avec $J \geq 1$ [97, 98].

4.1 Coefficient de taux de transitions collisionnelles

Le coefficient de taux C pour la transition collisionnelle $\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j$, moyenné sur la distribution d'électrons $F(E, \theta)$ (définie dans l'équation 2.8.1) est donné par

$$C(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = 2\pi \iint v \sigma(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j; \theta) F(E, \theta) \sin \theta dE d\theta, \quad (4.1.1)$$

où σ est la section efficace de la transition collisionnelle et $v = \sqrt{2E/m}$ est la vitesse de l'électron de collision. Il en découle que pour toute transition collisionnelle $\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j$, C présente deux parties C_M et C_b dues aux électrons Maxwelliens et de faisceau, respectivement,

$$C(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = (1 - f) C_M(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) + f C_b(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j). \quad (4.1.2)$$

En raison de la symétrie cylindrique des collisions électron-ion autour de l'axe z , les coefficients de taux satisfont la relation suivante

$$C(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = C(\alpha_i J_i - M_i \rightarrow \alpha_j J_j - M_j). \quad (4.1.3)$$

Par conséquent, pour une paire donnée de niveaux, le nombre de coefficients de taux de sous-niveaux magnétiques indépendants nécessaires pour résoudre les équations de taux de population (4.0.1) est réduit d'environ la moitié. Nous fournirons ci-dessous les formules de base pour la détermination des coefficients de taux C_M et C_b entre les sous-niveaux magnétiques.

Le coefficient de taux Maxwellien

Le coefficient de taux de Maxwellien C_M (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) pour l'excitation $\alpha_i J_i M_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j M_j$ peut être exprimé en termes de force de collision moyennée $4\pi \langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$ comme

$$C_M(\alpha_i J_i M_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j M_j) = \frac{8,629 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \times \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} \langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) d\left(\frac{E}{kT_e}\right), \quad (4.1.4)$$

où T_e apparaissant dans le préfacteur est en Kelvin, et $\Delta E_{ij} = E_j - E_i > 0$ est l'énergie de transition. Une expression explicite de $\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$ a été donnée dans [83] (voir l'équation (A.5) là-dedans) en termes d'éléments de la matrice de transition. Dans l'annexe ci-dessous, nous obtenons une expression plus élaborée et nouvelle pour la force de collision moyennée sur 4π basée sur la technique de factorisation de Bar-Shalom *et al* [99]. En utilisant la propriété de symétrie $\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle = \langle \Omega(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i) \rangle$, on peut déduire le coefficient de taux pour la désexcitation $\alpha_j J_j M_j \xrightarrow{d} \alpha_i J_i M_i$ comme

$$C_M(\alpha_j J_j M_j \xrightarrow{d} \alpha_i J_i M_i) = C_M(\alpha_i J_i M_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j M_j) \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right). \quad (4.1.5)$$

En sommant $\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$ sur tous les sous-niveaux magnétiques finaux dans l'équation (A.7), on obtient le résultat $\Omega(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j)/(2J_i + 1)$ qui est indépendant du sous-niveau magnétique initial. Par conséquent, la sommation de l'équation (4.1.4) sur M_j conduit au coefficient de taux conventionnel pour l'excitation de niveau-à-niveau $\alpha_i J_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j$

$$\begin{aligned} \sum_{M_j} C_M(\alpha_i J_i M_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j M_j) &= C_M(\alpha_i J_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j) \\ &= \frac{8,629 \times 10^{-6}}{(2J_i + 1)T_e^{1/2}} \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} \Omega(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j) \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) d\left(\frac{E}{kT_e}\right). \end{aligned} \quad (4.1.6)$$

Dans le cas particulier des transitions se terminant au niveau $J_j = 0$, l'équation (4.1.6) donne

$$C_M(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j = 0) = C_M(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j = 0), \quad (4.1.7)$$

ce qui est valable pour les processus d'excitation et de désexcitation. D'autre part, si le niveau de transition initial a $J_i = 0$, comme dans le cas du niveau fondamental des ions Ne-like, alors $\langle \Omega(\alpha_i J_i = 0 \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$ ne dépend pas du nombre quantique final M_j . Ceci est cohérent avec le fait que les électrons isotropes ne peuvent pas produire des populations inégales entre les sous-niveaux magnétiques finaux. Le coefficient de taux correspondant est simplement le coefficient de taux de niveau-à-niveau sur le poids statistique du niveau final, c-à-d.

$$C_M(\alpha_i J_i = 0 \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{1}{2J_j + 1} C_M(\alpha_i J_i = 0 \rightarrow \alpha_j J_j). \quad (4.1.8)$$

Pour les transitions $\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j$ avec J_i et J_j non nul, il faut savoir les forces de collision moyennées sur 4π pour obtenir les coefficients de taux C_M . La plupart des codes existants dédiés au calcul des forces de collision pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques traitent des électrons incidents unidirectionnels et ne fournissent pas les forces angulaires moyennes de collision pour les électrons isotropes. Dans la première annexe ci-dessous, nous montrons comment le programme RDW de Gu [28] pour les transitions entre les niveaux J peut être étendu pour obtenir de telles quantités.

Notons que dans le cas d'une collision élastique, le coefficient de taux pour une transition entre les deux sous-niveaux magnétiques $\alpha_i J_i M_i$ and $\alpha_i J_i M_i'$ est donné par l'équation (4.1.4) où nous laissons $\alpha_j J_j M_j = \alpha_i J_i M_i'$ et $\Delta E_{ij} = 0$.

4.1.1 Le coefficient de taux du faisceau d'électrons

Le coefficient de taux C_b apparaissant dans (4.1.2) est lié à la force de collision Ω pour les électrons incidents le long de l'axe z par

$$C_b(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{2,245 \times 10^{-9}}{\sqrt{E_0}} \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j; E_0), \quad (4.1.9)$$

où C_b et E_0 sont exprimés en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et en keV, respectivement. Contrairement à la force de collision moyennée sur 4π , $\langle \Omega \rangle$, intervenant dans le coefficient de taux Maxwellien C_M , pour laquelle l'axe z n'a pas de signification, Ω entrant dans l'équation (4.1.9) n'est pas nécessairement une quantité symétrique. En d'autres termes, $\Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j; E_0)$ est en général différent de $\Omega(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i; E_0 - \Delta E_{ij})$. Cela signifie qu'il n'y a pas de relation entre les coefficients de taux pour la désexcitation $C_b(\alpha_j J_j M_j \xrightarrow{d} \alpha_i J_i M_i)$ et l'excitation $C_b(\alpha_i J_i M_i \xrightarrow{e} \alpha_j J_j M_j)$. Puisque le programme RDW de Gu [28] permet de calculer $\Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j; E_0)$ pour l'excitation seulement (i.e. $\Delta E_{ij} > 0$), quelques modifications étaient nécessaires au niveau de ce programme afin d'obtenir les forces de collision pour la désexcitation aussi bien.

Chapitre 5

Structure atomique

5.1 Introduction

Afin de modéliser avec précision la cinétique ou le transfert radiatif dans un plasma, on doit avoir recours à un modèle de structure atomique fiable. Lorsqu'il s'agit de plasmas chauds fortement ionisés, il peut être meilleur de procéder par une approche entièrement relativiste, autrement dit l'équation de Dirac à la place de l'équation de Schrödinger. Une grande diversité de codes est actuellement présente dans la littérature, basés sur Hartree-Fock ou le formalisme potentiel paramétrique [92, 100–102]. Afin de fournir les données atomiques requises, nous avons choisi le code flexible atomique code [28]. Ce code entièrement relativiste est largement utilisé par la communauté NLTE plasma. FAC a l'avantage d'être disponible sans restrictions explicites d'utilisation.

Durant cette partie, nous exposons en premier temps les équations de Schrödinger et de Dirac pour une particule dans un champ central. Ensuite, nous discutons comment décrire l'ion multi-électron. Les unités atomiques sont utilisées tout au long de ce chapitre, on a donc $\hbar = m_e = e^2/4\pi\epsilon_0 = 1$.

5.2 L'équation de Schrödinger

L'hamiltonien pour une unique particule dans un champ de potentiel sphérique $V(r)$ s'exprime par

$$H_S = \frac{p^2}{2} + V(r), \quad (5.2.1)$$

où p désigne la quantité de mouvement de la particule. En utilisant l'hamiltonien (5.2.1), nous pouvons écrire l'équation de Schrödinger sous la forme

$$[\Delta + 2(E - V(r))] \Psi(r, \theta, \phi) = 0, \quad (5.2.2)$$

où Ψ représente la fonction d'onde de la particule qui vérifie la condition de normalisation, pour les états liés $\langle \Psi | \Psi \rangle = 1$, E est l'énergie associée à cette fonction d'onde et Δ désigne l'opérateur laplacien. Le système (5.2.1) possède trois degrés de liberté (r, θ, ϕ) . Il nécessite trois observables qui commutent pour caractériser les fonctions

propres. L'hamiltonien ci-dessus commute avec la composante z de l'opérateur du moment angulaire orbital \mathbf{L} . Cet opérateur est défini par

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p}, \quad (5.2.3)$$

où \mathbf{r} représente la position et \mathbf{p} l'impulsion de la particule. Le carré de cet opérateur \mathbf{L}^2 et sa composante z \mathbf{L}_z commutent avec l'hamiltonien H_S . Nous retrouvons à partir de ces observables les valeurs propres dénommées nombres quantiques qui caractérisent le système. Les opérateurs \mathbf{L}^2 et \mathbf{L}_z dépendent uniquement des coordonnées θ et ϕ , alors leurs fonctions propres ne dépendent que de θ et ϕ . Leurs fonctions propres $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ sont les harmoniques sphériques à valeurs propres $l(l+1)$ et m pour \mathbf{L}^2 et \mathbf{L}_z respectivement ; l correspond au nombre quantique orbital et m au nombre quantique magnétique. La structure de l'hamiltonien nous dicte de décomposer la fonction d'onde comme un produit d'une fonction radiale et une fonction angulaire $\Psi_{n,l,m}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\theta, \phi)$, où n est le nombre quantique principal. En remplaçant la fonction d'onde par ce produit, on trouve pour l'équation radiale

$$\frac{\partial^2 R_{n,l}}{\partial r^2} + 2 \left(E - V(r) - \frac{l(l+1)}{2r^2} \right) R_{n,l} = 0. \quad (5.2.4)$$

La fonction radiale $R_{n,l}$ doit vérifier les conditions aux limites $R_{n,l}(0) = 0$ et $R_{n,l}(\infty) = 0$ puisque Ψ doit être fini partout. Nous notons que dans le cas des électrons qui sont des fermions, nous devons prendre en considération le spin de la particule. En incluant le spin électronique, la fonction d'onde Ψ contient un spineur Pauli c'est à dire

$$\Psi_{n,l,m,m_s} = \frac{1}{r} R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\theta, \phi) \chi_{m_s}(s_z), \quad (5.2.5)$$

où $\chi_{m_s}(s_z)$ représente la fonction propre de spin, s_z est la composante de l'opérateur de spin \mathbf{S} et m_s le nombre quantique de spin. À l'approche non relativiste, l'hamiltonien ne dépend pas du spin de la particule. En traitant l'effet relativiste au premier ordre de perturbation, des termes supplémentaires sont inclus dans l'hamiltonien :

$$H_S = \frac{p^2}{2} + V(r) - \frac{\alpha^2}{4} \left[(E - V)^2 + \frac{dV}{dr} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{2}{r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \right]. \quad (5.2.6)$$

où α désigne la constante de structure fine. Dans l'équation (5.2.6) dans l'ordre d'apparition, les corrections sont l'effet de masse-vitesse, le terme de Darwin et l'interaction spin-orbite. Ces termes sont dérivés de l'équation de Dirac que nous verrons dans la prochaine section.

5.3 Équation de Dirac

La théorie relativiste approfondie des atomes peut être consultée dans les livres de Johnson [103] et Grant [104]. L'hamiltonien de Dirac pour une seule particule dans un champ central $V(r)$ s'exprime

$$h_D(r) = c\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + c^2\boldsymbol{\beta} + V(r), \quad (5.3.1)$$

où c désigne la vitesse de la lumière, \mathbf{p} le vecteur d'impulsion de la particule, $\boldsymbol{\alpha}$ et $\boldsymbol{\beta}$ sont des matrices de Dirac de dimension 4×4 . Elles sont données par

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad \boldsymbol{\beta} = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad (5.3.2)$$

où I désigne la matrice identité et $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ est la matrice de Pauli de dimension 2×2 . La matrice de Pauli peut être exprimée en fonction de l'opérateur de moment cinétique de spin \mathbf{S} par

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}. \quad (5.3.3)$$

Le système possède quatre degrés de liberté, trois d'espace (r, θ, ϕ) et un pour le spin. Il nous faut quatre nombres quantiques pour décrire complètement le système. Contrairement au cas non relativiste, l'hamiltonien h_D ne commute pas avec le moment angulaire orbital \mathbf{L} mais avec le moment angulaire total \mathbf{J} , défini comme suit :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (5.3.4)$$

Les valeurs propres de l'opérateur \mathbf{J}^2 sont $j(j+1)$, avec $|l-s| \leq j \leq l+s$, où $l(l+1)$ et $s(s+1)$ sont les valeurs propres de l'opérateur \mathbf{L}^2 et \mathbf{S}^2 , respectivement. Pour les électrons, la valeur de spin est $s = 1/2$ signifiant $j = l \pm 1/2$. Comme il a été déjà mentionné précédemment, l'hamiltonien ne commute pas avec \mathbf{L} ni avec \mathbf{S} . Ainsi, les harmoniques sphériques $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ et le spineur à deux composantes χ_μ (μ signifie le spin up ou down) ne sont plus des états propres du système (5.3.1). Néanmoins, en les associant, nous trouvons les états propres de l'Hamiltonien de Dirac, qui sont habituellement dénommés spineurs sphériques $\chi_{jlm}(\theta, \phi)$. Les spineurs sphériques de Pauli s'expriment

$$\chi_{jlm}(\theta, \phi) = \sum_{\mu} \left\langle l \frac{1}{2} (m - \mu) \mu \middle| j m \right\rangle Y_{l, m - \mu}(\theta, \phi) \chi_{\mu}, \quad (5.3.5)$$

où $\left\langle l \frac{1}{2} (m - \mu) \mu \middle| j m \right\rangle$ désigne un coefficient de Clebsch-Gordan [103], $\mu = \pm 1/2$ à cause de la valeur de spin des électrons. Le spineur à deux composantes χ_μ , pour les électrons est

$$\chi_{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \chi_{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.3.6)$$

Les spineurs sphériques sont des fonctions propres de $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L}$. Nous définissons l'opérateur $K = -1 - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L}$ pour lequel les valeurs propres sont

$$K \chi_{jlm}(\theta, \phi) = \kappa \chi_{jlm}(\theta, \phi), \quad (5.3.7)$$

où κ est le nombre angulaire relativiste quantique, défini par

$$\kappa = \begin{cases} l & \text{si } j = l - \frac{1}{2} \\ -l - 1 & \text{si } j = l + \frac{1}{2} \end{cases}. \quad (5.3.8)$$

Les valeurs propres du moment angulaire total sont

$$\mathbf{J}^2 \chi_{jlm}(\theta, \phi) = j(j+1) \chi_{jlm}(\theta, \phi) \quad (5.3.9)$$

et

$$\mathbf{J}_z \chi_{jlm}(\theta, \phi) = m \chi_{jlm}(\theta, \phi). \quad (5.3.10)$$

En faisant intervenir le nouveau nombre quantique κ , nous pouvons écrire que $\chi_{jlm}(\theta, \phi) = \chi_{\kappa m}(\theta, \phi)$. En remplaçant les valeurs explicites des coefficients de Clebsch-Gordan, on a les spineurs sphériques

$$\chi_{-l-1,m}(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{l+m+1/2}{2l+1}} Y_{l,m-1/2}(\theta, \phi) \\ \sqrt{\frac{l-m+1/2}{2l+1}} Y_{l,m+1/2}(\theta, \phi) \end{pmatrix} \quad (5.3.11)$$

$$\chi_{l,m}(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} -\sqrt{\frac{l-m+1/2}{2l+1}} Y_{l,m-1/2}(\theta, \phi) \\ \sqrt{\frac{l+m+1/2}{2l+1}} Y_{l,m+1/2}(\theta, \phi) \end{pmatrix} \quad (5.3.12)$$

Une caractéristique cruciale des spineurs sphériques est qu'ils remplissent la condition orthonormale comme le font les harmoniques sphériques pour l'équation de Schrödinger.

En récapitulatif, le système (5.3.1) est défini par quatre nombres quantiques : le nombre quantique principal n , le moment angulaire total j , le nombre quantique relativiste κ et le nombre quantique magnétique m . Nous résolvons maintenant explicitement l'équation de Dirac avec un potentiel sphérique

$$h_D \Psi_{n,\kappa,m} = E_{n,\kappa,m} \Psi_{n,\kappa,m}, \quad (5.3.13)$$

où $\Psi_{n,\kappa,m}$ désigne la fonction d'onde du système associé à l'énergie $E_{n,\kappa,m} \equiv E$. Nous tentons de trouver des fonctions d'onde sous forme factorisée dans des parties radiales et angulaires

$$\Psi_{n,\kappa,m} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} P_{n,\kappa}(r) \chi_{\kappa,m}(\theta, \phi) \\ i Q_{n,\kappa}(r) \chi_{-\kappa,m}(\theta, \phi) \end{pmatrix}. \quad (5.3.14)$$

Les parties radiales $P_{n,\kappa}$ et $Q_{n,\kappa}$ sont dénommées grand et petit composant de fonction d'onde, respectivement. Avant d'appliquer l'opérateur h_D à la fonction d'onde, nous devons exprimer le terme $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} = -i\sigma_r(\partial_r + \frac{\kappa+1}{r})$ [104],

$$h_D \Psi_{n,\kappa,m} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\alpha^2} + V(r) & -\frac{i}{\alpha} \sigma_r(\partial_r + \frac{\kappa+1}{r}) \\ -\frac{i}{\alpha} \sigma_r(\partial_r + \frac{\kappa+1}{r}) & -\frac{1}{\alpha^2} + V(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{P_{n,\kappa}(r)}{r} \chi_{\kappa,m}(\theta, \phi) \\ i \frac{Q_{n,\kappa}(r)}{r} \chi_{-\kappa,m}(\theta, \phi) \end{pmatrix}. \quad (5.3.15)$$

où α représente la constante de structure fine. On trouve donc un système de deux équations couplées pour la partie radiale

$$\left[\frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r} \right] P_{n,\kappa}(r) = \alpha \left[E - V(r) + \frac{2}{\alpha^2} \right] Q_{n,\kappa}(r) \quad (5.3.16)$$

et

$$\left[\frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r} \right] Q_{n,\kappa}(r) = \alpha [V(r) - E] P_{n,\kappa}(r). \quad (5.3.17)$$

Nous avons de même procédé à un changement de variable $E = E - 1/\alpha^2$. La condition de normalisation s'exprime par

$$\int_0^\infty [P_{n,\kappa}^2(r) + Q_{n,\kappa}^2(r)] dr = 1. \quad (5.3.18)$$

Pour plus de aisance, nous récrivons ces équations couplées différentielles de premier ordre dans une seule équation différentielle de second ordre, pareillement dénommée forme de Schrödinger. Nous définissons en premier

$$A(r) = \sqrt{\left[E - V(r) + \frac{2}{\alpha^2}\right]} \quad (5.3.19)$$

et afin de simplifier la dérivée de premier ordre dans les équations (5.3.16) et (5.3.17), nous posons

$$P_{n,\kappa}(r) = F_{n,\kappa}A(r). \quad (5.3.20)$$

A partir de l'équation (5.3.16), on peut écrire $Q_{n,\kappa}(r)$ en relation avec $F_{n,\kappa}(r)$

$$Q_{n,\kappa}(r) = \frac{1}{A(r)} \left[\frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r} \right] F_{n,\kappa}(r). \quad (5.3.21)$$

Puis en incluant (5.3.19), (5.3.20) et (5.3.21) dans l'équation (5.3.17), on obtient la forme pseudo-Schrödinger

$$F_{n,\kappa}''(r) + F_{n,\kappa}(r) \left\{ 2E - 2V(r) - \frac{\kappa(\kappa+1)}{r^2} + \alpha^2 W(r) \right\} = 0, \quad (5.3.22)$$

avec

$$W(r) = (E - V(r))^2 - \frac{1}{2A(r)^2} \left[V'' - \frac{3\alpha^2 V'^2}{A(r)^2} + \frac{\kappa V'}{r} \right]. \quad (5.3.23)$$

Dans la littérature, on trouve fréquemment l'équation (5.3.22) réécrite avec un potentiel effectif marqué $U(r)$

$$F_{n,\kappa}''(r) + F_{n,\kappa}(r) \left[2(E - U(r)) - \frac{\kappa(\kappa+1)}{r^2} \right] = 0, \quad (5.3.24)$$

où $U(r) = V(r) - \alpha^2 W(r)$. Cette équation est semblable à l'équation de Schrödinger avec un terme supplémentaire $\alpha^2 W(r)$ qui désigne les effets relativistes valables même dans le cas où ce ne sont pas des termes perturbatifs.

5.4 Ions à N électrons

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré les équations de Dirac et Schrödinger pour une seule particule dans un champ sphérique. Néanmoins, nous nous intéressons aux ions multi-chargés, avec N électrons liés. Dans cette section, nous exposons la méthode d'obtenir des valeurs propres et des fonctions propres pour un tel ion. L'équation de Dirac ou Schrödinger s'écrit

$$H_{\text{ion}} \Psi_k = E_k \Psi_k, \quad (5.4.1)$$

où E_k est l'énergie de l'état k correspondant à la fonction d'onde Ψ_k . H_{ion} désigne l'hamiltonien du système (noyau + électrons liés), il inclut les termes suivants :

- Énergies cinétiques des électrons et du noyau
- Le potentiel attractif du noyau sur les électrons liés
- Le potentiel répulsif entre électrons liés
- Corrections relativistes (spin orbite , Darwin, vitesse de masse), sachant que l'équation de Dirac implémente intrinsèquement de tels termes.
- Corrections électrodynamiques quantiques (interaction de Breit, polarisation du vide, déplacement de Lamb) et la taille nucléaire finie.

Considérant les quatre premiers termes de la liste, l'hamiltonien relativiste $H_{\text{rel,ion}}$ s'écrit

$$H_{\text{rel,ion}} = \sum_{i=1}^N h_D(r_i) - \sum_{i=1}^N \frac{Z}{r_i} + \sum_{i<j} \frac{1}{r_{ij}}, \quad (5.4.2)$$

où $h_D(r_i)$ est l'Hamiltonien de Dirac à électron unique sans potentiel, le deuxième terme correspond au champ d'attraction entre le noyau et les électrons liés et le troisième terme correspond à la répulsion électrostatique entre les électrons liés.

Dans le cas non-relativiste, l'hamiltonien s'écrit comme

$$H_{\text{non-rel,ion}} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \nabla_i^2 - \sum_{i=1}^N \frac{Z}{r_i} + \sum_{i<j} \frac{1}{r_{ij}}. \quad (5.4.3)$$

Pour $N \geq 2$ un tel hamiltonien n'est pas séparable et alors aucune solution analytique n'est possible. Le seul problème que nous pouvons résoudre est celui d'un potentiel de champ central analysé dans les sections 5.2 et 5.3. Pour cette circonstance, l'énergie totale de l'ion est simplement la somme des énergies de tous les états individuels. La conception principale pour résoudre le problème de N électrons est de compenser le potentiel réel par un potentiel moyen central et de traiter la différence avec le potentiel réel de façon perturbative.

5.4.1 Champ central moyen

Pour retrouver les valeurs propres de l'équation (5.4.1), nous substituons le potentiel du noyau et les interactions électron-électron par un potentiel central moyen $U(r)$ et prenons en compte de manière perturbatrice la différence entre le potentiel moyen et le potentiel réel. L'hamiltonien $H_{\text{rel,ion}}$ est la combinaison de deux parties

$$H_{\text{rel,ion}} = H_0 + H_1, \quad (5.4.4)$$

où H_0 représente l'hamiltonien relativiste d'ordre zéro et est défini comme suit :

$$H_0 = \sum_{i=1}^N [h_D(r_i) + U(r_i)]. \quad (5.4.5)$$

U est le potentiel sphérique moyen remplaçant $-Z/r_i + 1/r_{ij}$. La seconde partie de l'hamiltonien H_1 est

$$H_1 = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{Z}{r_i} - U(r_i) \right] + \sum_{i<j} \frac{1}{r_{ij}}, \quad (5.4.6)$$

où H_1 est considéré comme une perturbation par rapport à H_0 , alors $H_1 \ll H_0$. Si nous procédons par une approximation non-relativiste, nous devons inclure des corrections relativistes (l'interaction spin-orbite, masse, terme de Darwin) comme un terme supplémentaire H_2 . En effet, pour les éléments à Z élevé, l'interaction spin-orbite contribue fortement par rapport à la répulsion électrostatique. Dans cette approximation non entièrement relativiste, le hamiltonien est écrit comme suit

$$H_{\text{non-rel,ion}} = \underbrace{\sum_{i=1}^N \left[-\frac{1}{2} \nabla_i^2 + U(r_i) \right]}_{H_0} + \underbrace{\sum_{i=1}^N \left[-\frac{Z}{r_i} - U(r_i) \right]}_{H_1} + \sum_{i < j} \frac{1}{r_{ij}} + \underbrace{\frac{\alpha^2}{2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{r_i} U'(r_i) \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i}_{H_2}. \quad (5.4.7)$$

Nous négligeons ici les corrections relativistes autres que spin-orbite. Cet hamiltonien peut se composer en trois parties H_0 , H_1 et H_2 ; les deux derniers sont considérés comme une petite perturbation par rapport à H_0 . En fonction de la contribution de H_1 et H_2 , deux couplages peuvent être envisageable :

- Dans le **couplage LS**, nous considérons que $H_1 \gg H_2$, alors nous incluons d'abord perturbativement H_1 à H_0 puis on applique H_2 comme perturbation de $H_0 + H_1$. Cette approche est généralement bonne pour les éléments de faible Z et aussi pour les états faiblement excités d'atomes de Z élevé mais faiblement ionisés.
- Dans le **couplage jj**, nous considérons que $H_2 \gg H_1$, alors nous incluons d'abord perturbativement H_2 à H_0 et ensuite nous appliquons H_1 comme une perturbation de $H_0 + H_2$. Cette approche convient pour les éléments de Z élevé, hautement ionisés.

5.4.2 Choix du potentiel local

De multiples méthodes existent afin de modéliser le potentiel réel $-Z/r_i + 1/r_{ij}$ avec un champ moyen $U(r)$ parmi lesquels la méthode de Hartree-Fock-Slater [105], Dirac-Fock-Slater et le potentiel paramétrique [106]. Tous ces potentiels doivent vérifier deux conditions aux limites. Près du noyau, l'électron actif ne voit que la charge du noyau et, à grande distance, la charge du noyau est filtrée par les électrons $N - 1$. Ces conditions écrivent

$$U(r) = \begin{cases} -\frac{Z}{r} & r \rightarrow 0 \\ -\frac{Z-N+1}{r} & r \rightarrow \infty \end{cases}. \quad (5.4.8)$$

Hartree-Fock-Slater

Le potentiel est modélisé par trois termes dans cette approche. Le premier est le potentiel du noyau $-Z/r$. Le deuxième terme noté ici V_c , désigne le potentiel créé

par les électrons $N - 1$. Ce potentiel est déterminé par l'équation de Poisson, où la distribution de densité d'un électron dans une sous-couche nl est définie par

$$\rho_{nl}(r) = \frac{R_{nl}^2(r)}{4\pi r^2}, \quad (5.4.9)$$

où R_{nl} est la fonction d'onde non-relativiste de l'électron actif. En utilisant l'équation de Poisson, le potentiel est déduit

$$V_c(r) = \sum_{nl} w_{nl} \int_0^\infty \frac{r'^2}{r >} R_{nl}^2(r') dr'. \quad (5.4.10)$$

où w_{nl} est le numéro d'occupation de la sous-couche nl . Ce potentiel est directement obtenu par l'équation de Hartree-Fock et s'appelle le potentiel classique. Dans la version relativiste, le terme $R_{nl}^2(r')$ doit être remplacé par $P_{n\kappa}^2(r') + Q_{n\kappa}^2(r')$.

Le troisième terme est l'interaction d'échange noté $V_{\text{ex}}(r)$

$$V_{\text{ex}}(r) = - \left[\frac{24}{\pi} \rho(r) \right]^{1/3}. \quad (5.4.11)$$

Pour le coefficient de ce potentiel, nous utilisons la valeur Kohn-Sham [107]. Ce terme est déduit de l'hypothèse d'un gaz d'électrons libres (voir par exemple [92]). Enfin, le potentiel moyen utilisé (pour un électron) dans l'approche de Hartree-Fock-Slater est

$$U(r) = -\frac{Z}{r} + V_c(r) + V_{\text{ex}}(r). \quad (5.4.12)$$

Potentiel paramétrique

Une expression analytique est supposée pour le potentiel paramétrique. Le potentiel est généralement pris comme

$$U(r) = \frac{Z}{r} \sum_{n=0}^m a_n r^n \exp(-b_n r), \quad (5.4.13)$$

où m est un nombre entier, a_n et b_n sont des nombres paramétriques qui doivent être optimisés. Ces paramètres peuvent être calculés par deux façons : comparaison avec des données expérimentales ou principe variationnel. En pratique, de tels codes de potentiel paramétriques tentent de trouver les paramètres qui minimisent l'énergie moyenne (critères de Hartree-Fock) d'une configuration, la méthode est alors itérative. Il est à noter que cette approche prend en compte le terme de corrélation d'échange. Par conséquent, il n'est pas nécessaire d'ajouter un terme supplémentaire contrairement aux méthodes précédentes. Dans le code FAC, ce type de potentiel est utilisé, sous la forme suivante

$$U_{\text{FAC}}(r) = -\frac{Z}{r} + \frac{N-1}{r} \left(1 - \frac{\exp(-\lambda r)}{1 + ar} \right), \quad (5.4.14)$$

où λ et a sont des paramètres à déterminer. Le premier terme désigne le potentiel nucléaire et le second terme l'interaction électrostatique. Ces paramètres sont déterminés via la minimisation d'énergie d'une configuration moyenne spécifiée par l'utilisateur.

5.4.3 Energie moyenne d'une configuration

Indépendamment de tout potentiel central utilisé, on peut évaluer la contribution énergétique des différents termes de Hamiltonien $H_{\text{rel,ion}}$ à une configuration C . Par la théorie de perturbation l'énergie moyenne E_{moy} de la configuration C est déterminée par $\langle \Psi_k^{(0)} | H_{\text{rel,ion}} | \Psi_k^{(0)} \rangle$, où $\Psi_k^{(0)}$ sont les fonctions d'onde de l'ordre zéro du hamiltonien H_0 . En utilisant N fonctions d'onde monoélectroniques totalement antisymétrisées comme requis par le principe de Pauli, on obtient [103, 104].

$$E_{\text{moy}} = \sum_i^N \langle \gamma_i | \frac{1}{\alpha} \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \frac{\beta}{\alpha^2} | \gamma_i \rangle + \sum_i^N \langle \gamma_i | -\frac{Z}{r} | \gamma_i \rangle + \sum_{i < j} \left[\langle \gamma_i \gamma_j | \frac{1}{r_{ij}} | \gamma_i \gamma_j \rangle - \langle \gamma_i \gamma_j | \frac{1}{r_{ij}} | \gamma_j \gamma_i \rangle \right], \quad (5.4.15)$$

où i et j designent les électrons dans la configuration C et γ représente tout nombre quantique qui caractérise l'état. Nous reconnaissons dans les deux premiers termes l'hamiltonien de Dirac d'une seule particule. Ces termes proviennent de la partie séparable (un électron) de l'hamiltonien. La contribution radiale pour ces deux termes est directement obtenue :

$$E_{\text{moy,seule}}^i = \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{\alpha^2} \left[P_{n,\kappa}^2(r) + Q_{n,\kappa}^2(r) \right] + \frac{1}{\alpha} \left[P_{n,\kappa}(r) \left(\frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r} \right) Q_{n,\kappa}(r) - Q_{n,\kappa}(r) \left(\frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r} \right) P_{n,\kappa}(r) \right] - \frac{Z}{r} \left[P_{n,\kappa}^2(r) + Q_{n,\kappa}^2(r) \right] \right\} dr. \quad (5.4.16)$$

Les nombres quantiques sont notés n, κ pour la simplicité mais dépendent de l'électron i . Les deux derniers termes de l'équation (5.4.16) correspondent à l'interaction électron-électron, ils sont un opérateur à deux électrons. Il est plus compliqué à calculer en raison de sa dépendance à l'égard de r_i et r_j . Ce terme doit être réécrit à travers le théorème d'Al-Kashi $r_{12}^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \theta$, et en utilisant l'expansion de la série Taylor et les polynômes de Legendre, il vient

$$\frac{1}{r_{12}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r_{<}^n}{r_{>}^{n+1}} P_n(\cos \theta). \quad (5.4.17)$$

Développer ce terme est trop long et pas d'intérêt dans le contexte du présent travail, en particulier la contribution angulaire. La contribution radiale du terme électrostatique est faite de deux intégrales

$$F^n(12, 21) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left[P_{n,\kappa}^2(r_1) + Q_{n,\kappa}^2(r_1) \right] \frac{r_{<}^n}{r_{>}^{n+1}} \left[P_{n',\kappa'}^2(r_2) + Q_{n',\kappa'}^2(r_2) \right] dr_1 dr_2 \quad (5.4.18)$$

$$G^n(12, 21) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left[P_{n,\kappa}(r_1) P_{n',\kappa'}(r_1) + Q_{n,\kappa}(r_1) Q_{n',\kappa'}(r_1) \right] \frac{r_{<}^n}{r_{>}^{n+1}} \times \left[P_{n',\kappa'}(r_2) P_{n,\kappa}(r_2) + Q_{n',\kappa'}(r_2) Q_{n,\kappa}(r_2) \right] dr_1 dr_2 \quad (5.4.19)$$

où n, κ (resp n', κ') sont les nombres quantiques des électrons 1 et 2. La première intégrale est appelée intégrale directe, elle correspond au champ généré par les particules $N - 1$ sur l'électron actif. Contrairement à l'attraction du noyau, elle contribue positivement à l'énergie. La seconde intégrale est appelée intégrale d'échange : elle correspond à l'interaction d'échange entre électrons qui est une conséquence du principe de Pauli. La contribution de ce terme est négative.

5.4.4 Résolution du problème des N électrons

Solution de particules indépendantes

Une fois que le potentiel moyen est choisi, on peut commencer la résolution du problème des électrons N . À l'ordre zéro, il suffit de considérer le hamiltonien H_0 . Nous résolvons N hamiltoniens indépendants avec un potentiel moyen sélectionné. Le système résolu d'un état mono-électronique i est

$$H_0 \varphi_i^{(0)} = E_i^{(0)} \varphi_i^{(0)}. \quad (5.4.20)$$

Par cette résolution on obtient les énergies non corrélées et les fonctions d'onde des N électrons formant une configuration C . L'énergie totale d'un niveau k dans la configuration C est la somme des énergies des N électrons

$$E_{k,C}^{(0)} = \sum_{i=1}^N E_i^{(0)} \quad (5.4.21)$$

et la fonction d'onde totale $\Psi_{k,C}$ est le produit de N fonctions d'onde d'électrons marquées ($\varphi_1, \dots, \varphi_N$). Nous devons également prendre en compte le principe de Pauli, qui impose que la fonction d'onde soit antisymétrique. Par conséquent, la fonction d'onde d'ordre zéro écrit

$$\Psi_{k,C}^{(0)} = A \prod_{i=1}^N \varphi_{n_i, l_i, j_i, m_i}^{(0)}(r_i), \quad (5.4.22)$$

où A est l'opérateur antisymétrique défini comme

$$A = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_P (-1)^{\chi(P)} P \quad (5.4.23)$$

où $\chi(P)$ est la parité de la permutation et P est toute permutation d'électrons.

Eléments matriciels de l'interaction non centrale

Une fois les fonctions d'onde non corrélées $\Psi_{k,C}^{(0)}$ obtenues, il faut corriger les résultats de H_1 , dont les éléments de la matrice dans cette base sont

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{k,C}^{(0)} | H_1 | \Psi_{k',C'}^{(0)} \rangle &= \langle \Psi_{k,C}^{(0)} | \sum_{i=1}^N -\frac{Z}{r_i} | \Psi_{k',C'}^{(0)} \rangle - \langle \Psi_{k,C}^{(0)} | \sum_{i=1}^N U(r_i) | \Psi_{k',C'}^{(0)} \rangle \\ &\quad + \langle \Psi_{k,C}^{(0)} | \sum_{i < j} \frac{1}{r_{ij}} | \Psi_{k',C'}^{(0)} \rangle. \end{aligned} \quad (5.4.24)$$

Le calcul des deux premiers termes de l'équation ci-dessus n'est pas difficile car $\Psi_{k,C}^{(0)}$ implique un produit antisymétrisé de fonctions d'onde d'un électron. Cependant, le dernier terme, comme nous l'avons vu précédemment, doit être réécrit car il s'agit d'un opérateur à deux électrons. Pour obtenir la fonction d'onde Ψ en tenant entièrement compte de l'interaction biélectronique, nous devons diagonaliser l'hamiltonien $H_0 + H_1$

$$\Psi = \sum_{k,C=1} b_k \Psi_{k,C}^{(0)}, \quad (5.4.25)$$

où b_k sont les coefficients de mélange déterminés par la diagonalisation de l'hamiltonien total. Le nombre de configuration N_c joue un rôle important dans la qualité des données atomiques, car il permet de prendre en compte l'interaction de la configuration. Il n'y a pas de critères clairs pour choisir l'ensemble des configurations pertinentes. Cet ensemble peut être défini en examinant la convergence des énergies de niveau lorsque le nombre de configurations est augmenté.

Diagonalisation de l'hamiltonien complet

Pour illustrer la procédure générale, nous considérons le cas où seulement deux configurations sont incluses. Le hamiltonien qui représente deux configurations C_1 et C_2 a la forme générale

$$\begin{array}{c|c} \text{configuration } C_1 & \text{configuration } C_2 \\ \hline E_{i,C_1}^{(0)} \delta_{ij} + \langle C_{1i} | H_1 | C_{1j} \rangle & \langle C_{1i} | H_1 | C_{2j} \rangle \\ \hline \langle C_{2i} | H_1 | C_{1j} \rangle & E_{i,C_2}^{(0)} \delta_{ij} + \langle C_{2i} | H_1 | C_{2j} \rangle \end{array}$$

Sur la diagonale du bloc, nous trouvons la matrice hamiltonienne d'une configuration unique. Sur ces blocs nous identifions sur la diagonale l'énergie moyenne avec la correction due à la contribution directe de l'hamiltonien H_1 mentionné précédemment. Les contributions hors diagonales proviennent du couplage électronique entre les électrons et l'interaction électrostatique. Les deux blocs non-diagonaux du diagramme correspondent à l'interaction de la configuration ($H_{C_1-C_2}^{\text{inte}}$). Ce terme est calculé de la même manière que l'élément matriciel d'une configuration unique. Enfin, à partir de la diagonalisation de cette matrice, nous obtenons dans l'ensemble des configurations données des énergies et des fonctions d'onde de l'ion considéré.

Dans le code FAC et dans de nombreux codes relativistes, des corrections électrodynamiques quantiques (QED) sont ajoutées à l'hamiltonien relativiste. Certains de ces effets sont suffisamment importants pour modifier l'ordre des niveaux d'énergie. Dans la résolution de l'hamiltonien à N électrons, ces effets (interaction Breit généralisée, déplacement de Lamb, taille finie nucléaire) sont habituellement un effet de second ordre. Nous notons qu'une majeure contribution à ce chapitre est inspirée et traduite de l'anglais à partir de la thèse de doctorat de Belkhir [108]. Après avoir exposé quelques approches théoriques utilisées dans les calculs de structure atomique, les résultats numériques de nos calculs des niveaux d'énergie concernant l'ion Ge^{22+} et effectués via le code FAC ont été consignés dans le tableau 5.1.

Table 5.1 – Energies (en keV) des 75 premiers niveaux en couplage jj de l'ion Ge^{22+} issus des configurations $(2p^6)$, $2p^5 3l$, $2s 2p^6 3l$ (avec $l = s, p, d$), et $2p^5 4l'$ (avec $l' = s, p, d, f$) calculées par rapport au niveau fondamental $(2p^6)_0$. Ces valeurs sont obtenues à partir du code FAC développé par Gu.

Numéro	Niveau	Energie (keV)	Numéro	Niveau	Energie (keV)
0	$(2p^6)_0$	0	38	$(2p^5_{3/2} 4s_{1/2})_1$	1, 6710
1	$(2p^5_{3/2} 3s_{1/2})_2$	1, 2342	39	$(2p^5_{3/2} 4p_{1/2})_1$	1, 6880
2	$(2p^5_{3/2} 3s_{1/2})_1$	1, 2371	40	$(2p^5_{3/2} 4p_{1/2})_2$	1, 688
3	$(2p^5_{1/2} 3s_{1/2})_0$	1, 2667	41	$(2p^5_{3/2} 4p_{3/2})_3$	1, 6913
4	$(2p^5_{1/2} 3s_{1/2})_1$	1, 2682	42	$(2p^5_{3/2} 4p_{3/2})_1$	1, 6916
5	$(2p^5_{3/2} 3p_{1/2})_1$	1, 2770	43	$(2p^5_{3/2} 4p_{3/2})_2$	1, 6926
6	$(2p^5_{3/2} 3p_{1/2})_2$	1, 2804	44	$(2p^5_{3/2} 4p_{3/2})_0$	1, 6986
7	$(2p^5_{3/2} 3p_{3/2})_3$	1, 2864	45	$(2p^5_{1/2} 4s_{1/2})_0$	1, 7026
8	$(2p^5_{3/2} 3p_{3/2})_1$	1, 2872	46	$(2p^5_{1/2} 4s_{1/2})_1$	1, 7031
9	$(2p^5_{3/2} 3p_{3/2})_2$	1, 2906	47	$(2p^5_{3/2} 4d_{3/2})_0$	1, 7119
10	$(2p^5_{3/2} 3p_{3/2})_0$	1, 3022	48	$(2p^5_{3/2} 4d_{3/2})_1$	1, 7126
11	$(2p^5_{1/2} 3p_{1/2})_1$	1, 3119	49	$(2p^5_{3/2} 4d_{5/2})_4$	1, 7135
12	$(2p^5_{1/2} 3p_{3/2})_1$	1, 3199	50	$(2p^5_{3/2} 4d_{3/2})_3$	1, 7135
13	$(2p^5_{1/2} 3p_{3/2})_2$	1, 3208	51	$(2p^5_{3/2} 4d_{5/2})_2$	1, 7137
14	$(2p^5_{1/2} 3p_{1/2})_0$	1, 3347	52	$(2p^5_{3/2} 4d_{3/2})_2$	1, 7145
15	$(2p^5_{3/2} 3d_{3/2})_0$	1, 3408	53	$(2p^5_{3/2} 4d_{5/2})_3$	1, 7152
16	$(2p^5_{3/2} 3d_{3/2})_1$	1, 3426	54	$(2p^5_{3/2} 4d_{5/2})_1$	1, 7190
17	$(2p^5_{3/2} 3d_{5/2})_4$	1, 3457	55	$(2p^5_{1/2} 4p_{1/2})_1$	1, 7209
18	$(2p^5_{3/2} 3d_{5/2})_2$	1, 3458	56	$(2p^5_{1/2} 4p_{3/2})_1$	1, 7241
19	$(2p^5_{3/2} 3d_{3/2})_3$	1, 3461	57	$(2p^5_{1/2} 4p_{3/2})_2$	1, 7244
20	$(2p^5_{3/2} 3d_{3/2})_2$	1, 3488	58	$(2p^5_{3/2} 4f_{5/2})_1$	1, 7248
21	$(2p^5_{3/2} 3d_{5/2})_3$	1, 3508	59	$(2p^5_{3/2} 4f_{5/2})_4$	1, 7250
22	$(2p^5_{3/2} 3d_{5/2})_1$	1, 3594	60	$(2p^5_{3/2} 4f_{7/2})_2$	1, 7252
23	$(2p^5_{1/2} 3d_{3/2})_2$	1, 3782	61	$(2p^5_{3/2} 4f_{7/2})_5$	1, 7252
24	$(2p^5_{1/2} 3d_{5/2})_2$	1, 3798	62	$(2p^5_{3/2} 4f_{7/2})_3$	1, 7257
25	$(2p^5_{1/2} 3d_{5/2})_3$	1, 3810	63	$(2p^5_{3/2} 4f_{5/2})_2$	1, 7259
26	$(2p^5_{1/2} 3d_{3/2})_1$	1, 3893	64	$(2p^5_{3/2} 4f_{5/2})_3$	1, 7259
27	$(2s_{1/2} 3s_{1/2})_1$	1, 4281	65	$(2p^5_{3/2} 4f_{7/2})_4$	1, 7261
28	$(2s_{1/2} 3s_{1/2})_0$	1, 4375	66	$(2p^5_{1/2} 4p_{1/2})_0$	1, 7263
29	$(2s_{1/2} 3p_{1/2})_0$	1, 4730	67	$(2p^5_{1/2} 4d_{3/2})_2$	1, 7458
30	$(2s_{1/2} 3p_{1/2})_1$	1, 4738	68	$(2p^5_{1/2} 4d_{5/2})_2$	1, 7466
31	$(2s_{1/2} 3p_{3/2})_2$	1, 4807	69	$(2p^5_{1/2} 4d_{5/2})_3$	1, 7470
32	$(2s_{1/2} 3p_{3/2})_1$	1, 4832	70	$(2p^5_{1/2} 4d_{3/2})_1$	1, 7492
33	$(2s_{1/2} 3d_{3/2})_1$	1, 5371	71	$(2p^5_{1/2} 4f_{5/2})_3$	1, 7578
34	$(2s_{1/2} 3d_{3/2})_2$	1, 5375	72	$(2p^5_{1/2} 4f_{7/2})_4$	1, 7581
35	$(2s_{1/2} 3d_{5/2})_3$	1, 5384	73	$(2p^5_{1/2} 4f_{5/2})_2$	1, 7582
36	$(2s_{1/2} 3d_{5/2})_2$	1, 5453	74	$(2p^5_{1/2} 4f_{7/2})_3$	1, 7582
37	$(2p^5_{3/2} 4s_{1/2})_2$	1, 6701			

Chapitre 6

Les données radiatives et collisionnelles

6.1 Procédures de calcul

Nous avons utilisé le code "flexible atomic code" (FAC) basé sur une approche relativiste, multiconfiguration [28] pour générer la plupart des données atomiques de base nécessaires à la modélisation collisionnelle-radiative. Les données générées comprennent les énergies de niveau, les probabilités de déclin radiatif et les forces de collision inélastiques pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques dues à des impacts avec un faisceau d'électrons unidirectionnel ou avec des électrons isotropes. Dans ce dernier cas, les forces de collision qui sont nécessaires pour calculer les coefficients de taux Maxwelliens moyennés (voir l'équation 4.1.4), sont obtenues par modification de FAC, comme indiqué dans la première annexe donnée ci-dessous. En outre, le code FAC a été légèrement modifié, comme mentionné précédemment, afin d'obtenir les forces de collision pour la désexcitation entre des sous-niveaux magnétiques due à l'impact avec un faisceau d'électrons unidirectionnel.

Les détails des techniques numériques mises en œuvre dans FAC peuvent être trouvés dans [28]. Pour résumer ces techniques, nous mentionnons brièvement que les fonctions radiales pour les orbitales d'un électron sont calculées de manière cohérente comme des solutions de l'équation de Dirac en utilisant le même potentiel de champ central pour les électrons liés et continus. Les fonctions d'onde ionique sont calculées dans l'approximation de mélange de configuration en utilisant le schéma de couplage jj , avec des coefficients de mélange déterminés par la diagonalisation de l'hamiltonien de Dirac-Coulomb. Les forces de collision sont calculées dans l'approximation RDW connue pour être précise pour les ions fortement chargés tels que Ge^{22+} . La méthode de factorisation-interpolation développée par Bar-Shalom *et al* [99] pour le calcul des forces de collision pour les transitions entre niveaux est étendue dans FAC aux transitions entre sous-niveaux magnétiques induits par un faisceau d'électrons. A des énergies d'électrons incidentes relativement élevées, des méthodes de "top-up" basées sur l'approximation de Coulomb-Bethe et sur des séries géométriques, sont utilisées pour obtenir les contributions d'ondes partielles élevées pour les transitions autorisées et non autorisées, respectivement.

Il nous paraît intéressant de mentionner que la configuration utilisée dans la fonction `OptimizeRadial` du code `FAC` pour la construction de la configuration moyenne est celle fondamentale (i.e. $1s^2 2s^2 2p^6$). Nous avons constaté qu'en utilisant le groupe de configurations excitées correspondant à 7 électrons dans la couche $n = 2$ et 1 électron dans la couche $n = 3$ à la place de la configuration fondamentale, nos résultats des données atomiques sont très peu affectés.

6.2 Probabilités de déclin radiatif

Nous avons calculé les probabilités radiatives pour tous les déclins possibles dipôles électriques (E1), dipôles magnétiques (M1), quadrupôles électriques (E2) et quadrupôles magnétiques (M2) entre les 75 niveaux issus des 11 configurations $2p^6$, $2p^5 3l$, $2s 2p^6 3l$ ($l = 0 - 2$) et $2p^5 4l'$ ($l' = 0 - 3$). Ces calculs ont été effectués en utilisant l'option `FAC` d'expressions totalement relativistes pour les opérateurs multipolaires, bien qu'il n'y ait eu que des différences mineures par rapport aux résultats obtenus avec le mode des opérateurs multipolaires non relativistes. Nous présentons dans les tableaux 6.1 et 6.2 les résultats pour tous déclins importants entre les premiers 36 états excités, et aussi vers le niveau fondamental $2p^6$ à partir de ces états. Nos résultats pour toutes les transitions E1 sont pratiquement identiques à ceux rapportés récemment par Abdelaziz [109] qui a effectué de vastes calculs `FAC` de données atomiques pour Ge^{22+} . Cet auteur a fait des comparaisons avec des données pour les probabilités de déclin radiatif E1 qu'il a calculées en utilisant le code de Cowan [92] et avec ceux obtenus par Hibbert *et al* [110] du code `CIV3`. Il a conclu qu'en général, il n'y avait pas de différences majeures entre les résultats de `FAC`, de Cowan et de `CIV3`.

Ici, bien que non montré dans les tableaux 6.1 et 6.2, nous avons fait une comparaison avec les résultats rapporté par Cornille *et al* [111] et Jönsson *et al* [112]. Nos résultats montrent certains écarts pour les transitions permises et interdites optiquement avec [111] où le code de structure atomique semi-relativiste `SUPERSTRUCTURE` a été utilisé. Par exemple, la probabilité de déclin M2 du niveau métastable $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_2$ vers le niveau fondamental est trouvée ici 56% plus élevée que dans [111]. Pour la probabilité de déclin radiatif M1 du niveau métastable $(2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_0$ vers le niveau $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_1$, la différence est inférieure à 5%. Dans ce contexte, il convient de noter que Beiersdorfer *et al* [113] ont comparé la probabilité de déclin par transition M1 entre les résultats obtenus par `FAC` et ceux des calculs relativistes de la théorie des perturbations à plusieurs corps (RMBPT) en considérant les ions néonoïdes avec $Z = 13 - 100$. Leur comparaison montre un excellent accord entre les résultats de `FAC` et RMBPT dans le cas de Ge^{22+} . En ce qui concerne les probabilités de déclin par E1 de $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2})_0$ vers $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_1$ et $(2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_1$, et de ces deux derniers niveaux au niveau du fondamental, nos valeurs sont de 14%, 11%, 8% et 19% plus grands que ceux rapportés dans [111], respectivement.

En ce qui concerne les résultats rapportés par Jönsson *et al* [112] qui ont effectué des calculs d'interaction de configuration relativiste, nous avons observé un très bon accord (1.2% de précision) dans le cas des trois transitions interdites affichées dans le tableau 1. Pour les transitions autorisées des niveaux $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2})_0$ vers $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_1$ et $(2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_1$, des écarts allant jusqu'à 25% et 14% ont été obtenus respectivement,

vraisemblablement en raison d'un mixing quelque peu différent des niveaux. Les autres probabilités de transition permises dans [112] étaient différentes des nôtres de moins de 6,5%.

Table 6.1 – Probabilités de déclin radiatif A (en s^{-1}) à partir des 26 premiers niveaux excités de l'ion Ge^{22+} , ceux venant des 3 configurations $2p^53s$, $2p^53p$ et $2p^53d$. Le type du multipôle de déclin (dipôle électrique E1, dipôle magnétique M1, quadrupôle électrique E2 ou quadrupôle magnétique M2) est indiqué au-dessus de la flèche. La notation $x[y]$ signifie $x \times 10^y$.

Transition	A	Transition	A	Transition	A
1 $\xrightarrow{M2}$ 0	1,68[6]	12 $\xrightarrow{E1}$ 4	3,77[9]	20 $\xrightarrow{E1}$ 5	1,37[9]
2 $\xrightarrow{E1}$ 0	2,82[12]	13 $\xrightarrow{E1}$ 0	3,18[9]	20 $\xrightarrow{E1}$ 6	7,14[9]
3 $\xrightarrow{M1}$ 2	2,90[5]	13 $\xrightarrow{E1}$ 1	1,15[8]	20 $\xrightarrow{E1}$ 7	2,17[8]
4 $\xrightarrow{E1}$ 0	2,03[12]	13 $\xrightarrow{E1}$ 2	6,63[7]	20 $\xrightarrow{E1}$ 8	1,15[10]
5 $\xrightarrow{E1}$ 1	6,03[9]	13 $\xrightarrow{E1}$ 4	1,23[10]	20 $\xrightarrow{E1}$ 9	1,85[8]
6 $\xrightarrow{E2}$ 0	2,68[9]	14 $\xrightarrow{E1}$ 2	2,17[10]	21 $\xrightarrow{E1}$ 6	1,00[8]
6 $\xrightarrow{E1}$ 1	3,94[9]	14 $\xrightarrow{E1}$ 4	2,21[10]	21 $\xrightarrow{E1}$ 7	3,91[9]
6 $\xrightarrow{E2}$ 2	3,52[9]	15 $\xrightarrow{E1}$ 5	1,82[10]	21 $\xrightarrow{E1}$ 9	1,37[10]
7 $\xrightarrow{E1}$ 1	1,19[10]	15 $\xrightarrow{E1}$ 12	1,57[7]	22 $\xrightarrow{E1}$ 0	3,23[13]
8 $\xrightarrow{E1}$ 1	1,38[7]	16 $\xrightarrow{E1}$ 0	2,25[11]	22 $\xrightarrow{E1}$ 8	1,20[10]
8 $\xrightarrow{E1}$ 2	1,04[10]	16 $\xrightarrow{E1}$ 5	1,52[10]	23 $\xrightarrow{E1}$ 6	6,00[7]
9 $\xrightarrow{E2}$ 0	2,76[9]	16 $\xrightarrow{E1}$ 6	1,55[9]	23 $\xrightarrow{E1}$ 11	1,85[10]
9 $\xrightarrow{E1}$ 1	8,04[9]	16 $\xrightarrow{E1}$ 9	1,42[9]	23 $\xrightarrow{E1}$ 12	3,09[8]
9 $\xrightarrow{E1}$ 2	6,28[9]	17 $\xrightarrow{E1}$ 7	1,57[10]	23 $\xrightarrow{E1}$ 13	2,05[9]
10 $\xrightarrow{E1}$ 2	1,98[10]	18 $\xrightarrow{M2}$ 0	4,15[7]	24 $\xrightarrow{E1}$ 5	8,97[7]
10 $\xrightarrow{E1}$ 4	6,48[8]	18 $\xrightarrow{E1}$ 5	7,36[9]	24 $\xrightarrow{E1}$ 6	1,88[8]
11 $\xrightarrow{E1}$ 1	5,14[7]	18 $\xrightarrow{E1}$ 6	2,75[9]	24 $\xrightarrow{E1}$ 7	2,82[8]
11 $\xrightarrow{E1}$ 2	4,23[7]	18 $\xrightarrow{E1}$ 7	6,35[8]	24 $\xrightarrow{E1}$ 9	5,59[8]
11 $\xrightarrow{E1}$ 3	2,66[9]	18 $\xrightarrow{E1}$ 8	1,60[9]	24 $\xrightarrow{E1}$ 12	1,43[10]
11 $\xrightarrow{E1}$ 4	4,38[9]	18 $\xrightarrow{E1}$ 9	5,20[9]	24 $\xrightarrow{E1}$ 13	1,55[9]
12 $\xrightarrow{E1}$ 1	1,28[9]	19 $\xrightarrow{E1}$ 6	1,78[10]	25 $\xrightarrow{E1}$ 7	1,21[8]
12 $\xrightarrow{E1}$ 2	2,59[7]	19 $\xrightarrow{E1}$ 7	2,41[9]	25 $\xrightarrow{E1}$ 13	1,66[10]
12 $\xrightarrow{E1}$ 3	8,05[9]	19 $\xrightarrow{E1}$ 9	1,86[8]	26 $\xrightarrow{E1}$ 0	5,97[13]

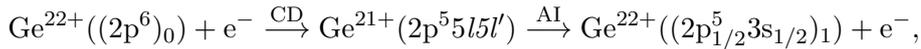
Table 6.2 – Idem que pour le tableau 6.1 mais pour les probabilités de déclin à partir des 10 suivants niveaux excités, ceux appartenant aux configurations $2s2p^63s$, $2s2p^63p$ et $2s2p^63d$.

Transition	A	Transition	A	Transition	A
$27 \xrightarrow{E1} 1$	1,68[11]	$32 \xrightarrow{E1} 0$	9,13[12]	$34 \xrightarrow{E1} 22$	8,68[9]
$27 \xrightarrow{E1} 2$	3,91[10]	$32 \xrightarrow{E1} 5$	3,66[9]	$34 \xrightarrow{E1} 23$	1,74[10]
$27 \xrightarrow{E1} 3$	2,04[10]	$32 \xrightarrow{E1} 6$	3,50[9]	$34 \xrightarrow{E1} 24$	7,07[9]
$27 \xrightarrow{E1} 4$	3,51[10]	$32 \xrightarrow{E1} 8$	6,54[10]	$34 \xrightarrow{E1} 25$	1,03[10]
$28 \xrightarrow{E1} 2$	1,32[11]	$32 \xrightarrow{E1} 9$	7,28[10]	$34 \xrightarrow{E1} 26$	4,38[9]
$28 \xrightarrow{E1} 4$	4,84[10]	$32 \xrightarrow{E1} 10$	1,89[10]	$34 \xrightarrow{E1} 30$	1,46[10]
$28 \xrightarrow{E1} 22$	5,54[8]	$32 \xrightarrow{E1} 11$	3,43[9]	$34 \xrightarrow{E1} 31$	3,78[9]
$28 \xrightarrow{E1} 26$	3,45[8]	$32 \xrightarrow{E1} 12$	1,54[10]	$34 \xrightarrow{E1} 32$	1,08[9]
$29 \xrightarrow{E1} 5$	1,30[11]	$32 \xrightarrow{E1} 13$	4,52[10]	$35 \xrightarrow{E1} 17$	1.29[11]
$29 \xrightarrow{E1} 8$	4,47[10]	$32 \xrightarrow{E1} 14$	1,60[10]	$35 \xrightarrow{E1} 18$	6,00[9]
$29 \xrightarrow{E1} 11$	5,85[10]	$32 \xrightarrow{E1} 27$	2,87[9]	$35 \xrightarrow{E1} 19$	1,53[8]
$29 \xrightarrow{E1} 12$	1,41[9]	$32 \xrightarrow{E1} 28$	6,67[9]	$35 \xrightarrow{E1} 20$	2,90[9]
$29 \xrightarrow{E1} 27$	8,32[9]	$33 \xrightarrow{E1} 15$	1,51[10]	$35 \xrightarrow{E1} 21$	3,66[10]
$30 \xrightarrow{E1} 0$	2,09[12]	$33 \xrightarrow{E1} 16$	3,40[10]	$35 \xrightarrow{E1} 23$	2,27[8]
$30 \xrightarrow{E1} 5$	2,55[10]	$33 \xrightarrow{E1} 18$	1,79[10]	$35 \xrightarrow{E1} 24$	1,30[10]
$30 \xrightarrow{E1} 6$	1,56[11]	$33 \xrightarrow{E1} 20$	6,07[10]	$35 \xrightarrow{E1} 25$	2,11[10]
$30 \xrightarrow{E1} 9$	2,29[9]	$33 \xrightarrow{E1} 22$	1,90[10]	$35 \xrightarrow{E1} 31$	1,62[10]
$30 \xrightarrow{E1} 10$	7,40[9]	$33 \xrightarrow{E1} 23$	4,28[10]	$36 \xrightarrow{E2} 0$	4,71[10]
$30 \xrightarrow{E1} 11$	3,55[10]	$33 \xrightarrow{E1} 24$	2,35[8]	$36 \xrightarrow{E1} 2$	4,58[8]
$30 \xrightarrow{E1} 14$	1,03[10]	$33 \xrightarrow{E1} 26$	5,22[7]	$36 \xrightarrow{E1} 4$	3,24[8]
$30 \xrightarrow{E1} 27$	7,19[9]	$33 \xrightarrow{E1} 29$	1,22[10]	$36 \xrightarrow{E1} 16$	4,77[8]
$31 \xrightarrow{E1} 5$	1,84[9]	$33 \xrightarrow{E1} 30$	7,13[9]	$36 \xrightarrow{E1} 18$	8.73[9]
$31 \xrightarrow{E1} 6$	5,16[8]	$33 \xrightarrow{E1} 31$	4,11[8]	$36 \xrightarrow{E1} 19$	3,71[10]
$31 \xrightarrow{E1} 7$	1,42[11]	$33 \xrightarrow{E1} 32$	1,01[9]	$36 \xrightarrow{E1} 20$	4,08[10]
$31 \xrightarrow{E1} 8$	6,55[9]	$34 \xrightarrow{E2} 0$	4.36[8]	$36 \xrightarrow{E1} 21$	5,12[10]
$31 \xrightarrow{E1} 9$	4,05[10]	$34 \xrightarrow{E1} 16$	8,60[9]	$36 \xrightarrow{E1} 22$	1,15[10]
$31 \xrightarrow{E1} 11$	2,49[8]	$34 \xrightarrow{E1} 18$	2.95[10]	$36 \xrightarrow{E1} 23$	9,65[9]
$31 \xrightarrow{E1} 12$	1,81[10]	$34 \xrightarrow{E1} 19$	1,03[11]	$36 \xrightarrow{E1} 24$	1,06[10]
$31 \xrightarrow{E1} 13$	2,66[10]	$34 \xrightarrow{E1} 20$	1,67[9]	$36 \xrightarrow{E1} 25$	3,54[10]
$31 \xrightarrow{E1} 27$	1,33[10]	$34 \xrightarrow{E1} 21$	1,19[10]	$36 \xrightarrow{E1} 26$	6.94[9]

6.3 Coefficients de taux d'excitation et de désexcitation

Nous avons calculé les coefficients de taux d'impact d'électron Maxwellien et de faisceau, C_M et C_b , pour toutes les excitations et désexcitations entre les 337 sous-niveaux magnétiques appartenant aux 75 niveaux de Ge^{22+} les plus bas, considérés dans le modèle (CR). Les calculs de C_M ont été faits pour sept températures dans la plage $1, 2 \leq T_e \leq 8$ MK, tandis que ceux de C_b ont été faits pour neuf énergies dans la gamme $1, 5 \leq E_0 \leq 20$ keV. L'énergie la plus faible choisie, $E_0 = 1, 5$ keV, était environ 1,1 fois le seuil d'excitation $2p^6 \rightarrow 2p^5 3d$. Les forces de collision moyennées sur $4\pi \langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$ utilisées pour déterminer les coefficients de taux d'excitation C_M ont été calculées à huit énergies d'électrons dispersés entre 2 eV et 10 keV. Cette plage d'énergie est suffisamment large pour intégrer les forces de collision afin d'obtenir un C_M fiable sur toute la gamme de T_e considérée.

Nous notons que dans les calculs des coefficients de taux, nous n'avons pas inclus la contribution des résonances dues aux niveaux intermédiaires doublement excités de Ge^{21+} . Un exemple du processus d'excitation résonnante contribuant à l'excitation à partir du niveau fondamental de Ge^{22+} vers le niveau inférieur de la raie laser $J = 0-1$ est comme suit :



où la première étape CD désigne la capture diélectronique alors que la deuxième étape AI représente l'autoionisation. Comme ils se produisent dans la région d'énergie à proximité des seuils d'excitation, ces résonances ne contribuent pas à C_b pour $E_0 \geq 2$ keV (c'est-à-dire toutes les valeurs considérées de E_0 sauf 1,5 keV). A titre d'exemple, signalons que les niveaux autoionisants de Ge^{21+} associés à la configuration $2p^5 5p^2$ sont situés dans le domaine d'énergie entre 1576,5 et 1583,7 eV par rapport au niveau fondamental $2p^6$ de Ge^{22+} . Dans [114–116], les auteurs ont rapporté des données d'excitation pour l'ion voisin Se^{24+} et ont montré que les coefficients de vitesse C_M peuvent être considérablement augmentés en raison des résonances, en particulier à basse température. Mais dans le cas de la raie d'intérêt laser $J = 0-1$, les effets des résonances sur les principales transitions collisionnelles responsables du peuplement et du dépeuplement des niveaux supérieur et inférieur pourraient être négligés. Mentionnons que pour les excitations du niveau fondamental, les résonances perdent de leur pertinence à basse température puisque, comme nous le verrons plus tard dans cette sous-section, la composante beam C_b détermine massivement les coefficients C de l'équation (4.1.2).

Nous nous limitons aux résultats pour les coefficients de taux C_M à cinq températures $T_e = 1, 2, 2, 3, 3, 5, 5, 8, 8, 0$ MK et pour les transitions impliquant le niveau fondamental, les niveaux inférieurs et supérieurs de la raie laser X-UV $J = 0-1$, et seulement quatre autres niveaux. Ces résultats sont montrés dans le tableau 6.3, traitant uniquement des excitations puisque les coefficients de taux de désexcitation peuvent être déduits en utilisant la formule (4.1.5). Notez que les transitions les plus fortes à partir du niveau inférieur de la raie mentionnées numéro 4 par FAC, sont celles des niveaux 11 (i.e. $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2})_1$), 13 (i.e. $(2p_{1/2}^5 3p_{3/2})_2$ qui est le niveau supérieur de la raie laser $J = 2-1$ à 23,6 nm en Ge^{22+}) et 14 (c'est-à-dire le niveau de supérieur la raie laser). Les transitions les plus fortes à partir du niveau laser supérieur 14 sont celles aux niveaux 4 et 26 (c'est-à-dire (i.e. $(2p_{1/2}^5 3d_{3/2})_1$). Pour les excitations provenant de

$J_i = 0$ (par exemple le niveau du fondamental), seulement les coefficients de taux C_M aux $J_j \neq 0$ sous-niveaux finaux sont fournis sachant que ceux à $M_j = 0$ sont les mêmes que ceux montrés par l'équation (4.1.4)). Dans le cas des excitations de $J_i = 0$ à $J_j = 0$, seuls les coefficients de taux C_M des sous-niveaux $M_i = 0$ initiaux sont donnés (voir équation (4.1.3)). Le tableau 6.4 donne les résultats pour les coefficients de taux de C_b à cinq valeurs de $E_0 = 1, 5, 2, 4, 10$ et 20 keV, pour les mêmes excitations que dans le tableau 6.3 avec quatre désexcitations supplémentaires. Trois d'entre eux se terminent au niveau de la raie laser inférieur et le quatrième passe au niveau supérieur de la raie laser. Les faibles transitions entre sous-niveaux magnétiques excités pour lesquels les coefficients de taux sont relativement plus faibles ne sont pas incluses dans les tableaux 6.3 et 6.4. Parmi les transitions non incluses dans ces tableaux, on trouve par exemple transitions interdites $M_i = 0 \rightarrow M_j = 2$ et $M_i = 1 \rightarrow M_j = -2, -1$ entre les niveaux 4 et 13, dont les coefficients de taux sont au moins deux ordres de grandeur plus petits que ceux des transitions affichées. Le tableau 6.4 montre que les coefficients de taux de C_b pour l'excitation et la désexcitation entre des sous-niveaux magnétiques excités (par exemple $4 M_i \rightarrow 13 M_j$ and $13 M_j \rightarrow 4 M_i$) sont très proches les uns des autres. Cela vient du fait que les forces de collision pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques sont presque symétriques à l'énergie du faisceau d'électrons E_0 grande par rapport aux énergies de transition ΔE_{ij} . De plus, on peut voir que contrairement à l'excitation du niveau fondamental, la désexcitation du niveau 14 peuple préférentiellement le sous-niveau $M_j = 1$ du niveau 4 plutôt que $M_j = 0$. De plus, nos calculs montrent que la plus grande valeur du rapport $C_b(0 \rightarrow 4 M_j = 0)/C_b(0 \rightarrow 4 M_j = 1)$ est de 3,53 et se produit à $E_0 \approx 2,7$ keV, ce qui correspond à environ deux fois le seuil d'excitation. Si l'on suppose que les niveaux 11 et 13 sont non polarisés (c'est-à-dire que leurs sous-niveaux magnétiques sont également peuplés), la désexcitation de 11 favorise le sous-niveau $4 M_j = 0$ tandis que celle de 13 favorise plutôt le sous-niveau $4 M_j = 1$. D'autre part, nos calculs indiquent que dans la gamme de $E_0 \sim 1.5 - 20$ keV, la somme de tous les coefficients de taux de faisceau $\sum_{\alpha_j J_j M_j} C_b(4 M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j)$ pour $M_i = 0$ diffère de moins de 4% comparé à la somme pour $M_i = 1$. Cela signifie que le taux total de dépopulation collisionnelle dû aux électrons de faisceau du niveau 4 est presque indépendant de ses sous-niveaux magnétiques.

Table 6.3 – Coefficients de taux Maxwelliens C_M (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) pour des transitions entre les sous-niveaux magnétiques M_i et M_j de quelques niveaux initial et final sélectionnés, qui sont désignés par les numéros i et j , respectivement. Ces numéros sont attribués par FAC pour chaque niveau d'énergie de Ge^{22+} (cf. tableau 5.1). Les résultats sont donnés pour 5 valeurs de la température T_e , où la notation $x[y]$ signifie $x \times 10^y$.

i	M_i	j	M_j	T_e (10^6 K)				
				1,2	2,3	3,5	5,8	8,0
0	0	4	0	1,16[-17]	3,18[-15]	2,48[-14]	1,15[-13]	2,19[-13]
0	0	11	0	8,88[-18]	2,62[-15]	1,94[-14]	7,65[-14]	1,23[-13]
0	0	13	0	9,71[-18]	3,14[-15]	2,48[-14]	1,08[-13]	1,89[-13]
0	0	14	0	4,57[-16]	1,62[-13]	1,34[-12]	6,13[-12]	1,10[-11]
0	0	25	0	4,44[-18]	1,86[-15]	1,60[-14]	7,37[-14]	1,31[-13]
0	0	26	0	1,84[-16]	8,70[-14]	8,22[-13]	4,32[-12]	8,46[-12]
4	0	11	1	6,05[-10]	5,69[-10]	5,22[-10]	4,61[-10]	4,22[-10]
	1		0	6,05[-10]	5,69[-10]	5,22[-10]	4,61[-10]	4,22[-10]
	1		1	6,08[-10]	5,71[-10]	5,24[-10]	4,62[-10]	4,23[-10]
4	0	13	0	1,12[-9]	1,09[-9]	1,02[-9]	9,07[-10]	8,35[-10]
	0		1	8,39[-10]	8,20[-10]	7,64[-10]	6,81[-10]	6,26[-10]
	1		0	2,81[-10]	2,75[-10]	2,56[-10]	2,28[-10]	2,09[-10]
	1		1	8,40[-10]	8,22[-10]	7,65[-10]	6,81[-10]	6,27[-10]
	1		2	1,68[-9]	1,64[-9]	1,53[-9]	1,36[-9]	1,25[-9]
4	0	14	0	4,06[-10]	4,23[-10]	4,03[-10]	3,65[-10]	3,38[-10]
4	0	25	0	2,40[-11]	3,00[-11]	3,01[-11]	2,78[-11]	2,55[-11]
	0		1	2,15[-11]	2,69[-11]	2,69[-11]	2,48[-11]	2,28[-11]
	0		2	1,40[-11]	1,74[-11]	1,74[-11]	1,59[-11]	1,46[-11]
	0		3	1,40[-12]	1,53[-12]	1,36[-12]	1,04[-12]	8,36[-13]
	1		1	3,44[-12]	4,19[-12]	4,11[-12]	3,67[-12]	3,30[-12]
	1		0	8,94[-12]	1,10[-11]	1,10[-11]	9,96[-12]	9,07[-12]
	1		1	1,69[-11]	2,10[-11]	2,10[-11]	1,92[-11]	1,76[-11]
	1		2	2,75[-11]	3,42[-11]	3,42[-11]	3,14[-11]	2,88[-11]
	1		3	4,05[-11]	5,06[-11]	5,07[-11]	4,67[-11]	4,28[-11]
13	0	14	0	4,18[-11]	3,22[-11]	2,66[-11]	2,09[-11]	1,79[-11]
13	0	25	0	8,22[-10]	8,32[-10]	7,84[-10]	7,05[-10]	6,51[-10]
	0		1	5,49[-10]	5,55[-10]	5,23[-10]	4,70[-10]	4,34[-10]
	1		0	2,76[-10]	2,79[-10]	2,63[-10]	2,36[-10]	2,18[-10]
	1		1	7,32[-10]	7,40[-10]	6,97[-10]	6,26[-10]	5,78[-10]
	1		2	9,14[-10]	9,24[-10]	8,71[-10]	7,83[-10]	7,23[-10]
	2		1	9,49[-11]	9,56[-11]	8,98[-11]	8,04[-11]	7,41[-11]
	2		2	4,60[-10]	4,65[-10]	4,38[-10]	3,93[-10]	3,63[-10]
	2		3	1,37[-9]	1,39[-9]	1,31[-9]	1,17[-9]	1,08[-9]
14	0	26	0	7,32[-10]	7,23[-10]	6,75[-10]	6,03[-10]	5,56[-10]

Table 6.4: Coefficients de taux beam C_b (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) pour des transitions entre les sous-niveaux magnétiques M_i et M_j de certains niveaux initial et final désignés par les numéros i et j . Ces numéros sont attribués par FAC pour chaque niveau d'énergie de Ge^{22+} (cf. tableau 5.1). Les résultats sont donnés pour 5 énergies E_0 du faisceau d'électrons en utilisant la notation $x[y] \equiv x \times 10^y$. Les résultats basés sur les calculs de Inal *et al* [117], qui sont notés avec l'exposant ^a, sont aussi présentés à des fins de comparaison. Les différences relatives (en %) entre les deux types de résultats sont inclus.

i	M_i	j	M_j	E_0 (keV)					
				1,5	2	4	10	20	
0	0	4	0	1,05[-12]	1,35[-12]	1,90[-12]	1,91[-12]	1,65[-12]	
				1,11[-12] ^a	1,40[-12] ^a	1,94[-12] ^a	1,96[-12] ^a	1,56[-12] ^a	
					-5,40%	-3,57%	-2,06%	-2,55%	+5,77%
	0	1	4,18[-13]	4,17[-13]	5,92[-13]	9,97[-13]	1,23[-12]		
			4,14[-13] ^a	3,70[-13] ^a	4,50[-13] ^a	8,15[-13] ^a	1,02[-12] ^a		
					0,97%	12,70%	31,52%	22,33%	20,59%
0	0	11	0	4,05[-13]	2,44[-13]	6,52[-14]	8,57[-15]	1,45[-15]	
0	0	13	0	7,52[-13]	4,61[-13]	1,17[-13]	1,42[-14]	2,47[-15]	
				1,15[-12]	9,43[-13]	4,72[-13]	2,03[-13]	1,83[-13]	
				1,35[-12] ^a	1,10[-12] ^a	5,42[-13] ^a	2,08[-13] ^a		
				-14,81%	-6,63%	-12,92%	-2,40%		
	0	1		1,01[-12]	8,28[-13]	6,34[-13]	4,28[-13]	2,58[-13]	
				1,07[-12] ^a	8,83[-13] ^a	6,62[-13] ^a	4,41[-13] ^a		
				-5,61%	-6,23%	-4,23%	-2,95%		
	0	2		4,05[-13]	3,29[-13]	3,13[-13]	3,76[-13]	3,78[-13]	
				3,91[-13] ^a	3,04[-13] ^a	2,71[-13] ^a	3,32[-13] ^a		
				+3,58%	+8,22%	+15,50%	+13,25%		
0	0	14	0	4,41[-11]	4,03[-11]	3,11[-11]	2,10[-11]	1,54[-11]	
				4,17[-11] ^a	3,88[-11] ^a	3,06[-11] ^a	2,04[-11] ^a	1,45[-11] ^a	
				+5,76%	+3,87%	+1,64%	+2,94%	+6,21%	
0	0	25	0	8,97[-13]	5,97[-13]	3,62[-13]	2,76[-13]	1,72[-13]	
	0	1		1,07[-12]	6,85[-13]	2,28[-13]	7,54[-14]	7,95[-14]	
	0	2		7,03[-13]	6,03[-13]	4,50[-13]	2,45[-13]	1,34[-13]	
	0	3		8,02[-14]	1,04[-13]	2,01[-13]	2,96[-13]	2,96[-13]	
0	0	26	0	4,82[-11]	5,52[-11]	6,25[-11]	5,33[-11]	4,24[-11]	
	0	1		2,08[-11]	2,14[-11]	2,54[-11]	3,29[-11]	3,69[-11]	
4	0	11	1	3,76[-10]	3,57[-10]	3,24[-10]	2,43[-10]	1,97[-10]	
				3,76[-10] ^a	3,58[-10] ^a	2,93[-10] ^a			
				0,0%	-0,28%	+10,58%			
	1	0		3,75[-10]	3,57[-10]	3,24[-10]	2,43[-10]	1,97[-10]	
				3,76[-10] ^a	3,58[-10] ^a	2,93[-10] ^a			
				-0,27%	-0,28%	+10,58%			

Table 6.4. (Suite.)

i	M_i	j	M_j	E_0 (keV)				
				1,5	2	4	10	20
	1		1	2,38[-10]	1,96[-10]	1,17[-10]	7,37[-11]	5,37[-11]
				2,21[-10] ^a	1,84[-10] ^a	1,14[-10] ^a		
				+7,69%	+6,52%	+2,63%		
4	0	13	0	5,06[-10]	4,15[-10]	2,49[-10]	1,57[-10]	1,14[-10]
				5,52[-10]	5,27[-10]	4,83[-10]	3,67[-10]	2,98[-10]
				1,84[-10]	1,76[-10]	1,61[-10]	1,22[-10]	9,93[-11]
				3,79[-10]	3,12[-10]	1,86[-10]	1,18[-10]	8,58[-11]
				1,10[-9]	1,05[-9]	9,66[-10]	7,33[-10]	5,96[-10]
4	0	14	0	2,24[-10]	1,85[-10]	1,11[-10]	7,02[-11]	5,11[-11]
				1,95[-10] ^a	1,67[-10] ^a	1,10[-10] ^a	5,23[-11] ^a	
				+14,87%	+10,78%	+0,99%	+34,23%	
				2,94[-10]	2,82[-10]	2,63[-10]	2,02[-10]	1,66[-10]
				2,97[-10] ^a	2,82[-10] ^a	2,39[-10] ^a	1,69[-10] ^a	
4	0	25	0	2,29[-11]	2,04[-11]	1,54[-11]	1,04[-11]	7,65[-12]
				8,70[-12]	6,99[-12]	3,69[-12]	1,24[-12]	4,76[-13]
				1,50[-11]	1,35[-11]	1,06[-11]	7,55[-12]	5,73[-12]
				3,46[-12]	2,73[-12]	1,40[-12]	4,63[-13]	1,77[-13]
				1,54[-11]	1,36[-11]	1,02[-11]	6,88[-12]	5,08[-12]
				1,08[-11]	8,70[-12]	4,60[-12]	1,54[-12]	5,90[-13]
				4,50[-11]	4,04[-11]	3,16[-11]	2,26[-11]	1,71[-11]
				3,87[-10]	3,66[-10]	3,29[-10]	2,47[-10]	1,99[-10]
11	0	4	1	3,92[-10] ^a	3,68[-10] ^a	2,96[-10] ^a		
				-1,27%	-0,54%	+11,15%		
				3,87[-10]	3,66[-10]	3,29[-10]	2,47[-10]	1,99[-10]
1			0	3,92[-10] ^a	3,68[-10] ^a	2,96[-10] ^a		
				-1,28%	-0,54%	+11,15%		
				2,40[-10]	1,97[-10]	1,18[-10]	7,48[-11]	5,45[-11]
13	0	4	0	1,95[-10] ^a	1,69[-10] ^a	1,10[-10] ^a		
				+23,08%	+16,57%	+7,27%		
				5,08[-10]	4,20[-10]	2,52[-10]	1,60[-10]	1,16[-10]
0			1	3,79[-10] ^a	3,21[-10] ^a	2,08[-10] ^a		
				+34,04%	+30,84%	+21,15%		
				1,91[-10]	1,81[-10]	1,64[-10]	1,24[-10]	1,01[-10]
1			0	1,98[-10] ^a	1,84[-10] ^a	1,48[-10] ^a		
				-3,53%	-1,63%	+10,81%		
				5,72[-10]	5,42[-10]	4,92[-10]	3,72[-10]	3,02[-10]
1			1	5,93[-10] ^a	5,50[-10] ^a	4,47[-10] ^a		
				-3,54%	-1,45%	+10,06%		
				3,81[-10]	3,15[-10]	1,89[-10]	1,20[-10]	8,71[-11]
1			1	2,84[-10] ^a	2,41[-10] ^a	1,59[-10] ^a		

Table 6.4. (Suite.)

i	M_i	j	M_j	E_0 (keV)				
				1,5	2	4	10	20
				+34,15%	+30,70%	+18,87%		
	2		1	1,14[-9]	1,08[-9]	9,83[-10]	7,43[-10]	6,04[-10]
				1,19[-9] ^a	1,10[-9] ^a	8,90[-10] ^a		
				-4,20%	-1,82%	+10,45%		
13	0	14	0	1,39[-11]	1,22[-11]	8,84[-12]	5,68[-12]	4,10[-12]
	1		0	3,90[-12]	3,05[-12]	1,47[-12]	4,13[-13]	1,40[-13]
	2		0	1,56[-11]	1,38[-11]	1,05[-11]	7,29[-12]	5,46[-12]
13	0	25	0	4,21[-10]	3,48[-10]	2,07[-10]	1,29[-10]	9,38[-11]
	0		1	3,86[-10]	3,70[-10]	3,42[-10]	2,61[-10]	2,13[-10]
	1		0	1,88[-10]	1,80[-10]	1,66[-10]	1,27[-10]	1,04[-10]
	1		1	3,69[-10]	3,06[-10]	1,82[-10]	1,14[-10]	8,32[-11]
	1		2	6,43[-10]	6,16[-10]	5,70[-10]	4,35[-10]	3,55[-10]
	2		1	6,00[-11]	5,71[-11]	5,29[-11]	4,04[-11]	3,30[-11]
	2		2	2,23[-10]	1,84[-10]	1,11[-10]	7,07[-11]	5,17[-11]
	2		3	9,41[-10]	8,99[-10]	8,32[-10]	6,35[-10]	5,18[-10]
14	0	4	0	2,21[-10]	1,83[-10]	1,10[-10]	6,98[-11]	5,08[-11]
				1,91[-10] ^a	1,57[-10] ^a	1,05[-10] ^a	5,21[-11] ^a	
				+15,71%	+16,56%	+4,76%	+33,97%	
	0		1	3,01[-10]	2,87[-10]	2,63[-10]	2,01[-10]	1,65[-10]
				3,01[-10] ^a	2,90[-10] ^a	2,43[-10] ^a	1,69[-10] ^a	
				0,0%	-1,03%	+8,23%	+18,93%	
14	0	26	0	3,41[-10]	2,80[-10]	1,68[-10]	1,06[-10]	7,73[-11]
				2,73[-10] ^a	2,30[-10] ^a	1,50[-10] ^a	7,54[-11] ^a	
				+24,91%	+21,74%	+12,00%	40,6%	
	0		1	4,90[-10]	4,68[-10]	4,30[-10]	3,27[-10]	2,66[-10]
				4,54[-10] ^a	4,33[-10] ^a	3,62[-10] ^a	2,49[-10] ^a	
				+7,93%	+8,08%	+18,78%	+31,33%	
26	0	14	0	3,35[-10]	2,75[-10]	1,65[-10]	1,04[-10]	7,58[-11]
	1		0	4,94[-10]	4,69[-10]	4,26[-10]	3,23[-10]	2,62[-10]

Pour certaines transitions sélectionnées, les valeurs de C_b calculées par interpolation des résultats des forces de collision obtenus par Inal *et al* [117] en utilisant une version étendue des codes DISTWAV et JAJOM développés à l'University College de Londres sont donnés dans le tableau 6.4 pour comparaison. Dans certains cas, ces taux C_b conviennent à 15% près. Pour d'autres transitions et énergies, des différences beaucoup plus grandes ont été observées comme dans le cas de la transition $14 M_i = 0 \rightarrow 26 M_j = 0$ à $E_0 = 10$ keV, où notre résultat était 40% plus élevé que dans [117]. En examinant les valeurs du tableau 6.4, nous ne pouvons vraiment pas déceler une tendance claire qui pourrait expliquer l'origine de ces différences. Néanmoins, nous pensons que ces écarts pourraient être attribués principalement à un mixing de niveaux quelque peu différent. Nous avons également procédé dans le tableau 6.5 à une comparaison de

nos taux C_M avec ceux rapportés par Benredjem *et al* [17] qui ont utilisé les codes DISTWAV et JAJOM. Comme ces auteurs s'intéressaient uniquement aux transitions de niveau à niveau, cette comparaison ne concerne que les excitations à partir du niveau fondamental vers les 36 premiers niveaux excités et certaines transitions entre niveaux excités, ceux impliquant les niveaux inférieur et supérieur de la raie laser $J = 0-1$ (i.e. niveaux numérotés 4 et 14) ainsi que le niveau supérieur de la raie laser $J = 2-1$ à 23,6 nm (i.e. niveau numéroté 13). Notons que certaines de ces transitions ont été considérées dans le tableau 6.3. Les différences entre les deux ensembles de C_M pour les transitions à partir du niveau fondamental sont inférieures à 10%, sauf pour les transitions $0 \rightarrow 4$ et $0 \rightarrow 11$ à la basse température de $1,2 \times 10^6$ K où la différence atteint 10 – 15%. Pour des transitions entre des niveaux excités impliquant le niveau supérieur de la raie laser (c'est-à-dire $4 \rightarrow 14$, $13 \rightarrow 14$ et $14 \rightarrow 26$), nos résultats diffèrent de 3% jusqu'à 43%, les plus grandes différences se produisant à des températures élevées.

Table 6.5: Comparaison de nos résultats des coefficients de taux Maxwelliens C_M (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) (premières entrées) avec ceux obtenus par Benredjem *et al* [17] (secondes entrées) pour des transitions entre les niveaux initial et final définis par les numéros i et j (voir tableau 5.1). The results are given for five beam energies E_0 . Cette comparaison est effectuée pour sept valeurs de température. La notation $x[y]$ signifie $x \times 10^y$.

$i \rightarrow j$	T_e (10^6 K)						
	1,2	2,3	3,5	4,6	5,8	7,0	8,0
$0 \rightarrow 1$	3,21[-17] 2,83[-17]	1,04[-14] 9,74[-15]	6,35[-14] 6,06[-14]	1,47[-13] 1,42[-13]	2,34[-13] 2,28[-13]	3,10[-13] 3,03[-13]	3,71[-13] 3,69[-13]
$0 \rightarrow 2$	3,88[-17] 3,92[-17]	1,48[-14] 1,42[-14]	1,04[-13] 9,84[-14]	2,75[-13] 2,56[-13]	4,92[-13] 4,51[-13]	7,28[-13] 6,58[-13]	9,64[-13] 8,61[-13]
$0 \rightarrow 3$	4,71[-18] 4,19[-18]	1,80[-15] 1,68[-15]	1,16[-14] 1,10[-14]	2,75[-14] 2,65[-14]	4,45[-14] 4,32[-14]	5,96[-14] 5,82[-14]	7,19[-14] 7,15[-14]
$0 \rightarrow 4$	2,33[-17] 2,60[-17]	1,01[-14] 1,09[-14]	7,28[-14] 7,76[-14]	1,93[-13] 2,02[-13]	3,46[-13] 3,54[-13]	5,10[-13] 5,11[-13]	6,73[-13] 6,64[-13]
$0 \rightarrow 5$	4,99[-17] 4,24[-17]	1,99[-14] 1,79[-14]	1,30[-13] 1,19[-13]	3,12[-13] 2,90[-13]	5,05[-13] 4,75[-13]	6,77[-13] 6,42[-13]	8,17[-13] 7,91[-13]
$0 \rightarrow 6$	5,12[-17] 4,68[-17]	2,17[-14] 2,04[-14]	1,48[-13] 1,41[-13]	3,69[-13] 3,54[-13]	6,22[-13] 5,97[-13]	8,65[-13] 8,31[-13]	1,08[-12] 1,05[-12]
$0 \rightarrow 7$	5,58[-17] 5,12[-17]	2,32[-14] 2,25[-14]	1,53[-13] 1,52[-13]	3,66[-13] 3,70[-13]	5,93[-13] 6,06[-13]	7,94[-13] 8,18[-13]	9,57[-13] 1,01[-12]
$0 \rightarrow 8$	2,29[-17] 2,10[-17]	9,57[-15] 9,29[-15]	6,32[-14] 6,28[-14]	1,52[-13] 1,53[-13]	2,46[-13] 2,51[-13]	3,30[-13] 3,39[-13]	3,98[-13] 4,19[-13]
$0 \rightarrow 9$	3,69[-17] 3,69[-17]	1,66[-14] 1,69[-14]	1,16[-13] 1,19[-13]	2,94[-13] 3,03[-13]	5,01[-13] 5,17[-13]	7,03[-13] 7,24[-13]	8,86[-13] 9,15[-13]

Table 6.5. (Suite.)

$i \rightarrow j$	T_e (10^6 K)						
	1,2	2,3	3,5	4,6	5,8	7,0	8,0
0 \rightarrow 10	8,27[-17] 9,12[-17]	4,01[-14] 4,47[-14]	2,90[-13] 3,24[-13]	7,49[-13] 8,39[-13]	1,29[-12] 1,45[-12]	1,83[-12] 2,05[-12]	2,33[-12] 2,60[-12]
0 \rightarrow 11	1,76[-17] 1,53[-17]	8,31[-15] 7,61[-15]	5,71[-14] 5,35[-14]	1,40[-13] 1,33[-13]	2,30[-13] 2,20[-13]	3,10[-13] 3,01[-13]	3,76[-13] 3,73[-13]
0 \rightarrow 12	1,82[-17] 1,67[-17]	8,95[-15] 8,61[-15]	6,25[-14] 6,14[-14]	1,55[-13] 1,54[-13]	2,55[-13] 2,56[-13]	3,46[-13] 3,52[-13]	4,21[-13] 4,37[-13]
0 \rightarrow 13	3,19[-17] 3,31[-17]	1,66[-14] 1,76[-14]	1,21[-13] 1,30[-13]	3,14[-13] 3,37[-13]	5,41[-13] 5,80[-13]	7,64[-13] 8,20[-13]	9,66[-13] 1,04[-12]
0 \rightarrow 14	2,99[-16] 2,83[-16]	1,71[-13] 1,63[-13]	1,31[-12] 1,25[-12]	3,49[-12] 3,33[-12]	6,13[-12] 5,87[-12]	8,80[-12] 8,42[-12]	1,13[-11] 1,08[-11]
0 \rightarrow 15	1,46[-17] 1,36[-17]	7,93[-15] 7,74[-15]	5,69[-14] 5,70[-14]	1,42[-13] 1,45[-13]	2,36[-13] 2,43[-13]	3,21[-13] 3,36[-13]	3,91[-13] 4,18[-13]
0 \rightarrow 16	4,12[-17] 3,78[-17]	2,27[-14] 2,19[-14]	1,65[-13] 1,62[-13]	4,16[-13] 4,16[-13]	6,96[-13] 7,01[-13]	9,55[-13] 9,74[-13]	1,17[-12] 1,22[-12]
0 \rightarrow 17	4,67[-17] 4,37[-17]	2,58[-14] 2,56[-14]	1,86[-13] 1,90[-13]	4,65[-13] 4,85[-13]	7,71[-13] 8,13[-13]	1,05[-12] 1,13[-12]	1,27[-12] 1,40[-12]
0 \rightarrow 18	4,76[-17] 3,19[-17]	2,64[-14] 1,90[-14]	1,91[-13] 1,44[-13]	4,78[-13] 3,77[-13]	7,94[-13] 6,48[-13]	1,08[-12] 9,15[-13]	1,32[-12] 1,16[-12]
0 \rightarrow 19	3,31[-17] 4,41[-17]	1,90[-14] 2,58[-14]	1,42[-13] 1,91[-13]	3,67[-13] 4,87[-13]	6,29[-13] 8,16[-13]	8,81[-13] 1,13[-12]	1,11[-12] 1,40[-12]
0 \rightarrow 20	1,81[-17] 1,88[-17]	1,01[-14] 1,11[-14]	7,28[-14] 8,23[-14]	1,82[-13] 2,09[-13]	3,00[-13] 3,50[-13]	4,07[-13] 4,84[-13]	4,93[-13] 6,00[-13]
0 \rightarrow 21	2,20[-17] 2,16[-17]	1,30[-14] 1,33[-14]	9,88[-14] 1,02[-13]	2,59[-13] 2,70[-13]	4,49[-13] 4,68[-13]	6,35[-13] 6,65[-13]	8,03[-13] 8,46[-13]
0 \rightarrow 22	2,88[-17] 2,73[-16]	1,94[-13] 1,85[-13]	1,60[-12] 1,52[-12]	4,49[-12] 4,24[-12]	8,25[-12] 7,75[-12]	1,23[-11] 1,14[-11]	1,63[-11] 1,51[-11]
0 \rightarrow 23	1,62[-17] 1,61[-17]	1,05[-14] 1,09[-14]	7,99[-14] 8,50[-14]	2,05[-13] 2,22[-13]	3,45[-13] 3,77[-13]	4,73[-13] 5,26[-13]	5,80[-13] 6,51[-13]
0 \rightarrow 24	2,32[-17] 2,28[-17]	1,52[-14] 1,57[-14]	1,16[-13] 1,23[-13]	3,00[-13] 3,22[-13]	5,06[-13] 5,48[-13]	6,95[-13] 7,66[-13]	8,53[-13] 9,50[-13]
0 \rightarrow 25	2,00[-17] 2,03[-17]	1,38[-14] 1,44[-14]	1,10[-13] 1,16[-13]	2,94[-13] 3,14[-13]	5,16[-13] 5,52[-13]	7,36[-13] 7,90[-13]	9,35[-13] 1,01[-12]
0 \rightarrow 26	3,54[-16] 3,84[-16]	2,77[-13] 3,03[-13]	2,41[-12] 2,62[-12]	6,95[-12] 7,51[-12]	1,30[-11] 1,39[-11]	1,95[-11] 2,09[-11]	2,61[-11] 2,79[-11]
0 \rightarrow 27	3,09[-18] 2,95[-18]	2,60[-15] 2,56[-15]	2,16[-14] 2,17[-14]	5,82[-14] 5,92[-14]	1,01[-13] 1,02[-13]	1,42[-13] 1,45[-13]	1,76[-13] 1,82[-13]
0 \rightarrow 28	4,53[-17]	4,35[-14]	3,97[-13]	1,15[-12]	2,14[-12]	3,19[-12]	4,20[-12]

Table 6.5. (Suite.)

$i \rightarrow j$	T_e (10^6 K)						
	1,2	2,3	3,5	4,6	5,8	7,0	8,0
$0 \rightarrow 29$	4,09[-17]	3,95[-14]	3,60[-13]	1,05[-12]	1,96[-12]	2,93[-12]	3,86[-12]
	5,04[-19]	5,37[-16]	4,86[-15]	1,37[-14]	2,46[-14]	3,52[-14]	4,46[-14]
	5,22[-19]	5,68[-16]	5,21[-15]	1,46[-14]	2,61[-14]	3,77[-14]	4,79[-14]
$0 \rightarrow 30$	2,36[-18]	2,77[-15]	2,74[-14]	8,43[-14]	1,64[-13]	2,53[-13]	3,46[-13]
	2,35[-18]	2,73[-15]	2,67[-14]	8,12[-14]	1,56[-13]	2,41[-13]	3,27[-13]
$0 \rightarrow 31$	2,21[-18]	2,45[-15]	2,25[-14]	6,41[-14]	1,15[-13]	1,66[-13]	2,10[-13]
	2,48[-18]	2,81[-15]	2,60[-14]	7,35[-14]	1,32[-13]	1,91[-13]	2,43[-13]
$0 \rightarrow 32$	4,48[-18]	5,97[-15]	6,42[-14]	2,11[-13]	4,31[-13]	6,98[-13]	9,88[-13]
	4,98[-18]	6,41[-15]	6,75[-14]	2,19[-13]	4,42[-13]	7,11[-13]	1,00[-12]
$0 \rightarrow 33$	1,85[-18]	2,69[-15]	2,69[-14]	7,94[-14]	1,46[-13]	2,12[-13]	2,71[-13]
	1,99[-18]	2,94[-15]	2,96[-14]	8,68[-14]	1,60[-13]	2,35[-13]	3,03[-13]
$0 \rightarrow 34$	3,19[-18]	4,68[-15]	4,70[-14]	1,40[-13]	2,58[-13]	3,78[-13]	4,87[-13]
	3,50[-18]	5,23[-15]	5,31[-14]	1,58[-13]	2,93[-13]	4,34[-13]	5,63[-13]
$0 \rightarrow 35$	4,22[-18]	6,17[-15]	6,18[-14]	1,83[-13]	3,36[-13]	4,89[-13]	6,25[-13]
	4,56[-18]	6,79[-15]	6,84[-14]	2,01[-13]	3,72[-13]	5,47[-13]	7,04[-13]
$0 \rightarrow 36$	1,53[-17]	2,61[-14]	2,95[-13]	9,66[-13]	1,95[-12]	3,08[-12]	4,25[-13]
	1,50[-17]	2,59[-14]	2,93[-13]	9,65[-13]	1,94[-12]	3,06[-12]	4,22[-12]
$0 \rightarrow 4$	2,33[-17]	1,01[-14]	7,28[-14]	1,93[-13]	3,46[-13]	5,10[-13]	6,73[-13]
	2,60[-17]	1,09[-14]	7,76[-14]	2,02[-13]	3,54[-13]	5,11[-13]	6,64[-13]
$10 \rightarrow 4$	6,30[-10]	4,78[-10]	4,10[-10]	3,69[-10]	3,41[-10]	3,20[-10]	3,03[-10]
	6,51[-10]	4,53[-10]	3,61[-10]	3,05[-10]	2,66[-10]	2,38[-10]	2,18[-10]
$11 \rightarrow 4$	1,88[-9]	1,42[-9]	1,21[-9]	1,09[-9]	1,01[-9]	9,44[-10]	8,95[-10]
	1,88[-9]	1,31[-9]	1,05[-9]	8,88[-10]	7,79[-10]	6,99[-10]	6,40[-10]
$12 \rightarrow 4$	9,32[-10]	7,01[-10]	5,99[-10]	5,38[-10]	4,96[-10]	4,65[-10]	4,41[-10]
	9,71[-10]	6,76[-10]	5,41[-10]	4,59[-10]	4,02[-10]	3,61[-10]	3,31[-10]
$13 \rightarrow 4$	2,83[-9]	2,13[-9]	1,82[-9]	1,64[-9]	1,51[-9]	1,42[-9]	1,35[-9]
	2,95[-9]	2,06[-9]	1,65[-9]	1,40[-9]	1,23[-9]	1,10[-9]	1,01[-9]
$14 \rightarrow 4$	2,35[-9]	1,77[-9]	1,51[-9]	1,35[-9]	1,25[-9]	1,17[-9]	1,11[-9]
	2,43[-9]	1,70[-9]	1,73[-9]	1,17[-9]	1,04[-9]	9,34[-10]	8,55[-10]
$25 \rightarrow 4$	1,27[-10]	9,17[-11]	7,58[-11]	6,63[-11]	5,97[-11]	5,49[-11]	5,11[-11]
	1,33[-10]	9,40[-11]	7,67[-11]	6,64[-11]	5,94[-11]	5,41[-11]	5,00[-11]
$27 \rightarrow 4$	2,79[-10]	2,05[-10]	1,73[-10]	1,54[-10]	1,41[-10]	1,31[-10]	1,24[-10]
	2,85[-10]	2,05[-10]	1,69[-10]	1,47[-10]	1,33[-10]	1,22[-10]	1,13[-10]
$28 \rightarrow 4$	3,65[-10]	2,68[-10]	2,25[-10]	2,00[-10]	1,82[-10]	2,68[-10]	1,60[-10]
	3,84[-10]	2,76[-10]	2,27[-10]	1,99[-10]	1,80[-10]	1,65[-10]	1,53[-10]
$0 \rightarrow 13$	3,19[-17]	1,66[-14]	1,21[-13]	3,14[-13]	5,41[-13]	7,64[-13]	9,66[-13]
	3,31[-17]	1,76[-14]	1,30[-13]	3,37[-13]	5,80[-13]	8,20[-13]	1,04[-12]

Table 6.5. (Suite.)

$i \rightarrow j$	T_e (10^6 K)						
	1,2	2,3	3,5	4,6	5,8	7,0	8,0
4 \rightarrow 13	2,79[-9] 2,92[-9]	2,73[-9] 2,64[-9]	2,55[-9] 2,31[-9]	2,39[-9] 2,05[-9]	2,27[-9] 1,84[-9]	2,17[-9] 1,68[-9]	2,08[-9] 1,56[-9]
23 \rightarrow 13	3,88[-10] 4,04[-10]	2,89[-10] 2,81[-10]	2,45[-10] 2,26[-10]	2,19[-10] 1,92[-10]	2,01[-10] 1,69[-10]	1,88[-10] 1,52[-10]	1,78[-10] 1,39[-10]
24 \rightarrow 13	2,71[-10] 2,73[-10]	2,02[-10] 1,90[-10]	1,71[-10] 1,53[-10]	1,53[-10] 1,30[-10]	1,40[-10] 1,15[-10]	1,31[-10] 1,03[-10]	1,24[-10] 9,39[-11]
25 \rightarrow 13	2,50[-9] 2,60[-9]	1,88[-9] 1,81[-9]	1,61[-9] 1,46[-9]	1,44[-9] 1,25[-9]	1,33[-9] 1,10[-9]	1,25[-9] 9,89[-10]	1,18[-9] 9,02[-10]
0 \rightarrow 14	2,99[-16] 2,83[-16]	1,71[-13] 1,63[-13]	1,31[-12] 1,25[-12]	3,49[-12] 3,33[-12]	6,13[-12] 5,87[-12]	8,80[-12] 8,42[-12]	1,13[-11] 1,08[-11]
4 \rightarrow 14	4,03[-10] 4,21[-10]	4,22[-10] 4,09[-10]	4,03[-10] 3,68[-10]	3,82[-10] 3,32[-10]	3,65[-10] 3,03[-10]	3,49[-10] 2,79[-10]	3,37[-10] 2,60[-10]
22 \rightarrow 14	8,56[-11] 4,42[-11]	6,54[-11] 3,05[-11]	5,63[-11] 2,44[-11]	5,08[-11] 2,06[-11]	4,70[-11] 1,80[-10]	4,42[-11] 1,62[-11]	4,19[-11] 1,47[-11]
26 \rightarrow 14	1,26[-9] 1,22[-9]	9,49[-10] 8,49[-10]	8,11[-10] 6,82[-10]	7,29[-10] 5,81[-10]	6,73[-10] 5,11[-10]	6,31[-10] 4,59[-10]	5,98[-10] 4,19[-10]
30 \rightarrow 14	1,21[-10] 1,25[-10]	8,92[-11] 8,95[-11]	7,53[-11] 7,38[-11]	6,71[-11] 6,48[-11]	6,15[-11] 5,85[-11]	5,74[-11] 5,32[-11]	5,42[-11] 4,92[-11]
32 \rightarrow 14	1,37[-10] 1,44[-10]	1,02[-10] 1,03[-10]	8,62[-11] 8,52[-11]	7,70[-11] 7,47[-11]	7,07[-11] 6,73[-11]	6,61[-11] 6,12[-11]	6,25[-11] 5,65[-11]

Les forces de collision élastiques utilisées pour déterminer les coefficients de taux pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques distincts à l'intérieur d'un niveau particulier ont été calculées dans [117]. Ces forces de collision ont été obtenues à partir d'une extension des codes DISTWAV et JAJOM pour traiter les transitions entre sous-niveaux magnétiques induits par des impacts avec des électrons isotropes et unidirectionnels. Le tableau 6.6 donne les résultats des coefficients de taux de C_M et de C_b élastiques utilisés pour les deux niveaux sélectionnés $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_1$ et $(2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_1$. Nous insistons sur le fait que les coefficients de taux élastique pour toutes les transitions entre différents sous-niveaux magnétiques sont plus petits que ceux des collisions inélastiques associées à des transitions admises optiquement entre des sous-niveaux magnétiques avec une petite séparation d'énergie. Par conséquent, on s'attend à ce que les collisions élastiques induisant des transitions entre sous-niveaux magnétiques jouent un rôle mineur dans la redistribution des populations de sous-niveaux magnétiques.

Table 6.6 – Coefficients de taux Maxwelliens et beam, C_M et C_b (en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$), pour les collisions élastiques induisant des transitions du sous-niveau M_i vers le sous-niveau M_j appartenant au même niveau noté 2 (i.e. $(2p_{3/2}^5 3s_{1/2})_1$) ainsi qu’au même niveau noté 4 (i.e. $(2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_1$) dans l’ion Ge^{22+} . C_M est donné pour 3 valeurs de T_e , alors que C_b est donné pour 2 valeurs de E_0 . Nous avons utilisé la notation $x[y] \equiv x \times 10^y$.

Niveau	M_i	M_j	C_M			C_b	
			T_e (10^6 K)			E_0 (keV)	
			1,2	2,3	5,8	1,5	4
2	1	0	1,17[−11]	8,01[−12]	4,39[−12]	1,53[−12]	4,20[−13]
	1	1	5,91[−12]	4,09[−12]	2,31[−12]	1,29[−12]	6,39[−13]
	0	1	1,17[−11]	8,01[−12]	4,39[−12]	1,25[−12]	3,16[−13]
4	1	0	1,52[−11]	1,00[−11]	5,13[−12]	1,48[−12]	2,84[−13]
	1	1	8,43[−14]	5,99[−14]	3,76[−14]	2,73[−14]	2,05[−14]
	0	1	1,52[−11]	1,00[−11]	5,13[−12]	1,46[−12]	2,65[−13]

Les C_M et C_b calculés pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques ont été combinés selon l’équation (11) pour obtenir les coefficients de taux effectifs C en fonction des trois paramètres T_e , E_0 et f de la distribution électronique. En regardant les coefficients de taux C_M et C_b présentés dans les tableaux 6.3 et 6.4, nous notons que les électrons du faisceau peuvent apporter une contribution significative aux coefficients de C effectifs pour toutes les excitations à partir du fondamental même pour une très petite fraction 1% de faisceau. Une telle contribution est particulièrement importante lorsque T_e est inférieure à $\sim 2,5 \times 10^6$ K, et cela peut être compris à partir des seuils d’énergie relativement élevés pour les ions Ge^{22+} excitants à partir de leur niveau fondamental. Par exemple, à $T_e = 2,3 \times 10^6$ K seulement 0,50% et 0,37% parmi les électrons Maxwelliens sont capables de provoquer les transitions $0 \rightarrow 4$ et $0 \rightarrow 14$, respectivement. Il est utile de souligner la contribution dominante de la composante du faisceau d’électron à l’excitation du niveau fondamental dans le cas de l’excitation monopôle $0 \rightarrow 14$, qui est le principal processus de remplissage du niveau supérieur de la raie laser. Un exemple typique peut être donné pour $T_e = 2,3 \times 10^6$ K, $E_0 = 2$ keV et $f = 5\%$, où la contribution au coefficient de taux $C(0 \rightarrow 14)$ provenant de la composante du faisceau atteint 93%. Notez que $C(0 \rightarrow 14)$ pour ces paramètres est environ un tiers du coefficient de taux Maxwellien $C_M(0 \rightarrow 14)$ correspondant à $T_e = 5,8 \times 10^6$ K, qui est une température habituelle pour un gain significatif de $J = 0-1$ ligne laser dans les plasmas Maxwelliens purs (voir par exemple [6, 8]). De plus, on note également que lorsque T_e diminue de $5,8 \times 10^6$ à $2,3 \times 10^6$ K, le coefficient de taux $C_M(0 \rightarrow 14)$ devient près de 40 fois plus petit. En ce qui concerne les transitions de collision entre sous-niveaux magnétiques excités, en raison de la faible énergie de transition par rapport à E_0 , l’influence de la composante faisceau d’électrons est faible. Pour de telles transitions, on s’attend à ce que les coefficients de taux C soient dominés par la partie Maxwellienne C_M dans toute la plage de température considérée.

Chapitre 7

Résultats et discussions

En utilisant les données radiatives et collisionnelles décrites ci-dessus, les équations des taux couplées (4.0.1) ont été résolues pour déterminer les populations relatives N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} des sous-niveaux magnétiques supérieurs et inférieurs de la raie laser $J = 0-1$, dont on peut déduire le paramètre d'asymétrie ρ selon l'équation (3.3.3). Les calculs ont été effectués à différentes densités d'électrons pour des valeurs de T_e et E_0 considérées dans les coefficients de taux C_M et C_b , respectivement, et la fraction de faisceau f dans la gamme de 0,1 à 10%.

7.1 Populations des sous-niveaux magnétiques

Les résultats de nos calculs des populations des sous-niveaux magnétique associées à la transition laser $J = 0-1$ ont été consignés dans les tableaux 7.1-7.5.

Table 7.1: Résultats des populations N_u (1^{ères} entrées), N_{l0} (2^{ndes} entrées) et N_{l1} (3^{èmes} entrées) pour $E_0 = 2$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau.

f (%)	T_e (10^6 K)	n_e (10^{20} cm^{-3})				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	7,795[-6]	8,680[-6]	9,202[-6]	9,657[-6]	1,029[-5]
		7,170[-7]	1,988[-6]	3,162[-6]	4,269[-6]	5,833[-6]
		6,466[-7]	1,837[-6]	2,964[-6]	4,040[-6]	5,573[-6]
	2,3	4,487[-5]	4,989[-5]	5,254[-5]	5,472[-5]	5,761[-5]
		3,315[-6]	9,145[-6]	1,435[-5]	1,909[-5]	2,551[-5]
		3,246[-6]	8,999[-6]	1,416[-5]	1,887[-5]	2,526[-5]
0,5	1,2	3,879[-5]	4,318[-5]	4,577[-5]	4,802[-5]	5,113[-5]
		3,562[-6]	9,871[-6]	1,569[-5]	2,118[-5]	2,893[-5]
		3,210[-6]	9,118[-6]	1,471[-5]	2,004[-5]	2,763[-5]
	2,3	7,908[-5]	8,797[-5]	9,268[-5]	9,657[-5]	1,018[-4]
		5,944[-6]	1,621[-5]	2,532[-5]	3,361[-5]	4,488[-5]
		5,602[-6]	1,548[-5]	2,437[-5]	3,251[-5]	4,364[-5]

Table 7.1. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
1	1,2	7,763[-5]	8,639[-5]	9,152[-5]	9,598[-5]	1,021[-4]
		7,109[-6]	1,969[-5]	3,130[-5]	4,222[-5]	5,764[-5]
		6,408[-6]	1,819[-5]	2,933[-5]	3,995[-5]	5,505[-5]
	2,3	1,219[-4]	1,356[-4]	1,429[-4]	1,489[-4]	1,568[-4]
		9,224[-6]	2,500[-5]	3,897[-5]	5,168[-5]	6,896[-5]
		8,541[-6]	2,355[-5]	3,708[-5]	4,950[-5]	6,649[-5]
3	1,2	2,341[-4]	2,601[-4]	2,751[-4]	2,881[-4]	3,059[-4]
		2,121[-5]	5,864[-5]	9,305[-5]	1,254[-4]	1,708[-4]
		1,912[-5]	5,418[-5]	8,721[-5]	1,186[-4]	1,631[-4]
	2,3	2,940[-4]	3,267[-4]	3,436[-4]	3,576[-4]	3,761[-4]
		2,226[-5]	5,989[-5]	9,302[-5]	1,231[-4]	1,638[-4]
		2,022[-5]	5,557[-5]	8,741[-5]	1,166[-4]	1,565[-4]
5	1,2	3,924[-4]	4,354[-4]	4,597[-4]	4,806[-4]	5,091[-4]
		3,517[-5]	9,704[-5]	1,537[-4]	2,068[-4]	2,812[-4]
		3,172[-5]	8,968[-5]	1,441[-4]	1,957[-4]	2,686[-4]
	2,3	4,674[-4]	5,185[-4]	5,445[-4]	5,658[-4]	5,938[-4]
		3,515[-5]	9,427[-5]	1,461[-4]	1,930[-4]	2,565[-4]
		3,180[-5]	8,716[-5]	1,369[-4]	1,824[-4]	2,445[-4]
7	1,2	5,525[-4]	6,122[-4]	6,453[-4]	6,735[-4]	7,118[-4]
		4,898[-5]	1,349[-4]	2,133[-4]	2,866[-4]	3,888[-4]
		4,419[-5]	1,247[-4]	2,000[-4]	2,713[-4]	3,716[-4]
	2,3	6,422[-4]	7,111[-4]	7,456[-4]	7,734[-4]	8,100[-4]
		4,790[-5]	1,282[-4]	1,983[-4]	2,616[-4]	3,469[-4]
		4,325[-5]	1,183[-4]	1,855[-4]	2,469[-4]	3,303[-4]
10	1,2	7,962[-4]	8,802[-4]	9,256[-4]	9,638[-4]	1,015[-3]
		6,941[-5]	1,906[-4]	3,007[-4]	4,031[-4]	5,453[-4]
		6,266[-5]	1,763[-4]	2,821[-4]	3,817[-4]	5,212[-4]
	2,3	9,067[-4]	1,002[-3]	1,048[-3]	1,084[-3]	1,131[-3]
		6,676[-5]	1,780[-4]	2,748[-4]	3,618[-4]	4,783[-4]
		6,022[-5]	1,642[-4]	2,569[-4]	3,412[-4]	4,553[-4]

Table 7.2: Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 3$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	6,754[-6]	7,525[-6]	7,984[-6]	8,388[-6]	8,954[-6]
		5,856[-7]	1,619[-6]	2,580[-6]	3,494[-6]	4,798[-6]
		5,169[-7]	1,470[-6]	2,383[-6]	3,265[-6]	4,538[-6]
	2,3	4,372[-5]	4,861[-5]	5,118[-5]	5,331[-5]	5,613[-5]
		3,191[-6]	8,805[-6]	1,382[-5]	1,839[-5]	2,459[-5]
		3,124[-6]	8,659[-6]	1,363[-5]	1,817[-5]	2,434[-5]
	3,5	3,076[-4]	3,418[-4]	3,583[-4]	3,715[-4]	3,886[-4]
		2,028[-5]	5,546[-5]	8,649[-5]	1,144[-4]	1,519[-4]
		2,021[-5]	5,531[-5]	8,630[-5]	1,142[-4]	1,517[-4]
0,5	1,2	3,359[-5]	3,742[-5]	3,970[-5]	4,170[-5]	4,449[-5]
		2,906[-6]	8,031[-6]	1,279[-5]	1,732[-5]	2,378[-5]
		2,563[-6]	7,286[-6]	1,181[-5]	1,618[-5]	2,248[-5]
	2,3	7,333[-5]	8,156[-5]	8,593[-5]	8,955[-5]	9,439[-5]
		5,328[-6]	1,451[-5]	2,268[-5]	3,014[-5]	4,031[-5]
		4,991[-6]	1,378[-5]	2,172[-5]	2,903[-5]	3,906[-5]
	3,5	3,387[-4]	3,763[-4]	3,944[-4]	4,089[-4]	4,276[-4]
		2,227[-5]	6,070[-5]	9,454[-5]	1,250[-4]	1,659[-4]
		2,194[-5]	5,998[-5]	9,359[-5]	1,239[-4]	1,647[-4]
1	1,2	6,726[-5]	7,490[-5]	7,943[-5]	8,340[-5]	8,895[-5]
		5,801[-6]	1,603[-5]	2,552[-5]	3,454[-5]	4,740[-5]
		5,117[-6]	1,454[-5]	2,356[-5]	3,227[-5]	4,482[-5]
	2,3	1,105[-4]	1,229[-4]	1,294[-4]	1,349[-4]	1,422[-4]
		7,994[-6]	2,162[-5]	3,372[-5]	4,477[-5]	5,988[-5]
		7,321[-6]	2,017[-5]	3,182[-5]	4,257[-5]	5,739[-5]
	3,5	3,777[-4]	4,194[-4]	4,396[-4]	4,556[-4]	4,764[-4]
		2,476[-5]	6,725[-5]	1,046[-4]	1,382[-4]	1,833[-4]
		2,410[-5]	6,580[-5]	1,027[-4]	1,360[-4]	1,808[-4]
3	1,2	2,032[-4]	2,261[-4]	2,394[-4]	2,511[-4]	2,672[-4]
		1,733[-5]	4,780[-5]	7,601[-5]	1,027[-4]	1,408[-4]
		1,529[-5]	4,338[-5]	7,020[-5]	9,602[-5]	1,331[-4]
	2,3	2,601[-4]	2,891[-4]	3,042[-4]	3,168[-4]	3,336[-4]
		1,861[-5]	4,990[-5]	7,756[-5]	1,028[-4]	1,373[-4]
		1,661[-5]	4,559[-5]	7,192[-5]	9,628[-5]	1,299[-4]
	3,5	5,345[-4]	5,930[-4]	6,208[-4]	6,428[-4]	6,713[-4]
		3,468[-5]	9,326[-5]	1,444[-4]	1,905[-4]	2,522[-4]
		3,271[-5]	8,898[-5]	1,388[-4]	1,839[-4]	2,448[-4]
5	1,2	3,414[-4]	3,794[-4]	4,012[-4]	4,201[-4]	4,462[-4]
		2,876[-4]	7,922[-4]	1,258[-4]	1,699[-4]	2,324[-4]
		2,540[-4]	7,193[-4]	1,162[-4]	1,588[-4]	2,198[-4]

Table 7.2. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
		1	3	5	7	10	
7	2,3	4,116[-4]	4,570[-4]	4,803[-4]	4,995[-4]	5,252[-4]	
		2,914[-4]	7,790[-4]	1,209[-4]	1,600[-4]	2,134[-4]	
		2,584[-4]	7,078[-4]	1,116[-4]	1,493[-4]	2,013[-4]	
	3,5	6,929[-4]	7,680[-4]	8,030[-4]	8,305[-4]	8,660[-4]	
		4,452[-4]	1,190[-4]	1,838[-4]	2,420[-4]	3,199[-4]	
		4,126[-4]	1,119[-4]	1,745[-4]	2,313[-4]	3,077[-4]	
	10	1,2	4,817[-4]	5,348[-4]	5,647[-4]	5,905[-4]	6,260[-4]
			4,011[-5]	1,103[-4]	1,749[-4]	2,359[-4]	3,222[-4]
			3,544[-5]	1,002[-4]	1,617[-4]	2,206[-4]	3,049[-4]
2,3		5,650[-4]	6,266[-4]	6,577[-4]	6,832[-4]	7,169[-4]	
		3,959[-5]	1,056[-4]	1,636[-4]	2,163[-4]	2,882[-4]	
		3,501[-5]	9,574[-5]	1,507[-4]	2,015[-4]	2,714[-4]	
3,5		8,529[-4]	9,443[-4]	9,862[-4]	1,019[-3]	1,061[-3]	
		5,428[-5]	1,445[-4]	2,227[-4]	2,927[-4]	3,864[-4]	
		4,976[-5]	1,347[-4]	2,099[-4]	2,779[-4]	3,697[-4]	
10	1,2	6,964[-4]	7,720[-4]	8,135[-4]	8,489[-4]	8,973[-4]	
		5,695[-5]	1,562[-4]	2,473[-4]	3,329[-4]	4,535[-4]	
		5,036[-5]	1,420[-4]	2,287[-4]	3,115[-4]	4,294[-4]	
	2,3	7,987[-4]	8,844[-4]	9,265[-4]	9,604[-4]	1,005[-3]	
		5,511[-5]	1,466[-4]	2,267[-4]	2,993[-4]	3,978[-4]	
		4,866[-5]	1,327[-4]	2,086[-4]	2,785[-4]	3,743[-4]	
	3,5	1,096[-3]	1,212[-3]	1,263[-3]	1,302[-3]	1,353[-3]	
		6,877[-5]	1,822[-4]	2,801[-4]	3,675[-4]	4,840[-4]	
		6,240[-5]	1,684[-4]	2,621[-4]	3,467[-4]	4,606[-4]	

Table 7.3: Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 4 \text{ keV}$ au lieu de $E_0 = 2 \text{ keV}$.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	6,045[-6]	6,749[-6]	7,176[-6]	7,555[-6]	8,089[-6]
		5,184[-7]	1,435[-6]	2,292[-6]	3,113[-6]	4,295[-6]
		4,556[-7]	1,297[-6]	2,110[-6]	2,901[-6]	4,053[-6]
	2,3	4,293[-5]	4,774[-5]	5,028[-5]	5,238[-5]	5,517[-5]
		3,129[-6]	8,638[-6]	1,356[-5]	1,805[-5]	2,416[-5]
		3,067[-6]	8,503[-6]	1,339[-5]	1,785[-5]	2,392[-5]
	3,5	3,068[-4]	3,409[-4]	3,574[-4]	3,706[-4]	3,876[-4]
		2,022[-5]	5,530[-5]	8,625[-5]	1,141[-4]	1,515[-4]
		2,016[-5]	5,516[-5]	8,607[-5]	1,139[-4]	1,513[-4]

Table 7.3. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
		1	3	5	7	10	
0,5	4,6	8,430[-4]	9,291[-4]	9,645[-4]	9,904[-4]	1,022[-3]	
		5,148[-5]	1,386[-4]	2,139[-4]	2,804[-4]	3,675[-4]	
		5,142[-5]	1,385[-4]	2,137[-4]	2,802[-4]	3,673[-4]	
	1,2	3,005[-5]	3,354[-5]	3,566[-5]	3,754[-5]	4,018[-5]	
		2,570[-6]	7,109[-6]	1,135[-5]	1,542[-5]	2,127[-5]	
		2,257[-6]	6,423[-6]	1,045[-5]	1,437[-5]	2,007[-5]	
	2,3	6,941[-5]	7,725[-5]	8,144[-5]	8,493[-5]	8,962[-5]	
		5,018[-6]	1,368[-5]	2,140[-5]	2,847[-5]	3,814[-5]	
		4,709[-6]	1,301[-5]	2,052[-5]	2,744[-5]	3,697[-5]	
3,5	3,346[-4]	3,717[-4]	3,897[-4]	4,041[-4]	4,227[-4]		
	2,197[-5]	5,991[-5]	9,334[-5]	1,235[-4]	1,639[-4]		
	2,167[-5]	5,925[-5]	9,246[-5]	1,224[-4]	1,627[-4]		
4,6	8,706[-4]	9,596[-4]	9,962[-4]	1,023[-3]	1,055[-3]		
	5,305[-5]	1,427[-4]	2,201[-4]	2,884[-4]	3,781[-4]		
	5,276[-5]	1,421[-4]	2,192[-4]	2,874[-4]	3,770[-4]		
1	1,2	6,017[-5]	6,716[-5]	7,137[-5]	7,510[-5]	8,035[-5]	
		5,131[-6]	1,419[-5]	2,265[-5]	3,076[-5]	4,241[-5]	
		4,506[-6]	1,282[-5]	2,085[-5]	2,865[-5]	4,001[-5]	
	2,3	1,026[-4]	1,142[-4]	1,205[-4]	1,257[-4]	1,327[-4]	
		3,633[-5]	1,997[-5]	3,118[-5]	4,146[-5]	5,556[-5]	
		6,760[-6]	1,862[-5]	2,941[-5]	3,941[-5]	5,324[-5]	
	3,5	3,694[-4]	4,104[-4]	4,302[-4]	4,460[-4]	4,666[-4]	
		2,417[-5]	6,567[-5]	1,022[-4]	1,351[-4]	1,793[-4]	
		2,356[-5]	6,434[-5]	1,004[-4]	1,331[-4]	1,770[-4]	
	4,6	9,052[-4]	9,978[-4]	1,036[-3]	1,064[-3]	1,097[-3]	
		5,501[-5]	1,478[-4]	2,278[-4]	2,985[-4]	3,913[-4]	
		5,443[-5]	1,465[-4]	2,261[-4]	2,965[-4]	3,890[-4]	
	3	1,2	1,820[-4]	2,030[-4]	2,154[-4]	2,264[-4]	2,417[-4]
			1,533[-5]	4,234[-5]	6,752[-5]	9,157[-5]	1,261[-4]
			1,348[-5]	3,828[-5]	6,217[-5]	8,535[-5]	1,190[-4]
2,3		2,367[-4]	2,634[-4]	2,776[-4]	2,895[-4]	3,056[-4]	
		1,677[-5]	4,499[-5]	7,004[-5]	9,301[-5]	1,246[-4]	
		1,494[-5]	4,101[-5]	6,481[-5]	8,695[-5]	1,177[-4]	
3,5		5,098[-4]	5,662[-4]	5,931[-4]	6,145[-4]	6,424[-4]	
		3,291[-5]	8,859[-5]	1,374[-4]	1,813[-4]	2,404[-4]	
		3,111[-5]	8,465[-5]	1,322[-4]	1,753[-4]	2,336[-4]	
4,6		1,044[-3]	1,151[-3]	1,195[-3]	1,227[-3]	1,266[-3]	
		6,282[-5]	1,680[-4]	2,584[-4]	3,384[-4]	4,435[-4]	
		6,110[-5]	1,642[-4]	2,534[-4]	3,326[-4]	4,369[-4]	
5		1,2	3,060[-4]	3,409[-4]	3,614[-4]	3,793[-4]	4,042[-4]

Table 7.3. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
7	2,3	2,546[-5]	7,022[-5]	1,119[-4]	1,515[-4]	2,083[-4]
		2,241[-5]	6,353[-5]	1,030[-4]	1,413[-4]	1,967[-4]
		3,727[-4]	4,146[-4]	4,365[-4]	4,547[-4]	4,792[-4]
		2,610[-5]	6,980[-5]	1,085[-4]	1,439[-4]	1,926[-4]
	3,5	2,309[-5]	6,324[-5]	9,988[-5]	1,340[-4]	1,813[-4]
		6,521[-4]	7,237[-4]	7,574[-4]	7,841[-4]	8,188[-4]
		4,159[-5]	1,113[-4]	1,722[-4]	2,270[-4]	3,006[-4]
		3,863[-5]	1,048[-4]	1,636[-4]	2,171[-4]	2,894[-4]
	4,6	1,185[-3]	1,307[-3]	1,355[-3]	1,391[-3]	1,435[-3]
		7,057[-5]	1,880[-4]	2,888[-4]	3,779[-4]	4,950[-4]
		6,774[-5]	1,817[-4]	2,806[-4]	3,684[-4]	4,843[-4]
		1,2	4,323[-4]	4,812[-4]	5,094[-4]	5,339[-4]
3,552[-5]	9,783[-5]		1,557[-4]	2,107[-4]	2,892[-4]	
3,129[-5]	8,858[-5]		1,435[-4]	1,965[-4]	2,731[-4]	
2,3	5,109[-4]		5,678[-4]	5,971[-4]	6,212[-4]	6,536[-4]
	3,537[-5]	9,439[-5]	1,465[-4]	1,942[-4]	2,597[-4]	
	3,120[-5]	8,533[-5]	1,346[-4]	1,805[-4]	2,441[-4]	
	3,5	7,962[-4]	8,830[-4]	9,233[-4]	9,549[-4]	9,959[-4]
5,022[-5]		1,338[-4]	2,066[-4]	2,721[-4]	3,600[-4]	
4,613[-5]		1,249[-4]	1,948[-4]	2,584[-4]	3,445[-4]	
4,6		1,328[-3]	1,463[-3]	1,517[-3]	1,556[-3]	1,604[-3]
	7,827[-5]	2,078[-4]	3,188[-4]	4,169[-4]	5,459[-4]	
	7,435[-5]	1,992[-4]	3,075[-4]	4,038[-4]	5,311[-4]	
	10	1,2	6,261[-4]	6,960[-4]	7,353[-4]	7,692[-4]
5,047[-5]			1,387[-4]	2,203[-4]	2,977[-4]	4,077[-4]
4,453[-5]			1,258[-4]	2,033[-4]	2,780[-4]	3,854[-4]
2,3			7,220[-4]	8,014[-4]	8,413[-4]	8,738[-4]
		4,915[-5]	1,309[-4]	2,028[-4]	2,685[-4]	3,583[-4]
		4,331[-5]	1,182[-4]	1,862[-4]	2,492[-4]	3,365[-4]
		3,5	1,016[-3]	1,125[-3]	1,175[-3]	1,213[-3]
6,303[-5]			1,672[-4]	2,576[-4]	3,387[-4]	4,474[-4]
5,730[-5]			1,547[-4]	2,411[-4]	3,196[-4]	4,258[-4]
4,6			1,545[-3]	1,702[-3]	1,763[-3]	1,806[-3]
		8,971[-5]	2,372[-4]	3,633[-4]	4,746[-4]	6,209[-4]
		8,423[-5]	2,252[-4]	3,475[-4]	4,564[-4]	6,002[-4]

Table 7.4: Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 6$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	5,123[-6]	5,746[-6]	6,138[-6]	6,489[-6]	6,989[-6]
		4,471[-7]	1,243[-6]	1,994[-6]	2,721[-6]	3,778[-6]
		3,961[-7]	1,130[-6]	1,845[-6]	2,547[-6]	3,578[-6]
	2,3	4,191[-5]	4,663[-5]	4,913[-5]	5,120[-5]	5,396[-5]
		3,064[-6]	8,467[-6]	1,330[-5]	1,772[-5]	2,372[-5]
		3,013[-6]	8,356[-6]	1,316[-5]	1,754[-5]	2,352[-5]
	3,5	3,057[-4]	3,397[-4]	3,562[-4]	3,693[-4]	3,864[-4]
		2,015[-5]	5,514[-5]	8,600[-5]	1,138[-4]	1,511[-4]
		2,010[-5]	5,502[-5]	8,586[-5]	1,136[-4]	1,509[-4]
	4,6	8,419[-4]	9,280[-4]	9,633[-4]	9,892[-4]	1,021[-3]
		5,142[-5]	1,385[-4]	2,136[-4]	2,801[-4]	3,672[-4]
		5,137[-5]	1,384[-4]	2,135[-4]	2,799[-4]	3,670[-4]
0,5	1,2	2,544[-5]	2,853[-5]	3,047[-5]	3,221[-5]	3,468[-5]
		2,214[-6]	6,151[-6]	9,871[-6]	1,347[-5]	1,870[-5]
		1,960[-6]	5,587[-6]	9,124[-6]	1,260[-5]	1,770[-5]
	2,3	6,430[-5]	7,168[-5]	7,568[-5]	7,903[-5]	8,355[-5]
		4,693[-6]	1,282[-5]	2,010[-5]	2,678[-5]	3,595[-5]
		4,440[-6]	1,227[-5]	1,937[-5]	2,593[-5]	3,498[-5]
	3,5	3,292[-4]	3,659[-4]	3,837[-4]	3,979[-4]	4,164[-4]
		2,166[-5]	5,911[-5]	9,212[-5]	1,219[-4]	1,619[-4]
		2,141[-5]	5,856[-5]	9,139[-5]	1,211[-4]	1,609[-4]
	4,6	8,652[-4]	9,537[-4]	9,902[-4]	1,017[-3]	1,049[-3]
		5,275[-5]	1,420[-4]	2,189[-4]	2,870[-4]	3,763[-4]
		5,251[-5]	1,414[-4]	2,182[-4]	2,862[-4]	3,753[-4]
1	1,2	5,094[-5]	5,713[-5]	6,099[-5]	6,446[-5]	6,937[-5]
		4,421[-6]	1,228[-5]	1,970[-5]	2,687[-5]	3,728[-5]
		3,913[-6]	1,115[-5]	1,821[-5]	2,513[-5]	3,530[-5]
	2,3	9,240[-5]	1,031[-4]	1,090[-4]	1,139[-4]	1,206[-4]
		6,726[-6]	1,826[-5]	2,859[-5]	3,810[-5]	5,121[-5]
		6,223[-6]	1,716[-5]	2,713[-5]	3,640[-5]	4,927[-5]
	3,5	3,586[-4]	3,987[-4]	4,182[-4]	4,337[-4]	4,540[-4]
		2,355[-5]	6,406[-5]	9,976[-5]	1,320[-4]	1,753[-4]
		2,305[-5]	6,297[-5]	9,831[-5]	1,303[-4]	1,734[-4]
	4,6	8,943[-4]	9,861[-4]	1,024[-3]	1,051[-3]	1,085[-3]
		5,441[-5]	1,463[-4]	2,255[-4]	2,956[-4]	3,876[-4]
		5,394[-5]	1,452[-4]	2,241[-4]	2,940[-4]	3,858[-4]
3	1,2	1,543[-4]	1,729[-4]	1,843[-4]	1,945[-4]	2,090[-4]
		1,322[-5]	3,666[-5]	5,876[-5]	8,007[-5]	1,110[-4]
		1,171[-5]	3,332[-5]	5,433[-5]	7,492[-5]	1,051[-4]

Table 7.4. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
2,3		2,061[-4]	2,301[-4]	2,433[-4]	2,544[-4]	2,696[-4]
		1,484[-5]	3,993[-5]	6,237[-5]	8,307[-5]	1,118[-4]
		1,334[-5]	3,664[-5]	5,802[-5]	7,803[-5]	1,060[-4]
3,5		4,776[-4]	5,311[-4]	5,571[-4]	5,780[-4]	6,052[-4]
		3,106[-5]	8,381[-5]	1,302[-4]	1,721[-4]	2,286[-4]
		2,959[-5]	8,056[-5]	1,259[-4]	1,671[-4]	2,229[-4]
4,6		1,012[-3]	1,117[-3]	1,159[-3]	1,191[-3]	1,230[-3]
		6,105[-5]	1,635[-4]	2,517[-4]	3,299[-4]	4,328[-4]
		5,965[-5]	1,604[-4]	2,476[-4]	3,251[-4]	4,273[-4]
5	1,2	2,597[-4]	2,908[-4]	3,097[-4]	3,264[-4]	3,500[-4]
		2,197[-5]	6,085[-5]	9,744[-5]	1,326[-4]	1,836[-4]
		1,948[-5]	5,535[-5]	9,015[-5]	1,242[-4]	1,739[-4]
	2,3	3,218[-4]	3,593[-4]	3,795[-4]	3,966[-4]	4,198[-4]
		2,290[-5]	6,146[-5]	9,588[-5]	1,276[-4]	1,716[-4]
		2,044[-5]	5,604[-5]	8,871[-5]	1,193[-4]	1,621[-4]
	3,5	5,984[-4]	6,656[-4]	6,979[-4]	7,237[-4]	7,575[-4]
		3,853[-5]	1,034[-4]	1,603[-4]	2,118[-4]	2,813[-4]
		3,611[-5]	9,807[-5]	1,533[-4]	2,035[-4]	2,719[-4]
	4,6	1,132[-3]	1,249[-3]	1,297[-3]	1,332[-3]	1,375[-3]
		6,764[-5]	1,805[-4]	2,778[-4]	3,639[-4]	4,775[-4]
		6,535[-5]	1,754[-4]	2,710[-4]	3,561[-4]	4,685[-4]
7	1,2	3,674[-4]	4,111[-4]	4,372[-4]	4,602[-4]	4,926[-4]
		3,066[-5]	8,485[-5]	1,357[-4]	1,846[-4]	2,551[-4]
		2,722[-5]	7,724[-5]	1,256[-4]	1,729[-4]	2,417[-4]
	2,3	4,396[-4]	4,906[-4]	5,177[-4]	5,405[-4]	5,713[-4]
		3,093[-5]	8,284[-5]	1,291[-4]	1,717[-4]	2,307[-4]
		2,753[-5]	7,534[-5]	1,192[-4]	1,602[-4]	2,176[-4]
	3,5	7,213[-4]	8,021[-4]	8,406[-4]	8,711[-4]	9,110[-4]
		4,596[-5]	1,229[-4]	1,903[-4]	2,511[-4]	3,333[-4]
		4,262[-5]	1,155[-4]	1,805[-4]	2,398[-4]	3,204[-4]
	4,6	1,253[-3]	1,383[-3]	1,436[-3]	1,475[-3]	1,522[-3]
		7,420[-5]	1,975[-4]	3,036[-4]	3,977[-4]	5,217[-4]
		7,103[-5]	1,905[-4]	2,943[-4]	3,868[-4]	5,094[-4]
10	1,2	5,332[-4]	5,959[-4]	6,325[-4]	6,646[-4]	7,093[-4]
		4,361[-5]	1,205[-4]	1,924[-4]	2,613[-4]	3,603[-4]
		3,878[-5]	1,098[-4]	1,783[-4]	2,449[-4]	3,417[-4]
	2,3	6,204[-4]	6,918[-4]	7,289[-4]	7,597[-4]	8,011[-4]
		4,289[-5]	1,146[-4]	1,784[-4]	2,371[-4]	3,180[-4]
		3,812[-5]	1,041[-4]	1,645[-4]	2,209[-4]	2,997[-4]
	3,5	9,094[-4]	1,011[-3]	1,058[-3]	1,095[-3]	1,144[-3]

Table 7.4. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
4,6		5,702[-5]	1,519[-4]	2,347[-4]	3,095[-4]	4,104[-4]
		5,235[-5]	1,415[-4]	2,210[-4]	2,935[-4]	3,923[-4]
		1,438[-3]	1,588[-3]	1,648[-3]	1,691[-3]	1,744[-3]
		8,397[-5]	2,227[-4]	3,420[-4]	4,477[-4]	5,871[-4]
		7,953[-5]	2,129[-4]	3,289[-4]	4,325[-4]	5,699[-4]

Table 7.5: Idem que pour le tableau 7.1, mais pour l'énergie des électrons du faisceau $E_0 = 20 \text{ keV}$ au lieu de $E_0 = 2 \text{ keV}$.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	5,8	1,524[-3]	1,678[-3]	1,738[-3]	1,781[-3]	1,834[-3]
		8,760[-5]	2,346[-4]	3,611[-4]	4,729[-4]	6,196[-4]
	7,0	8,760[-5]	2,346[-4]	3,611[-4]	4,729[-4]	6,195[-4]
		2,234[-3]	2,449[-3]	2,522[-3]	2,572[-3]	2,629[-3]
		1,228[-4]	3,267[-4]	5,008[-4]	6,535[-4]	8,522[-4]
	8,0	1,228[-4]	3,267[-4]	5,008[-4]	6,535[-4]	8,522[-4]
		2,909[-3]	3,174[-3]	3,252[-3]	3,300[-3]	3,352[-3]
		1,524[-4]	4,015[-4]	6,118[-4]	7,946[-4]	1,030[-3]
	0,5	1,524[-4]	4,015[-4]	6,118[-4]	7,946[-4]	1,030[-3]
		1,536[-3]	1,692[-3]	1,753[-3]	1,797[-3]	1,850[-3]
		8,823[-5]	2,362[-4]	3,637[-4]	4,764[-4]	6,241[-4]
	7,0	8,822[-5]	2,362[-4]	3,637[-4]	4,763[-4]	6,241[-4]
		2,246[-3]	2,462[-3]	2,536[-3]	2,585[-3]	2,643[-3]
		1,233[-4]	3,280[-4]	5,027[-4]	6,561[-4]	8,556[-4]
	8,0	1,233[-4]	3,280[-4]	5,027[-4]	6,560[-4]	8,556[-4]
		2,919[-3]	3,185[-3]	3,264[-3]	3,312[-3]	3,364[-3]
		1,528[-4]	4,023[-4]	6,131[-4]	7,964[-4]	1,033[-3]
	1	1,528[-4]	4,023[-4]	6,131[-4]	7,964[-4]	1,033[-3]
		1,552[-3]	1,710[-3]	1,772[-3]	1,816[-3]	1,869[-3]
		8,901[-5]	2,383[-4]	3,669[-4]	4,806[-4]	6,299[-4]
	7,0	8,899[-5]	2,383[-4]	3,669[-4]	4,805[-4]	6,297[-4]
		2,260[-3]	2,478[-3]	2,553[-3]	2,602[-3]	2,660[-3]
		1,239[-4]	3,295[-4]	5,051[-4]	6,593[-4]	8,599[-4]
	8,0	1,239[-4]	3,295[-4]	5,051[-4]	6,592[-4]	8,599[-4]
		2,933[-3]	3,200[-3]	3,280[-3]	3,328[-3]	3,380[-3]
		1,532[-4]	4,034[-4]	6,148[-4]	7,986[-4]	1,036[-3]
	3	1,532[-4]	4,034[-4]	6,148[-4]	7,987[-4]	1,036[-3]
		1,617[-3]	1,782[-3]	1,847[-3]	1,893[-3]	1,949[-3]

Table 7.5. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
		1	3	5	7	10	
5	7,0	9,214[-5]	2,466[-4]	3,798[-4]	4,977[-4]	6,527[-4]	
		9,208[-5]	2,464[-4]	3,796[-4]	4,974[-4]	6,524[-4]	
		2,319[-3]	2,544[-3]	2,621[-3]	2,672[-3]	2,731[-3]	
		1,262[-4]	3,356[-4]	5,147[-4]	6,720[-4]	8,771[-4]	
	8,0	1,262[-4]	3,356[-4]	5,147[-4]	6,720[-4]	8,770[-4]	
		2,985[-3]	3,260[-3]	3,342[-3]	3,390[-3]	3,443[-3]	
		1,548[-4]	4,076[-4]	6,214[-4]	8,076[-4]	1,048[-3]	
		1,548[-4]	4,078[-4]	6,217[-4]	8,078[-4]	1,048[-3]	
	7,0	5,8	1,682[-3]	1,856[-3]	1,924[-3]	1,972[-3]	2,031[-3]
			9,526[-5]	2,548[-4]	3,926[-4]	5,147[-4]	6,755[-4]
		7,0	9,518[-5]	2,546[-4]	3,923[-4]	5,143[-4]	6,749[-4]
			2,379[-3]	2,612[-3]	2,691[-3]	2,743[-3]	2,804[-3]
8,0		1,285[-4]	3,417[-4]	5,242[-4]	6,847[-4]	8,941[-4]	
		1,285[-4]	3,418[-4]	5,243[-4]	6,847[-4]	8,941[-4]	
		3,039[-3]	3,322[-3]	3,405[-3]	3,455[-3]	3,508[-3]	
		1,564[-4]	4,118[-4]	6,281[-4]	8,165[-4]	1,060[-3]	
7	5,8	1,565[-4]	4,122[-4]	6,285[-4]	8,170[-4]	1,060[-3]	
		1,749[-3]	1,932[-3]	2,002[-3]	2,052[-3]	2,113[-3]	
		9,837[-5]	2,630[-4]	4,053[-4]	5,316[-4]	6,981[-4]	
		9,827[-5]	2,628[-4]	4,049[-4]	5,311[-4]	6,974[-4]	
	7,0	2,440[-3]	2,681[-3]	2,762[-3]	2,816[-3]	2,878[-3]	
		1,308[-4]	3,478[-4]	5,337[-4]	6,973[-4]	9,110[-4]	
		1,309[-4]	3,479[-4]	5,338[-4]	6,974[-4]	9,111[-4]	
		3,095[-3]	3,385[-3]	3,470[-3]	3,520[-3]	3,574[-3]	
	8,0	1,580[-4]	4,160[-4]	6,347[-4]	8,254[-4]	1,072[-3]	
		1,582[-4]	4,166[-4]	6,354[-4]	8,262[-4]	1,073[-3]	
		1,853[-3]	2,049[-3]	2,123[-3]	2,176[-3]	2,240[-3]	
		1,030[-4]	2,753[-4]	4,243[-4]	5,568[-4]	7,317[-4]	
10	5,8	1,029[-4]	2,750[-4]	4,239[-4]	5,563[-4]	7,310[-4]	
		2,535[-3]	2,788[-3]	2,872[-3]	2,928[-3]	2,991[-3]	
	7,0	1,342[-4]	3,568[-4]	5,478[-4]	7,161[-4]	9,362[-4]	
		1,344[-4]	3,572[-4]	5,481[-4]	7,164[-4]	9,366[-4]	
	8,0	3,180[-3]	3,482[-3]	3,569[-3]	3,621[-3]	3,675[-3]	
		1,603[-4]	4,222[-4]	6,445[-4]	8,386[-4]	1,090[-3]	
		1,607[-4]	4,231[-4]	6,457[-4]	8,399[-4]	1,091[-3]	

Dans les figures (7.1 (a) - (d)) et (7.2 (a) - (d)), les populations relatives N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} sont tracées en fonction de la densité électronique pour plusieurs combinaisons des trois paramètres T_e , E_0 et f entrant dans la distribution électronique (2.8.1). Seules quatre températures T_e comprises entre 1,2 et $4,6 \times 10^6$ K et trois énergies E_0 comprises entre 2 et 10 keV ont été choisies pour tracer ces figures. Les résultats

correspondant à $T_e \geq 5,8 \times 10^6$ K ne sont pas montrés car les courbes pour N_{l0} et N_{l1} coïncident. A de telles températures, la partie faisceau de la distribution d'électrons a un effet sur les excitations du niveau fondamental qui est suffisamment faible pour que $|M|$. Les sous-niveaux magnétiques de tout niveau avec $J \geq 1$ ont tendance à être peuplés de façon égale. Déjà pour $T_e = 4,6 \times 10^6$ K, le rapport de population N_{l0}/N_{l1} est inférieur à 1,04 pour $f = 5\%$, et d'après les figures 7.2 (c) et (d) on voit que la courbe N_{l0} est difficile à distinguer de la courbe N_{l1} . Notons que pour les paramètres considérés dans la figure 7.2 (d) ($T_e = 4,6 \times 10^6$ K, $E_0 = 10$ keV), les coefficients du taux d'excitation du niveau fondamental aux sous-niveaux $l0$ et $l1$ pour $f = 5\%$ sont augmentés par des facteurs de 2,4 et 1,7, respectivement, par rapport au coefficient de taux Maxwellien C_M , c'est-à-dire le cas Maxwellien pur ($f = 0$). A titre de comparaison, de tels augmentations de facteurs vont jusqu'à environ 30 et 10 pour les paramètres sélectionnés $T_e = 2,3 \times 10^6$ K, $E_0 = 4$ keV et $f = 5\%$ sur la figure 7.1 (d). Les résultats pour $E_0 = 15$ et 20 keV ne sont pas montrés, car l'excitation du niveau fondamental par les électrons de faisceau avec de telles énergies conduit à des sous-niveaux magnétiques moins préférentiellement peuplés, et le rapport obtenu N_{l0}/N_{l1} est inférieur à 1,05 et 1,02, respectivement, même à basse température.

Lorsque T_e descend en dessous de $\sim 4,6 \times 10^6$ K pour E_0 et f donnés, les effets de faisceau deviennent de plus en plus importants, conduisant à un sous-niveau quelque peu surpeuplé $l0$ par rapport à $l1$, comme le montrent les figures (7.1 (a) - (d)) et (7.2 (a)). La valeur maximale de N_{l0}/N_{l1} , qui est de 1,14, est obtenue pour $T_e = 1,2 \times 10^6$ K, $E_0 = 4$ keV, $n_e = 10^{20}$ cm $^{-3}$, quasi-indépendante de f dans toute la gamme 0,1 – 10%. Notez qu'à cette valeur de T_e , les électrons du faisceau dominent totalement les coefficients de taux d'excitation du niveau fondamental, même pour une fraction f aussi petite que 0,1%. Pour $T_e = 2,3 \times 10^6$ K et les valeurs ci-dessus de E_0 et n_e , N_{l0}/N_{l1} approche 1,14 quand f dépasse $\sim 3\%$. Il y a très peu de différences entre les valeurs calculées de N_{l0}/N_{l1} à $T_e = 1,2$ et $2,3 \times 10^6$ K pour tout E_0 et n_e si f est supérieur à 3%.

Il convient de mentionner que le rapport N_{l0}/N_{l1} diminue lentement avec l'augmentation de la densité électronique, alors que la différence ($N_{l0} - N_{l1}$) augmente. Par exemple, à $T_e = 2,3 \times 10^6$ K, $E_0 = 4$ keV et $f = 5\%$, ($N_{l0} - N_{l1}$) augmente d'un facteur de $\sim 3,8$ quand n_e va de 10^{20} à 10^{21} cm $^{-3}$, alors que N_{l0}/N_{l1} diminue de 1,13 à 1,06. Le rapport N_{l0}/N_{l1} décroît avec la densité car le taux de transfert de population par des désexcitations collisionnelles des niveaux $2p^5 3p$ vers les sous-niveaux du niveau l est augmenté. Le tableau 5 montre que les désexcitations collisionnelles, qui proviennent principalement de $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2}^{1/2})_0$, $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2})_1$ et $(2p_{1/2}^5 3p_{3/2})_2$, contribuent à peupler préférentiellement le sous-niveau $l1$ plutôt que $l0$, contrairement à l'excitation du fondamental. Ceci tend à rendre presque égales les populations de $l0$ et $l1$. Notez que dans l'intervalle de densité $n_e = (3 - 7) \times 10^{20}$ cm $^{-3}$, où le coefficient de gain pour la raie $J = 0-1$ du Ge $^{22+}$ devrait être le plus élevé [88, 118], le rapport N_{l0}/N_{l1} approche au plus de 1,10.

Considérons maintenant les effets du faisceau d'électrons sur l'inversion de population $\Delta N = (N_u - N_l/3)$ impliqué dans l'équation (3.3.3) du paramètre d'asymétrie ρ . Les calculs montrent que la composante d'électrons faisceau améliore ΔN par rapport au cas Maxwellien pur. Pour être plus précis, nous trouvons que la composante du faisceau favorise l'augmentation de la population N_u un peu plus que la population

N_l . Bien que l'augmentation de ΔN soit faible pour T_e au-dessus de $\sim 5,8 \times 10^6$ K, il peut être considérable en dessous de $\sim 3,5 \times 10^6$ K. Par exemple, si $T_e = 7,0 \times 10^6$ K et $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, ΔN augmente d'un facteur de seulement 1,12 en incluant les électrons de faisceau avec $E_0 = 6$ keV et $f = 5\%$. Le facteur d'amélioration devient aussi élevé que 9,3 pour $T_e = 2,3 \times 10^6$ K et les mêmes valeurs de n_e , E_0 et f . Il peut aller plus loin si E_0 décroît, atteignant la valeur 13 à $E_0 = 2$ keV et donnant $\Delta N \approx 4.1 \times 10^{-4}$. Notez que ΔN diminue avec E_0 pour toutes les valeurs de T_e , n_e et f . Ceci est attendu puisque l'augmentation due à la composante de faisceau des coefficients de taux d'excitation depuis le niveau du fondamental jusqu'aux niveaux $2p^5 3p$ devient moins importante lorsque E_0 augmente, conduisant à une diminution des populations N_u et N_l . Ces tendances sont clairement visibles dans les graphes des figures (7.1) et (7.2).

Les calculs de CR sans les termes de collision élastique dans les équations des taux (4.0.1) sont également effectués afin de confirmer leur effet négligeable sur la redistribution des populations de sous-niveaux magnétiques. Les résultats obtenus pour N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} présentaient en effet des différences très mineures. Il peut être intéressant de noter que Hakel *et al* [119] ont rapporté que l'effet des collisions élastiques sur la polarisation des raies des rayons X était également négligeable dans le cas des raies satellites Si^{12+} heliumoïde émises par les plasmas produits par laser. Pour apprécier l'impact du nombre de sous-niveaux magnétiques inclus dans le modèle CR, nous avons effectué les calculs avec seulement les 145 sous-niveaux magnétiques appartenant aux 37 niveaux $2p^6$, $2p^5 3l$ et $2s^2 p^6 3l$ (ie, en omettant les 192 sous-niveaux magnétiques du 38 niveau $2p^5 4l'$). Les résultats ne montrent que de légères variations de N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} indépendamment des paramètres de plasma T_e , E_0 , f et n_e , ce qui signifie que l'influence des niveaux $2p^5 4l'$ peut être ignorée.

7.2 Paramètre d'asymétrie du gain

Les populations de sous-niveaux magnétiques N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} calculées ci-dessus en fonction des paramètres de plasma T_e , E_0 , f et n_e , sont utilisées ici pour déterminer le rapport d'asymétrie ρ pour le gain de la raie $J = 0-1$. Nos résultats obtenus du paramètre d'asymétrie du gain ρ associé à la transition laser $J = 0-1$ ont été consignés dans les tableaux 7.6-7.10.

Table 7.6: Résultats du paramètre d'asymétrie ρ pour $E_0 = 2$ keV et diverses valeurs de T_e , f et n_e indiquées sur le tableau. Nous avons aussi inclus les résultats des différences de populations $\Delta N = (N_{l0} - N_{l1})$ (2^{de} ligne) et de l'inversion de population $(N_u - N_l/3)$ (3^{ème} ligne).

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	9,88[-3]	2,22[-2]	3,20[-2]	4,13[-2]	5,63[-2]
		7,04[-8]	1,51[-7]	1,98[-7]	2,29[-7]	2,60[-7]
		7,12[-6]	6,79[-6]	6,17[-6]	5,54[-6]	4,63[-6]

Table 7.6. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
	2,3	1,65[-3]	3,57[-3]	4,97[-3]	6,13[-3]	7,70[-3]
		6,86[-8]	1,46[-7]	1,90[-7]	2,19[-7]	2,48[-7]
		4,16[-5]	4,08[-5]	3,83[-5]	3,58[-5]	3,23[-5]
0,5	1,2	9,91[-3]	2,23[-2]	3,21[-2]	4,14[-2]	5,63[-2]
		3,51[-7]	7,53[-7]	9,86[-7]	1,14[-6]	1,30[-6]
		3,55[-5]	3,38[-5]	3,07[-5]	2,76[-5]	2,31[-5]
	2,3	4,67[-3]	1,01[-2]	1,37[-2]	1,72[-2]	2,15[-2]
		3,42[-7]	7,28[-7]	9,49[-7]	1,09[-6]	1,24[-6]
		7,34[-5]	7,22[-5]	6,80[-5]	6,37[-5]	5,77[-5]
1	1,2	9,88[-3]	2,22[-2]	3,20[-2]	4,12[-2]	5,59[-2]
		7,01[-7]	1,50[-6]	1,97[-6]	2,28[-6]	2,59[-6]
		7,10[-5]	6,77[-5]	6,15[-5]	5,53[-5]	4,62[-5]
	2,3	6,04[-3]	1,30[-2]	1,80[-2]	2,21[-2]	2,76[-2]
		6,83[-7]	1,45[-6]	1,89[-6]	2,18[-6]	2,47[-6]
		1,13[-4]	1,12[-4]	1,05[-4]	9,86[-5]	8,95[-5]
3	1,2	9,74[-3]	2,18[-2]	3,14[-2]	4,03[-2]	5,45[-2]
		2,07[-6]	4,46[-6]	5,83[-6]	6,74[-6]	7,64[-6]
		2,14[-4]	2,04[-4]	1,86[-4]	1,67[-4]	1,40[-4]
	2,3	7,43[-3]	1,60[-2]	2,21[-2]	2,70[-2]	3,36[-2]
		2,03[-6]	4,31[-6]	5,61[-6]	6,46[-6]	7,30[-6]
		2,73[-4]	2,70[-4]	2,54[-4]	2,39[-4]	2,17[-4]
5	1,2	9,59[-3]	2,14[-2]	3,08[-2]	3,94[-2]	5,30[-2]
		3,49[-6]	7,36[-6]	9,61[-6]	1,11[-5]	1,25[-5]
		3,59[-4]	3,43[-4]	3,12[-4]	2,81[-4]	2,36[-4]
	2,3	7,72[-3]	1,66[-2]	2,28[-2]	2,80[-2]	3,47[-2]
		3,35[-6]	7,11[-6]	9,24[-6]	1,06[-5]	1,20[-5]
		4,34[-4]	4,29[-4]	4,05[-4]	3,80[-4]	3,45[-4]
7	1,2	9,44[-3]	2,11[-2]	3,01[-2]	3,85[-2]	5,16[-2]
		4,78[-6]	1,02[-5]	1,33[-5]	1,53[-5]	1,73[-5]
		5,07[-4]	4,84[-4]	4,41[-4]	3,97[-4]	3,34[-4]
	2,3	7,78[-3]	1,67[-2]	2,30[-2]	2,81[-2]	3,48[-2]
		4,65[-6]	9,85[-6]	1,28[-5]	1,47[-5]	1,65[-5]
		5,97[-4]	5,90[-4]	5,56[-4]	5,22[-4]	4,74[-4]
10	1,2	9,22[-3]	2,05[-2]	2,92[-2]	3,72[-2]	4,95[-2]
		6,74[-6]	1,43[-5]	1,86[-5]	2,14[-5]	2,41[-5]
		7,31[-4]	6,99[-4]	6,37[-4]	5,75[-4]	4,86[-4]
	2,3	7,75[-3]	1,66[-2]	2,29[-2]	2,79[-2]	3,45[-2]
		6,55[-6]	1,38[-5]	1,79[-5]	2,06[-5]	2,31[-5]
		8,44[-4]	8,33[-4]	7,85[-4]	7,36[-4]	6,68[-4]

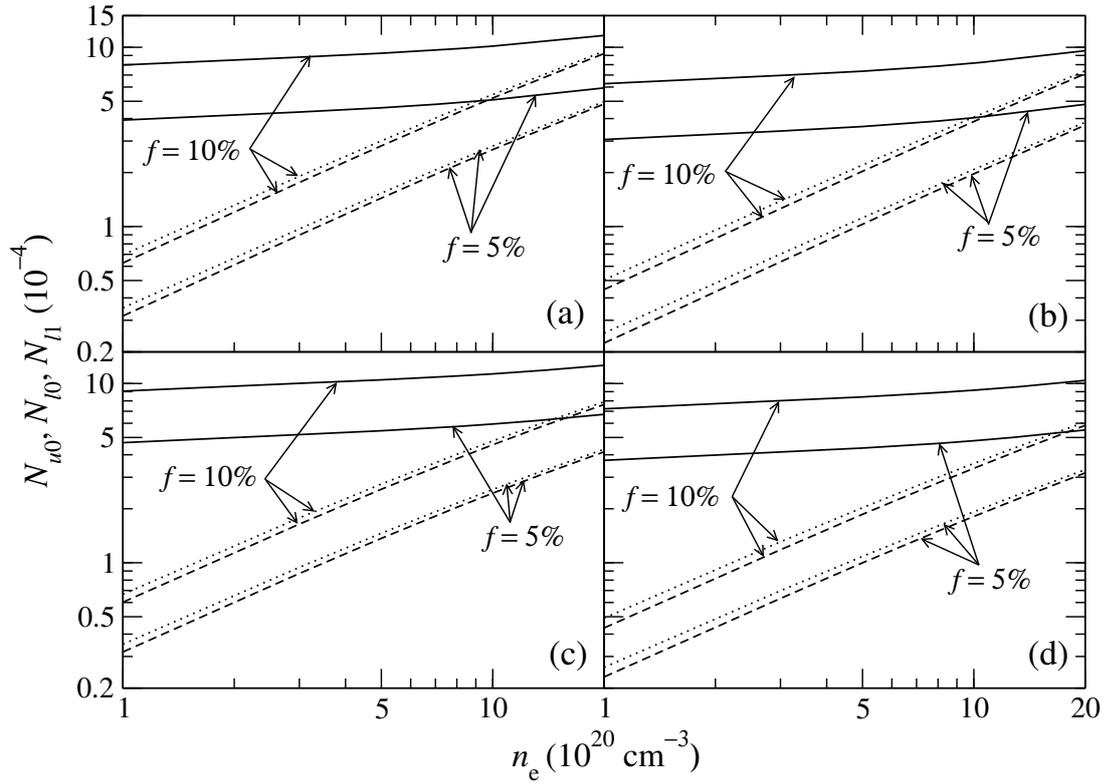


FIGURE 7.1 – Les populations relatives N_{u0} (traits pleins), N_{l0} (pointillés) and N_{l1} (tirets) des sous-niveaux magnétiques supérieur $u0$, et inférieurs $l0$ et $l1$ de la raie lasante $J = 0-1$ de Ge^{22+} , en fonction de la densité des électrons n_e pour deux valeurs de fraction beam, $f = 5\%$ and 10% telles que indiquées sur la figure. Les panneaux (a) à (d) correspondent aux différentes combinaisons de la température Maxwellienne et de l'énergie du faisceau (T_e, E_0) tel que : (a) $(1.2 \times 10^6 \text{ K}, 2 \text{ keV})$, (b) $(1.2 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$, (c) $(2.3 \times 10^6 \text{ K}, 2 \text{ keV})$, et (d) $(2.3 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$.

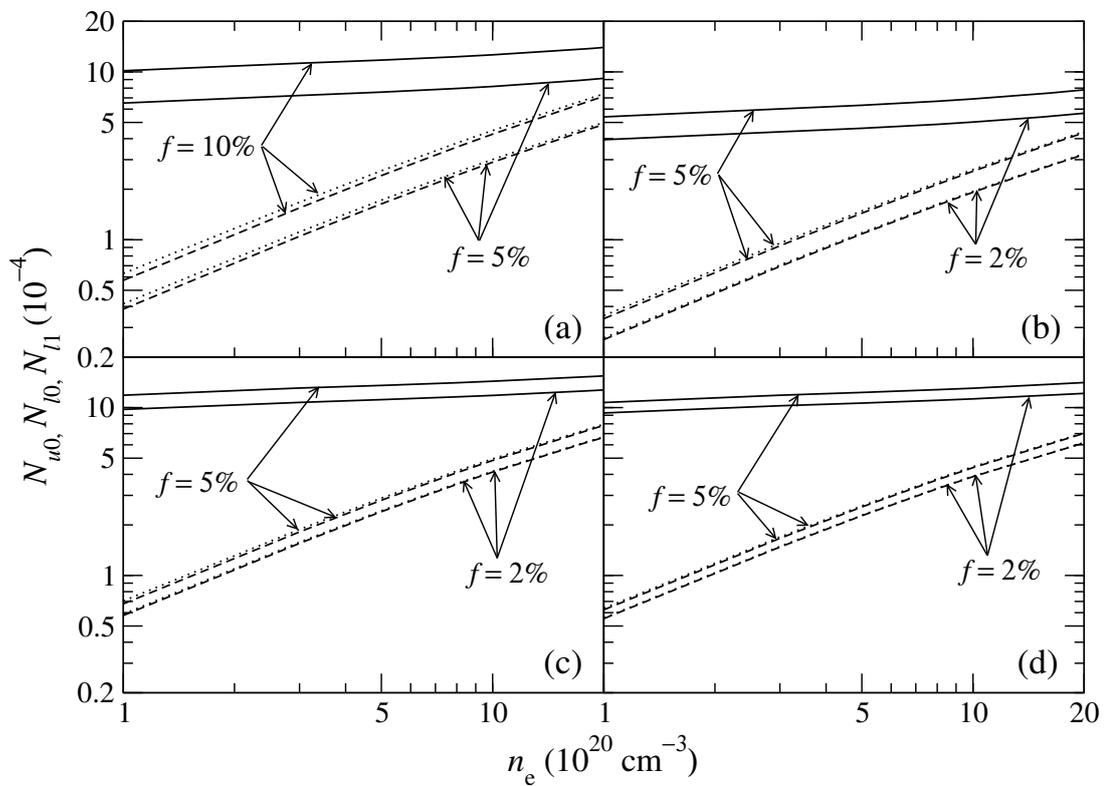


FIGURE 7.2 – Idem que pour la figure (7.1) mais pour $f = 2\%$, 5% , 10% et (T_e, E_0) tel que : (a) $(3.5 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$, (b) $(3.5 \times 10^6 \text{ K}, 10 \text{ keV})$, (c) $(4.6 \times 10^6 \text{ K}, 4 \text{ keV})$, et (d) $(4.6 \times 10^6 \text{ K}, 10 \text{ keV})$.

Table 7.7: Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 3$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	1,11[-2]	2,49[-2]	3,55[-2]	4,53[-2]	6,02[-2]
		6,87[-8]	1,49[-7]	1,97[-7]	2,28[-7]	2,61[-7]
		6,21[-6]	6,00[-6]	5,54[-6]	5,05[-6]	4,33[-6]
	2,3	1,66[-3]	3,65[-3]	5,10[-3]	6,30[-3]	7,91[-3]
		6,75[-8]	1,46[-7]	1,91[-7]	2,21[-7]	2,51[-7]
		4,06[-5]	3,99[-5]	3,75[-5]	3,51[-5]	3,17[-5]
	3,5	2,32[-4]	5,07[-4]	7,01[-4]	8,58[-4]	1,06[-3]
		6,68[-8]	1,45[-7]	1,91[-7]	2,21[-7]	2,50[-7]
		2,87[-4]	2,86[-4]	2,72[-4]	2,57[-4]	2,37[-4]
0,5	1,2	1,11[-2]	2,49[-2]	3,56[-2]	4,53[-2]	6,02[-2]
		3,43[-7]	7,45[-7]	9,82[-7]	1,14[-6]	1,30[-6]
		3,09[-5]	2,99[-5]	2,76[-5]	2,51[-5]	2,16[-5]
	2,3	4,94[-3]	1,08[-2]	1,49[-2]	1,83[-2]	2,28[-2]
		3,37[-7]	7,27[-7]	9,53[-7]	1,10[-6]	1,25[-6]
		6,82[-5]	6,75[-5]	6,39[-5]	6,01[-5]	5,49[-5]
	3,5	1,05[-3]	2,29[-3]	3,16[-3]	3,87[-3]	4,75[-3]
		3,33[-7]	7,24[-7]	9,51[-7]	1,10[-6]	1,25[-6]
		3,17[-4]	3,16[-4]	3,00[-4]	2,85[-4]	2,63[-4]
1	1,2	1,11[-2]	2,48[-2]	3,55[-2]	4,51[-2]	5,98[-2]
		6,85[-7]	1,49[-6]	1,96[-6]	2,27[-6]	2,59[-6]
		6,19[-5]	5,99[-5]	5,52[-5]	5,04[-5]	4,33[-5]
	2,3	6,53[-3]	1,42[-2]	1,96[-2]	2,40[-2]	2,97[-2]
		6,72[-7]	1,45[-6]	1,90[-6]	2,20[-6]	2,49[-6]
		1,03[-4]	1,02[-4]	9,70[-5]	9,16[-5]	8,40[-5]
	3,5	1,88[-3]	4,09[-3]	5,64[-3]	6,88[-3]	8,44[-3]
		6,65[-7]	1,44[-6]	1,90[-6]	2,19[-6]	2,49[-6]
		3,53[-4]	3,53[-4]	3,36[-4]	3,19[-4]	2,95[-4]
3	1,2	1,09[-2]	2,44[-2]	3,47[-2]	4,40[-2]	5,81[-2]
		2,04[-6]	4,42[-6]	5,81[-6]	6,73[-6]	7,65[-6]
		1,87[-4]	1,81[-4]	1,67[-4]	1,53[-4]	1,31[-4]
	2,3	8,23[-3]	1,78[-2]	2,45[-2]	2,99[-2]	3,67[-2]
		2,00[-6]	4,31[-6]	5,64[-6]	6,52[-6]	7,38[-6]
		2,43[-4]	2,42[-4]	2,30[-4]	2,18[-4]	2,01[-4]
	3,5	3,94[-3]	8,53[-3]	1,17[-2]	1,42[-2]	1,74[-2]
		1,98[-6]	4,29[-6]	5,63[-6]	6,50[-6]	7,37[-6]
		5,01[-4]	5,03[-4]	4,80[-4]	4,57[-4]	4,24[-4]
5	1,2	1,07[-2]	2,39[-2]	3,40[-2]	4,30[-2]	5,65[-2]
		3,38[-6]	7,29[-6]	9,57[-6]	1,11[-5]	1,25[-5]
		3,15[-4]	3,05[-4]	2,82[-4]	2,58[-4]	2,22[-4]

Table 7.7. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
		1	3	5	7	10	
7	2,3	8,58[-3]	1,85[-2]	2,54[-2]	3,10[-2]	3,80[-2]	
		3,30[-6]	7,11[-6]	9,31[-6]	1,07[-5]	1,21[-5]	
		3,85[-4]	3,84[-4]	3,66[-4]	3,47[-4]	3,20[-4]	
	3,5	5,02[-3]	1,08[-2]	1,48[-2]	1,80[-2]	2,19[-2]	
		3,26[-6]	7,07[-6]	9,27[-6]	1,07[-5]	1,21[-5]	
		6,50[-4]	6,54[-4]	6,25[-4]	5,96[-4]	5,54[-4]	
	10	1,2	1,05[-2]	2,34[-2]	3,32[-2]	4,19[-2]	5,48[-2]
			4,67[-6]	1,01[-5]	1,32[-5]	1,53[-5]	1,73[-5]
			4,45[-4]	4,31[-4]	3,99[-4]	3,65[-4]	3,15[-4]
2,3		8,67[-3]	1,87[-2]	2,56[-2]	3,11[-2]	3,81[-2]	
		4,58[-6]	9,86[-6]	1,29[-5]	1,48[-5]	1,68[-5]	
		5,28[-4]	5,28[-4]	5,03[-4]	4,77[-4]	4,40[-4]	
3,5		5,64[-3]	1,21[-2]	1,66[-2]	2,01[-2]	2,44[-2]	
		4,52[-6]	9,79[-6]	1,28[-5]	1,48[-5]	1,67[-5]	
		8,02[-4]	8,06[-4]	7,72[-4]	7,36[-4]	6,85[-4]	
10	1,2	1,02[-2]	2,27[-2]	3,21[-2]	4,03[-2]	5,24[-2]	
		6,58[-6]	1,42[-5]	1,86[-5]	2,14[-5]	2,41[-5]	
		6,44[-4]	6,25[-4]	5,79[-4]	5,30[-4]	4,60[-4]	
	2,3	8,62[-3]	1,85[-2]	2,54[-2]	3,08[-2]	3,77[-2]	
		6,45[-6]	1,39[-5]	1,81[-5]	2,08[-5]	2,35[-5]	
		7,48[-4]	7,47[-4]	7,12[-4]	6,75[-4]	6,23[-4]	
	3,5	6,17[-3]	1,32[-2]	1,81[-2]	2,19[-2]	2,65[-2]	
		6,36[-6]	1,37[-5]	1,80[-5]	2,07[-5]	2,34[-5]	
		1,03[-3]	1,04[-3]	9,95[-4]	9,49[-4]	8,84[-4]	

Table 7.8: Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 4 \text{ keV}$ au lieu de $E_0 = 2 \text{ keV}$.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	1,13[-2]	2,54[-2]	3,63[-2]	4,61[-2]	6,11[-2]
		6,28[-8]	1,38[-7]	1,82[-7]	2,11[-7]	2,42[-7]
		5,57[-6]	5,41[-6]	5,01[-6]	4,58[-6]	3,96[-6]
	2,3	1,55[-3]	3,45[-3]	4,82[-3]	5,97[-3]	7,51[-3]
		6,20[-8]	1,35[-7]	1,78[-7]	2,06[-7]	2,34[-7]
		3,98[-5]	3,92[-5]	3,68[-5]	3,45[-5]	3,12[-5]
	3,5	2,13[-4]	4,68[-4]	6,50[-4]	7,97[-4]	9,85[-4]
		6,10[-8]	1,34[-7]	1,76[-7]	2,05[-7]	2,33[-7]
		2,87[-4]	2,86[-4]	2,71[-4]	2,57[-4]	2,36[-4]

Table 7.8. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,5	4,6	7,40[-5]	1,62[-4]	2,26[-4]	2,77[-4]	3,41[-4]
		5,86[-8]	1,28[-7]	1,70[-7]	1,97[-7]	2,23[-7]
		7,92[-4]	7,91[-4]	7,51[-4]	7,10[-4]	6,54[-4]
	1,2	1,13[-2]	2,55[-2]	3,64[-2]	4,62[-2]	6,11[-2]
		3,13[-7]	6,86[-7]	9,06[-7]	1,05[-6]	1,20[-6]
		2,77[-5]	2,69[-5]	2,49[-5]	2,28[-5]	1,97[-5]
	2,3	4,79[-3]	1,05[-2]	1,46[-2]	1,80[-2]	2,23[-2]
		3,09[-7]	6,74[-7]	8,86[-7]	1,03[-6]	1,17[-6]
		6,46[-5]	6,40[-5]	6,06[-5]	5,71[-5]	5,22[-5]
	3,5	9,73[-4]	2,14[-3]	2,96[-3]	3,63[-3]	4,47[-3]
		3,04[-7]	6,67[-7]	8,80[-7]	1,02[-6]	1,16[-6]
		3,13[-4]	3,12[-4]	2,97[-4]	2,81[-4]	1,64[-3]
4,6	3,57[-4]	7,84[-4]	1,09[-3]	1,33[-3]	3,41[-4]	
	2,92[-7]	6,41[-7]	8,46[-7]	9,80[-7]	1,11[-6]	
	8,18[-4]	8,17[-4]	7,77[-4]	7,35[-4]	6,78[-4]	
1	1,2	1,13[-2]	2,54[-2]	3,62[-2]	4,59[-2]	6,07[-2]
		6,25[-7]	1,37[-6]	1,81[-6]	2,10[-6]	2,40[-6]
		5,55[-5]	5,39[-5]	4,99[-5]	4,57[-5]	3,95[-5]
	2,3	6,45[-3]	1,41[-2]	1,95[-2]	2,39[-2]	2,95[-2]
		6,17[-7]	1,34[-6]	1,77[-6]	2,05[-6]	2,33[-6]
		9,56[-5]	9,52[-5]	9,05[-5]	8,56[-5]	7,87[-5]
	3,5	1,76[-3]	3,85[-3]	5,33[-3]	6,51[-3]	8,01[-3]
		6,07[-7]	1,33[-6]	1,75[-6]	2,03[-6]	2,31[-6]
		3,46[-4]	3,46[-4]	3,29[-4]	3,12[-4]	2,89[-4]
	4,6	6,85[-4]	1,50[-3]	2,08[-3]	2,55[-3]	3,13[-3]
		5,82[-7]	1,28[-6]	1,68[-6]	1,95[-6]	2,22[-6]
		8,51[-4]	8,51[-4]	8,09[-4]	7,66[-4]	7,08[-4]
3	1,2	1,10[-2]	2,49[-2]	3,54[-2]	4,48[-2]	5,89[-2]
		1,85[-6]	4,06[-6]	5,36[-6]	6,22[-6]	7,09[-6]
		1,68[-4]	1,63[-4]	1,51[-4]	1,39[-4]	1,20[-4]
	2,3	8,27[-3]	1,80[-2]	2,48[-2]	3,02[-2]	3,71[-2]
		1,83[-6]	3,98[-6]	5,23[-6]	6,06[-6]	6,88[-6]
		2,21[-4]	2,21[-4]	2,11[-4]	2,01[-4]	1,85[-4]
	3,5	3,76[-3]	8,20[-3]	1,13[-2]	1,38[-2]	1,68[-2]
		1,80[-6]	3,94[-6]	5,19[-6]	6,02[-6]	6,84[-6]
		4,78[-4]	4,80[-4]	4,59[-4]	4,37[-4]	4,07[-4]
	4,6	1,75[-3]	3,83[-3]	5,30[-3]	6,47[-3]	7,93[-3]
		1,72[-6]	3,78[-6]	4,98[-6]	5,78[-6]	6,55[-6]
		9,83[-4]	9,86[-4]	9,40[-4]	8,92[-4]	8,27[-4]
5	1,2	1,08[-2]	2,43[-2]	3,45[-2]	4,36[-2]	5,71[-2]

Table 7.8. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
		1	3	5	7	10	
	2,3	3,06[-6]	6,69[-6]	8,82[-6]	1,02[-5]	1,16[-5]	
		2,83[-4]	2,75[-4]	2,55[-4]	2,35[-4]	2,04[-4]	
		8,64[-3]	1,88[-2]	2,58[-2]	3,14[-2]	3,84[-2]	
	3,5	3,01[-6]	6,56[-6]	8,61[-6]	9,97[-6]	1,13[-5]	
		3,49[-4]	3,49[-4]	3,34[-4]	3,17[-4]	2,94[-4]	
		4,83[-3]	1,05[-2]	1,44[-2]	1,75[-2]	2,14[-2]	
	4,6	2,96[-6]	6,48[-6]	8,54[-6]	9,89[-6]	1,12[-5]	
		6,12[-4]	6,17[-4]	5,91[-4]	5,64[-4]	5,26[-4]	
		2,54[-3]	5,53[-3]	7,64[-3]	9,31[-3]	1,14[-2]	
	7	1,2	2,84[-6]	6,21[-6]	8,19[-6]	9,49[-6]	1,08[-5]
			1,12[-3]	1,12[-3]	1,07[-3]	1,02[-3]	9,47[-4]
			1,06[-2]	2,37[-2]	3,37[-2]	4,24[-2]	5,54[-2]
2,3		4,23[-6]	9,25[-6]	1,22[-5]	1,41[-5]	1,60[-5]	
		4,00[-4]	3,89[-4]	3,62[-4]	3,33[-4]	2,89[-4]	
		8,71[-3]	1,89[-2]	2,60[-2]	3,16[-2]	3,86[-2]	
3,5		4,17[-6]	9,06[-6]	1,19[-5]	1,38[-5]	1,56[-5]	
		4,78[-4]	4,79[-4]	4,58[-4]	4,36[-4]	4,04[-4]	
		5,46[-3]	1,18[-2]	1,63[-2]	1,97[-2]	2,40[-2]	
4,6		4,09[-6]	8,94[-6]	1,18[-5]	1,36[-5]	1,55[-5]	
		7,49[-4]	7,55[-4]	7,24[-4]	6,92[-4]	6,46[-4]	
		3,13[-3]	6,79[-3]	9,36[-3]	1,14[-2]	1,39[-2]	
10	1,2	3,92[-6]	8,56[-6]	1,13[-5]	1,31[-5]	1,48[-5]	
		1,25[-3]	1,26[-3]	1,21[-3]	1,15[-3]	1,07[-3]	
		1,02[-2]	2,29[-2]	3,24[-2]	4,07[-2]	5,28[-2]	
	2,3	5,94[-6]	1,30[-5]	1,70[-5]	1,97[-5]	2,23[-5]	
		5,80[-4]	5,66[-4]	5,26[-4]	4,85[-4]	4,23[-4]	
		8,63[-3]	1,87[-2]	2,56[-2]	3,11[-2]	3,80[-2]	
	3,5	5,84[-6]	1,27[-5]	1,67[-5]	1,92[-5]	2,18[-5]	
		6,77[-4]	6,79[-4]	6,49[-4]	6,18[-4]	5,73[-4]	
		5,98[-3]	1,29[-2]	1,74[-2]	2,15[-2]	2,60[-2]	
	4,6	5,72[-6]	1,25[-5]	1,65[-5]	1,91[-5]	2,16[-5]	
		9,57[-4]	9,66[-4]	9,28[-4]	8,87[-4]	8,30[-4]	
		3,75[-3]	8,12[-3]	1,12[-2]	1,36[-2]	1,65[-2]	
		5,48[-6]	1,19[-5]	1,58[-5]	1,82[-5]	2,07[-5]	
		1,46[-3]	1,47[-3]	1,41[-3]	1,34[-3]	1,25[-3]	

Table 7.9: Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 10$ keV au lieu de $E_0 = 2$ keV.

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	8,20[-3]	1,91[-2]	2,76[-2]	3,54[-2]	4,78[-2]
		3,09[-7]	6,98[-7]	9,32[-7]	1,09[-7]	1,25[-7]
		3,77[-6]	3,66[-6]	3,38[-6]	3,08[-6]	2,62[-6]
	2,3	8,18[-4]	1,87[-3]	2,64[-3]	3,30[-3]	4,17[-3]
		3,09[-7]	6,95[-7]	9,23[-7]	1,07[-7]	1,23[-7]
		3,78[-5]	3,72[-5]	3,49[-5]	3,26[-5]	2,94[-5]
	3,5	1,06[-4]	2,41[-4]	3,39[-4]	4,18[-4]	5,19[-4]
		3,02[-7]	6,83[-7]	9,12[-7]	1,06[-7]	1,22[-7]
		2,84[-4]	2,83[-4]	2,69[-4]	2,55[-4]	2,34[-4]
	5,8	1,77[-5]	3,95[-5]	5,53[-5]	6,80[-5]	8,36[-5]
		2,54[-7]	5,71[-7]	7,63[-7]	8,90[-7]	1,02[-7]
		1,44[-3]	1,44[-3]	1,38[-3]	1,31[-3]	1,21[-3]
	7,0	7,08[-6]	1,54[-5]	2,16[-5]	2,66[-5]	3,29[-5]
		1,95[-7]	4,26[-7]	5,69[-7]	6,64[-7]	7,60[-7]
		2,76[-3]	2,77[-3]	2,63[-3]	2,50[-3]	2,31[-3]
0,5	1,2	8,25[-3]	1,92[-2]	2,77[-2]	3,55[-2]	4,79[-2]
		1,54[-7]	3,48[-7]	4,65[-7]	5,43[-7]	6,23[-7]
		1,87[-5]	1,81[-5]	1,68[-5]	1,53[-5]	1,30[-5]
	2,3	2,83[-3]	6,41[-3]	9,02[-3]	1,11[-2]	1,40[-2]
		1,54[-7]	3,46[-7]	4,59[-7]	5,35[-7]	6,11[-7]
		5,45[-5]	5,39[-5]	5,09[-5]	4,79[-5]	4,36[-5]
	3,5	4,99[-4]	1,13[-3]	2,96[-3]	3,63[-3]	2,42[-3]
		1,51[-7]	3,41[-7]	8,80[-7]	1,02[-6]	6,06[-7]
		3,02[-4]	3,01[-4]	2,97[-4]	2,81[-4]	2,50[-4]
	5,8	8,72[-5]	1,95[-4]	2,72[-4]	3,35[-4]	4,11[-4]
		1,27[-7]	2,84[-7]	3,80[-7]	4,44[-7]	5,06[-7]
		1,45[-3]	1,46[-3]	1,39[-3]	1,33[-3]	1,23[-3]
	7,0	3,51[-5]	7,62[-5]	1,07[-4]	1,32[-4]	1,63[-4]
		9,73[-7]	2,12[-7]	2,83[-7]	3,31[-7]	3,78[-7]
		2,77[-3]	2,78[-3]	2,65[-3]	2,51[-3]	2,32[-3]
1	1,2	8,21[-3]	1,91[-2]	2,75[-2]	3,53[-2]	4,75[-2]
		3,07[-7]	6,95[-7]	9,27[-7]	1,08[-6]	1,24[-6]
		3,74[-5]	3,64[-5]	3,36[-5]	3,07[-5]	2,61[-5]
	2,3	4,06[-3]	9,18[-3]	1,28[-2]	1,58[-2]	1,98[-2]
		3,07[-7]	6,88[-7]	9,14[-7]	1,06[-6]	1,21[-6]
		7,55[-5]	7,49[-5]	7,11[-5]	6,71[-5]	6,14[-5]
	3,5	9,26[-4]	2,10[-3]	2,94[-3]	3,62[-3]	4,48[-3]
		3,00[-7]	6,79[-7]	9,06[-7]	1,06[-6]	1,21[-6]
		3,24[-4]	3,24[-4]	3,08[-4]	2,92[-4]	2,70[-4]

Table 7.9. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
3	5,8	1,71[-4]	3,82[-4]	5,35[-4]	6,56[-4]	8,07[-4]
		2,52[-7]	5,66[-7]	7,57[-7]	8,84[-7]	1,01[-6]
	7,0	1,47[-3]	1,48[-3]	1,42[-3]	1,35[-3]	1,25[-3]
		6,94[-5]	1,50[-4]	2,11[-4]	2,60[-4]	3,22[-4]
		1,94[-7]	4,22[-7]	5,63[-7]	6,58[-7]	7,53[-7]
		2,79[-3]	2,80[-3]	2,67[-3]	2,53[-3]	2,34[-3]
1,2	8,02[-3]	1,86[-2]	2,68[-2]	3,42[-2]	4,57[-2]	
	9,11[-7]	2,06[-6]	2,74[-6]	3,20[-6]	3,67[-6]	
2,3	1,14[-4]	1,11[-4]	1,02[-4]	9,35[-5]	7,99[-5]	
	5,62[-3]	1,26[-2]	1,75[-2]	2,14[-2]	2,64[-2]	
3,5	9,01[-7]	2,02[-6]	2,67[-6]	3,11[-6]	3,53[-6]	
	1,60[-4]	1,60[-4]	1,53[-4]	1,45[-4]	1,34[-4]	
	2,14[-3]	4,83[-3]	6,76[-3]	8,29[-3]	1,02[-2]	
	8,87[-7]	2,01[-6]	2,68[-6]	3,13[-6]	3,57[-6]	
5,8	4,14[-4]	4,15[-4]	3,97[-4]	3,77[-4]	3,50[-4]	
	4,77[-4]	1,06[-3]	1,49[-3]	1,82[-3]	2,24[-3]	
7,0	7,44[-7]	1,67[-6]	2,23[-6]	2,61[-6]	2,97[-6]	
	1,56[-3]	1,57[-3]	1,50[-3]	1,43[-3]	1,33[-3]	
	1,99[-4]	4,30[-4]	6,02[-4]	7,42[-4]	9,17[-4]	
	5,69[-7]	1,24[-6]	1,65[-6]	1,93[-6]	2,21[-6]	
2,86[-3]	2,88[-3]	2,74[-3]	2,60[-3]	2,41[-3]		
5	1,2	7,81[-3]	1,81[-2]	2,60[-2]	3,32[-2]	4,42[-2]
		1,50[-6]	3,38[-6]	4,51[-6]	5,26[-6]	6,01[-6]
2,3	1,92[-4]	1,87[-4]	1,73[-4]	1,58[-4]	1,36[-4]	
	5,94[-3]	1,32[-2]	1,84[-2]	2,24[-2]	2,75[-2]	
	1,47[-6]	3,28[-6]	4,35[-6]	5,04[-6]	5,71[-6]	
	2,47[-4]	2,48[-4]	2,37[-4]	2,25[-4]	2,08[-4]	
3,5	2,88[-3]	6,48[-3]	9,04[-3]	1,11[-2]	1,36[-2]	
	1,46[-6]	3,29[-6]	4,40[-6]	5,14[-6]	5,87[-6]	
5,8	5,05[-4]	5,08[-4]	4,87[-4]	4,64[-4]	4,32[-4]	
	7,40[-4]	1,64[-3]	2,30[-3]	2,82[-3]	3,46[-3]	
	1,22[-6]	2,73[-6]	3,65[-6]	4,27[-6]	4,87[-6]	
	1,65[-3]	1,66[-3]	1,59[-3]	1,51[-3]	1,41[-3]	
7,0	3,16[-4]	6,81[-4]	9,53[-4]	1,17[-3]	1,45[-3]	
	9,29[-7]	2,02[-6]	2,69[-6]	3,15[-6]	3,60[-6]	
	2,94[-3]	2,96[-3]	2,82[-3]	2,68[-3]	2,48[-3]	
7	1,2	7,60[-3]	1,76[-2]	2,52[-2]	3,21[-2]	4,26[-2]
		2,07[-6]	4,67[-6]	6,22[-6]	7,25[-6]	8,27[-6]
2,3	2,72[-4]	2,65[-4]	2,46[-4]	2,26[-4]	1,94[-4]	
	5,99[-3]	1,33[-2]	1,83[-2]	2,23[-2]	2,73[-2]	

Table 7.9. (Suite.)

$f(\%)$	$T_e(10^6 \text{ K})$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
		1	3	5	7	10	
10	3,5	2,01[-6]	4,48[-6]	5,92[-6]	6,85[-6]	7,75[-6]	
		3,36[-4]	3,37[-4]	3,23[-4]	3,07[-4]	2,84[-4]	
		3,35[-3]	7,52[-3]	1,05[-2]	1,28[-2]	1,57[-2]	
	5,8	2,01[-6]	4,54[-6]	6,06[-6]	7,08[-6]	8,09[-6]	
		5,98[-4]	6,04[-4]	5,79[-4]	5,53[-4]	5,15[-4]	
		9,66[-4]	2,14[-3]	2,99[-3]	3,67[-3]	4,49[-3]	
	7,0	1,67[-6]	3,75[-6]	5,02[-6]	5,86[-6]	6,69[-6]	
		1,73[-3]	1,75[-3]	1,68[-3]	1,60[-3]	1,49[-3]	
		4,23[-4]	9,05[-4]	1,27[-3]	1,56[-3]	1,93[-3]	
	10	1,2	1,27[-6]	2,75[-6]	3,67[-6]	4,30[-6]	4,93[-6]
			3,01[-3]	3,04[-3]	2,90[-3]	2,75[-3]	2,55[-3]
			7,30[-3]	1,68[-2]	2,41[-2]	3,05[-2]	4,01[-2]
		2,3	2,89[-6]	6,52[-6]	8,68[-6]	1,01[-5]	1,15[-5]
			3,96[-4]	3,88[-4]	3,60[-4]	3,31[-4]	2,86[-4]
			5,86[-3]	1,29[-2]	1,78[-2]	2,15[-2]	2,62[-2]
3,5		2,78[-6]	6,15[-6]	8,10[-6]	9,34[-6]	1,05[-5]	
		4,73[-4]	4,76[-4]	4,56[-4]	4,34[-4]	4,02[-4]	
		3,77[-3]	8,42[-3]	1,17[-2]	1,43[-2]	1,75[-2]	
5,8		2,79[-6]	6,32[-6]	8,45[-6]	9,87[-6]	1,13[-5]	
		7,42[-4]	7,51[-4]	7,22[-4]	6,90[-4]	6,44[-4]	
		1,24[-3]	2,74[-3]	3,83[-3]	4,69[-3]	5,75[-3]	
7,0	2,32[-6]	5,19[-6]	6,95[-6]	8,12[-6]	9,28[-6]		
	1,87[-3]	1,89[-3]	1,81[-3]	1,73[-3]	1,61[-3]		
	5,62[-4]	1,19[-3]	1,67[-3]	2,06[-3]	2,54[-3]		
		1,76[-6]	3,78[-6]	5,04[-6]	5,91[-6]	6,77[-6]	
		3,13[-3]	3,16[-3]	3,02[-3]	2,87[-3]	2,66[-3]	

Table 7.10: Idem que pour le tableau 7.6 mais en prenant $E_0 = 20 \text{ keV}$ au lieu de $E_0 = 2 \text{ keV}$.

$f(\%)$		$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
		1	3	5	7	10
0,1	1,2	2,29[-3]	6,03[-3]	9,09[-3]	1,20[-2]	1,68[-2]
		6,38[-9]	1,63[-8]	2,25[-8]	2,67[-8]	3,11[-8]
		2,79[-6]	2,69[-6]	2,47[-6]	2,23[-6]	1,85[-6]
	2,3	1,85[-4]	4,74[-4]	6,97[-4]	8,85[-4]	1,14[-3]
		6,80[-9]	1,71[-8]	2,36[-8]	2,79[-8]	3,24[-8]
		3,67[-5]	3,61[-5]	3,38[-5]	3,16[-5]	2,85[-5]
	3,5	2,17[-5]	5,55[-5]	8,12[-5]	1,02[-4]	1,29[-4]
		6,15[-9]	1,57[-8]	2,18[-8]	2,59[-8]	3,02[-8]

Table 7.10. (Suite.)

$f(\%)$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$					
	1	3	5	7	10	
5,8	2,83[-4]	2,82[-4]	2,68[-4]	2,53[-4]	2,33[-4]	
	6,44[-4]	4,44[-6]	6,83[-6]	8,88[-6]	1,15[-5]	
	7,05[-7]	6,40[-9]	9,41[-9]	1,16[-8]	1,40[-8]	
8,0	1,09[-3]	1,44[-3]	1,38[-3]	1,31[-3]	1,21[-3]	
	-8,28[-7]	-1,91[-6]	-2,41[-6]	-2,65[-6]	-2,78[-6]	
	-2,28[-9]	-5,29[-9]	-6,36[-9]	-6,65[-9]	-6,46[-9]	
0,5	2,76[-3]	2,77[-3]	2,64[-3]	2,50[-3]	2,32[-3]	
	1,2	2,30[-3]	6,05[-3]	9,11[-3]	1,20[-2]	1,68[-2]
		3,16[-8]	8,06[-8]	1,11[-7]	1,32[-7]	1,54[-7]
2,3		1,38[-5]	1,33[-5]	1,22[-5]	1,10[-5]	9,17[-6]
		6,87[-4]	1,76[-3]	2,57[-3]	3,25[-3]	4,15[-3]
		3,37[-8]	8,49[-8]	1,17[-7]	1,39[-7]	1,61[-7]
3,5		4,90[-5]	4,83[-5]	4,56[-5]	4,27[-5]	3,87[-5]
		1,03[-4]	2,63[-4]	3,84[-4]	4,84[-4]	6,11[-4]
		3,04[-8]	7,76[-8]	1,08[-7]	1,29[-7]	1,49[-7]
5,8		2,96[-4]	2,95[-4]	2,81[-4]	2,66[-4]	2,45[-4]
		7,95[-6]	2,15[-5]	3,31[-5]	4,31[-5]	5,60[-5]
		1,15[-8]	3,13[-8]	4,60[-8]	5,69[-8]	6,86[-8]
8,0		1,45[-3]	1,46[-3]	1,39[-3]	1,32[-3]	1,23[-3]
		-4,22[-6]	-9,76[-6]	-1,24[-5]	-1,37[-5]	-1,44[-5]
		-1,17[-8]	-2,72[-8]	-3,28[-8]	-3,44[-8]	-3,37[-8]
1		2,77[-3]	2,78[-3]	2,65[-3]	2,52[-3]	2,33[-3]
	1,2	2,27[-3]	5,97[-3]	8,99[-3]	1,18[-2]	1,65[-2]
		6,26[-8]	1,59[-7]	2,20[-7]	2,62[-7]	3,04[-7]
2,3		2,76[-5]	2,67[-5]	2,45[-5]	2,21[-5]	1,84[-5]
		1,03[-3]	2,63[-3]	3,84[-3]	4,84[-3]	6,17[-3]
		6,67[-8]	1,68[-7]	2,32[-7]	2,75[-7]	3,18[-7]
3,5		6,44[-5]	6,38[-5]	6,03[-5]	5,67[-5]	5,15[-5]
		1,92[-4]	4,92[-4]	7,19[-4]	9,05[-4]	1,14[-3]
		6,01[-8]	1,53[-7]	2,13[-7]	2,54[-7]	2,96[-7]
5,8		3,12[-4]	3,12[-4]	2,97[-4]	2,81[-4]	2,59[-4]
		1,52[-5]	4,12[-5]	6,38[-5]	8,31[-5]	1,08[-4]
		2,23[-8]	6,07[-8]	8,96[-8]	1,11[-7]	1,34[-7]
8,0		1,46[-3]	1,47[-3]	1,40[-3]	1,33[-3]	1,24[-3]
		-8,64[-6]	-2,01[-5]	-2,55[-5]	-2,84[-5]	-3,02[-5]
		-2,40[-8]	-5,61[-8]	-6,81[-8]	-7,18[-8]	-7,07[-8]
3		2,78[-3]	2,80[-3]	2,66[-3]	2,53[-3]	2,34[-3]
	1,2	2,14[-3]	5,63[-3]	8,45[-3]	1,11[-2]	1,53[-2]
		1,79[-7]	4,58[-7]	6,31[-7]	7,49[-7]	8,66[-7]
		8,38[-5]	8,13[-5]	7,47[-5]	6,76[-5]	5,65[-5]

Table 7.10. (Suite.)

$f(\%)$	$n_e (10^{20} \text{ cm}^{-3})$				
	1	3	5	7	10
2,3	1,50[-3]	3,81[-3]	5,54[-3]	6,95[-3]	8,80[-3]
	1,91[-7]	4,83[-7]	6,67[-7]	7,91[-7]	9,16[-7]
	1,27[-4]	1,27[-4]	1,20[-4]	1,14[-4]	1,04[-4]
3,5	4,52[-4]	1,16[-3]	1,69[-3]	2,12[-3]	2,67[-3]
	1,71[-7]	4,38[-7]	6,11[-7]	7,29[-7]	8,48[-7]
	3,78[-4]	3,79[-4]	3,61[-4]	3,43[-4]	3,17[-4]
5,8	3,79[-5]	1,04[-4]	1,62[-4]	2,13[-4]	2,78[-4]
	5,78[-8]	1,59[-7]	2,38[-7]	2,97[-7]	3,61[-7]
	1,52[-3]	1,54[-3]	1,47[-3]	1,40[-3]	1,30[-3]
8,0	-2,83[-5]	-6,66[-5]	-8,62[-5]	-9,73[-5]	-1,06[-4]
	-8,01[-8]	-1,90[-7]	-2,34[-7]	-2,51[-7]	-2,53[-7]
	2,83[-3]	2,85[-3]	2,72[-3]	2,58[-3]	2,39[-3]
5 1,2	2,01[-3]	5,28[-3]	7,90[-3]	1,03[-2]	1,41[-2]
	2,84[-7]	7,27[-7]	1,00[-6]	1,18[-6]	1,36[-6]
	1,42[-4]	1,38[-4]	1,27[-4]	1,15[-4]	9,65[-5]
2,3	1,58[-3]	4,02[-3]	5,83[-3]	7,31[-3]	9,22[-3]
	3,03[-7]	7,70[-7]	1,06[-6]	1,26[-6]	1,46[-6]
	1,92[-4]	1,91[-4]	1,82[-4]	1,72[-4]	1,58[-4]
3,5	6,04[-4]	1,55[-3]	2,26[-3]	2,84[-3]	3,56[-3]
	2,69[-7]	6,93[-7]	9,67[-7]	1,15[-6]	1,34[-6]
	4,46[-4]	4,48[-4]	4,28[-4]	4,07[-4]	3,78[-4]
5,8	5,11[-5]	1,42[-4]	2,24[-4]	2,97[-4]	3,92[-4]
	8,11[-8]	2,27[-7]	3,44[-7]	4,33[-7]	5,31[-7]
	1,59[-3]	1,60[-3]	1,53[-3]	1,46[-3]	1,35[-3]
8,0	-5,11[-5]	-1,22[-4]	-1,60[-4]	-1,82[-4]	-2,01[-4]
	-1,47[-7]	-3,54[-7]	-4,43[-7]	-4,81[-7]	-4,93[-7]
	2,88[-3]	2,91[-3]	2,78[-3]	2,64[-3]	2,45[-3]
7 1,2	1,87[-3]	4,93[-3]	7,35[-3]	9,54[-3]	1,29[-2]
	3,77[-7]	9,65[-7]	1,33[-6]	1,56[-6]	1,79[-6]
	2,01[-4]	1,96[-4]	1,81[-4]	1,64[-4]	1,38[-4]
2,3	1,56[-3]	3,97[-3]	5,77[-3]	7,22[-3]	9,08[-3]
	4,03[-7]	1,02[-6]	1,42[-6]	1,68[-6]	1,94[-6]
	2,58[-4]	2,58[-4]	2,46[-4]	2,33[-4]	2,14[-4]
3,5	6,87[-4]	1,76[-3]	2,58[-3]	3,23[-3]	4,05[-3]
	3,54[-7]	9,14[-7]	1,28[-6]	1,53[-6]	1,78[-6]
	5,15[-4]	5,19[-4]	4,97[-4]	4,73[-4]	4,39[-4]
5,8	5,54[-5]	1,57[-4]	2,53[-4]	3,39[-4]	4,52[-4]
	9,14[-8]	2,61[-7]	4,04[-7]	5,16[-7]	6,40[-7]
	1,65[-3]	1,67[-3]	1,60[-3]	1,52[-3]	1,41[-3]
8,0	-7,69[-5]	-1,85[-4]	-2,45[-4]	-2,83[-4]	-3,17[-4]

Table 7.10. (Suite.)

$f(\%)$		n_e (10^{20} cm $^{-3}$)					
		1	3	5	7	10	
10	1,2	-2,26[-7]	-5,49[-7]	-6,96[-7]	-7,63[-7]	-7,93[-7]	
		2,94[-3]	2,97[-3]	2,83[-3]	2,69[-3]	2,50[-3]	
	2,3	1,67[-3]	4,40[-3]	6,53[-3]	8,40[-3]	1,12[-2]	
		4,92[-7]	1,26[-6]	1,73[-6]	2,03[-6]	2,30[-6]	
		2,94[-4]	2,87[-4]	2,65[-4]	2,42[-4]	2,05[-4]	
	3,5	1,46[-3]	3,73[-3]	5,41[-3]	6,77[-3]	8,49[-3]	
		5,26[-7]	1,35[-6]	1,87[-6]	2,21[-6]	2,56[-6]	
		3,60[-4]	3,61[-4]	3,45[-4]	3,27[-4]	3,01[-4]	
	5,8	7,31[-4]	1,88[-3]	2,76[-3]	3,46[-3]	4,33[-3]	
		4,55[-7]	1,18[-6]	1,66[-6]	1,99[-6]	2,32[-6]	
		6,22[-4]	6,29[-4]	6,03[-4]	5,75[-4]	5,35[-4]	
	8,0	4,68[-5]	1,40[-4]	2,39[-4]	3,30[-4]	4,53[-4]	
		8,19[-8]	2,48[-7]	4,06[-7]	5,35[-7]	6,84[-7]	
		1,75[-3]	1,77[-3]	1,70[-3]	1,62[-3]	1,51[-3]	
			-1,21[-4]	-2,95[-4]	-3,97[-4]	-4,64[-4]	-5,28[-4]
			-3,66[-7]	-9,04[-7]	-1,16[-6]	-1,29[-6]	-1,36[-6]
			3,02[-3]	3,06[-3]	2,92[-3]	2,78[-3]	2,58[-3]

La figure 7.3 montre ρ en fonction de n_e pour plusieurs valeurs de T_e comprises entre $1,2 \times 10^6$ et $4,6 \times 10^6$ K, $f = 5\%$, et pour $E_0 = 4$ keV (panneau (a)), $E_0 = 10$ keV (panneau (b)). Afin de gagner de l'espace, nous nous sommes limités ici à deux valeurs de E_0 , en considérant le fait que la dépendance de ρ sur E_0 sera discutée ci-dessous. Les résultats pour $T_e \geq 5,8 \times 10^6$ K ne sont pas donnés car les valeurs de ρ sont trop faibles dans cette plage de température, en raison des faibles effets de la composante du faisceau. Comme exemple typique, nous avons trouvé que pour les valeurs de $E_0 = 10$ keV et $f = 5\%$ considérées dans la figure 7.3(b), et $n_e = 5 \times 10^{20}$ cm $^{-3}$, ρ est aussi petit que $2,3 \times 10^{-3}$ à $T_e = 5,8 \times 10^6$ K et chute à $9,5 \times 10^{-4}$ à 8×10^6 K. Une observation intéressante à faire de nos calculs est que le rapport ρ est une fonction croissante de n_e dans toutes les circonstances. Cela peut être compris en notant que le dénominateur $(N_u - N_l/3)$ diminue toujours en raison du transfert collisionnel plus prononcé des populations de u à l , alors que le numérateur $(N_{l0} - N_{l1})$ augmente, comme expliqué dans la sous-section 7.1. Dans l'intervalle de densité d'électrons $(3 - 7) \times 10^{20}$ cm $^{-3}$, favorable à un coefficient de gain relativement élevé de la raie $J = 0-1$, ρ augmente d'un facteur de 1,7 à 1,9.

Maintenant, afin de regarder de plus près la dépendance de ρ avec les paramètres T_e , E_0 et f de la distribution, fixons nous pour la suite de cette sous-section la densité électronique à la valeur moyenne $n_e = 5 \times 10^{20}$ cm $^{-3}$. Nous trouvons que ρ atteint un maximum égal à $3,6 \times 10^{-2}$ à $T_e = 1,2 \times 10^6$ K, presque indépendamment de E_0 et f dans les intervalles $\sim 3 - 6$ keV et $0,1 - 1\%$, respectivement. Dans les mêmes conditions mais pour f supérieur à $\sim 1\%$, ρ présente une faible diminution, tendant à $3,2 \times 10^{-2}$ à $f = 10\%$. Une telle diminution faible est probablement due à des effets

de faisceau dans les transitions de collision entre sous-niveaux excités, qui conduisent à une petite réduction des coefficients des taux correspondants lorsque f augmente au-dessus de $\sim 1\%$. Il convient de mentionner que pour la valeur de T_e et la plage de E_0 considérées ci-dessus, nos calculs de l'équilibre d'ionisation en régime permanent utilisant le code FLYCHK [86, 87] indiquent que l'abondance fractionnaire des ions Ge^{22+} dans l'état néonoïde est trop faible pour induire un gain utile, au moins pour f inférieur à $\sim 10\%$. Par conséquent, le cas de la température $T_e = 1,2 \times 10^6$ K n'est pas pertinent et de peu d'importance pratique. En ce qui concerne $T_e = 2,3 \times 10^6$ K, une fraction substantielle d'ions Ge^{22+} , de 0,34 à 0,44, est obtenue par FLYCHK pour $E_0 = 3 - 6$ keV et $f = 5 - 10\%$. Dans ces conditions, le paramètre d'asymétrie ρ chute à environ $2,6 \times 10^{-2}$. Fait intéressant, dans le cas d'une distribution Maxwellienne pure ($f = 0$), la fraction des ions Ge néonoïdes est seulement de 0,12, ce qui représente environ un tiers des résultats donnés ci-dessus, y compris les effets de faisceau.

Comme T_e augmente dans la gamme $(2,3 - 5,8) \times 10^6$ K, pour des valeurs données de E_0 et f , La fraction de germanium néonoïde augmente progressivement, mais ρ diminue à cause de l'augmentation simultanée de l'inversion de population $(N_u - N_l/3)$ et de la diminution de la différence $(N_{l0} - N_{l1})$. Par exemple, à $T_e = 3,5 \times 10^6$ K, E_0 et f dans les domaines indiquées ci-dessus, les calculs FLYCHK indiquent que la fraction d'ions Ge^{22+} varie entre 0,49 et 0,54, et nos calculs donnent un paramètre d'asymétrie ρ dans la plage $(1,3 - 1,8) \times 10^{-2}$. A $T_e = 5,8 \times 10^6$ K, une température proche de celle de l'abondance fractionnaire maximale de Ge^{22+} dans le cas d'une distribution maxwellienne pure, qui est de 0,63, ρ se réduit à $3,8 \times 10^{-3}$ dans le cas de $E_0 = 6$ keV et $f = 5\%$. Nos calculs montrent que, pour la température la plus élevée $T_e = 8 \times 10^6$ K considérée dans ce travail, et pour $E_0 = 10$ keV et $f = 5\%$, ρ est aussi bas que $9,5 \times 10^{-4}$.

Les figures 7.4 et 7.5 sont données pour mettre en évidence les variations de ρ avec T_e et E_0 , respectivement. Sur les deux figures, le panneau (a) correspond à $f = 1\%$ et (b) à $f = 5\%$. Certaines courbes se terminent et commencent à différentes valeurs de T_e et E_0 , respectivement, en raison de la condition $E_0/(kT_e) \gtrsim 10$. Par exemple, sur la figure 7.4, les courbes correspondant à $E_0 = 4$ keV s'arrêtent à $T_e = 4,6 \times 10^6$ K ($\approx 0,4$ keV). Nous notons également que les courbes de $E_0 = 1,5, 2$ et 3 keV ne sont pas incluses dans cette figure car celles pour les deux premières valeurs s'arrêtent rapidement dans la plage de température considérée et celles pour $E_0 = 3$ keV coïncident presque avec les courbes de $E_0 = 4$ keV. En effet, nous avons trouvé qu'à $E_0 = 3$ et 4 keV, les valeurs de ρ diffèrent les unes des autres de moins de $2,5\%$. Comme on peut le voir, le paramètre d'asymétrie chute rapidement avec T_e et devient très petit au-dessus de $\sim 6 \times 10^6$ K, surtout dans le cas de $f = 1\%$ où il est plus petit que 9×10^{-4} . Bien que n'apparaissant pas dans la figure 7.4, nos calculs montrent que pour $E_0 = 20$ keV, ρ s'annule près de $T_e = 7 \times 10^6$ K et à 8×10^6 K, il prend les valeurs négatives $-2,5 \times 10^{-5}$ et $-1,6 \times 10^{-4}$ pour $f = 1\%$ et $f = 5\%$, respectivement. Un argument sera donné au fin de cette sous-section pour expliquer ce changement de signe. D'autre part, en comparant les courbes des panneaux (a) et (b) de la figure 7.5, nous observons que pour $T_e \geq 2,3 \times 10^6$ K, ρ chute significativement lorsque f passe de 5% à 1% . Mais à $T_e = 1,2 \times 10^6$ K, ρ augmente légèrement comme mentionné ci-dessus. Pour donner juste un exemple illustrant ce point, on trouve que pour $E_0 = 6$ keV, ρ passe de $3,36 \times 10^{-2}$ à $3,53 \times 10^{-2}$ à $T_e = 1,2 \times 10^6$ K, alors qu'à $T_e = 4,6 \times 10^6$ K ρ baisse

de $6,60 \times 10^{-3}$ à $1,74 \times 10^{-3}$.

Pour les basses températures $1,2 \times 10^6$ et $2,3 \times 10^6$ K, la figure 7.5 (b) montre que ρ augmente avec E_0 , atteint un maximum proche de 4 keV, puis diminue à des énergies plus élevées. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le dénominateur $(N_u - N_l/3)$ diminue avec E_0 alors que le numérateur $(N_{l0} - N_{l1})$ tend d'abord à augmenter légèrement avant de décroître lorsque E_0 dépasse ~ 3 keV. Cependant, dans la gamme 3 – 4 keV, $(N_{l0} - N_{l1})$ diminue à un taux inférieur à celui de $(N_u - N_l/3)$ alors que pour E_0 au dessus de ~ 4 keV, cette tendance s'inverse et $(N_{l0} - N_{l1})$ diminue plus vite. De telles variations de ρ par rapport à E_0 s'appliquent dans une large gamme allant de 0,1 à 10% à $T_e = 1,2 \times 10^6$ K. Mais, à $T_e = 2,3 \times 10^6$ K, cette variation n'est valable que pour $f \gtrsim 2\%$, alors que f entre 0,1 et $\sim 2\%$ le maximum de ρ se déplace vers ~ 3 keV, comme on peut le voir sur la figure 7.5 (a) pour $f = 1\%$.

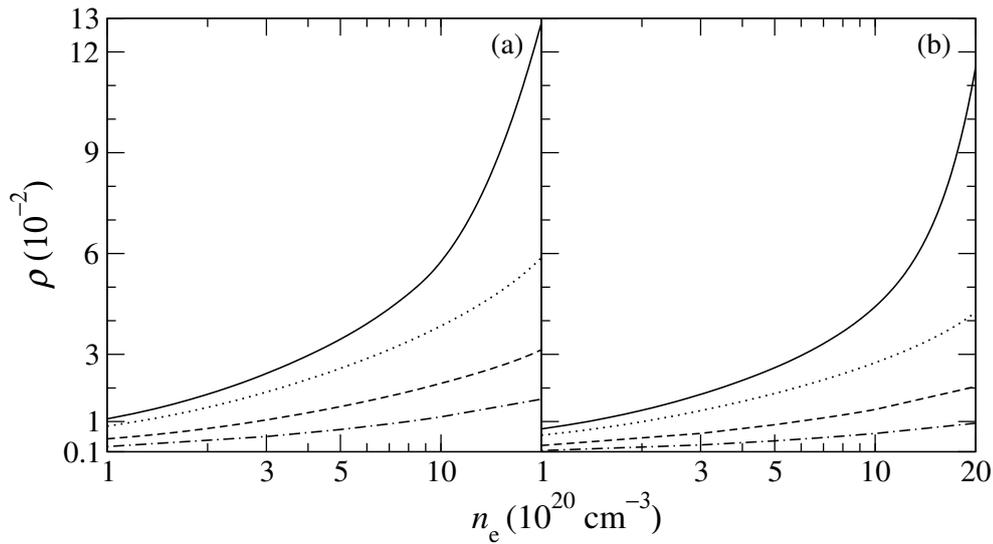


FIGURE 7.3 – Le paramètre d'asymétrie ρ pour le gain de la raie lasante $J = 0-1$ en fonction de la densité des électrons n_e , pour $T_e = 1,2$ (—), $2,3$ (·····), $3,5$ (-----) et $4,6$ (-·-·-·-) (en unités de 10^6 K), et (a) $E_0 = 4$ keV, (b) $E_0 = 10$ keV. Nous avons choisi $f = 5\%$ en traçant ces courbes.

Avant de terminer cette section, nous aimerions mentionner que, lorsque nous examinons les variations de ρ avec plus de finesse, nous pouvons faire d'autres observations intéressantes sur la compétition entre les composantes faisceau et Maxwellienne. En effet, sous certaines conditions, des effets de compétition subtils sont exprimés dans les coefficients de taux de collision, donc dans les populations de sous-niveaux magnétiques et le paramètre d'asymétrie. Pour plus de clarté, nous avons délibérément négligé certains de ces détails en discutant les résultats. Par exemple, nous n'avons pas suffisamment justifié la raison pour laquelle le paramètre d'asymétrie diminuait

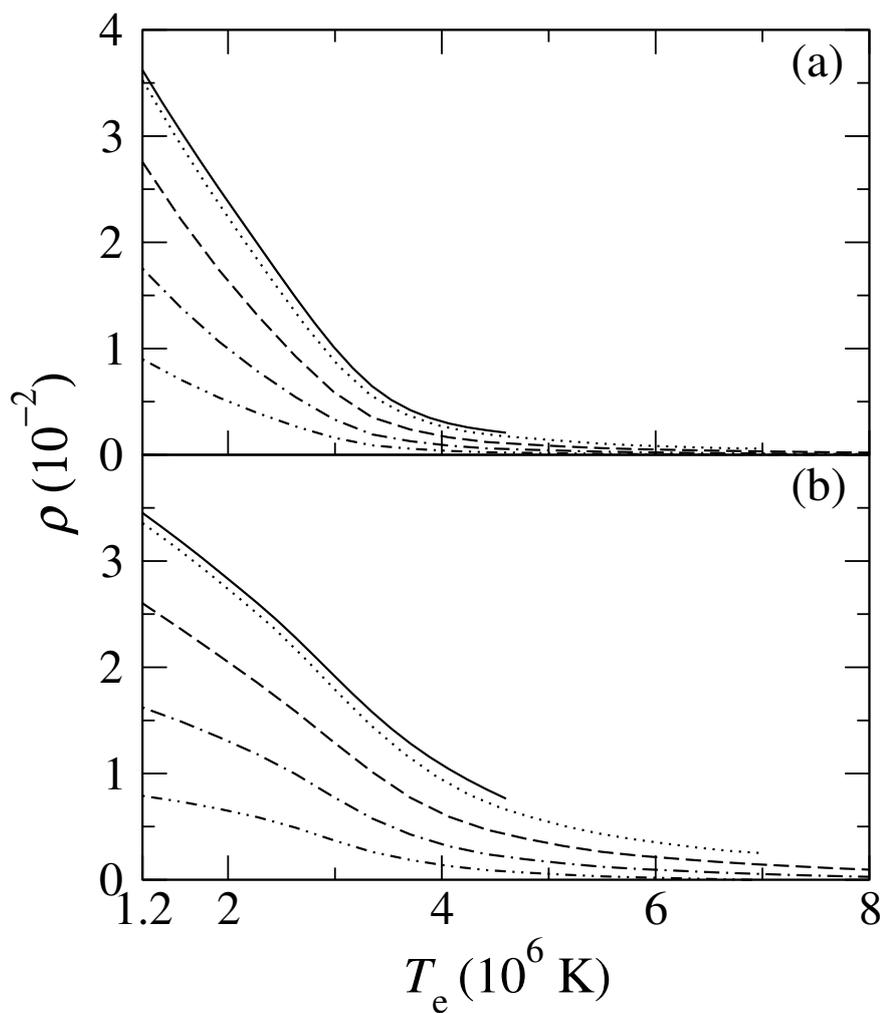


FIGURE 7.4 – Le paramètre d'asymétrie ρ en fonction de la température Maxwellienne T_e , pour $E_0 = 4$ (—), 6 (.....), 10 (-----), 15 (-·-·-·-) et 20 (- - - - -) (en unités de keV), et (a) $f = 1\%$, (b) $f = 5\%$. Nous avons pris $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en traçant ces courbes.

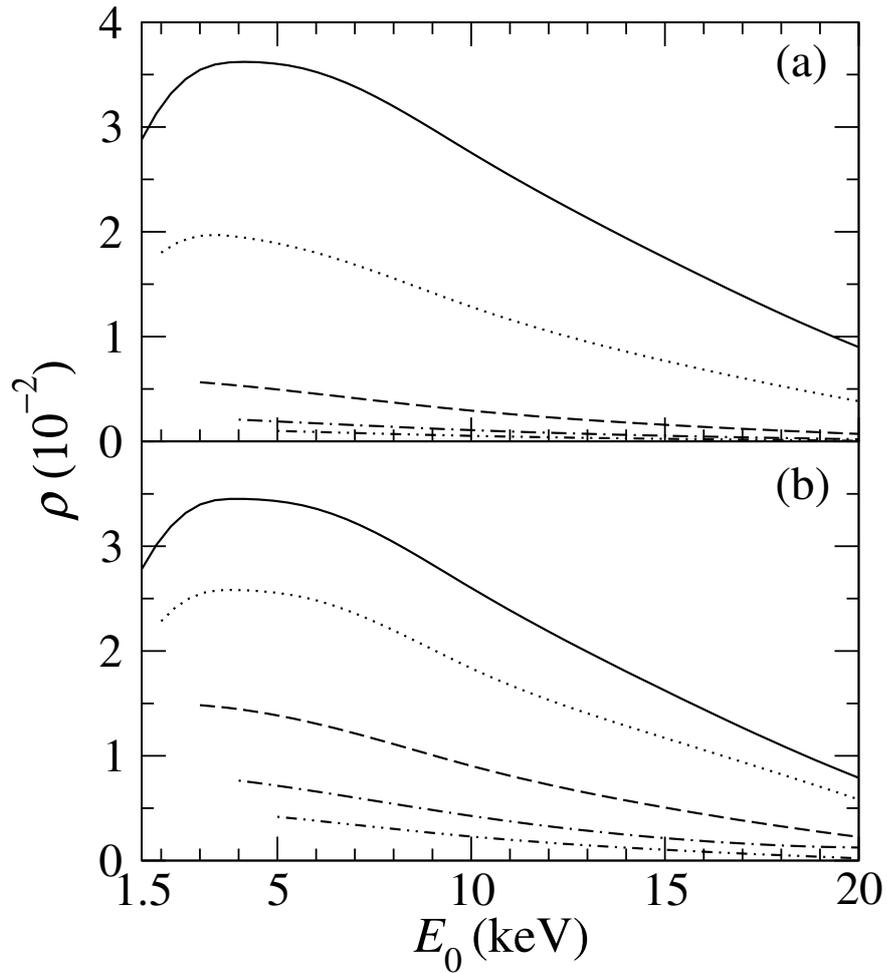


FIGURE 7.5 – Le paramètre d'asymétrie ρ en fonction de l'énergie E_0 du faisceau d'électrons, pour $T_e = 1,2$ (—), $2,3$ (·····), $3,5$ (-----), $4,6$ (-·-·-·-) et $5,8$ (-----) (en unités de 10^6 K), et (a) $f = 1\%$, (b) $f = 5\%$. Nous avons pris $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en traçant ces courbes.

légèrement à $T_e = 1,2 \times 10^6$ K lorsque f augmente au-dessus de 1%. En effet, à cette température, nos calculs montrent que la composante du faisceau contribue pour plus de 99,5% aux excitations de $u0$, $l0$ et $l1$ à partir du niveau fondamental, ce qui implique que les coefficients de taux de ces excitations sont proportionnels à f . De plus, les transitions collisionnelles entre les sous-niveaux excités deviennent légèrement moins efficaces lorsque f augmente de 1 à 10%. Une telle réduction d'efficacité vient du fait que ces transitions sont dues principalement aux électrons Maxwelliens, et par conséquent, les coefficients de taux correspondants diminuent lorsque la fraction $(1-f)$ de ces électrons baisse de 99 à 90%. Par conséquent, il s'avère que l'augmentation des populations N_{u0} , N_{l0} et N_{l1} en fonction de f s'écarte légèrement de la linéarité, satisfaisant une loi d'échelle de la forme f^γ , où l'exposant γ est un peu supérieur à 1 pour N_{u0} et un peu en dessous de 1 pour N_{l0} et N_{l1} . Un autre exemple de discussions détaillées que nous avons évitées pour seulement des raisons de clarté concerne le changement de signe de ρ intervenant près de $T_e = 7 \times 10^6$ K dans le cas de $E_0 = 20$ keV. Ce changement de signe résultant d'une inversion du peuplement préférentiel des sous-niveaux de l par laquelle $l1$ est favorisé sur $l0$ (c'est-à-dire $N_{l1} > N_{l0}$) est dû à une combinaison de deux effets distincts. Le premier concerne le fait que la préférence de $l0$ sur $l1$ dans le processus d'excitation à partir du niveau fondamental dû à la composante du faisceau est significativement réduite à l'énergie E_0 aussi élevée que 20 keV. Pour illustrer cette réduction, le rapport du coefficient de taux de faisceau C_b pour $l0$ sur celui de $l1$ chute de 3,2 à 1,3 lorsque E_0 passe de 4 à 20 keV (voir tableau 6.4). Le second effet provient de la contribution dominante de la composante Maxwellienne à l'excitation du niveau l à partir du fondamental au-dessus de $T_e = 7 \times 10^6$ K. La combinaison de ces deux effets conduit à une population préférentielle de $l0$ à travers l'excitation à partir du fondamental, qui est beaucoup moins prononcée, à tel point que la préférence de $l1$ due aux désexcitations collisionnelles des sous-niveaux des niveaux $2p^53p$ prend légèrement le dessus.

Conclusion

Dans cette étude, nous nous sommes focalisés sur l'asymétrie du coefficient de gain de la raie laser X-mou dite $J = 0-1$ à 19,6 nm pour les ions néonoïdes de germanium, causé par une distribution de vitesses anisotrope d'électrons rapides générés dans des plasmas actifs produits par laser. Nous avons développé un modèle CR à l'état stationnaire pour calculer le paramètre d'asymétrie $\rho = 3(G^\sigma - G^\pi)/(G^\pi + 2G^\sigma)$ qui caractérise la différence relative entre les coefficients de gain G^π et G^σ pour les composantes π ($\Delta M = 0$) et σ ($\Delta M = \pm 1$) de la raie $J = 0-1$. Une distribution d'électrons consistant en une somme pondérée de Maxwellienne isotrope et d'un faisceau mono-énergétique directif le long de l'axe z de quantification, a été utilisée. L'adoption d'un faisceau mono-énergétique comme une composante de la distribution, bien qu'irréaliste, représente néanmoins une première tentative de modéliser l'influence d'électrons rapides anisotropes sur le gain de $J = 0-1$. Les inversions de population entre les sous-niveaux magnétiques supérieur $M = 0$ et inférieur $M = 0, \pm 1$ de la raie laser ont été déterminées en prenant en compte les transitions collisionnelles élastiques et inélastiques, ainsi que le déclin radiatif spontané entre tous les sous-niveaux issus des configurations $2p^6$, $2p^5 3l$, $2s 2p^6 3l$ et $2p^5 4l$. Les variations de ρ en fonction de la densité électronique n_e , température Maxwellienne T_e , énergie du faisceau E_0 (en supposant que $E_0/(kT_e) \gtrsim 10$), et la fraction de faisceau f ont été calculées dans différentes conditions de plasma pour mettre en évidence l'influence relative de ces paramètres et déterminer leur gamme de valeurs correspondant à un ρ significatif.

Le paramètre d'asymétrie a été trouvé s'élever jusqu'à $4,6 \times 10^{-2}$ dans la gamme de densité $(3 - 7) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ où l'on s'attend à avoir un gain important dans la raie $J = 0-1$. Les valeurs de ρ les plus élevées ont été obtenues pour T_e et E_0 dans les intervalles $(1,2 - 2,3) \times 10^6 \text{ K}$ et $3 - 6 \text{ keV}$, respectivement. Dans la gamme de T_e sus-mentionnée, les excitations collisionnelles à partir du niveau fondamental sont dues massivement aux électrons du faisceau, du moins pour f au-dessus de 1% lorsque T_e est proche de $2,3 \times 10^6 \text{ K}$. Cependant, bien que les électrons du faisceau décalent l'équilibre d'ionisation vers des ions de charges plus élevées, les calculs utilisant le code FLYCHK montrent qu'à T_e en dessous de $\sim 1,5 \times 10^6 \text{ K}$, l'abondance fractionnaire des ions néonoïdes Ge^{22+} n'est pas suffisamment grande pour produire un coefficient de gain non négligeable. A $T_e = 5,8 \times 10^6 \text{ K}$, ρ est inférieur à $7,6 \times 10^{-3}$ même pour $f = 10\%$, et ceci pour toute valeur de E_0 .

Nos calculs indiquent que ρ change très légèrement lorsque le nombre de sous-niveaux magnétiques inclus dans le modèle CR passe de 337 à 145 en écartant les configurations supérieures $2p^5 4l$. Les collisions élastiques électron-ion induisant des transitions entre différents sous-niveaux magnétiques à l'intérieur d'un niveau donné

ont une faible influence sur la redistribution des populations. Cependant, il faut garder à l'esprit qu'un effet aussi faible a été obtenu sur la base des données pour les forces de collision élastiques évaluées il y a deux décennies, avec probablement une précision fort limitée. Le programme RDW de FAC utilisé pour calculer les forces de collision inélastiques ne permet pas de prendre en charge les cas de collision élastique car l'unitarité de la matrice T n'est pas prise en compte. Des tentatives d'extension du programme Dirac R -matrix de FAC afin de calculer de telles forces de collision élastique en utilisant l'unitarisation sont entreprises par Dubau [120].

Ici, nous avons pu calculer des données atomiques qui, à notre connaissance, ne sont pas bien documenté dans la littérature. Ces données concernent les forces de collision moyennée sur 4π pour les transitions entre les sous-niveaux magnétiques, nécessaires pour obtenir les coefficients de taux Maxwellien. Nous les avons obtenus en modifiant la version du programme RDW de FAC pour les calculs des forces de collision de niveau à niveau (voir annexe). Nous pensons que cette modification de FAC pourrait ouvrir de nouvelles perspectives dans la modélisation des émissions de raies des plasmas astrophysiques lorsque cette émission est due à la fois à des collisions avec des électrons isotropes et à l'absorption de rayonnements anisotropes provenant d'une source externe [121].

Dans le présent travail, nous nous sommes limités aux premiers instants de plasma lorsque la raie X-UV $J = 0-1$ commence à laser, en ignorant les émissions stimulées et la réabsorption des radiations de résonance. Nous espérons que les données de collision d'électrons obtenues ici peuvent être utiles dans le développement d'un modèle CR plus élaboré incluant à la fois l'évolution dans le temps des plasmas actifs et le transfert du rayonnement X polarisé. En outre, on peut introduire des distributions d'énergie et angulaires pour les électrons rapides afin de répondre à des conditions plus réalistes pour les lasers X-UV produits par plasmas, par rapport aux hypothèses monoénergétiques et unidirectionnelles faites ici. Une telle extension permettrait de déterminer le degré de polarisation du faisceau laser émergeant $J = 0-1$ dans le cas de distributions de vitesses électroniques anisotropes.

Annexe A

Extension du code FAC

Dans cette annexe nous montrons comment le programme RDW du paquet FAC [28] conçu pour calculer les forces de collision pour les transitions entre les niveaux de structure fine d'un ion peut être étendu pour gérer les transitions entre sous-niveaux magnétiques dus aux collisions avec des électrons isotropes. Nous commençons avec la formule de base pour la force de collision moyennée de 4π pour une transition entre les sous-niveaux magnétiques $\alpha_i J_i M_i$ and $\alpha_j J_j M_j$ induite par les électrons isotropes dans les approches non relativistes et relativistes (voir équation (A.5) dans [83])

$$\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle = \frac{1}{2} \sum_{\beta_i \beta_j} |T(\gamma_i, \gamma_j)|^2, \quad (\text{A.0.1})$$

où $T(\gamma_i, \gamma_j)$ est l'élément de la matrice de transition entre les états découplés $\gamma_i \equiv k_i \beta_i \alpha_i J_i M_i$ et $\gamma_j \equiv k_j \beta_j \alpha_j J_j M_j$ de l'ensemble du système (électron + ion cible), k_i étant le nombre d'onde de l'électron incident et β_i un ensemble de ses nombres quantiques; k_j et β_j représentent les quantités correspondantes pour l'électron diffusé. Dans l'approche totalement relativiste utilisée dans FAC, β_k ($k = i$ or j) inclut les nombres quantiques l_k , j_k et m_k , où l_k est le moment angulaire orbital, $j_k = |l_k \pm 1/2|$ est le moment angulaire total et m_k sa composante z . Les sommations sur β_i et β_j dans (A.0.1) sont équivalentes aux sommations sur κ_i , m_i , κ_j , et m_j , où le nombre quantique relativiste κ_k ($k = i$ or j) remplace à la fois l_k et j_k et prend la valeur $\kappa_k = l_k$ si $j_k = |l_k - 1/2|$ et $\kappa_k = -l_k - 1$ si $j_k = l_k + 1/2$. Puisque la matrice- T est symétrique, $\langle \Omega \rangle$ est également symétrique dans les indices i et j , ce qui signifie que $\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j; k_i^2) \rangle = \langle \Omega(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i; k_j^2) \rangle$. la méthode de factorisation de Bar-Shalom *et al* [99] est implémenté dans FAC nécessitant la relation approximative $T \approx -2R$, R étant la matrice de réactance, notant qu'une telle l'approximation est valable pour les ions fortement chargés, ce qui est le cas ici. L'expansion de l'élément de matrice $T(\gamma_i, \gamma_j)$ selon les équations (48) et (50) de [28] donne

$$T(\gamma_i, \gamma_j) = -2 \sum_{\lambda \mu} (-1)^{\mu + j_i - m_i + J_i - M_i} \begin{pmatrix} j_i & \lambda & j_j \\ -m_i & -\mu & m_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_i & \lambda & J_j \\ -M_i & \mu & M_j \end{pmatrix} \\ \times \sum_{j_0 j_1} \langle \alpha_i J_i \| Z^\lambda(j_0 j_1) \| \alpha_j J_j \rangle P^\lambda(\kappa_i \kappa_j; j_0 j_1), \quad (\text{A.0.2})$$

où $\begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J \\ M_1 & M_2 & -M \end{pmatrix}$ désigne un symbole Wigner 3- j , j_0 et j_1 représentent des orbitales dans les fonctions d'onde initiales et finales de l'ion cible, respectivement. Les éléments de la matrice réduit $\langle \alpha_i J_i \| Z^\lambda(j_0 j_1) \| \alpha_j J_j \rangle$ dépendent uniquement de la structure de l'ion cible, $P^\lambda(\kappa_i \kappa_j; j_0 j_1)$ dépend à la fois des orbitales à électrons liés et libres (voir, pour plus de détails, les équations (21)–(23) et (33) dans [28]). Substituer l'équation (A.0.2) en (A.0.1), et en utilisant la relation d'orthogonalité

$$\sum_{m_i m_j} \begin{pmatrix} j_i & \lambda & j_j \\ -m_i & -\mu & m_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_i & \lambda' & j_j \\ -m_i & -\mu' & m_j \end{pmatrix} = \frac{\delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'}}{2\lambda + 1}, \quad (\text{A.0.3})$$

on trouve

$$\begin{aligned} \langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle &= 2 \sum_{\lambda} \begin{pmatrix} J_i & \lambda & J_j \\ M_i & M_j - M_i & -M_j \end{pmatrix}^2 \\ &\times \sum_{\substack{j_0 j_1 \\ j'_0 j'_1}} Q^\lambda(j_0 j_1; j'_0 j'_1) \langle \alpha_i J_i \| Z^\lambda(j_0, j_1) \| \alpha_j J_j \rangle \langle \alpha_i J_i \| Z^\lambda(j'_0, j'_1) \| \alpha_j J_j \rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.0.4})$$

Dans cette équation, Q^λ sont des intégrales radiales données par

$$Q^\lambda(j_0 j_1; j'_0 j'_1) = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{\kappa_i \kappa_j} P^\lambda(\kappa_i \kappa_j; j_0 j_1) P^\lambda(\kappa_i \kappa_j; j'_0 j'_1). \quad (\text{A.0.5})$$

Notez que seulement quelques valeurs de l'index de sommation λ dans l'équation (A.0.4) contribuent puisque $|J_i - J_j| \leq \lambda \leq J_i + J_j$. Dans le cas où J_i et J_j sont tous deux différents de zéro, seule l'une des valeurs λ autorisées donne souvent une contribution dominante.

Dans la méthode de factorisation utilisée dans FAC, la force de collision standard pour la transition entre les niveaux $\alpha_i J_i$ et $\alpha_j J_j$ est exprimée par (voir l'équation (31) dans [28])

$$\begin{aligned} \Omega(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j) &= \sum_{\lambda} \Omega^\lambda(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j) \\ &= 2 \sum_{\lambda} \sum_{\substack{j_0 j_1 \\ j'_0 j'_1}} Q^\lambda(j_0 j_1; j'_0 j'_1) \langle \alpha_i J_i \| Z^\lambda(j_0, j_1) \| \alpha_j J_j \rangle \langle \alpha_i J_i \| Z^\lambda(j'_0, j'_1) \| \alpha_j J_j \rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.0.6})$$

La comparaison des équations (A.0.6) et (A.0.4) nous permet d'écrire

$$\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle = \sum_{\lambda} \begin{pmatrix} J_i & \lambda & J_j \\ M_i & M_j - M_i & -M_j \end{pmatrix}^2 \Omega^\lambda(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j), \quad (\text{A.0.7})$$

ce qui signifie que dans le programme RDW de FAC, une simple multiplication de la composante multipolaire Ω^λ de la force de collision de niveau à niveau par un

symbole 3- j au carré avant sommation sur tous les nombres de multipolarité possibles λ permet de calculer les forces de collision moyenne 4π entre sous-niveaux magnétiques. Fait intéressant, pour des transitions admises optiquement entre des niveaux avec une petite séparation d'énergie comparée à l'énergie électronique incidente, où seul le terme dipôle ($\lambda = 1$) est retenu, $\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$ peut être directement déduit de $\Omega(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j)$ en utilisant

$$\langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle \approx \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_j \\ M_i & M_j - M_i & -M_j \end{pmatrix}^2 \Omega(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j). \quad (\text{A.0.8})$$

Annexe B

**Publication scientifique issue de ce
travail de thèse**

Collisional-radiative calculations for the $J = 0-1$ lasing line of neon-like germanium under anisotropic excitation conditions

M S Bentotoche, M K Inal  and M Benmouna

Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Tlemcen, BP 119, 13000 Tlemcen, Algeria

E-mail: m_inal@mail.univ-tlemcen.dz

Received 6 July 2017, revised 12 November 2017

Accepted for publication 21 November 2017

Published 16 January 2018



CrossMark

Abstract

A new asymmetry parameter characterizing the differences between the polarized π and σ gain components of the soft-x-ray $J = 0-1$ lasing line of neon-like ions is calculated in the case of Ge^{22+} assuming an electron distribution which is a weighted sum of an isotropic Maxwellian and a monoenergetic beam. Using a quasi steady-state collisional-radiative model, we determine in the weak amplification regime the relative populations of the upper $M = 0$ and lower $M = 0, \pm 1$ magnetic sublevels of the lasing line as a function of electron density from 10^{20} to $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. This model includes inelastic and elastic collisional transitions, as well as spontaneous radiative decay between all the 337 M -sublevels arising from the 75 lowest-lying Ge^{22+} J -levels. The computations were performed for a temperature T_e of the Maxwellian component between 1.2×10^6 and 8×10^6 K, a kinetic energy E_0 and a fraction f of the beam component in the ranges 1.5–20 keV and 0.1%–10%, respectively. The basic atomic data, such as level energies, radiative decay probabilities and inelastic collision strengths, were calculated with the flexible atomic code. However, some modifications of this code were made to get the collision strengths for transitions between M -sublevels due to impact with isotropic electrons as well as due to impact with an electron beam in the case of de-excitation. We find that the newly introduced asymmetry parameter may become significant under certain conditions of electron distribution corresponding to relatively low T_e (1.2×10^6 – 2.5×10^6 K) and E_0 (3–6 keV). The results reported here may be useful in the evaluation of the polarization degree of the $J = 0-1$ x-ray laser output from a germanium plasma in the presence of fast directional electrons.

Keywords: electron-ion collisions, collisional-radiative model, Ne-like ions, lasing lines, anisotropic electrons

1. Introduction

Since the mid-1980s, there have been intensive theoretical (see e.g. [1–4]) and experimental (see e.g. [5–8]) studies on the lasing properties of the soft x-ray lines between $2p^5 3p$ levels with angular momenta $J = 0, 1, 2$ and $2p^5 3s$ levels with $J = 1$ of highly charged Ne-like ions. These x-ray lasers are pumped by electron collisions in hot and dense plasmas which, in most cases, are generated by the interaction of short and intense laser pulses with solid or gaseous targets. For most of the Ne-like x-ray lasers, the intensity of the line due to the transition $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2})_{J=0} \rightarrow (2p_{1/2}^5 3s_{1/2})_{J=1}$, known as the $J = 0-1$ line, dominates the laser output [9, 10], and

saturated gain was achieved on this line with relatively short plasma lengths [11–13]. The population inversion between the upper and lower levels of this line is produced by the combined effects of the strong monopole collisional excitation of the $J = 0$ upper level from the $(2p^6)_{J=0}$ ground level and the rapid spontaneous radiative decay of the $J = 1$ lower level to the ground level.

In most of the reported calculations of population kinetics for x-ray laser lines, the electron velocity distribution was assumed to be Maxwellian and isotropic (e.g. [1, 14, 15]). However, it is known that fast electrons with strongly anisotropic angular distributions do occur in plasmas when solid targets are irradiated by high-intensity ultrashort laser pulses

Bibliographie

- [1] L. I. Gudzenko et L. A. Shelepin, “Radiation Enhancement in a Recombining Plasma,” *Sov. Phys. Doklady* **10**, 147 (1965).
- [2] P. Jaegle, A. Carillon, P. Dhez, G. Jamelot, A. Sureau, et M. Cukier, “Experimental evidence for the possible existence of a stimulated emission in the extreme UV range,” *Phys. Lett. A* **36**, 167 – 168 (1971). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037596017190404X>.
- [3] 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, et T. A. Weaver, “Demonstration of a soft X-ray amplifier,” *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110–113 (1985). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.110>.
- [4] U. Feldman, J. F. Seely, et A. K. Bhatia, “Scaling of collisionally pumped 3s3p lasers in the neon isoelectronic sequence,” *J. Appl. Phys.* **56**, 2475–2478 (1984). URL : <https://doi.org/10.1063/1.334308>.
- [5] P. B. Holden, S. B. Healy, M. T. M. Lightbody, G. J. Pert, J. A. Plowes, A. E. Kingston, E. Robertson, C. L. S. Lewis, et D. Neely, “A computational investigation of the neon-like germanium collisionally pumped laser,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **27**, 341 (1994). URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/27/i=2/a=011>.
- [6] D. Benredjem, C. Mossé, H. Guennou, A. Sureau, A. Demir, B. Talin, et C. Möller, “Frequency redistribution in the radiative transfer problem of amplifying media. application to Ge²²⁺ and C⁵⁺ x-ray lasers,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **33**, 2295 (2000). URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/33/i=12/a=311>.
- [7] G. J. Tallents, “The physics of soft X-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas,” *J. Phys. D : Appl. Phys.* **36**, R259 (2003). URL : <http://stacks.iop.org/0022-3727/36/i=15/a=201>.
- [8] K. Murai, H. Shiraga, G. Yuan, H. Daido, H. Azuma, E. Miura, R. Kodama, M. Takagi, T. Kanabe, H. Takabe, Y. Kato, D. Neely, D. M. O’Neill, C. L. S. Lewis, et A. Djaoui, “Lasing properties of the $J = 0-1$ and the $J = 2-1$ lines of a neonlike germanium soft X-ray laser,” *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2287–2297 (1994). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-11-11-2287>.

- [9] R. E. King, G. J. Pert, S. P. McCabe, P. A. Simms, A. G. MacPhee, C. L. S. Lewis, R. Keenan, R. M. N. O'Rourke, G. J. Tallents, S. J. Pestehe, F. Strati, D. Neely, et R. Allott, "Saturated X-ray lasers at 196 and 173 Å pumped by a picosecond traveling-wave excitation," *Phys. Rev. A* **64**, 053810 (2001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.64.053810>.
- [10] H. Daido, "Review of soft X-ray laser researches and developments," *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1513 (2002). URL : <http://stacks.iop.org/0034-4885/65/i=10/a=204>.
- [11] J. Nilsen et J. C. Moreno, "Nearly monochromatic lasing at 182 Å in neonlike selenium," *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3376–3379 (1995). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.3376>.
- [12] H. Daido, I. W. Choi, C. H. Nam, R. Kodama, K. Murai, G. Yuan, M. Takagi, et Y. Kato, "Significant improvement in the efficiency and brightness of the $J = 0-1$ 19.6 nm line of the germanium laser by use of double-pulse pumping," *Opt. Lett.* **20**, 61–63 (1995). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-20-1-61>.
- [13] J. Zhang, P. J. Warwick, E. Wolfrum, M. H. Key, C. Danson, A. Demir, S. Healy, D. H. Kalantar, N. S. Kim, C. L. S. Lewis, J. Lin, A. G. MacPhee, D. Neely, J. Nilsen, G. J. Pert, R. Smith, G. J. Tallents, et J. S. Wark, "Saturated output of a GeXXIII X-ray laser at 19.6 nm," *Phys. Rev. A* **54**, R4653–R4656 (1996). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.54.R4653>.
- [14] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel, et P. Zeitoun, "Efficient, high-brightness soft X-ray laser at 21.2 nm," *Phys. Rev. A* **55**, 3858–3873 (1997). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.55.3858>.
- [15] M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, M. Schnürer, W. Setner, V. N. Shlyaptsev, C. Danson, D. Neely, E. Wolfrum, J. Zhang, A. Behjat, A. Demir, G. J. Tallents, P. J. Warwick, et C. L. S. Lewis, "Saturated operation of a transient collisional X-ray laser," *Phys. Rev. A* **57**, 4778–4783 (1998). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.57.4778>.
- [16] A. Dasgupta, K. G. Whitney, M. Blaha, et M. Buie, "Analysis of pumping mechanisms affecting the gain of the $J = 0-1$ and $J = 2-1$ lines in neonlike selenium," *Phys. Rev. A* **46**, 5973–5984 (1992). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.46.5973>.
- [17] D. Benredjem, A. Sureau, M. Cornille, et J. Dubau, "New modeling of germanium soft X-ray lasers using extended atomic data," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65**, 751 – 767 (2000). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407399001430>.
- [18] J. C. Kieffer, J. P. Matte, H. Pépin, M. Chaker, Y. Beaudoin, T. W. Johnston, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, et J. Dubau, "Electron distribution anisotropy

- in laser-produced plasmas from X-ray line polarization measurements,” *Phys. Rev. Lett.* **68**, 480–483 (1992). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.480>.
- [19] S. Bastiani, A. Rousse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quiox, G. Hamoniaux, A. Antonandti, et J. C. Gauthier, “Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths,” *Phys. Rev. E* **56**, 7179–7185 (1997). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.56.7179>.
- [20] D. Giulietti, M. Galimberti, A. Giulietti, L. A. Gizzi, M. Borghesi, P. Balcou, A. Rousse, et J. P. Rousseau, “High-energy electron beam production by femto-second laser interactions with exploding-foil plasmas,” *Phys. Rev. E* **64**, 015402 (2001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.64.015402>.
- [21] J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, Y. Beaudoin, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, J. Dubau, et M. K. Inal, “X-ray line polarization spectroscopy in laser-produced plasmas,” *Phys. Rev. E* **48**, 4648–4658 (1993). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.48.4648>.
- [22] Y. Inubushi, H. Nishimura, M. Ochiai, S. Fujioka, T. Johzaki, K. Mima, T. Kawamura, S. Nakazaki, T. Kai, S. Sakabe, et Y. Izawa, “X-ray line polarization spectroscopy to study hot electron transport in ultra-short laser produced plasma,” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **99**, 305 – 313 (2006). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002240730500155X>, radiative Properties of Hot Dense Matter.
- [23] T. Kawachi, K. Murai, G. Yuan, S. Ninomiya, R. Kodama, H. Daido, Y. Kato, et T. Fujimoto, “Observation of polarization of the soft X-ray laser line in neonlike germanium ions,” *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3826–3829 (1995). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.3826>.
- [24] B. Rus, C. L. S. Lewis, G. F. Cairns, P. Dhez, P. Jaeglé, M. H. Key, D. Neely, A. G. MacPhee, S. A. Ramsden, C. G. Smith, et A. Sureau, “Demonstration of amplification of a polarized soft X-ray laser beam in a neonlike germanium plasma,” *Phys. Rev. A* **51**, 2316–2327 (1995). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.51.2316>.
- [25] D. Benredjem, A. Sureau, B. Rus, et C. Möller, “Polarization state of the output of soft X-ray lasers through the paraxial Maxwell-Bloch approach,” *Phys. Rev. A* **56**, 5152–5161 (1997). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.56.5152>.
- [26] D. Benredjem et A. Sureau, “Transfer of polarized radiation in plasmas using a matrix formalism. application to collisionally pumped lasers,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **30**, L873 (1997). URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/30/i=24/a=003>.

- [27] D. Benredjem, V. Bommier, H. Guennou, C. Möller, et A. Sureau, “A matrix study of the transfer of polarized radiation in plasmas. application to neon-like germanium lasers,” *Euro. Phys. J. D* **2**, 83–87 (1998).
- [28] M. F. Gu, “The flexible atomic code,” *Can. J. Phys.* **86**, 675–689 (2008). URL : <https://doi.org/10.1139/p07-197>.
- [29] R. C. Elton, “Extension of 3p→3s ion lasers into the vacuum ultraviolet region,” *Appl. Opt.* **14**, 97–101 (1975). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-14-1-97>.
- [30] Bedrich Rus, Michaela Kozlova, Polan Jiri, Praeg Ansgar R et Stupka Michal “Development of soft X-ray lasers at pals,” *Proc.SPIE.* **5777**, p. 617-622 (2005). URL : <http://dx.doi.org/10.1117/12.611203>.
- [31] O. Delmas, “Étude de la mise en forme temporelle d’impulsions laser de haute puissance pour l’excitation des sources laser X-UV sur la plateforme laserix,” Thèse de doctorat, L’université Paris-Saclay (2015).
- [32] S. Atzeni, *Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields* (Springer US, Boston, MA, 2001). URL : https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1351-3_7.
- [33] A. B. Langdon, “Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distributions,” *Phys. Rev. Lett.* **44**, 575–579 (1980). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.44.575>.
- [34] Y. V. Afanas’ev et V. N. Shlyaptsev, “Formation of a population inversion of transitions in Ne-like ions in steady-state and transient plasmas,” *Sov. J. Quant. Electron.* **19**, 1606 (1989). URL : <http://stacks.iop.org/0049-1748/19/i=12/a=A27>.
- [35] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, et M. L. Spaeth, “Very long lasers,” *Appl. Opt.* **13**, 379–390 (1974). URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-13-2-379>.
- [36] R. Tommasini et E. E. Fill, “Generalized linford formula,” *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1665–1670 (2000). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-17-10-1665>.
- [37] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, et W. Setner, “Short pulse X-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in Ne-like titanium,” *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748–2751 (1997). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.2748>.
- [38] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshorn, et J. L. A. Chilla, “Demonstration of a discharge pumped table-top soft X-ray laser,” *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2192–2195 (1994). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.2192>.

- [39] D. Jacoby, G. Pert, S. Ramsden, L. Shorrock, et G. Tallents, “Observation of gain in a possible extreme ultraviolet lasing system,” *Opt. Commun.* **37**, 193–196 (1981). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401881904168>.
- [40] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, et D. Voorhees, “Amplification of stimulated soft X-ray emission in a confined plasma column,” *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1753–1756 (1985). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.1753>.
- [41] S. Suckewer, C. H. Skinner, D. Kim, E. Valeo, D. Voorhees, et A. Wouters, “Divergence measurements of soft X-ray laser beam,” *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1004–1007 (1986). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.1004>.
- [42] N. H. Burnett et P. B. Corkum, “Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization,” *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1195–1199 (1989). URL : <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-6-6-1195>.
- [43] P. Amendt, D. C. Eder, et S. C. Wilks, “X-ray lasing by optical-field-induced ionization,” *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2589–2592 (1991). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2589>.
- [44] D. C. Eder, P. Amendt, et S. C. Wilks, “Optical field ionized plasma X-ray lasers,” *Phys. Rev. A* **45**, 6761–6772 (1992). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.6761>.
- [45] J. Peyraud et N. Peyraud, “Population inversion in laser plasmas,” *J. Appl. Phys.* **43**, 2993–2996 (1972). URL : <https://doi.org/10.1063/1.1661646>.
- [46] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, et K. Toyoda, “Soft X-ray amplification of the Lyman- α transition by optical-field-induced ionization,” *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774–3777 (1993). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.3774>.
- [47] D. V. Korobkin, C. H. Nam, S. Suckewer, et A. Goltsov, “Demonstration of soft X-ray lasing to ground state in Li III,” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5206–5209 (1996). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.5206>.
- [48] C. D. Decker, D. C. Eder, et R. A. London, “Ionization-induced refraction in recombination X-ray lasers,” *Phys. Plasmas* **3**, 414–419 (1996). URL : <https://doi.org/10.1063/1.871868>.
- [49] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, et S. E. Harris, “Demonstration of a 10-Hz femtosecond-pulse-driven X-UV laser at 41.8 nm in Xe IX,” *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1574–1577 (1995). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.1574>.

- [50] S. Sebban, R. Haroutunian, P. Balcou, G. Grillon, A. Rousse, S. Kazamias, T. Marin, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, J. P. Chambaret, A. Antonetti, D. Hulin, D. Ros, A. Klisnick, A. Carillon, P. Jaeglé, G. Jamelot, et J. F. Wyart, “Saturated amplification of a collisionally pumped optical-field-ionization soft X-ray laser at 41.8 nm,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3004–3007 (2001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.3004>.
- [51] T. Mocek, C. M. McKenna, B. Cros, S. Sebban, D. J. Spence, G. Maynard, I. Bettaibi, V. Vorontsov, A. J. Gonsavles, et S. M. Hooker, “Dramatic enhancement of X-UV laser output using a multimode gas filled capillary waveguide,” *Phys. Rev. A* **71**, 013804 (2005). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.71.013804>.
- [52] P. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, P. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lachèze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercère, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau, et C. Valentin, “A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam,” *Nature* **431**, 426 EP – (2004). URL : <http://dx.doi.org/10.1038/nature02883>.
- [53] J. Nilsen, B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, et J. C. Moreno, “Prepulse technique for producing low-Z Ne-like X-ray lasers,” *Phys. Rev. A* **48**, 4682–4685 (1993). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.48.4682>.
- [54] A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaegle, G. Jamelot, J. Zhang, M. H. Key, A. Kidd, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C. L. S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D. O’Neill, G. J. Pert, S. A. Ramsden, J. P. Rautcourt, G. J. Tallents, et J. Uhomobhi, “Saturated and near-diffraction-limited operation of an X-UV laser at 23.6 nm,” *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2917–2920 (1992). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.2917>.
- [55] B. Rus, T. Mocek, A. R. Präg, M. Kozlová, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, D. Joyeux, et D. Phalippou, “Multimillijoule, highly coherent X-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double pass amplification,” *Phys. Rev. A* **66**, 063806 (2002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.66.063806>.
- [56] B. J. MacGowan, S. Maxon, P. L. Hagelstein, C. J. Keane, R. A. London, D. L. Matthews, M. D. Rosen, J. H. Scofield, et D. A. Whelan, “Demonstration of soft X-ray amplification in Nickel-like ions,” *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2157–2160 (1987). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2157>.
- [57] B. J. MacGowan, L. B. D. Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, J. A. Koch, R. A. London, D. L. Matthews, S. Maxon, S. Mrowka, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, J. E. Trebes, et R. S. Walling, “Short wavelength X-ray laser research at the Lawrence Livermore National Laboratory,” *Phys. Fluids B : Plasma Phys.* **4**, 2326–2337 (1992). URL : <https://doi.org/10.1063/1.860203>.

- [58] J. Zhang, A. G. MacPhee, J. Nilsen, J. Lin, T. W. Barbee, Jr., C. Danson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, D. Neely, R. M. N. O'Rourke, G. J. Pert, R. Smith, G. J. Tallents, J. S. Wark, et E. Wolfrum, "Demonstration of saturation in a Ni-like Ag X-ray laser at 14 nm," *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3856–3859 (1997). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.3856>.
- [59] J. Dunn, Y. Li, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter, et V. N. Shlyaptsev, "Gain saturation regime for laser-driven tabletop, transient Ni-like ion X-ray lasers," *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4834–4837 (2000). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4834>.
- [60] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, et V. N. Shlyaptsev, "High-repetition-rate grazing-incidence pumped X-ray laser operating at 18.9 nm," *Phys. Rev. Lett.* **94**, 103901 (2005). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.103901>.
- [61] K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, F. Plé, G. Jamelot, A. Klisnick, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, C.-G. Wahlström, S. de Rossi, D. Joyeux, B. Zielbauer, D. Ursescu, et T. Kühl, "Optimization toward a high average brightness soft X-ray laser pumped at grazing incidence," *Opt. Lett.* **32**, 139–141 (2007). URL : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-2-139>.
- [62] D. Zimmer, B. Zielbauer, V. Bagnoud, U. Eisenbarth, D. Javorkova, et T. Kuehl, "An improved double-pulse non-normal incidence pumping geometry for transient collisionally excited soft x-ray lasers," *Opt. Express* **16**, 10398–10403 (2008). URL : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-14-10398>.
- [63] B. Zielbauer, D. Zimmer, J. Habib, O. Guilbaud, S. Kazamias, M. Pittman, et D. Ros, "Stable and fully controlled long-time operation of a soft x-ray laser for user application experiments," *Appl. Phys. B* **100**, 731–736 (2010). URL : <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3877-1>.
- [64] W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, et R. Cauble, "A model of ultrashort laser pulse absorption in solid targets," *Phys. Plasmas* **3**, 360–367 (1996). URL : <https://doi.org/10.1063/1.871861>.
- [65] W. Kruer, *The physics of laser plasma interactions*, Frontiers in physics (Addison-Wesley, 1988). URL : <https://books.google.dz/books?id=csDvAAAAMAAJ>.
- [66] E. S. Weibel, "Anomalous skin effect in a plasma," *Phys. Fluids* **10**, 741–748 (1967). URL : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1762185>.
- [67] T. B. Yang, W. L. Kruer, R. M. More, et A. B. Langdon, "Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung," *Phys. Plasmas* **2**, 3146–3154 (1995). URL : <https://doi.org/10.1063/1.871146>.
- [68] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, et L. I. Rudisinski, "Resonant absorption of laser light by plasma targets," *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795–799 (1972). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.795>.

- [69] J. M. Dawson, “Nonlinear electron oscillations in a cold plasma,” *Phys. Rev.* **113**, 383–387 (1959). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.113.383>.
- [70] S. C. Wilks et W. L. Kruer, “Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas,” *IEEE J. Quant. Electron.* **33**, 1954–1968 (1997).
- [71] D. W. Forslund, J. M. Kindel, et K. Lee, “Theory of hot-electron spectra at high laser intensity,” *Phys. Rev. Lett.* **39**, 284–288 (1977). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.39.284>.
- [72] F. Brunel, “Not so resonant, resonant absorption,” *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52–55 (1987). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.52>.
- [73] G. Bonnaud, P. Gibbon, J. Kindel, et E. Williams, “Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma,” *Laser and Particle Beams* **9**, 339–354 (1991).
- [74] P. Gibbon et A. R. Bell, “Collisionless absorption in sharp edged plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1535–1538 (1992). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1535>.
- [75] W. L. Kruer, “Ponderomotive and thermal filamentation of laser light,” *Comments on Plasma Phys. Controlled Fusion* **9**, 63–72(1985).
- [76] A. Pukhov et J. Meyer-ter Vehn, “Laser hole boring into overdense plasma and relativistic electron currents for fast ignition of ICF targets,” *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2686–2689 (1997). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.2686>.
- [77] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, et A. B. Langdon, “Absorption of ultra-intense laser pulses,” *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383–1386 (1992). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.1383>.
- [78] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. andersen, R. Snavely, et R. R. Freeman, “Enhancement of proton acceleration by hot electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, 215006 (2002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.215006>.
- [79] E. Lefebvre, “Mécanismes d’absorption and d’émission dans l’interaction d’une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique,” Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, Paris (1996). An optional note.
- [80] B. F. Lasinski, A. B. Langdon, S. P. Hatchett, M. H. Key, et M. Tabak, “Particle-in-cell simulations of ultra intense laser pulses propagating through overdense plasma for fast-ignitor and radiography applications,” *Phys. Plasmas* **6**, 2041–2047 (1999). URL : <https://doi.org/10.1063/1.873496>.

- [81] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, et F. N. Walsh, “Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves,” *Nature* **377**, 606 EP – (1995). URL : <http://dx.doi.org/10.1038/377606a0>.
- [82] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, et C. Joshi, “Observation of electron energies beyond the linear dephasing limit from a laser-excited relativistic plasma wave,” *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2133–2136 (1998). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.2133>.
- [83] Z. Bedrane, M. K. Inal, et S. Fritzsche, “Effect of directional energetic electrons on the density diagnostic of hot plasmas,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 055701 (2009). URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/42/i=5/a=055701>.
- [84] A. K. Ferouani, M. K. Inal, et G. Csanak, “Ne IX line G-ratio in a non-maxwellian and anisotropic plasma,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **46**, 085701 (2013). URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/46/i=8/a=085701>.
- [85] J. Dubau, M. K. Inal, D. Benredjem, et M. Cornille, “Theoretical predictions for the polarization of X-ray laser lines in the presence of a directed beam of hot electrons,” *J. Phys. IV France.* **11**, Pr2–277–Pr2–283 (2001). URL : <https://doi.org/10.1051/jp4:2001252>.
- [86] H.-K. Chung, M. Chen, W. Morgan, Y. Ralchenko, et R. Lee, “FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements,” *High Energy Density Phys.* **1**, 3 – 12 (2005). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1574181805000029>.
- [87] URL : <http://nlte.nist.gov/FLY/>.
- [88] P. Jaeglé, *Chapitre 7 - Saturated X-UV Lasers* (Springer New York, New York, NY, 2006). URL : https://doi.org/10.1007/978-0-387-29990-7_7.
- [89] M. K. Inal et J. Dubau, “Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons : application to X-ray line polarisation,” *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **20**, 4221 (1987).
URL : <http://stacks.iop.org/0022-3700/20/i=16/a=028>.
- [90] J Dubau, M K Inal, M Cornille, C Möler et D Benredjem “2004 proc. Japan—US Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy and 4th Int. Symp. on Plasma Polarization Spectroscopy NIFS-PROC-57 (kyoto, japan, 4–6 February éd t Fujimoto and p Beiersdorfer,” p. 163–171 (2004).
- [91] P. Jaeglé, *X-Ray Lasers* (Springer US, Boston, MA, 1989). URL : https://doi.org/10.1007/978-1-4613-0833-1_6.
- [92] R. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Los Alamos Series in Basic and Applied Sciences (University of California Press, 1981). URL : <https://books.google.dz/books?id=tHOXLrXkJRgC>.

- [93] J. P. Apruzese, J. Davis, M. Blaha, P. C. Kepple, et V. L. Jacobs, “Was the livermore X-ray laser pumped by recombination?” *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1877–1879 (1985). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.1877>.
- [94] B. L. Whitten, a. U. Hazi, M. H. Chen, et P. L. Hagelstein, “Effect of dielectronic recombination on the kinetics of neonlike selenium,” *Phys. Rev. A* **33**, 2171–2173 (1986). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.33.2171>.
- [95] W. H. Goldstein et R. S. Walling, “X-ray gain in neonlike ions from inner-shell ionization of sodiumlike ions by suprathemal electrons,” *Phys. Rev. A* **36**, 3482–3485 (1987). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.36.3482>.
- [96] W. H. Goldstein, B. L. Whitten, A. U. Hazi, et M. H. Chen, “Mechanisms for creating population inversions in Ne-like ions,” *Phys. Rev. A* **36**, 3607–3611 (1987). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.36.3607>.
- [97] H. L. Zhang, D. H. Sampson, et M. K. Inal, “Ionization to specific magnetic sublevels by an electron beam : Application to the effect of inner-shell ionization on the polarization of Se^{24+} lines,” *Phys. Rev. A* **63**, 052713 (2001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.63.052713>.
- [98] M. S. Bentotoche et M. K. Inal, “calculations based on the fac,” (2014).
- [99] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, et J. Oreg, “Electron collision excitations in complex spectra of ionized heavy atoms,” *Phys. Rev. A* **38**, 1773–1784 (1988). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.38.1773>.
- [100] W. Eissner, M. Jones, et H. Nussbaumer, “Techniques for the calculation of atomic structures and radiative data including relativistic corrections,” *Comput. Phys. Commun.* **8**, 270 – 306 (1974). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465574900198>.
- [101] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, et J. Oreg, “HULLAC, an integrated computer package for atomic processes in plasmas,” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **71**, 169 – 188 (2001). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407301000668>, radiative Properties of Hot Dense Matter.
- [102] I. Grant, B. McKenzie, P. Norrington, D. Mayers, et N. Pyper, “An atomic multiconfigurational dirac-fock package,” *Comput. Phys. Commun.* **21**, 207 – 231 (1980). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465580900417>.
- [103] W. R. Johnson, *Atomic Structure Theory : Lectures on Atomic Physics*, (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007). URL : https://doi.org/10.1007/978-3-540-68013-0_1.
- [104] I. P. Grant, Éd., *Relativistic Quantum Theory of Atoms and Molecules : Theory and Computation* (Springer New York, New York, NY, 2007). URL : https://doi.org/10.1007/978-0-387-35069-1_2.

- [105] J. C. Slater, “A simplification of the hartree-fock method,” *Phys. Rev.* **81**, 385–390 (1951). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.81.385>.
- [106] M. Klapisch, “A program for atomic wavefunction computations by the parametric potential method,” *Comput. Phys. Commun.* **2**, 239 – 260 (1971). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465571900014>.
- [107] W. Kohn et L. J. Sham, “Self-consistent equations including exchange and correlation effects,” *Phys. Rev.* **140**, A1133–A1138 (1965). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.140.A1133>.
- [108] M. Belkhiri, “Plasma out of thermodynamical equilibrium : influence of the plasma environment on atomic structure and collisional cross sections,” Thèse de doctorat, L’université Paris-sud XI (2014).
- [109] W. S. Abdelaziz, “Calculation of atomic data and gain coefficient for X-UV & soft X-ray laser emission from Ge XXIII,” *Opt. Photon. J.* **04**, 246–269 (2014).
- [110] A. Hibbert, M. Ledourneuf, et M. Mohan, “Energies, oscillator strengths, and life times for neon-like ions up to Kr XXVII,” *At. Data Nucl. Data Tables.* **53**, 23 – 112 (1993). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X83710028>.
- [111] M. Cornille, J. Dubau, et S. Jacquemot, “Radiative and collisional atomic data for neon-like ions,” *At. Data Nucl. Data Tables.* **58**, 1 – 66 (1994). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X84710229>.
- [112] P. Jönsson, P. Bengtsson, J. Ekman, S. Gustafsson, L. Karlsson, G. Gaigalas, C. F. Fischer, D. Kato, I. Murakami, H. Sakaue, H. Hara, T. Watanabe, N. Nakamura, et N. Yamamoto, “Relativistic calculations of spectroscopic data for the $2p^6$ and $2p^53l$ configurations in Ne-like ions between Mg III and Kr XXVII,” *At. Data Nucl. Data Tables.* **100**, 1 – 154 (2014). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X13000557>.
- [113] P. Beiersdorfer, M. Obst, et U. I. Safronova, “Radiative decay probabilities of the $(2s^22p_{1/2}^53s_{1/2})_{J=0}$ level in neonlike ions,” *Phys. Rev. A* **83**, 012514 (2011). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.012514>.
- [114] G. P. Gupta, K. A. Berrington, et A. E. Kingston, “Electron impact excitation of neon-like selenium,” *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **20**, L637 (1987). URL : <http://stacks.iop.org/0022-3700/20/i=19/a=005>.
- [115] M. H. Chen et K. J. Reed, “Direct and resonance contributions to electron-impact excitation of $n = 2$ to $n = 3$ transitions in neonlike ions,” *Phys. Rev. A* **40**, 2292–2300 (1989). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.40.2292>.
- [116] M. H. Chen et K. J. Reed, “Effects of autoionizing resonances on electron-impact excitation rates for transitions among $n = 3$ levels in neonlike selenium,” *Phys. Rev. A* **41**, 4759–4765 (1990). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.41.4759>.

- [117] M. K. Inal, J. Dubau et M. Cornille “Proc. Japan–US Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy and Int. Seminar on Plasma Polarization Spectroscopy NIFS-PROC-37 (Kyoto, Japan, 26–28 January 1998) éd T Fujimoto and P Beiersdorfer,” p. 163–171.
- [118] R. C. Elton, “Chapter 3 - pumping by exciting plasma ions,” dans “X-Ray Lasers,” , R. C. Elton, Éd. (Academic Press, San Diego, 1990), p. 99 – 145. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780122380808500070>.
- [119] P. Hakel, R. C. Mancini, J.-C. Gauthier, E. Mínguez, J. Dubau, et M. Cornille, “X-ray line polarization of He-like si satellite spectra in plasmas driven by high-intensity ultrashort pulsed lasers,” *Phys. Rev. E* **69**, 056405 (2004). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.69.056405>.
- [120] J. Dubau, private communication (2016).
- [121] R. Casini et E. L. Degl’Innocenti, *Plasma Polarization Spectroscopy* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008). URL : https://doi.org/10.1007/978-3-540-73587-8_12.

Résumé

Un paramètre d'asymétrie caractérisant les différences entre les composantes de gain polarisées π et σ de la raie laser X-mou $J = 0-1$ d'ions néonoïde est calculé dans le cas de Ge^{22+} en supposons une distribution d'électrons qui est une somme pondérée d'une Maxwellienne isotrope d'un faisceau monoénergétique. A l'aide d'un modèle collisionnel radiatif quasi stationnaire, nous déterminons dans le régime d'amplification faible les populations relatives des sous-niveaux magnétiques supérieur $M = 0$ et inférieurs $M = 0, \pm 1$ de la raie laser en fonction de la densité électronique de 10^{20} à $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Ce modèle comprend des transitions collisionnelles inélastiques et élastiques, ainsi que le déclin radiatif spontané entre tous les 337 sous-niveaux magnétiques M provenant des 75 premiers niveaux J de Ge^{22+} . Les calculs ont été réalisés pour une température T_e de la composante Maxwellienne entre $1,2$ et $8 \times 10^6 \text{ K}$, une énergie cinétique E_0 et une fraction f de la composante faisceau dans les gammes $1,5-20 \text{ keV}$ et $0,1-10\%$, respectivement. Les données atomiques de base, telles que les énergies des niveaux, les probabilités de déclin radiatif et les forces de collision inélastiques, ont été calculées avec le code FAC. Cependant, certaines modifications de ce code ont été introduites pour obtenir les forces de collision pour les transitions entre sous-niveaux M dues à l'impact avec des électrons isotropes. Nous trouvons que le paramètre d'asymétrie peut devenir significatif dans certaines conditions de distributions électroniques correspondant à T_e relativement faible ($1,2 \times 10^6-2,5 \times 10^6 \text{ K}$) et E_0 ($2-6 \text{ keV}$).

Mots clés : Laser X, ions néonoïdes, plasmas chauds et denses, collisions électron-ion, modèle collisionnel radiatif, distributions d'électrons anisotropes, coefficient de gain.

Abstract

An asymmetry parameter characterizing the differences between the polarized π and σ gain components of the soft X-ray $J = 0-1$ lasing line of neon-like ions is calculated in the case of Ge^{22+} assuming an electron distribution which is a weighted sum of anisotropic Maxwellian and monoenergetic beam. Using a quasi steady-state collisional-radiative model, we determine in the weak amplification regime the relative populations of the upper $M = 0$ and lower $M = 0, \pm 1$ magnetic sublevels of the lasing line as a function of electron density from 10^{20} to $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. This model includes inelastic and elastic collisional transitions, as well as spontaneous radiative decay between all 337 M -sublevels arising from the 75 first Ge^{22+} J -levels. The computations were performed for a temperature T_e of the Maxwellian component between 1.2 and $8 \times 10^6 \text{ K}$, a kinetic energy E_0 and a fraction f of the beam component in the ranges $1.5-20 \text{ keV}$ and $0.1-10\%$, respectively. Basic atomic data, such as energy level energies, radiative decay probabilities and inelastic collision strengths, were calculated with the FAC code. However, some modifications of this code were made to get the collision strengths for transitions between M -sublevels due to impact with isotropic electrons. We find that the asymmetry parameter become significant under some conditions of electron distribution corresponding to relatively low T_e ($1.2-2.5 \times 10^6 \text{ K}$) and E_0 ($2-6 \text{ keV}$).

Key words : X-ray laser, neon-like ions, hot and dense plasmas, electron-ion collisions, collisional-radiative model, anisotropic electron distributions, gain coefficient.

ملخص

يتم حساب معلمة التماثل التي تميز الاختلافات بين مكونات كسب الاستقطاب π و σ لخط الليزر X للأيون النيوني $J=0-1$ في حالة الجرمانيوم على افتراض توزيع الإلكترون الذي هو الوزن المرجح من ماكسويلية و شعاع مونويزر جيتيك. باستخدام نموذج اصطدام إشعاعي شبه ثابت، نحدد في نظام التضخيم الضعيف السكان النسبية للمستويات الفرعية المغناطيسية الأعلى $M = 0$ والسفلية $M = 0, \pm 1$ من خط الليزر اعتمادا على كثافة الإلكترون من 10^{20} إلى $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ويشمل هذا النموذج التحولات التصادمية غير المرنة و المرنة، وكذلك الانخفاض الإشعاعي العفوي بين جميع المستويات الفرعية M 337 من المستويات J 75 الأولى من أيون الجرمانيوم Ge^{22+} . أجريت حسابات لدرجة الحرارة للمكونة الماكسويلية بين 1.2×10^6 و $8 \times 10^6 \text{ K}$ ، الطاقة الحركية E_0 و جزء f من مكونة الحزمة في نطاقات $1.5-20 \text{ keV}$ و $0.1-10\%$ على التوالي. تم حساب البيانات الدرية الأساسية، مثل طاقات المستوى، واحتمالات الانخفاض الإشعاعي، و قوى التصادم غير المرنة باستخدام شفرة FAC. ومع ذلك، أدخلت بعض التعديلات على هذا الكود للحصول على قوى الاصطدام للتحولات بين M المستويات الفرعية بسبب تأثير مع الإلكترونات منتاج. نجد أن معلمة عدم التماثل يمكن أن تصبح كبيرة في ظل بعض الظروف التوزيع الإلكتروني المقابلة لدرجة الحرارة T_e منخفضة نسبيا ($1.2 \times 10^6 \text{ K}-2.5 \times 10^6$) و ($2-6 \text{ keV}$).

الكلمات الدالة : الليزر السينية، الأيونات النيونية، البلازما الساخنة و الكثيفة، اصطدام الإلكترون-الأيون، معامل الكسب.