



République Algérienne Démocratique et Populaire
Université Abou Bakr Belkaid –Tlemcen
Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire de Physique Théorique



Mémoire de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option: Physique des Plasmas

Thème

Emission UV de l'ion azote N^{2+} et son application au diagnostic en température électronique de la région de transition solaire

Présenté par :

M^{lle} Benaissa Fatima Zohra

Soutenu le 27 Juin 2018 devant le jury composé de :

- Pr LEMERINI Mostefa

Président

- Pr INAL Mokhtar

Encadreur

- Dr RACHEDI Souad Wassila

Examineur

Dédicace

Je dédie ce mémoire

A mes chers parents ma mère et mon père

*Pour leur patience, leur amour, leur soutien et leurs
encouragements.*

A mes chers frères, Mohammed Amine et Ali.

A mes amies et mes camarades.

*A toute ma famille pour leur soutien tout au long de
mon parcours universitaire.*

*Sans oublier tout les professeurs que ce soit du
primaire, du moyen, du secondaire ou de
l'enseignement supérieur.*

Fatima Zohra

Remerciements

*Ce travail a été réalisé au département de Physique, au LPT,
à la faculté des sciences de l'université AbouBekr Belkaïd
Tlemcen.*

*Nous tenons tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant
et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience
d'accomplir ce modeste travail.*

*Nous tenons à saisir cette occasion et adresser nos profonds
remerciements et nos profondes reconnaissances à :*

*Monsieur Inal Mokhtar Professeur à l'université AbouBekr
Belkaïd qui nous a permis de bénéficier de son encadrement,
les conseils qu'il nous a prodigués, la patience, l'orientation, la
confiance qu'il nous a témoignés ont été déterminants dans la
réalisation de notre travail de recherche.*

*Nos vifs remerciements vont également Monsieur Mostefa
LEMERINI Professeur à l'université AbouBekr Belkaïd qui
m'a fait l'honneur de présider le jury, ainsi que Madame
RACHEDI Souad Wassila Professeur à l'université AbouBekr
Belkaïd qui a bien voulu assurer la tâche d'examineur de
mon travail et de l'enrichir par leurs propositions.*

*A ma famille qui par leurs prières et leurs encouragements,
on a pu surmonter tous les obstacles.*

*Enfin, on remercie tous ceux qui, de près ou de loin, ont
contribué à la réalisation de ce travail.*

Table des matières

Chapitre I : *Introduction*

I-1. Généralités sur les plasmas solaires	01
I-2. Objectif du mémoire.....	03
I-3. Plan du mémoire.....	04

Chapitre II : *Diagnostic en température électronique des plasmas chauds*

II-1. Emissivité d'une raie.....	05
II-2. Populations de niveaux excités dans un plasma	06
II-2-1. Modèle ETL.....	06
II-2-2. Modèle coronal.....	06
II-2-3. Modèle collisionnel-radiatif.....	07
II-3. Coefficient de taux d'excitation collisionnelle.....	08
II-4. Principe du diagnostic.....	10

Chapitre III : *Les données atomiques*

III-1. Les niveaux d'énergie.....	14
III-2. Les probabilités de transition radiative.....	15
III-3. Les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation.....	18
III-4. Comparaison avec d'autres travaux.....	24

Chapitre IV : *Résultats numériques du rapport d'émissivité*

IV-1. Populations des niveaux excités.....	26
IV-2. Dépendance en température électronique du rapport d'émissivité	28
IV-3. Comparaison avec d'autres calculs publiés.....	30

Chapitre V : *Application au diagnostic de la température électronique*

V-1. Introduction.....	32
V-2. Brève description du satellite SOHO.....	32
V-3. Diagnostic en température de la région de transition du soleil.....	33

<i>Conclusion</i>	36
-------------------------	----

<i>Bibliographie</i>	37
----------------------------	----

Liste des tableaux :

• Tableau 1 {Liste des 20 premiers niveaux de l'ion N^{2+} }.....	15
• Tableau 2 {Probabilités de transition radiative A_{ij} à partir de chacun des 13 premiers niveaux excités de l'ion N^{2+} }	16
• Tableau 3 {Probabilités de transition radiative A_{ij} à partir des niveaux excités numérotés de 14 à 19 de l'ion N^{2+} }	17
• Tableau 4 {Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau fondamental}	19
• Tableau 5 {Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau 1}.....	20

- Tableau 6 { Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau métastable 2 }21
- Tableau 7 { Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau métastable 3 }21
- Tableau 8 { Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau métastable 4 }22
- Tableau 9 { Coefficients de taux de désexcitation $C_d(i \rightarrow j)$ (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir des niveaux métastables 1, 2, 3 }23
- Tableau 10 { Comparaison entre nos résultats et ceux déduits de la référence [3] pour les coefficients de taux d'excitation $C_e(i \rightarrow j)$ (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir des niveaux 0, 1, 2, 3, 4 vers les niveaux 6, 11, et 12, respectivement, pour 3 valeurs de température }24
- Tableau 11 { Rapport d'émissivité ρ des raies émises par l'ion N^{2+} à 980 et 990 Å pour plusieurs valeurs de la température T_e et pour trois densités N_e }28

Chapitre I

Introduction

CHAPITRE I– Introduction

I– Généralités sur les plasmas solaires

Il n'y a sans doute pas d'intérieur et d'extérieur du soleil comme il existe l'intérieur et l'extérieur d'une maison, par exemple. Mais il existe une région de transition, au dessus de la zone convective de l'enveloppe solaire de laquelle du rayonnement peut s'échapper vers l'espace environnant, et même vers le reste de l'univers. C'est dans cette région, appelée la photosphère, que l'on peut faire commencer l'atmosphère du soleil. Une atmosphère, complexe, dans laquelle on reconnaît plusieurs autres couches, lorsqu'on s'élève en altitude : la chromosphère, d'abord, puis la couronne. Cette dernière, très diluée dans l'espace interplanétaire, se prolongeant d'ailleurs fort loin (au-delà des principales planètes) sous la forme de vent solaire, dans un volume appelé l'héliosphère [1].

Chaque couche de l'atmosphère solaire possède non seulement des caractéristiques globales (gradients de température et de pression, notamment) qui lui sont propres, mais aussi des structures observables localement, telles que des taches, des protubérances, etc. Certaines de ces structures sont aussi clairement attachées à une couche donnée, tels les granules de la photosphère et les super-granules de la chromosphère, et elles représentent des éléments stables (ou plutôt stationnaires), caractéristiques de ce que les astronomes appellent le soleil calme [1].

Mais d'autres structures, dont l'importance est variable au fil du temps, sont caractéristiques des moments de crise du soleil, autrement dit du soleil actif. Et s'il est commode de mentionner encore chacune de ces structures en les rattachant à la couche de l'atmosphère solaire dans laquelle elle prend son plein développement (les taches dans la photosphère, les protubérances dans la couronne, etc.) il est intéressant de noter que l'activité solaire est un tout, et que tous les éléments qui l'expriment sont reliés les uns aux autres dans le temps et dans l'espace [1].

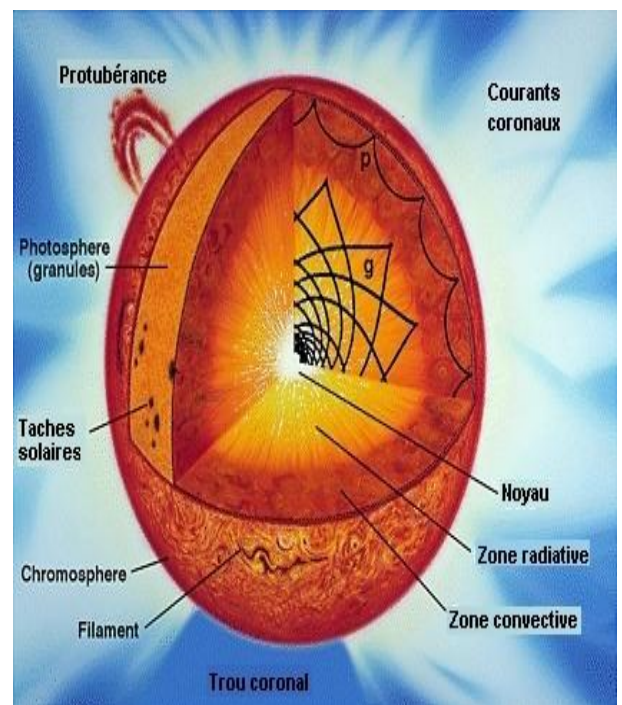


Figure I-1: la structure du soleil

La couronne est la partie externe de l'atmosphère solaire. Sa température atteint les deux millions de degrés. Elle est principalement visible lors des éclipses, à l'occasion des quelles elle apparaît comme une grande auréole de lumière laiteuse du disque solaire [1].

La chromosphère est la basse atmosphère du soleil, ou par extension, d'une étoile. C'est une fine couche rose de gaz, transparente pour la lumière visible, située entre la photosphère et la couronne solaire. Elle n'est visible que lors d'une éclipse totale de soleil ou à l'aide d'un coronographe. Sa couleur rose est due à l'émission lumineuse de l'hydrogène ionisé à la longueur d'onde (656.3 nm) et son épaisseur est de l'ordre du millier km [2].

Contrairement à l'intérieur du soleil, la température dans la chromosphère augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du soleil, en même temps que la pression diminue. Le plasma qui constitue la chromosphère est très peu dense puisque la densité électronique N_e ne dépasse pas 10^{12} électrons par cm^3 [2].

La région de transition solaire est une région de l'atmosphère solaire située entre la chromosphère et la couronne. Visible en astronomie dans l'ultraviolet depuis l'espace, elle a été notamment observée par le télescope TRACE de la NASA en avril 2009. Elle est le site de plusieurs transitions physiques importantes. Sa structure est décrite à l'aide des équations de Navier-Stokes combinées avec l'électrodynamique, la complexité des équations résultantes rendent difficile la compréhension de la région de transition. Selon l'activité solaire, l'altitude de cette dernière peut varier. Elle aurait une épaisseur d'environ 15000 km. La région de transition délimite deux zones :

- Une zone inférieure, où la gravité forme la plupart des structures, de sorte que le soleil peut y être décrit en termes de couches et de structures horizontales telles que les taches solaires. La pression du gaz domine le mouvement et la forme des structures. Dans cette zone, la plus grande partie de l'hélium n'est pas entièrement ionisé et rayonne de l'énergie de manière efficace, le matériau est opaque aux couleurs particulières associées à des lignes spectrales formées en dessous de la zone de transition sont des raies d'absorption situées dans l'infrarouge, la lumière visible et le proche ultraviolet [3].
- Une zone supérieure, où les forces magnétiques dominent le mouvement et forment des structures. L'hélium y est complètement ionisé [3].

La région de transition solaire est caractérisée par des températures électroniques variant de $\sim 2 \times 10^4$ K (haute chromosphère) à $\sim 8 \times 10^5$ K (basse couronne) et des densités d'électrons qui diminuent de 10^{12} à 10^8 cm^{-3} . Cette élévation rapide de la température est due à l'intervention de deux processus. Les ondes sonores générées dans la zone convective turbulente à l'intérieur du soleil se propagent à travers la photosphère et se transforment en ondes de choc en traversant la chromosphère et chauffent les couches externes environnantes. Il se forme aussi des ondes magnétohydrodynamiques qui en se propageant produisent un autre moyen de chauffage du milieu.

II– Objectif du mémoire

Nous nous intéressons dans cette étude au diagnostic spectroscopique de la région de transition solaire. Nous nous basons sur des observations spatiales effectuées au moyen de spectromètres embarqués sur satellites ou fusées. Les spectres observés sont situés principalement dans le domaine de longueur d'onde entre 300 et 2000 Å. Ces spectres contiennent un grand nombre de raies d'émission d'ions peu chargés de carbone, d'azote et d'oxygène. L'analyse de ces spectres représente un outil fiable pour faire un diagnostic de la région de transition solaire et ainsi obtenir des informations sur les conditions physiques qui y règnent. En général, le rapport des émissivités de deux raies d'un même ion est fonction de la densité et de la température électronique et du champ de rayonnement dans lequel baigne le plasma de l'atmosphère solaire. Pour les raies formées dans la région de transition et qui sont émises essentiellement dans le domaine UV, le champ de rayonnement est négligeable, et le rapport d'émissivité de raies est fonction seulement de la densité et de la température. La comparaison du rapport des émissivités mesurées au rapport des émissivités calculées permet de déterminer les paramètres densité et température pour la région observée. Un diagnostic en température et en densité du plasma émissif consiste alors à choisir de façon appropriée des couples de raies pour lesquels le rapport d'émissivité est fortement dépendant soit de la température seulement, soit de la densité seulement.

Notre travail consiste à déterminer la température électronique de la région de transition en utilisant les émissivités relatives des raies à 980 et 990 Å de l'ion N^{2+} qui est un ion à 5 électrons. Ces raies correspondent aux transitions optiquement permises $1s^2 2p^3 \ ^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2,5/2}$ et $1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$, respectivement. Nous effectuerons des calculs détaillés de la dépendance en température du rapport d'émissivité de ces raies dans le domaine $(4-16) \times 10^4$ K où l'ion émetteur N^{2+} a une abondance fractionnelle relativement importante à l'équilibre d'ionisation. Nous appliquerons un modèle collisionnel-radiatif incluant les 20 premiers niveaux de structure fine de N^{2+} issus des 6 configurations électroniques $1s^2 2s^2 2p$, $1s^2 2s 2p^2$, $1s^2 2p^3$ et $1s^2 2s^2 3l$ ($l=s, p, d$), afin de déterminer les populations des niveaux supérieurs des raies. Pour vérifier que le rapport d'émissivité des raies considérées est peu sensible à la densité des électrons N_e , les calculs seront réalisés en prenant trois valeurs de N_e : 10^9 , 10^{10} et 10^{11} cm^{-3} . Toutes les données atomiques nécessaires (énergies des niveaux probabilités de transition radiative et coefficients de taux d'excitation par impact d'électrons) seront évaluées au moyen du code FAC. Ces données atomiques seront comparées avec celles existantes dans la littérature. Nous examinerons l'importance du processus d'excitation résonnante en procédant à une comparaison entre les valeurs des coefficients de taux d'excitation non résonnante obtenues à partir de FAC et celles calculées par Stafford, Bell et Hibbert basées sur la méthode *R*-matrix qui inclut les résonnances. Les résultats de nos calculs du rapport d'émissivité seront appliqués pour déduire la température électronique de la région de transition solaire à partir d'un spectre UV de haute résolution spatiale enregistré par le spectromètre SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted

Radiation) embarqué sur le satellite américano-européen SOHO (Solar and Heliospheric Observatory).

III– Plan du mémoire

Le chapitre suivant de ce mémoire est consacré à la théorie du diagnostic spectroscopique en température électronique des plasmas chauds. Pour cela, on commence par définir l'émissivité d'une raie, ensuite on donne les équations qui déterminent les populations de niveaux excités d'un ion basées sur les trois modèles de plasmas : modèle ETL, modèle coronal et modèle collisionnel-radiatif. Nous rappelons les expressions des coefficients de taux d'excitation collisionnelle et enfin nous décrivons de manière détaillée le principe du diagnostic en température.

Dans le troisième chapitre, nous consignons dans différents tableaux toutes les données atomiques dont nous avons eu besoin pour nos calculs d'émissivités. Parmi ces données atomiques, il y a les niveaux d'énergie, les probabilités de transition radiative et les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation collisionnelles. On termine ce chapitre par une comparaison des résultats de nos calculs avec ceux d'autres travaux publiés.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons nos résultats numériques du rapport d'émissivité des raies considérées en fonction de la température électronique. Dans ce chapitre, nous discutons des populations des niveaux excités et nous montrons que le rapport d'émissivité dépend légèrement de la densité mais il est fortement sensible à la température. Enfin, on va faire une comparaison de nos résultats du rapport d'émissivité avec d'autres calculs publiés.

Le cinquième chapitre est dédié à des applications de nos calculs au diagnostic en température électronique de la région de transition solaire, basées sur des spectres observés par des instruments embarqués sur des satellites.

Comme il est de coutume, on termine ce mémoire par une conclusion.

Chapitre II

Diagnostic en température électronique des plasmas chauds

CHAPITRE II– Diagnostic en température électronique des plasmas chauds

Nous décrivons dans ce chapitre une méthode de diagnostic de plasmas chauds pour déduire la température électronique, basée sur le rapport d'émissivité de deux raies. Il est préférable que ces deux raies soient produites par un même ion fortement chargé afin que la méthode de diagnostic ne dépende pas de l'état d'ionisation du plasma. Il est aussi préférable que le rapport d'émissivité des deux raies soit autant que possible insensible à la densité des électrons. Nous considérons dans tout ce mémoire un plasma dont les électrons libres sont isotropes et obéissent à la distribution de vitesses de *Maxwell* caractérisée par la température T_e . Avant de décrire cette méthode de diagnostic, il est utile de rappeler l'émissivité d'une raie ainsi que les modèles de cinétique de populations de niveaux ioniques dans un plasma.

I– Emissivité d'une raie

Dans un plasma chaud qui nous intéresse ici, les ions émetteurs sont multichargés et plusieurs processus atomiques peuvent contribuer à la formation des raies. Ces processus sont dus principalement aux collisions entre les électrons libres et les ions, les collisions ion-ion étant très peu efficaces du fait de la répulsion Coulombienne. Parmi les processus atomiques conduisant à l'émission de raies, il y a l'excitation, l'ionisation de couche interne, la recombinaison radiative et la recombinaison diélectronique. Souvent le processus d'excitation collisionnelle domine dans la formation des raies.

Nous sommes concernés dans ce mémoire par des plasmas de basses densités, où la densité des électrons ne dépasse pas 10^{12} cm^{-3} . De tels plasmas peuvent être considérés comme optiquement minces, c'est-à-dire que tout photon émis lors d'un processus atomique s'échappe librement du plasma sans être absorbé. Dans ces conditions, et en admettant que le rayonnement est isotrope, l'émissivité d'une raie spectrale due à la transition ionique d'un niveau i vers un niveau inférieur j s'écrit comme :

$$\epsilon_{ij} = N_i A_{ij} \Delta E_{ji} \quad (\text{II-1})$$

où N_i désigne la densité de population du niveau supérieur de la raie, A_{ij} est la probabilité d'émission spontanée du niveau i vers j , i.e. le nombre de transitions radiatives $i \rightarrow j$ par seconde pour un ion, et $\Delta E_{ji} = E_i - E_j$ est l'énergie de la transition. L'émissivité ϵ_{ij} représente une énergie émise par unité de volume de plasma et par unité de temps, et a donc comme unité $\text{eV cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Notons que A_{ij} et ΔE_{ji} sont des caractéristiques de l'ion émetteur

alors que N_i dépend des conditions physiques du plasma. Trois types de modèle de plasma sont habituellement employés pour déterminer les populations des niveaux excités des ions. Nous allons détailler chacun de ces modèles dans la section suivante.

II– Populations de niveaux excités dans un plasma

Les trois modèles utilisés pour décrire la cinétique des populations des niveaux d'ions dans un plasma sont (i) le modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL) aux hautes densités, (ii) le modèle coronal dans la limite des basses densités et (iii) le modèle collisionnel-radiatif aux densités intermédiaires. L'utilisation de chacun de ces modèles dépend aussi de la température car l'état de charge des ions présents dans le plasma joue un certain rôle. En effet, plus l'ion possède une charge élevée plus ses désexcitations radiatives spontanées sont rapides.

1°) Modèle ETL

Dans ce modèle, les processus collisionnels sont prédominants et le bilan détaillé s'applique pour toute paire de processus collisionnels qui sont inverses l'un de l'autre. Ainsi, on peut écrire que le nombre de transitions collisionnelles se produisant par unité de temps et de volume de plasma à partir d'un niveau i de population N_i vers le niveau j de population N_j , est exactement contrebalancé par le nombre de transitions collisionnelles inverses de j vers i , soit

$$N_i N_e C(i \rightarrow j) = N_j N_e C(j \rightarrow i) \quad (\text{II-2})$$

où N_e est la densité des électrons, et $C(i \rightarrow j)$ est le coefficient de taux de transition collisionnelle. La loi de Boltzmann donne le rapport des populations des deux niveaux

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp[-(E_i - E_j)/(k T_e)] \quad (\text{II-3})$$

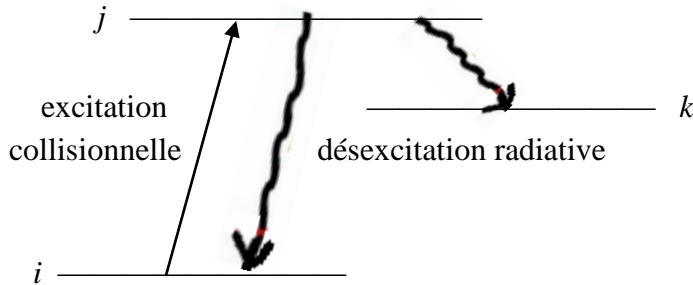
où g_i et g_j sont les poids statistiques des niveaux i et j .

2°) Modèle coronal

Dans le modèle coronal, il y a équilibre entre l'excitation collisionnelle et la désexcitation radiative spontanée. La raison est qu'aux basses densités, les collisions deviennent assez rares, et le dépeuplement des niveaux excités par collisions est négligeable devant le phénomène de désexcitation radiative spontanée. Considérons le modèle simple incluant l'excitation collisionnelle $i \rightarrow j$, la désexcitation radiative du niveau supérieur j vers le niveau inférieur i et aussi la désexcitation radiative du niveau supérieur j vers d'autres niveaux k . L'équation d'équilibre s'écrit comme :

$$N_i N_e C(i \rightarrow j) = N_j A_j \quad (\text{II-4})$$

où $A_j = \sum_{k < j} A_{jk}$ est la somme des probabilités de transition radiative à partir du niveau j .



L'émissivité de la raie associée à la transition $j \rightarrow i$ est donnée par :

$$\epsilon_{ji} = N_j A_{ji} h \nu_{ji} = N_i N_e C(i \rightarrow j) \frac{A_{ji}}{A_j} h \nu_{ji} \quad (\text{II-5})$$

où $\frac{A_{ji}}{A_j}$ est appelé rapport de branchement. Si seule la transition radiative $j \rightarrow i$ est possible, i.e. rapport de branchement égal à 1 soit $A_j = A_{ji}$, alors l'émissivité ϵ_{ji} ne dépend pas de la probabilité de la transition. Notons que dans le modèle coronal, presque tous les ions d'un état de charge donné sont dans leur niveau fondamental.

3°) Modèle collisionnel-radiatif

Ce modèle situé entre l'ETL et le coronal s'applique aux plasmas moyennement denses, le peuplement et le dépeuplement des niveaux excités des ions sont assurés par des transitions à la fois collisionnelles et radiatives. On suppose que les transitions collisionnelles et radiatives interviennent entre des niveaux d'un ion beaucoup plus rapidement que l'ionisation et la recombinaison entre des ions, ce qui revient en pratique à séparer les calculs des populations des niveaux et d'équilibre d'ionisation. En d'autres termes, seules les transitions collisionnelles au sein de l'ion émetteur X^{Z+} considéré peuvent être prises en compte à travers l'excitation et la désexcitation, ce qui veut dire que les processus d'ionisation de l'ion $X^{(z+1)+}$ et de recombinaison de l'ion $X^{(z-1)+}$ sont négligeables. Dans le modèle collisionnel-radiatif, la population d'un niveau excité i de l'ion X^{Z+} est régi par l'équation :

$$-N_i \left[\sum_{j < i} (A_{ij} + N_e C_{ij}^d) + \sum_{j > i} N_e C_{ij}^e \right] + \sum_{j < i} N_j N_e C_{ji}^e + \sum_{j > i} N_j (A_{ji} + N_e C_{ji}^d) = 0 \quad (\text{II-6})$$

où N_e est la densité des électrons libres du plasma, C_{ij}^e est le coefficient de taux de l'excitation $i \rightarrow j$ (sachant que $E_j > E_i$) et C_{ij}^d est le coefficient de taux de désexcitation $i \rightarrow j$ (sachant que $E_i > E_j$). Dans la pratique, on inclut dans le modèle collisionnel-radiatif un certain nombre fini \mathcal{N} de niveaux de l'ion, dont le niveau fondamental, des niveaux métastables et d'autres niveaux excités. On aura alors un système de $\mathcal{N}-1$ équations de type (II-6) avec \mathcal{N} inconnues qui sont les populations des \mathcal{N} niveaux ioniques incorporés dans le modèle. La \mathcal{N} éme équation dont on a besoin pour résoudre le système et obtenir les populations est celle de normalisation :

$$\sum_{i=1} N_i = 1 \quad (\text{II-7})$$

On peut faire les remarques suivantes au sujet de l'équation (II-6). La première est que si le niveau excité i n'est pas métastable alors le terme $N_e C_{ij}^d$ peut être négligé car il est très petit par rapport à A_{ij} . La deuxième remarque est que si le niveau excité j n'est pas également métastable, le terme $N_e C_{ji}^d$ peut être omis.

III– Coefficient de taux d'excitation collisionnelle

Le coefficient de taux d'excitation C_{ij}^e du niveau i vers le niveau j d'un ion est défini comme le produit de la vitesse v_i de l'électron de collision par la section efficace d'excitation σ_{ij} moyenné sur la distribution de vitesses $f(v_i)$:

$$C_{ij}^e = \langle v_i \sigma_{ij} \rangle = \int_{v_{ij}}^{\infty} v_i \sigma_{ij} f(v_i) dv_i \quad (\text{II-8})$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la distribution de vitesses $f(v_i)$ des électron de collision et la vitesse v_i est reliée à l'énergie cinétique ε_i de l'électron incident par $v_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m_e}$, m_e étant la masse de l'électron. La limite inférieure d'intégration dans l'équation (II-8) correspond à la vitesse de seuil d'excitation, i.e. $v_{ij} = \sqrt{2\Delta E_{ij}/m}$ avec $\Delta E_{ij} = E_j - E_i > 0$ qui représente l'énergie de la transition collisionnelle. Il est préférable d'utiliser la force de collision Ω_{ij} au lieu de la section efficace σ_{ij} . La relation qui existe entre ces deux quantités s'écrit :

$$\sigma_{ij} = \frac{\pi a_0^2}{g_i \varepsilon_i} \Omega_{ij} \quad (\text{II-9})$$

où g_i est le poids statistique du niveau i ($g_i = 2J_i + 1$, J_i étant le nombre quantique de moment angulaire total du niveau i), l'énergie cinétique ε_i de l'électron incident est exprimée en Rydberg (1 Ry=13.605 eV) et a_0 est le rayon de Bohr ($a_0 = 0.529 \text{ \AA}$). L'avantage de l'utilisation de la force de collision Ω_{ij} est que c'est une quantité sans dimension, et en outre

elle est symétrique, i.e. $\Omega_{ij} = \Omega_{ji}$, et elle prend une valeur finie à l'énergie du seuil d'excitation pour un ion positif.

Nous admettons dans tout ce travail de mémoire que les électrons libres dans les plasmas considérés sont décrits par la fonction de distribution de vitesses de Maxwell caractérisée par une certaine température T_e , dont l'expression est :

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} v_i^2 \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) \quad (\text{II-10})$$

où k désigne la constante de Boltzmann ($k = 8.618 \times 10^{-5}$ eV/K). Cette distribution de Maxwell est choisie normalisée, soit :

$$\int_0^\infty f(v_i) dv_i = 1 \quad (\text{II-11})$$

Le nombre d'électrons par unité de volume qui ont une vitesse comprise entre v_i et $v_i + dv_i$ est égale à $N_e f(v_i) dv_i$, où N_e est la densité totale des électrons du plasma.

En remplaçant les équations (II-9) et (II-10) dans (II-8), on obtient, après plusieurs transformations, comme expression finale pour le coefficient de taux d'excitation :

$$C_{ij}^e = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega_{ij} \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II-12})$$

Dans cette dernière équation, ε_j est l'énergie de l'électron diffusé (i.e. après collision, soit $\varepsilon_j = \varepsilon_i - \Delta E_{ij}$), C_{ij}^e est exprimé en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et T_e en K. Concernant maintenant le coefficient de taux de désexcitation C_{ji}^d , son expression peut être obtenue en suivant la même démarche et en utilisant le fait que $\Omega_{ij} = \Omega_{ji}$. Le résultat est donné par :

$$C_{ji}^d = \int_0^\infty v_j \sigma_{ji} f(v_j) dv_j = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_j T_e^{1/2}} \int_0^\infty \Omega_{ij} \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (\text{II-13})$$

où g_j est le poids statistique du niveau j . En combinant les équations (II-12) et (II-13), le coefficient de taux de désexcitation C_{ji}^d peut être déduit à partir du coefficient de taux d'excitation C_{ij}^e en utilisant la relation suivante :

$$C_{ji}^d = C_{ij}^e \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (\text{II-14})$$

Cette dernière relation peut être retrouvée en faisant les substitutions

- $v_i dv_i = v_j dv_j$
- $\sigma_{ji} = \frac{\pi a_0^2}{g_j \varepsilon_j} \Omega_{ji} = \frac{g_i \varepsilon_i}{g_j \varepsilon_j} \sigma_{ij}$
- $\frac{f(v_j)}{f(v_i)} = \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_i} \exp\left(-\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_i}{kT_e}\right) = \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_i} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right)$

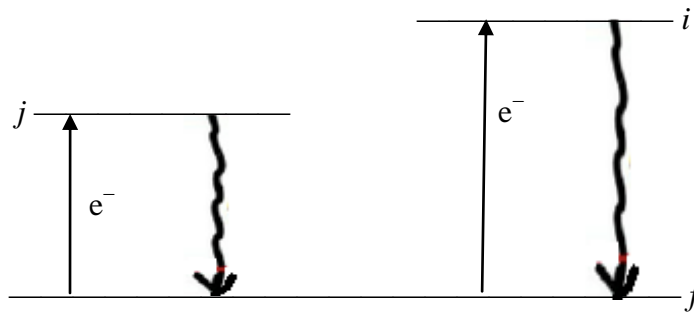
dans l'équation (II-13), ce qui conduit à :

$$C_{ji}^d = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_{v_{ij}}^{\infty} v_i \sigma_{ij} f(v_i) dv_i = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) C_{ij}^e \quad (\text{II-15})$$

Bien qu'elle soit valable quelque soit la densité du plasma et donc que le plasma soit en ETL ou hors ETL, la relation (II-14) peut être aussi facilement établie en appliquant les équations du modèle ETL (équilibre thermodynamique local). En effet, à l'ETL le rapport des populations de deux niveaux i et j d'un ion est donné par la distribution de Boltzmann $\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp[\Delta E_{ij}/(k T_e)]$ et le taux de l'excitation collisionnelle $i \rightarrow j$ est égale au taux de la désexcitation $j \rightarrow i$, soit $N_i N_e C_{ij}^e = N_j N_e C_{ji}^d$. La combinaison des 2 dernières équations permet de ne pas tenir compte des populations des niveaux i et j et de retrouver l'équation (II-14).

IV– Principe du diagnostic

La composition chimique et l'équilibre d'ionisation d'un milieu plasma étant souvent difficiles à connaître de façon précise, il convient d'utiliser le rapport des émissivités de deux ou plusieurs raies spectrales appartenant à un même ion. Les émissivités des raies prises individuellement dépendent principalement des deux paramètres que sont la température et la densité des électrons. Le rapport d'émissivité de 2 raies émises par un même ion est sensible à la température T_e lorsque les processus de peuplement des niveaux supérieurs des 2 raies dépendent de manière différente du paramètre T_e .



Considérons deux raies correspondant aux transitions fortes $j \rightarrow f$ et $i \rightarrow f$ (transitions optiquement permises), qui sont formées principalement par excitation par impact d'électrons

à partir du niveau fondamental f de l'ion émetteur. Les niveaux i et j se désexcitent radiativement par transition dipolaire électrique E1 vers f . L'émissivité de la raie $i \rightarrow f$ est donnée par :

$$\epsilon_{if} = N_i A_{if} \Delta E_{fi} \quad (\text{II-16})$$

Sachant que le niveau i est peuplé essentiellement par excitation collisionnelle à partir du niveau f et est dépeuplé principalement par émission spontanée vers f , ϵ_{if} peut être réécrit sous la forme :

$$\epsilon_{if} = N_f N_e C_{fi} \Delta E_{fi} \quad (\text{II-17})$$

car

$$N_i A_{if} = N_f N_e C_{fi} \quad (\text{II-18})$$

où C_{fi} est le coefficient de taux d'excitation $f \rightarrow i$. De la même façon, on peut écrire l'émissivité de la raie $j \rightarrow f$ comme

$$\epsilon_{jf} = N_f N_e C_{fj} \Delta E_{fj} \quad (\text{II-19})$$

où C_{fj} est le coefficient de taux d'excitation $f \rightarrow j$.

Nous nous intéressons au rapport d'émissivité des deux raies :

$$\rho = \frac{\epsilon_{if}}{\epsilon_{jf}} = \frac{C_{fi} \Delta E_{fi}}{C_{fj} \Delta E_{fj}} \quad (\text{II-20})$$

Nous remarquons d'abord que le rapport ρ est indépendant de la densité des électrons N_e . Nous cherchons les conditions pour lesquelles ρ est une fonction qui dépend fortement de la température T_e . Cette dépendance ne peut se trouver qu'au niveau du rapport C_{fi}/C_{fj} . Rappelons que :

$$C_{fi} = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_f T_e^{1/2}} e^{-\frac{\Delta E_{fi}}{kT_e}} \langle \Omega_{fi} \rangle \quad (\text{II-21})$$

où C_{fi} est en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et T_e en K, et $\langle \Omega_{fi} \rangle$ est donné par :

$$\langle \Omega_{fi} \rangle = \int_0^\infty \Omega_{fi} e^{-\frac{\epsilon_i}{kT_e}} d\left(\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right) \quad (\text{II-22})$$

L'expression de ρ devient alors :

$$\rho = \frac{\langle \Omega_{fi} \rangle}{\langle \Omega_{fj} \rangle} \frac{e^{-\frac{\Delta E_{fi}}{kT_e}}}{e^{-\frac{\Delta E_{fj}}{kT_e}}} \frac{\Delta E_{fi}}{\Delta E_{fj}} \quad (\text{II-23})$$

Soit :

$$\rho = \frac{\langle \Omega_{fi} \rangle}{\langle \Omega_{fj} \rangle} e^{-\frac{\Delta E_{ji}}{kT_e}} \frac{\Delta E_{fi}}{\Delta E_{fj}} \quad (\text{II-24})$$

Le rapport $\frac{\langle \Omega_{fi} \rangle}{\langle \Omega_{fj} \rangle}$ est connu comme étant une fonction lentement variable de T_e . Donc, il en résulte que la dépendance principale de ρ en T_e est contenue dans le facteur $e^{-\frac{\Delta E_{ji}}{kT_e}}$. Compte tenu des propriétés de la fonction exponentielle, ρ est sensible à T_e lorsque $\Delta E_{ji} = E_i - E_j$ est comparable ou grand par rapport à kT_e , i.e. les niveaux supérieurs des deux raies sont bien séparés en énergie.

Comme exemple, prenons les deux raies (1) $1s^2 2p^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 S_{1/2}$ et (2) $1s^2 3p^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 S_{1/2}$ émises par des ions lithumoïdes multi-chargés (ions à $3e^-$). Les énergies des niveaux supérieurs des deux raies, $E(1s^2 3p^2 P_{3/2})$ et $E(1s^2 2p^2 P_{3/2})$, peuvent différer par un facteur 10. Dans le cas de l'ion lithumoïde d'oxygène O^{5+} les longueurs d'onde sont $\lambda_1 \approx 1032 \text{ \AA}$ et $\lambda_2 \approx 150 \text{ \AA}$ alors que pour l'ion magnésium Mg^{9+} $\lambda_1 \approx 610 \text{ \AA}$ et $\lambda_2 \approx 58 \text{ \AA}$. Le rapport d'émissivité des raies (1) et (2) est théoriquement fortement sensible à la température électronique mais il se pose le problème suivant. La précision des mesures des émissivités relatives des deux raies qui sont très éloignées en longueur d'onde est généralement faible car souvent deux spectromètres différents sont nécessaires. Heureusement, il existe quelques cas où deux raies d'émission de longueurs d'onde voisines soient sensibles à la température. Cette situation intervient lorsque le niveau supérieur de l'une des raies se désexcite radiativement principalement vers un niveau intermédiaire plutôt que vers le niveau à partir duquel il est excité. Dans notre présente étude, nous avons sélectionné deux raies d'émission de l'ion azote N^{2+} proches en longueur d'onde, 980 et 990 \AA . Ces raies correspondent aux transitions optiquement permises $1s^2 2p^3 {}^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 1s^2 2s 2p^2 {}^2D_{3/2,5/2}$ et $1s^2 2s 2p^2 {}^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2}$, respectivement. Dans la limite des basses densités, les niveaux supérieurs de ces deux raies sont peuplés essentiellement par excitations collisionnelles directement à partir des niveaux ${}^2P_{1/2,3/2}$ de la configuration fondamentale $1s^2 2s^2 2p$. L'excitation à partir de $1s^2 2s^2 2p$ vers $1s^2 2p^3$, qui nécessite une excitation simultanée de deux électrons, est rendue possible en une étape à travers les effets d'interaction de configuration. Ainsi, la dépendance en température du rapport d'émissivité des raies à 980 et 990 \AA provient de la différence importante dans les énergies d'excitation associées aux transitions $1s^2 2s^2 2p \rightarrow 1s^2 2s 2p^2$ et $1s^2 2s^2 2p \rightarrow 1s^2 2p^3$. L'énergie d'excitation requise pour les niveaux $1s^2 2p^3 {}^2D_{3/2,5/2}$ est de 26.6 eV, alors que pour le niveau $1s^2 2s 2p^2 {}^2D_{3/2}$ elle n'est que de 13.3 eV.

Avant de clore ce chapitre, mentionnons qu'il existe une autre méthode de diagnostic de la température électronique du plasma qui utilise l'émissivité des raies satellites de recombinaison diélectronique. Cette méthode qui est très efficace a été introduite pour la première fois par Gabriel en 1972, mais elle ne peut être appliquée dans notre étude car elle concerne des plasmas beaucoup plus chauds impliquant des ions fortement chargés, par exemple des ions de fer à l'état héliumoïde Fe^{24+} . Ceci est dû au fait que le processus de recombinaison diélectronique n'est important que pour les ions très chargés.

Chapitre III

Les données atomiques

CHAPITRE III– Les données atomiques

Dans les plasmas très loin de l'ETL qui nous intéressent dans cette étude, la connaissance des différentes constantes physiques de l'ion considéré est indispensable pour le calcul de l'émissivité de ses raies. Parmi ces constantes physiques appelées usuellement données atomiques, il y a les énergies des niveaux pris en compte dans le modèle de calcul, les probabilités de transition radiative ainsi que les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation de l'ion par collisions d'électrons. Pour les obtenir, des calculs précis de mécanique quantique devront être effectués. Nous exposons dans ce chapitre toutes les données atomiques nécessaires pour évaluer le rapport d'émissivité des raies considérées de l'ion N^{2+} en fonction de la température électronique. Pour les transitions radiatives, nous avons tenu compte non seulement de celles qui sont optiquement permises (i.e. dipolaire électrique E1) mais aussi celles qui sont interdites (i.e. dipolaire magnétique M1, quadrupolaire électrique E2 et quadrupolaire magnétique M2). Nous avons calculé les données atomiques en utilisant le code FAC (Flexible Atomic Code) qui est basé sur l'approche multiconfiguration relativiste. Ce code est connu pour fournir de bons résultats pour les ions positifs. Nous avons aussi fait appel à des données trouvées dans des articles de revue.

I– Les niveaux d'énergie

Le tableau 1 donne les énergies des 20 premiers niveaux de structure fine de l'ion N^{2+} , ceux appartenant aux configurations électroniques fondamentale $1s^2 2s^2 2p$ (2 niveaux) et excitées $1s^2 2s 2p^2$ (8 niveaux), $1s^2 2p^3$ (5 niveaux), $1s^2 2s^2 3s$ (1 niveau), $1s^2 2s^2 3p$ (2 niveaux) et $1s^2 2s^2 3d$ (2 niveaux). Ce sont ces 20 niveaux qui ont été inclus dans nos calculs du modèle collisionnel-radiatif pour déterminer les populations des niveaux supérieurs des raies considérées. Dans le tableau 1, nous avons aussi fait une comparaison entre nos valeurs d'énergie et celles obtenues par d'autres auteurs [4] et [5], et on peut observer un accord tout à fait acceptable.

On peut remarquer en examinant le tableau 1 que le niveau 6, qui est le niveau supérieur de la raie $6 \rightarrow 0$ considérée dans cette étude, a une énergie extrêmement proche de celle du niveau 5, les deux niveaux 5 et 6 étant issus du terme $2s 2p^2 D$. Cependant, la raie $6 \rightarrow 0$ est isolée dans le spectre d'émission car le niveau 5 n'a pas la possibilité de décliner radiativement vers le niveau fondamental 0 par transition dipolaire électrique. D'autre part, on peut voir que les niveaux 11 et 12 qui sont les niveaux supérieurs de l'autre raie considérée sont très proches en énergie (2.66148 et 2.66173 eV, respectivement). Ces deux niveaux se désexcitent radiativement vers les niveaux 5 et 6 qui sont eux-mêmes presque dégénérés comme noté

juste avant, ce qui fait que la deuxième raie considérée correspond à un quadruplet de raies ($11 \rightarrow 5$, $11 \rightarrow 6$, $12 \rightarrow 5$ et $12 \rightarrow 6$).

Tableau 1 : Liste des 20 premiers niveaux de l'ion N^{2+} .

Numéro	Niveau	Energie (eV)		
		Nos calculs	Calculs de [4]	Calculs de [5]
0	2p $^2P_{1/2}$	0.0000	0.0	0.0
1	2p $^2P_{3/2}$	0.018435	0.021633	0.021546
2	2s2p ² $^4P_{1/2}$	6.76662	7.09092	7.09031
3	2s2p ² $^4P_{3/2}$	6.77261	7.09835	7.09810
4	2s2p ² $^4P_{5/2}$	6.78009	7.10842	7.10768
5	2s2p ² $^2D_{5/2}$	13.3308	12.5254	12.5252
6	2s2p ² $^2D_{3/2}$	13.3320	12.5263	12.5262
7	2s2p ² $^2S_{1/2}$	17.0175	16.2424	16.2425
8	2s2p ² $^2P_{1/2}$	19.3550	18.0863	18.0861
9	2s2p ² $^2P_{3/2}$	19.3660	18.1000	18.1001
10	2p ³ $^4S_{3/2}$	23.4216	23.1605	23.1600
11	2p ³ $^2D_{5/2}$	26.6148	25.1798	25.1796
12	2p ³ $^2D_{3/2}$	26.6173	25.1778	25.1779
13	3s $^2S_{1/2}$	26.8660	/	27.4380
14	3p $^2P_{1/2}$	29.9662	/	30.4632
15	3p $^2P_{3/2}$	29.9688	/	30.4584
16	2p ³ $^2P_{1/2}$	30.2421	28.5665	28.5665
17	2p ³ $^2P_{3/2}$	30.2428	28.5670	28.5668
18	3d $^2D_{3/2}$	32.7507	/	33.1331
19	3d $^2D_{5/2}$	32.7511	/	33.1343

II- Les probabilités de transition radiative

Dans les tableaux 2 et 3, nous avons présenté nos résultats des probabilités de transition radiative à partir de chacun des 19 niveaux excités de l'ion N^{2+} . Nous notons d'abord que seules les probabilités les plus importantes ont été données, celles qui correspondent à un rapport de branchement inférieur à 1% n'ont pas été prises en compte. Nous notons également qu'excepté le niveau 1 qui correspond à $1s^22s^22p^2P_{3/2}$, tous les autres niveaux excités déclinent par transitions dipolaires électriques (E1) vers des niveaux inférieurs. En effet, les

valeurs calculées des probabilités de transition M1, E2 et M2 à partir de chacun des niveaux N° 2 à 19 sont avérées très négligeables. Concernant le niveau 1, il a la possibilité de se désexciter radiativement vers le niveau fondamental 0 par transition dipolaire magnétique (M1) avec une probabilité très faible de l'ordre de $3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Donc le niveau 1 peut être considéré comme extrêmement métastable. Nous remarquons aussi que les niveaux 2, 3 et 4 qui correspondent aux niveaux quadruplets $1s^2 2s 2p^2 \text{ } ^4P_{1/2, 3/2, 5/2}$ ont des probabilités de désexcitation E1 vers les 2 niveaux de la configuration fondamentale qui sont relativement faibles. Ceci provient du fait que ces désexcitations sont associées à un changement de multiplicité de spin (niveaux quadruplets vers niveaux doublets). Donc les niveaux 2, 3 et 4 doivent être considérés comme des niveaux métastables dans le domaine de densité $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

A titre de comparaison, nous incluons dans les tableaux 2 et 3 les résultats des probabilités de transition reportés dans les références [4] et [5]. Nous remarquons qu'il y a un accord acceptable entre nos valeurs et celles des deux références pour une majorité de transitions radiatives.

L'examen du tableau 2 montre que le niveau 6 (qui est associé à $2s 2p^2 \text{ } ^2D_{3/2}$) se désexcite par rayonnement principalement vers le niveau fondamental 0, et cette désexcitation correspond à l'une des raies considérées dans ce mémoire. On voit aussi que les niveaux 11 et 12 (qui sont associés à $2p^3 \text{ } ^2D_{5/2}$ et $^2D_{3/2}$, respectivement) se désexcitent principalement vers les niveaux 5 et 6, respectivement. Ces deux désexcitations, qui sont caractérisées par des énergies de transition très proches (13.284 et 13.285 eV), correspondent à des raies confondues également considérées dans ce travail.

Tableau 2 : Probabilités de transition radiative A_{ij} à partir de chacun des 13 premiers niveaux excités de l'ion N^{2+} d'après nos calculs et ceux des références [4] et [5]. Les énergies des transitions ΔE sont aussi données. Les numéros des niveaux i et j se trouvent dans le tableau 1.

Transitions $i \rightarrow j$	ΔE (eV)	$A_{ij} (\text{s}^{-1})$		
		Nos calculs	Calculs de [4]	Calculs de [5]
$1 \xrightarrow{M1} 0$	0.0184	2.96×10^{-5}	4.77×10^{-5}	/
$2 \xrightarrow{E1} 0$	6.767	1.75×10^2	3.39×10^2	2.52×10^2
$2 \xrightarrow{E1} 1$	6.748	1.55×10^2	3.64×10^2	2.54×10^2
$3 \xrightarrow{E1} 0$	6.773	5.53	8.95	4.47
$3 \xrightarrow{E1} 1$	6.754	13.5	59.0	43.6
$4 \xrightarrow{E1} 1$	6.762	1.17×10^2	2.51×10^2	1.76×10^2
$5 \xrightarrow{E1} 1$	13.312	6.79×10^8	5.05×10^8	4.89×10^8
$6 \xrightarrow{E1} 0$	13.332	5.71×10^8	4.25×10^8	4.11×10^8

$6 \xrightarrow{E1} 1$	13.314	1.12×10^8	8.31×10^7	8.07×10^7
$7 \xrightarrow{E1} 0$	17.017	1.24×10^9	9.21×10^8	9.55×10^8
$7 \xrightarrow{E1} 1$	16.999	2.43×10^9	1.78×10^9	1.85×10^9
$8 \xrightarrow{E1} 0$	19.355	4.62×10^9	3.75×10^9	3.74×10^9
$8 \xrightarrow{E1} 1$	19.337	2.34×10^9	1.91×10^9	1.90×10^9
$9 \xrightarrow{E1} 0$	19.366	1.16×10^9	9.42×10^8	9.41×10^8
$9 \xrightarrow{E1} 1$	19.348	5.80×10^9	4.71×10^9	4.71×10^9
$10 \xrightarrow{E1} 2$	16.655	9.73×10^8	8.36×10^8	8.18×10^8
$10 \xrightarrow{E1} 3$	16.649	1.94×10^9	1.67×10^9	1.63×10^9
$10 \xrightarrow{E1} 4$	16.641	2.91×10^9	2.50×10^9	2.45×10^9
$11 \xrightarrow{E1} 5$	13.284	1.20×10^9	1.02×10^9	9.41×10^8
$11 \xrightarrow{E1} 6$	13.283	8.67×10^7	7.39×10^7	6.79×10^7
$11 \xrightarrow{E1} 9$	7.249	1.97×10^8	1.41×10^8	1.52×10^8
$12 \xrightarrow{E1} 5$	13.286	1.31×10^8	1.12×10^8	1.03×10^8
$12 \xrightarrow{E1} 6$	13.285	1.15×10^9	9.82×10^8	9.04×10^8
$12 \xrightarrow{E1} 8$	7.262	1.66×10^8	1.41×10^8	1.28×10^8
$12 \xrightarrow{E1} 9$	7.251	3.24×10^7	2.74×10^7	1.50×10^7
$13 \xrightarrow{E1} 0$	26.865	9.96×10^8	/	9.98×10^8
$13 \xrightarrow{E1} 1$	26.847	1.99×10^9	/	2.00×10^9

Tableau 3 : Probabilités de transition radiative A_{ij} à partir des niveaux excités numérotés de 14 à 19 de l'ion N^{2+} (les numéros des niveaux se trouvent dans le tableau 1) d'après nos calculs et ceux des références [4] et [5]. Les énergies des transitions ΔE sont aussi données.

Transitions $i \rightarrow j$	ΔE (eV)	A_{ij} (s^{-1})		
		Nos calculs	Calculs de [4]	Calculs de [5]
$14 \xrightarrow{E1} 6$	16.634	1.88×10^9	/	1.10×10^8
$14 \xrightarrow{E1} 7$	12.949	2.29×10^8	/	3.89×10^7
$14 \xrightarrow{E1} 8$	10.611	1.88×10^8	/	2.64×10^6
$14 \xrightarrow{E1} 9$	10.600	9.25×10^7	/	1.40×10^6
$15 \xrightarrow{E1} 5$	16.638	1.69×10^9	/	9.91×10^7
$15 \xrightarrow{E1} 6$	16.637	1.90×10^8	/	1.10×10^7
$15 \xrightarrow{E1} 7$	12.951	2.34×10^8	/	3.87×10^7
$15 \xrightarrow{E1} 8$	10.614	4.58×10^7	/	7.21×10^5
$15 \xrightarrow{E1} 9$	10.603	2.36×10^8	/	3.41×10^6
$16 \xrightarrow{E1} 6$	16.910	1.55×10^9	2.19×10^9	2.41×10^9

$16 \xrightarrow{E1} 7$	13.225	1.07×10^8	3.09×10^8	2.53×10^8
$16 \xrightarrow{E1} 8$	10.887	6.09×10^8	6.11×10^8	5.91×10^8
$16 \xrightarrow{E1} 9$	10.876	3.02×10^8	3.01×10^8	2.92×10^8
$17 \xrightarrow{E1} 5$	16.912	1.38×10^9	1.96×10^9	2.16×10^9
$17 \xrightarrow{E1} 6$	16.911	1.56×10^8	2.22×10^8	2.43×10^8
$17 \xrightarrow{E1} 7$	13.225	1.10×10^8	3.19×10^8	2.61×10^8
$17 \xrightarrow{E1} 8$	10.888	1.49×10^8	1.47×10^8	1.43×10^8
$17 \xrightarrow{E1} 9$	10.877	7.57×10^8	7.58×10^8	7.34×10^8
$18 \xrightarrow{E1} 0$	32.751	1.00×10^{10}	/	1.05×10^{10}
$18 \xrightarrow{E1} 1$	32.732	2.00×10^9	/	2.09×10^9
$19 \xrightarrow{E1} 1$	32.733	1.20×10^{10}	/	1.25×10^{10}

III– Les coefficients de taux d’excitation et de désexcitation

Nous avons calculé les coefficients de taux d’excitation et de désexcitation des ions N^{2+} par collisions d’électrons en utilisant les données de forces de collision obtenues à partir du code FAC. Nous ne donnons pas ici les résultats de ces calculs car nous avons constaté qu’ils aboutissent à des résultats inacceptables de rapports d’intensité de raies. La raison est que nos calculs des coefficients de taux ne tiennent pas compte de la contribution des résonances et que cette contribution est visiblement importante. Notre omission des résonances vient du fait que le programme de calcul des forces de collision dans FAC est basé sur la méthode *distorted-wave* qui ne tient compte que de l’excitation directe et ignore les résonances qui peuvent être considérées comme une excitation indirecte. Ceci nous a amené à utiliser les données de coefficients de taux d’excitation disponibles dans la littérature, obtenus par Stafford, Bell et Hibbert [6] en utilisant la méthode *R-matrix* qui inclut automatiquement les résonances. Notons que les données fournies dans [6] ont été paramétrées suivant un développement polynomial de Chebyshev du premier genre, et nous avons été obligés de recourir à *Mathematica* pour déduire les valeurs des coefficients de taux. La commande utilisée est :

$$Y = a_0/2. + a_1 \text{ChebyshevT}[1, x] + a_2 \text{ChebyshevT}[2, x] + a_3 \text{ChebyshevT}[3, x]$$

où a_0 , a_1 , a_2 et a_3 sont des coefficients de paramétrisation donnés dans le tableau 2 de la référence [6].

Nous présentons dans les tableaux 4 à 8 les coefficients de taux d’excitation de N^{2+} à partir des niveaux fondamental 0 et métastables 1, 2, 3 et 4, respectivement, vers chacun des niveaux supérieurs jusqu’à 19, pour 7 valeurs choisies de la température électronique entre

4×10^4 et 1.6×10^5 K. Mentionnons que dans ce domaine de température, l'ion N^{2+} possède une abondance relative notable à l'équilibre d'ionisation.

Nous remarquons à partir du tableau 4 que l'excitation de 0 vers 6 qui est le niveau supérieur d'une des raies considérées dans cette étude est forte puisque le coefficient de taux correspondant dépasse $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Par contre, les excitations de 0 vers 11 et 12 qui sont les niveaux supérieurs des autres raies considérées sont faibles, les coefficients de taux correspondants sont en moyenne de l'ordre de $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Cependant, quand on ajoute les coefficients de taux d'excitation vers 11 et 12 à partir des niveaux métastables 1, 2, 3 et 4, on obtient des valeurs consistantes surtout aux températures supérieures à 10^5 K.

Tableau 4 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau fondamental 0 vers les 19 premiers niveaux excités i pour 7 valeurs de la température T_e .

I	T_e (K)						
	4×10^4	6×10^4	8×10^4	10^5	1.2×10^5	1.4×10^5	1.6×10^5
1	3.46×10^{-8}	3.01×10^{-8}	2.68×10^{-8}	2.41×10^{-8}	2.18×10^{-8}	1.99×10^{-8}	1.82×10^{-8}
2	4.91×10^{-10}	7.77×10^{-10}	9.20×10^{-10}	9.78×10^{-10}	9.91×10^{-10}	9.80×10^{-10}	9.56×10^{-10}
3	7.45×10^{-10}	1.18×10^{-9}	1.40×10^{-9}	1.49×10^{-9}	1.51×10^{-9}	1.49×10^{-9}	1.45×10^{-9}
4	5.30×10^{-10}	8.57×10^{-10}	1.02×10^{-9}	1.08×10^{-9}	1.08×10^{-9}	1.06×10^{-9}	1.02×10^{-9}
5	2.61×10^{-10}	6.79×10^{-10}	1.02×10^{-9}	1.26×10^{-9}	1.40×10^{-9}	1.48×10^{-9}	1.52×10^{-9}
6	1.03×10^{-9}	2.93×10^{-9}	4.78×10^{-9}	6.29×10^{-9}	7.47×10^{-9}	8.37×10^{-9}	9.06×10^{-9}
7	1.35×10^{-10}	5.39×10^{-10}	1.04×10^{-9}	1.51×10^{-9}	1.92×10^{-9}	2.25×10^{-9}	2.52×10^{-9}
8	2.08×10^{-10}	1.00×10^{-9}	2.14×10^{-9}	3.31×10^{-9}	4.37×10^{-9}	5.30×10^{-9}	6.09×10^{-9}
9	1.16×10^{-10}	5.57×10^{-10}	1.18×10^{-9}	1.81×10^{-9}	2.39×10^{-9}	2.87×10^{-9}	3.28×10^{-9}
10	3.78×10^{-13}	2.33×10^{-12}	5.35×10^{-12}	8.40×10^{-12}	1.10×10^{-11}	1.32×10^{-11}	1.49×10^{-11}
11	1.64×10^{-12}	1.46×10^{-11}	4.11×10^{-11}	7.42×10^{-11}	1.08×10^{-10}	1.39×10^{-10}	1.65×10^{-10}
12	2.05×10^{-12}	1.85×10^{-11}	5.28×10^{-11}	9.63×10^{-11}	1.41×10^{-10}	1.82×10^{-10}	2.19×10^{-10}
13	1.93×10^{-12}	1.92×10^{-11}	5.59×10^{-11}	1.01×10^{-10}	1.45×10^{-10}	1.84×10^{-10}	2.15×10^{-10}
14	1.14×10^{-12}	1.65×10^{-11}	5.92×10^{-11}	1.24×10^{-10}	1.99×10^{-10}	2.75×10^{-10}	3.49×10^{-10}
15	1.03×10^{-12}	1.40×10^{-11}	4.82×10^{-11}	9.71×10^{-11}	1.51×10^{-10}	2.03×10^{-10}	2.51×10^{-10}
16	2.47×10^{-13}	2.67×10^{-12}	8.17×10^{-12}	1.54×10^{-11}	2.32×10^{-11}	3.06×10^{-11}	3.75×10^{-11}

17	5.83×10^{-13}	7.09×10^{-12}	2.35×10^{-11}	4.68×10^{-11}	7.30×10^{-11}	9.91×10^{-11}	1.23×10^{-10}
18	8.09×10^{-13}	1.69×10^{-11}	7.60×10^{-11}	1.85×10^{-10}	3.34×10^{-10}	5.06×10^{-10}	6.89×10^{-10}
19	2.72×10^{-13}	5.52×10^{-12}	2.38×10^{-11}	5.56×10^{-11}	9.58×10^{-11}	1.39×10^{-10}	1.81×10^{-10}

Tableau 5 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau 1 vers chacun des niveaux 2-19 pour 7 valeurs de la température T_e .

I	T_e (K)						
	4×10^4	6×10^4	8×10^4	10^5	1.2×10^5	1.4×10^5	1.6×10^5
2	1.98×10^{-10}	3.18×10^{-10}	3.78×10^{-10}	4.00×10^{-10}	4.02×10^{-10}	3.94×10^{-10}	3.80×10^{-10}
3	5.14×10^{-10}	8.20×10^{-10}	9.72×10^{-10}	1.03×10^{-9}	1.04×10^{-9}	1.02×10^{-9}	9.91×10^{-10}
4	1.06×10^{-9}	1.69×10^{-9}	2.00×10^{-9}	2.13×10^{-9}	2.15×10^{-9}	2.12×10^{-9}	2.06×10^{-9}
5	1.04×10^{-9}	2.92×10^{-9}	4.73×10^{-9}	6.18×10^{-9}	7.27×10^{-9}	8.12×10^{-9}	8.75×10^{-9}
6	2.61×10^{-10}	7.04×10^{-10}	1.10×10^{-9}	1.39×10^{-9}	1.59×10^{-9}	1.73×10^{-9}	1.82×10^{-9}
7	1.36×10^{-10}	5.42×10^{-10}	1.05×10^{-9}	1.52×10^{-9}	1.93×10^{-9}	2.26×10^{-9}	2.53×10^{-9}
8	5.86×10^{-11}	2.81×10^{-10}	5.94×10^{-10}	9.12×10^{-10}	1.20×10^{-9}	1.45×10^{-9}	1.65×10^{-9}
9	2.67×10^{-10}	1.28×10^{-9}	2.73×10^{-9}	4.22×10^{-9}	5.57×10^{-9}	6.75×10^{-9}	7.74×10^{-9}
10	3.80×10^{-13}	2.34×10^{-12}	5.36×10^{-12}	8.42×10^{-12}	1.11×10^{-11}	1.32×10^{-11}	1.49×10^{-11}
11	2.51×10^{-12}	2.25×10^{-11}	6.42×10^{-11}	1.17×10^{-10}	1.70×10^{-10}	2.20×10^{-10}	2.64×10^{-10}
12	1.20×10^{-12}	1.06×10^{-11}	3.01×10^{-11}	5.43×10^{-11}	7.89×10^{-11}	1.02×10^{-10}	1.21×10^{-10}
13	1.94×10^{-12}	1.93×10^{-11}	5.61×10^{-11}	1.01×10^{-10}	1.45×10^{-10}	1.84×10^{-10}	2.16×10^{-10}
14	5.18×10^{-13}	7.04×10^{-12}	2.42×10^{-11}	4.86×10^{-11}	7.56×10^{-11}	1.02×10^{-10}	1.26×10^{-10}
15	1.67×10^{-12}	2.36×10^{-11}	8.36×10^{-11}	1.73×10^{-10}	2.75×10^{-10}	3.78×10^{-10}	4.75×10^{-10}
16	2.94×10^{-13}	3.56×10^{-12}	1.18×10^{-11}	2.35×10^{-11}	3.66×10^{-11}	4.97×10^{-11}	6.20×10^{-11}
17	5.43×10^{-13}	6.25×10^{-12}	2.00×10^{-11}	3.89×10^{-11}	5.97×10^{-11}	8.02×10^{-11}	9.94×10^{-10}
18	2.54×10^{-13}	5.20×10^{-12}	2.28×10^{-11}	5.44×10^{-11}	9.57×10^{-11}	1.42×10^{-10}	1.89×10^{-10}
19	8.78×10^{-13}	1.80×10^{-11}	7.96×10^{-11}	1.92×10^{-10}	3.42×10^{-10}	5.13×10^{-10}	6.94×10^{-10}

Tableau 6 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau métastable 2 vers chacun des niveaux 3-19 pour 7 valeurs de la température T_e .

I	T_e (K)						
	4×10^4	6×10^4	8×10^4	10^5	1.2×10^5	1.4×10^5	1.6×10^5
3	2.18×10^{-8}	1.81×10^{-8}	1.58×10^{-8}	1.41×10^{-8}	1.27×10^{-8}	1.17×10^{-8}	1.08×10^{-8}
4	5.96×10^{-9}	4.80×10^{-9}	4.09×10^{-9}	3.59×10^{-9}	3.21×10^{-9}	2.92×10^{-9}	2.68×10^{-9}
5	1.24×10^{-9}	1.68×10^{-9}	1.86×10^{-9}	1.91×10^{-9}	1.90×10^{-9}	1.86×10^{-9}	1.81×10^{-9}
6	2.01×10^{-9}	2.72×10^{-9}	2.99×10^{-9}	3.07×10^{-9}	3.05×10^{-9}	2.99×10^{-9}	2.90×10^{-9}
7	1.30×10^{-10}	2.52×10^{-10}	3.33×10^{-10}	3.81×10^{-10}	4.06×10^{-10}	4.18×10^{-10}	4.21×10^{-10}
8	1.16×10^{-10}	2.50×10^{-10}	3.37×10^{-10}	3.82×10^{-10}	4.01×10^{-10}	4.04×10^{-10}	3.99×10^{-10}
9	1.26×10^{-10}	2.68×10^{-10}	3.63×10^{-10}	4.18×10^{-10}	4.45×10^{-10}	4.55×10^{-10}	4.56×10^{-10}
10	2.53×10^{-10}	1.01×10^{-9}	1.96×10^{-9}	2.87×10^{-9}	3.65×10^{-9}	4.31×10^{-9}	4.85×10^{-9}
11	5.53×10^{-12}	2.50×10^{-11}	5.02×10^{-11}	7.38×10^{-11}	9.31×10^{-11}	1.08×10^{-10}	1.20×10^{-10}
12	2.05×10^{-11}	9.40×10^{-11}	1.92×10^{-10}	2.86×10^{-10}	3.65×10^{-10}	4.30×10^{-10}	4.81×10^{-10}
13	5.59×10^{-13}	2.75×10^{-12}	5.55×10^{-12}	7.98×10^{-12}	9.76×10^{-12}	1.09×10^{-11}	1.17×10^{-11}
14	7.16×10^{-13}	4.38×10^{-12}	9.79×10^{-12}	1.49×10^{-11}	1.90×10^{-11}	2.20×10^{-11}	2.40×10^{-11}
15	1.11×10^{-12}	6.55×10^{-12}	1.42×10^{-11}	2.12×10^{-11}	2.66×10^{-11}	3.03×10^{-11}	3.26×10^{-11}
16	2.05×10^{-12}	1.28×10^{-11}	3.02×10^{-11}	4.90×10^{-11}	6.65×10^{-11}	8.15×10^{-11}	9.40×10^{-11}
17	1.70×10^{-12}	1.05×10^{-11}	2.46×10^{-11}	3.97×10^{-11}	5.38×10^{-11}	6.59×10^{-11}	7.61×10^{-11}
18	2.38×10^{-13}	2.48×10^{-12}	7.73×10^{-12}	1.50×10^{-11}	2.29×10^{-11}	3.06×10^{-11}	3.77×10^{-11}
19	1.75×10^{-13}	1.80×10^{-12}	5.60×10^{-12}	1.08×10^{-11}	1.65×10^{-11}	2.21×10^{-11}	2.73×10^{-11}

Tableau 7 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau métastable 3 vers chacun des niveaux 4-19 pour 7 valeurs de la température T_e .

I	T_e (K)						
	4×10^4	6×10^4	8×10^4	10^5	1.2×10^5	1.4×10^5	1.6×10^5
4	2.17×10^{-8}	1.82×10^{-8}	1.59×10^{-8}	1.42×10^{-8}	1.29×10^{-8}	1.19×10^{-8}	1.10×10^{-8}

5	1.67×10^{-9}	2.26×10^{-9}	2.50×10^{-9}	2.56×10^{-9}	2.55×10^{-9}	2.49×10^{-9}	2.42×10^{-9}
6	1.59×10^{-9}	2.15×10^{-9}	2.37×10^{-9}	2.43×10^{-9}	2.41×10^{-9}	2.36×10^{-9}	2.29×10^{-9}
7	1.30×10^{-10}	2.52×10^{-10}	3.34×10^{-10}	3.82×10^{-10}	4.07×10^{-10}	4.19×10^{-10}	4.22×10^{-10}
8	9.52×10^{-11}	2.04×10^{-10}	2.75×10^{-10}	3.14×10^{-10}	3.30×10^{-10}	3.34×10^{-10}	3.31×10^{-10}
9	1.47×10^{-10}	3.14×10^{-10}	4.26×10^{-10}	4.88×10^{-10}	5.18×10^{-10}	5.27×10^{-10}	5.25×10^{-10}
10	2.54×10^{-10}	1.01×10^{-9}	1.97×10^{-9}	2.87×10^{-9}	3.66×10^{-9}	4.32×10^{-9}	4.86×10^{-9}
11	1.16×10^{-11}	5.29×10^{-11}	1.07×10^{-10}	1.59×10^{-10}	2.03×10^{-10}	2.37×10^{-10}	2.64×10^{-10}
12	1.45×10^{-11}	6.62×10^{-11}	1.35×10^{-10}	2.01×10^{-10}	2.56×10^{-10}	3.03×10^{-10}	3.37×10^{-10}
13	5.60×10^{-13}	2.75×10^{-12}	5.56×10^{-12}	7.99×10^{-12}	9.77×10^{-12}	1.10×10^{-11}	1.17×10^{-11}
14	6.53×10^{-13}	3.95×10^{-12}	8.73×10^{-12}	1.32×10^{-11}	1.67×10^{-11}	1.93×10^{-11}	2.10×10^{-11}
15	1.34×10^{-12}	9.91×10^{-12}	2.54×10^{-11}	4.29×10^{-11}	5.96×10^{-11}	7.40×10^{-11}	8.61×10^{-11}
16	1.57×10^{-12}	9.76×10^{-12}	2.30×10^{-11}	3.74×10^{-11}	5.07×10^{-11}	6.21×10^{-11}	7.17×10^{-11}
17	2.18×10^{-12}	1.35×10^{-11}	3.18×10^{-11}	5.15×10^{-11}	6.96×10^{-11}	8.53×10^{-11}	9.85×10^{-11}
18	1.66×10^{-11}	1.72×10^{-10}	5.33×10^{-10}	1.02×10^{-9}	1.55×10^{-9}	2.06×10^{-9}	2.52×10^{-9}
19	2.09×10^{-13}	2.19×10^{-12}	6.87×10^{-12}	1.34×10^{-11}	2.05×10^{-11}	2.75×10^{-11}	3.41×10^{-11}

Tableau 8 : Coefficients de taux d'excitation C_e (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir du niveau métastable 4 vers chacun des niveaux 5-19 pour 7 valeurs de la température T_e .

I	T_e (K)						
	4×10^4	6×10^4	8×10^4	10^5	1.2×10^5	1.4×10^5	1.6×10^5
5	2.39×10^{-9}	3.22×10^{-9}	3.55×10^{-9}	3.64×10^{-9}	3.62×10^{-9}	3.54×10^{-9}	3.44×10^{-9}
6	8.77×10^{-10}	1.19×10^{-9}	1.32×10^{-9}	1.35×10^{-9}	1.34×10^{-9}	1.31×10^{-9}	1.27×10^{-9}
7	1.30×10^{-10}	2.53×10^{-10}	3.35×10^{-10}	3.82×10^{-10}	4.07×10^{-10}	4.19×10^{-10}	4.22×10^{-10}
8	6.00×10^{-11}	1.27×10^{-10}	1.72×10^{-10}	1.98×10^{-10}	2.11×10^{-10}	2.16×10^{-10}	2.17×10^{-10}
9	1.83×10^{-10}	3.92×10^{-10}	5.30×10^{-10}	6.04×10^{-10}	6.37×10^{-10}	6.45×10^{-10}	6.39×10^{-10}
10	2.54×10^{-10}	1.02×10^{-9}	1.97×10^{-9}	2.88×10^{-9}	3.67×10^{-9}	4.34×10^{-9}	4.88×10^{-9}
11	2.91×10^{-11}	1.21×10^{-10}	2.34×10^{-10}	3.38×10^{-10}	4.24×10^{-10}	4.91×10^{-10}	5.43×10^{-10}

12	4.38×10^{-12}	1.98×10^{-11}	3.99×10^{-11}	5.88×10^{-11}	7.44×10^{-11}	8.66×10^{-11}	9.59×10^{-11}
13	5.10×10^{-13}	2.56×10^{-12}	5.30×10^{-12}	7.83×10^{-12}	9.83×10^{-12}	1.13×10^{-11}	1.23×10^{-11}
14	5.45×10^{-13}	3.21×10^{-12}	6.95×10^{-12}	1.04×10^{-11}	1.29×10^{-11}	1.47×10^{-11}	1.58×10^{-11}
15	1.29×10^{-12}	7.76×10^{-12}	1.71×10^{-11}	2.59×10^{-11}	3.28×10^{-11}	3.77×10^{-11}	4.09×10^{-11}
16	7.75×10^{-13}	4.75×10^{-12}	1.11×10^{-11}	1.80×10^{-11}	3.93×10^{-13}	4.40×10^{-11}	4.70×10^{-11}
17	2.99×10^{-12}	1.86×10^{-11}	4.38×10^{-11}	7.10×10^{-11}	9.61×10^{-11}	1.18×10^{-10}	1.36×10^{-10}
18	1.14×10^{-13}	1.19×10^{-12}	3.75×10^{-12}	7.32×10^{-12}	1.13×10^{-11}	1.52×10^{-11}	1.88×10^{-11}
19	2.63×10^{-13}	2.83×10^{-12}	9.00×10^{-12}	1.77×10^{-11}	2.73×10^{-11}	3.68×10^{-11}	4.57×10^{-11}

En ce qui concerne les coefficients de taux de désexcitation à partir des niveaux métastables 1 à 4, nous les avons inclus dans le tableau 9 pour les différentes températures électroniques considérées. En observant les tableaux 5 et 9, on peut noter que le niveau (fortement) métastable 1 a tendance à se désexciter collisionnellement essentiellement vers le niveau 0.

Tableau 9 : Coefficients de taux de désexcitation $C_d(i \rightarrow j)$ (en cm^3/s) de l'ion N^{2+} à partir des niveaux métastables 1, 2, 3 et 4 pour 7 valeurs de la température T_e .

$C_d(i \rightarrow j)$	T_e (K)						
	4×10^4	6×10^4	8×10^4	10^5	1.2×10^5	1.4×10^5	1.6×10^5
1 \rightarrow 0	1.74×10^{-8}	1.51×10^{-8}	1.34×10^{-8}	1.21×10^{-8}	1.09×10^{-8}	9.97×10^{-9}	9.11×10^{-9}
2 \rightarrow 0	3.84×10^{-9}	3.06×10^{-9}	2.57×10^{-9}	2.23×10^{-9}	1.97×10^{-9}	1.76×10^{-9}	1.60×10^{-9}
2 \rightarrow 1	2.30×10^{-9}	2.06×10^{-9}	1.82×10^{-9}	1.62×10^{-9}	1.45×10^{-9}	1.30×10^{-9}	1.18×10^{-9}
3 \rightarrow 0	2.92×10^{-9}	2.33×10^{-9}	1.96×10^{-9}	1.70×10^{-9}	1.50×10^{-9}	1.34×10^{-9}	1.21×10^{-9}
3 \rightarrow 1	4.00×10^{-9}	3.22×10^{-9}	2.71×10^{-9}	2.34×10^{-9}	2.06×10^{-9}	1.83×10^{-9}	1.66×10^{-9}
3 \rightarrow 2	1.09×10^{-8}	9.06×10^{-9}	7.91×10^{-9}	7.06×10^{-9}	6.35×10^{-9}	5.85×10^{-9}	5.40×10^{-9}
4 \rightarrow 0	1.39×10^{-9}	1.13×10^{-9}	9.53×10^{-10}	8.21×10^{-10}	7.16×10^{-10}	6.37×10^{-10}	5.69×10^{-10}
4 \rightarrow 1	5.52×10^{-9}	4.43×10^{-9}	3.73×10^{-9}	3.23×10^{-9}	2.84×10^{-9}	2.54×10^{-9}	2.30×10^{-9}
4 \rightarrow 2	2.00×10^{-9}	1.61×10^{-9}	1.37×10^{-9}	1.20×10^{-9}	1.07×10^{-9}	9.75×10^{-10}	8.94×10^{-10}
4 \rightarrow 3	1.45×10^{-8}	1.22×10^{-8}	1.06×10^{-8}	9.48×10^{-9}	8.61×10^{-9}	7.94×10^{-9}	7.34×10^{-9}

IV– Comparaison avec d’autres travaux

Comme nous l’avons déjà mentionné, les coefficients de taux de collision que nous avons calculés à partir du programme *distorted-wave* du code FAC n’ont pas été utilisés pour déterminer le rapport d’intensité de raies. La raison est que ces coefficients de taux n’incluent pas la contribution des résonances. Nous avons remarqué que cette contribution est souvent importante, surtout pour les transitions optiquement interdites, et ne doit pas être négligée. Cette importance des résonances peut être observée dans le tableau 10 où nous comparons nos valeurs des coefficients de taux d’excitation à partir des niveaux 0 à 4 à celles que nous avons obtenues à partir des calculs de Stafford, Bell et Hibbert [6] qui sont basés sur la méthode *R-matrix* et donc qui tiennent compte de la contribution des résonances. Comme nous l’avons déjà mentionné au début de ce chapitre, nous avons été amené à utiliser la fonction mathématique “ChebyshevT” de *Mathematica* (qui donne le polynôme de Chebyshev du premier genre $T_n(x)$) pour pouvoir déduire les coefficients de taux à partir de la référence [6]. Pour des raisons d’économie d’espace, nous avons inclus dans le tableau 10 seulement les transitions vers les niveaux 6, 11 et 12 qui représentent les niveaux supérieurs des raies considérées, et nous y avons sélectionnés seulement 3 valeurs de la température T_e . Comme cela était prévisible, on peut voir que pour l’excitation $0 \rightarrow 6$, l’accord est bon ce qui signifie que les résonances sont négligeables; par contre pour les excitations $0 \rightarrow 11$ et $0 \rightarrow 12$ (qui correspondent à des transitions optiquement interdites) les coefficients de taux peuvent augmenter par un facteur 5 quand les résonances sont prises en compte. On peut aussi voir à partir du tableau 10 que les excitations vers les niveaux 11 et 12 à partir de chacun des niveaux métastables 1 à 4 sont considérablement affectées par les résonances.

Tableau 10 : Comparaison entre nos résultats et ceux déduits de la référence [6] pour les coefficients de taux d’excitation $C_e(i \rightarrow j)$ (en cm^3/s) de l’ion N^{2+} à partir des niveaux 0, 1, 2, 3, 4 vers les niveaux 6, 11, et 12, respectivement, pour 3 valeurs de température.

Excitation	$T_e = 1.2 \times 10^5 \text{ K}$		$T_e = 1.4 \times 10^5 \text{ K}$		$T_e = 1.6 \times 10^5 \text{ K}$	
	Nos calculs	[6]	Nos calculs	[6]	Nos calculs	[6]
$0 \rightarrow 6$	9.42×10^{-9}	7.47×10^{-9}	1.06×10^{-8}	8.37×10^{-9}	1.16×10^{-8}	9.06×10^{-9}
$0 \rightarrow 11$	2.48×10^{-11}	1.08×10^{-10}	3.33×10^{-11}	1.39×10^{-10}	4.13×10^{-11}	1.65×10^{-10}
$0 \rightarrow 12$	2.85×10^{-11}	1.41×10^{-10}	3.88×10^{-11}	1.82×10^{-10}	4.87×10^{-11}	2.19×10^{-10}
$1 \rightarrow 6$	1.33×10^{-9}	1.59×10^{-9}	1.49×10^{-9}	1.73×10^{-9}	1.60×10^{-9}	1.82×10^{-9}
$1 \rightarrow 11$	3.55×10^{-11}	1.70×10^{-10}	4.81×10^{-11}	2.20×10^{-10}	6.01×10^{-11}	2.64×10^{-10}
$1 \rightarrow 12$	1.76×10^{-11}	7.89×10^{-11}	2.38×10^{-11}	1.02×10^{-10}	2.95×10^{-11}	1.21×10^{-10}
$2 \rightarrow 6$	2.34×10^{-9}	3.05×10^{-9}	2.29×10^{-9}	2.99×10^{-9}	2.23×10^{-9}	2.90×10^{-9}

2→11	2.72×10^{-11}	9.31×10^{-11}	3.23×10^{-11}	1.08×10^{-10}	3.61×10^{-11}	1.20×10^{-10}
2→12	2.33×10^{-10}	3.65×10^{-10}	2.76×10^{-10}	4.30×10^{-10}	3.09×10^{-10}	4.81×10^{-10}
3→6	1.82×10^{-9}	2.41×10^{-9}	1.79×10^{-9}	2.36×10^{-9}	1.74×10^{-9}	2.29×10^{-9}
3→11	1.04×10^{-10}	2.03×10^{-10}	1.24×10^{-10}	2.37×10^{-10}	1.38×10^{-10}	2.64×10^{-10}
3→12	1.55×10^{-10}	2.56×10^{-10}	1.84×10^{-10}	3.03×10^{-10}	2.06×10^{-10}	3.37×10^{-10}
4→6	9.76×10^{-10}	1.34×10^{-9}	9.58×10^{-10}	1.31×10^{-9}	9.30×10^{-10}	1.27×10^{-9}
4→11	2.32×10^{-10}	4.24×10^{-10}	2.76×10^{-10}	4.91×10^{-10}	3.09×10^{-10}	5.43×10^{-10}
4→12	2.62×10^{-11}	7.44×10^{-11}	3.11×10^{-11}	8.66×10^{-11}	3.48×10^{-11}	9.59×10^{-11}

Chapitre IV

Résultats numériques du rapport d'émissivité

CHAPITRE IV– Résultats numériques du rapport d'émissivité

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de nos calculs du rapport ρ des émissivités des raies de l'ion azote N^{2+} à 980 et 990 Å pour différentes valeurs de la température électronique du plasma couvrant l'intervalle de 4×10^4 à 1.6×10^5 K pour lequel l'ion N^{2+} a une abondance fractionnelle relativement abondante à l'équilibre d'ionisation. Rappelons que la raie à 980 Å correspond aux 4 transitions optiquement permises de structure fine $1s^2 2p^3 \ ^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2,5/2}$, qui sont si proches en longueur d'onde (979.78, 979.84, 979.92 et 979.99 Å) qu'elles apparaissent confondues, alors que la raie à 990 Å est associée à la seule transition optiquement permise $1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$. La variation du rapport ρ avec la température a été calculée en prenant trois valeurs de la densité d'électrons entre 10^9 et 10^{11} cm^{-3} , afin de vérifier la faible dépendance de ρ vis-à-vis de la densité.

I– Populations des niveaux excités

Nous avons utilisé les données atomiques de l'ion N^{2+} présentées dans le chapitre précédent pour déterminer les populations des niveaux supérieurs des raies considérées en considérant plusieurs valeurs de la température électronique T_e entre 4×10^4 et 1.6×10^5 K ainsi que trois valeurs de la densité électronique N_e : 10^9 , 10^{10} et 10^{11} cm^{-3} . Cette détermination des populations a été effectuée en résolvant, grâce au logiciel *Mathematica*, un système de 20 équations couplées du modèle collisionnel-radiatif incluant tous les niveaux de structure fine appartenant aux 6 configurations $1s^2 2s^2 2p$, $1s^2 2s 2p^2$, $1s^2 2p^3$, $1s^2 2s^2 3s$, $1s^2 2s^2 3p$ et $1s^2 2s^2 3d$ de l'ion N^{2+} . La commande correspondante est :

```
Solve[{-N1(A1v0+Ne C1)+N0 Ne Ce0v1+N2(A2v1+Ne Cd2v1)+N3(A3v1+Ne Cd3v1)+N4(A4v1+Ne Cd4v1)+N5 A5v1+N6 A6v1+N7 A7v1+N8 A8v1+N9 A9v1+N13 A13v1+N18 A18v1+N19 A19v1==0, -N2(A2+Ne C2)+N0 Ne Ce0v2+N1 Ne Ce1v2+N3 Ne Cd3v2+N4 Ne Cd4v2+N10 A10v2==0, -N3(A3+Ne C3)+N0 Ne Ce0v3+N1 Ne Ce1v3+N2 Ne Ce2v3+N4 Ne Cd4v3+N10 A10v3==0, -N4(A4v1+Ne C4)+N0 Ne Ce0v4+N1 Ne Ce1v4+N2 Ne Ce2v4+N3 Ne Ce3v4+N10 A10v4==0, -N5 A5v1+N0 Ne Ce0v5+N1 Ne Ce1v5+N2 Ne Ce2v5+N3 Ne Ce3v5+N4 Ne Ce4v5+N11 A11v5+N12 A12v5+N15 A15v5+N17 A17v5==0, -N6 A6+N0 Ne Ce0v6+N1 Ne Ce1v6+N2 Ne Ce2v6+N3 Ne Ce3v6+N4 Ne Ce4v6+N11 A11v6+N12 A12v6+N14 A14v6+N15 A15v6+N16 A16v6+N17 A17v6==0, -N7 A7+N0 Ne Ce0v7+N1 Ne Ce1v7+N2 Ne Ce2v7+N3 Ne Ce3v7+N4 Ne Ce4v7+N14 A14v7+N15 A15v7+N16 A16v7+N17 A17v7==0, -N8 A8+N0 Ne Ce0v8+N1 Ne Ce1v8+N2 Ne Ce2v8+N3 Ne Ce3v8+N4 Ne Ce4v8+N12 A12v8+N14 A14v8+N15 A15v8+N16 A16v8+N17 A17v8==0, -N9 A9+N0 Ne Ce0v9+N1 Ne Ce1v9+N2 Ne Ce2v9+N3 Ne Ce3v9+N4 Ne Ce4v9+N11 A11v9+N12 A12v9+N14 A14v9+N15 A15v9+N16 A16v9+N17 A17v9==0, -N10 A10+N0 Ne Ce0v10+N1 Ne Ce1v10+N2 Ne Ce2v10+N3 Ne Ce3v10+N4 Ne Ce4v10==0, -N11 A11+N0 Ne Ce0v11+N1 Ne Ce1v11+N2 Ne Ce2v11+N3 Ne Ce3v11+N4 Ne Ce4v11==0, -N12
```

$A_{12 \rightarrow 0} N_0$ Ne $Ce_{0v12+N1}$ Ne $Ce_{1v12+N2}$ Ne $Ce_{2v12+N3}$ Ne $Ce_{3v12+N4}$ Ne $Ce_{4v12} == 0$, -
 N_{13} $A_{13 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v13+N1}$ Ne $Ce_{1v13+N2}$ Ne $Ce_{2v13+N3}$ Ne $Ce_{3v13+N4}$ Ne
 $Ce_{4v13} == 0$, - N_{14} $A_{14 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v14+N1}$ Ne $Ce_{1v14+N2}$ Ne $Ce_{2v14+N3}$ Ne $Ce_{3v14+N4}$
Ne $Ce_{4v14} == 0$, - N_{15} $A_{15 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v15+N1}$ Ne $Ce_{1v15+N2}$ Ne $Ce_{2v15+N3}$ Ne
 $Ce_{3v15+N4}$ Ne $Ce_{4v15} == 0$, - N_{16} $A_{16 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v16+N1}$ Ne $Ce_{1v16+N2}$ Ne $Ce_{2v16+N3}$
Ne $Ce_{3v16+N4}$ Ne $Ce_{4v16} == 0$, - N_{17} $A_{17 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v17+N1}$ Ne $Ce_{1v17+N2}$ Ne
 $Ce_{2v17+N3}$ Ne $Ce_{3v17+N4}$ Ne $Ce_{4v17} == 0$, - N_{18} $A_{18 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v18+N1}$ Ne $Ce_{1v18+N2}$
Ne $Ce_{2v18+N3}$ Ne $Ce_{3v18+N4}$ Ne $Ce_{4v18} == 0$, - N_{19} $A_{19v1 \rightarrow 0}$ Ne $Ce_{0v19+N1}$ Ne
 $Ce_{1v19+N2}$ Ne $Ce_{2v19+N3}$ Ne $Ce_{3v19+N4}$ Ne $Ce_{4v19} == 0$ },
 $\{N_1, N_2, N_3, N_4, N_5, N_6, N_7, N_8, N_9, N_{10}, N_{11}, N_{12}, N_{13}, N_{14}, N_{15}, N_{16}, N_{17}, N_{18}, N_{19}\}$

Il est intéressant de montrer les résultats des populations des différents niveaux excités (numéros 1 à 19) obtenues avec *Mathematica* lors de la résolution du système d'équations. Par exemple, dans le cas $T_e = 1.6 \times 10^5$ K et $N_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, les populations N_i des niveaux excités i en terme de celle N_0 du niveau 0 sont :

$\{N_1 \rightarrow 1.95805 N_0, N_2 \rightarrow 0.138445 N_0, N_3 \rightarrow 0.282721 N_0, N_4 \rightarrow 0.442872 N_0, N_5 \rightarrow 3.53895 \times 10^{-6} N_0, N_6 \rightarrow 2.29094 \times 10^{-6} N_0, N_7 \rightarrow 2.21229 \times 10^{-7} N_0, N_8 \rightarrow 1.42076 \times 10^{-7} N_0, N_9 \rightarrow 2.85808 \times 10^{-7} N_0, N_{10} \rightarrow 7.30374 \times 10^{-8} N_0, N_{11} \rightarrow 6.84902 \times 10^{-8} N_0, N_{12} \rightarrow 4.46124 \times 10^{-8} N_0, N_{13} \rightarrow 2.16827 \times 10^{-8} N_0, N_{14} \rightarrow 2.56055 \times 10^{-8} N_0, N_{15} \rightarrow 5.11684 \times 10^{-8} N_0, N_{16} \rightarrow 8.28789 \times 10^{-9} N_0, N_{17} \rightarrow 8.50162 \times 10^{-8} N_0, N_{18} \rightarrow 1.48756 \times 10^{-8} N_0, N_{19} \rightarrow 1.31129 \times 10^{-8} N_0\}$

On remarque que le niveau 1 est le plus peuplé, sa population est presque le double de celle du niveau fondamental 0. Ceci peut s'expliquer par le fait que le niveau 1 a une probabilité de déclin radiatif vers 0 tellement faible que, même pour des densités de 10^9 cm^{-3} , le rapport des populations des niveaux 1 et 0 suit la loi de Boltzmann de l'ETL

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{E_1 - E_0}{kT_e}\right) \approx 2 \quad (\text{IV-1})$$

sachant que $g_1 = 4$, $g_0 = 2$ et $\frac{E_1 - E_0}{kT_e} \rightarrow 0$.

Les populations des niveaux 2, 3 et 4 sont relativement importantes, comme cela était attendu puisque ce sont des niveaux assez métastables. Toutefois, la loi de distribution de Boltzmann ne peut s'appliquer pour ces niveaux. On constate aussi que la population du niveau 6 est presque deux ordres de grandeur supérieure à celles des niveaux 11 et 12, ces trois niveaux étant les niveaux supérieurs des raies considérées. Une remarque intéressante à faire est que dans notre modèle limité à 20 niveaux, les niveaux 11 et 12 ne sont pas peuplés par cascades radiatives alors que la contribution des cascades issues des niveaux 12, 14 et 16 au peuplement du niveau 6 devrait être substantielle dans la mesure où les probabilités radiatives $A_{12 \rightarrow 6}$, $A_{14 \rightarrow 6}$ et $A_{16 \rightarrow 6}$ sont importantes.

II– Dépendance en température électronique du rapport d'émissivité

Une fois les populations connues, nous avons calculé le rapport d'émissivité ρ des raies à partir de la formule :

$$\rho = \frac{\epsilon(980 \text{ \AA})}{\epsilon(990 \text{ \AA})} = \frac{N_{11} (A_{11 \rightarrow 6} + A_{11 \rightarrow 5}) + N_{12} (A_{12 \rightarrow 6} + A_{12 \rightarrow 5})}{N_6 A_{6 \rightarrow 0}} \frac{990}{980} \quad (\text{IV-2})$$

où les indices 0, 5, 6, 11 et 12 désignent les numéros des niveaux $1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2}$, $1s^2 2s 2p^2 D_{5/2}$, $1s^2 2s 2p^2 D_{3/2}$, $1s^2 2p^3 D_{5/2}$ et $1s^2 2p^3 D_{3/2}$ qui sont attribués dans le code de structure atomique FAC (voir tableau 1 du chapitre 3). Notons que bien que la population N_6 peut être deux ordres de grandeur supérieure à N_{11} et N_{12} , la somme des probabilités radiatives $A_{11 \rightarrow 5} + A_{12 \rightarrow 6}$ est plus de 4 fois supérieure à $A_{6 \rightarrow 0}$.

Les résultats des calculs numériques du rapport d'émissivité ρ sont consignés dans le tableau 12, où 7 valeurs de la température T_e ont été choisies. On peut remarquer à partir de ce tableau que pour une densité donnée, le rapport ρ est sensible à la température électronique T_e dans le domaine 4×10^4 jusqu'à 1.6×10^5 K. Par exemple, à la densité $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, ρ augmente d'un facteur 10 lorsque la température croît de 4×10^4 à 1.6×10^5 K puisqu'il passe de la valeur 0.0104 à la valeur 0.1024. Cependant, on constate qu'il y a une petite dépendance de ρ vis-à-vis de la densité des électrons surtout pour les basses températures. Cette dépendance en N_e de ρ provient de la métastabilité des niveaux 2, 3 et 4.

Tableau 11 : Rapport d'émissivité ρ des raies émises par l'ion N^{2+} à 980 et 990 Å pour plusieurs valeurs de la température T_e et pour trois densités N_e .

$N_e (\text{cm}^{-3})$	$T_e (10^4 \text{ K})$						
	4	6	8	10	12	14	16
10^9	0.0083	0.0258	0.0446	0.0601	0.0743	0.0848	0.0921
10^{10}	0.0104	0.0310	0.0521	0.0691	0.0841	0.0950	0.1024
10^{11}	0.0120	0.0351	0.0583	0.0769	0.0929	0.1044	0.1122

Pour tracer le graphe $\rho = f(T_e)$, nous avons utilisé Origin 8, qui est un logiciel de traitement et d'analyse des données scientifiques. Il permet notamment de tracer des graphes et possède des fonctions d'analyse de pics. Il est aussi capable d'importer des fichiers de divers formats tels que *Excel*, *Mathematica* [7]. La figure 1 donne les courbes de variation du rapport d'émissivité ρ des raies en fonction de la température électronique du plasma pour chacune des trois valeurs choisies de la densité électronique. Il apparaît clairement de ces trois courbes

que le rapport d'émissivité ρ croît sensiblement lorsque la température électronique augmente. Il est intéressant de mentionner que dans le domaine des basses températures, i.e. autour de 4×10^4 K, ρ prend des valeurs relativement faibles, entre 0.0083 et 0.0120, pour les trois valeurs de la densité d'électrons $N_e = 10^9, 10^{10}$ et 10^{11} cm^{-3} , ce qui signifie que la raie à 980 \AA est difficilement observable dans ce domaine de température électronique. Le rapport d'émissivité devient supérieur à 0.05 lorsque la température dépasse 8×10^4 K, et il atteint 0.1 autour de 1.6×10^5 K.

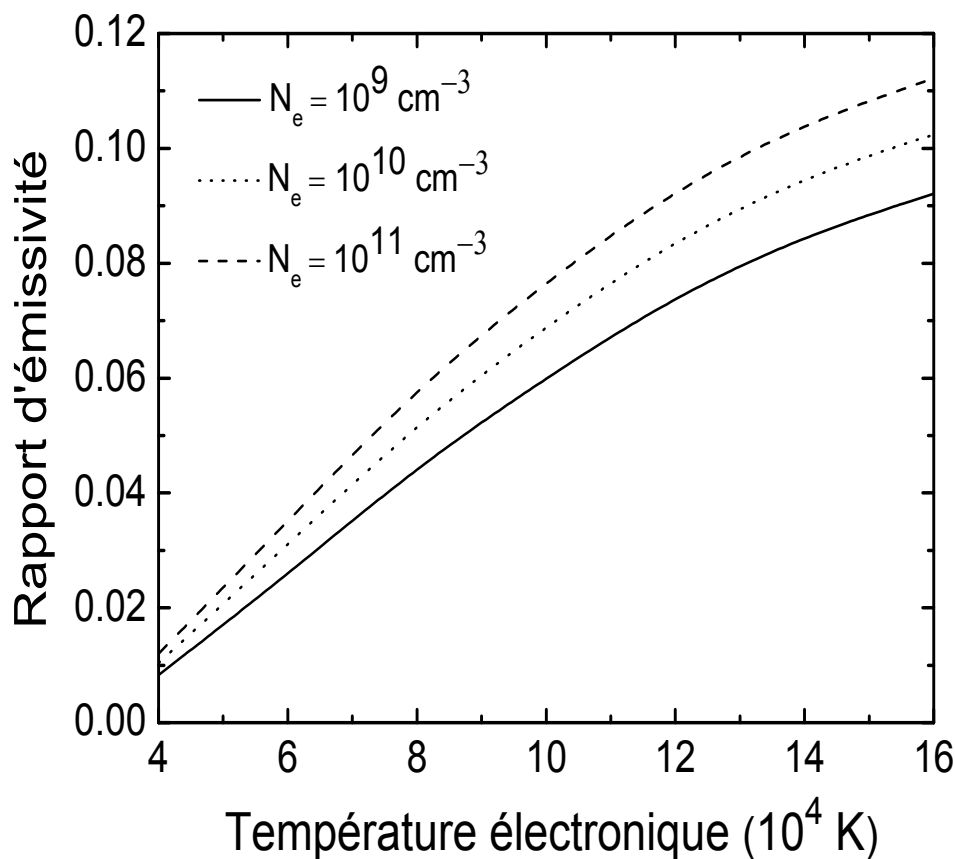


Figure 1 : Rapport d'émissivité ρ en fonction de la température électronique T_e pour 3 valeurs de la densité des électrons.

Afin de tester la sensibilité des résultats du rapport d'émissivité par rapport aux données atomiques utilisées, nous avons représenté dans la figure 2 le rapport ρ en fonction de T_e calculé avec les probabilités de transition radiative données par FAC (courbe en trait plein) et avec celles reportées dans la référence [5] (courbe en pointillé). Dans le souci de ne pas alourdir la figure 2, nous avons préféré considérer la seule densité $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Nous voyons que les deux courbes sont presque superposées, ce qui montre un très bon accord, i.e. une certaine insensibilité des résultats de ρ vis-à-vis des données des probabilités radiatives.

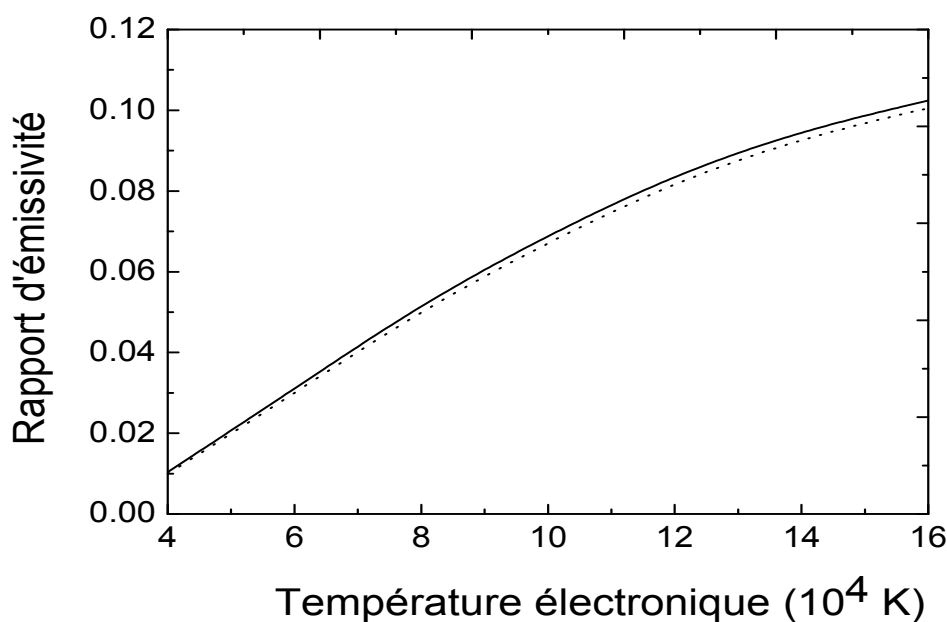


Figure 2 : Comparaison de la variation du rapport d'émissivité ρ en fonction de la température électronique T_e calculée en utilisant les probabilités de transition radiative obtenues par FAC (courbe en trait plein) et celles reportées dans la référence [5] (courbe en pointillée) pour la densité $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

III– Comparaison avec d'autres calculs publiés

Dans la figure 3, nous avons procédé à une comparaison entre nos résultats de ρ déjà montrés dans la figure 1 et ceux reportés dans la figure 4 tirée de la référence [8]. Pour des raisons de simplicité, nous avons limité la comparaison en prenant la seule densité de 10^{10} cm^{-3} . Mentionnons que la courbe correspondant aux résultats de Doron et al [8] a été tracée dans la figure 3 en utilisant le logiciel *GetData Graph Digitizer*. Ce dernier, en scannant la figure 4, nous fournit les valeurs numériques du rapport d'émissivité associées aux différentes températures que nous avons choisies. Il apparaît clairement de la figure 3 qu'il y a un excellent accord entre nos résultats de ρ et ceux de Doron et al [8].

En examinant la figure 4, il est intéressant de remarquer des différences notables entre les résultats du rapport d'émissivité obtenus avec des coefficients de taux calculés dans l'approximation *distorted-wave (DW)* et dans la méthode *R-matrix*, surtout lorsque la température devient supérieure à $\sim 6 \times 10^4$ K. Ces différences s'expliquent vraisemblablement par les résonances qui sont prises en compte dans les calculs *R-matrix* et ignorées dans les calculs *DW*. Comme nous l'avons déjà signalé, les résonances sont susceptibles de jouer un rôle important dans la détermination des populations des niveaux supérieurs des raies. Il convient de préciser que les diagnostics basés sur les résultats de ρ obtenus dans le cadre de

DW sous-estiment significativement la température électronique du plasma. Par exemple, pour $\rho = 0.08$, la température déduite à partir des calculs *DW* est à peu près 8.7×10^4 K, alors que celle déduite des calculs *R-matrix* est $\sim 11.9 \times 10^4$ K.

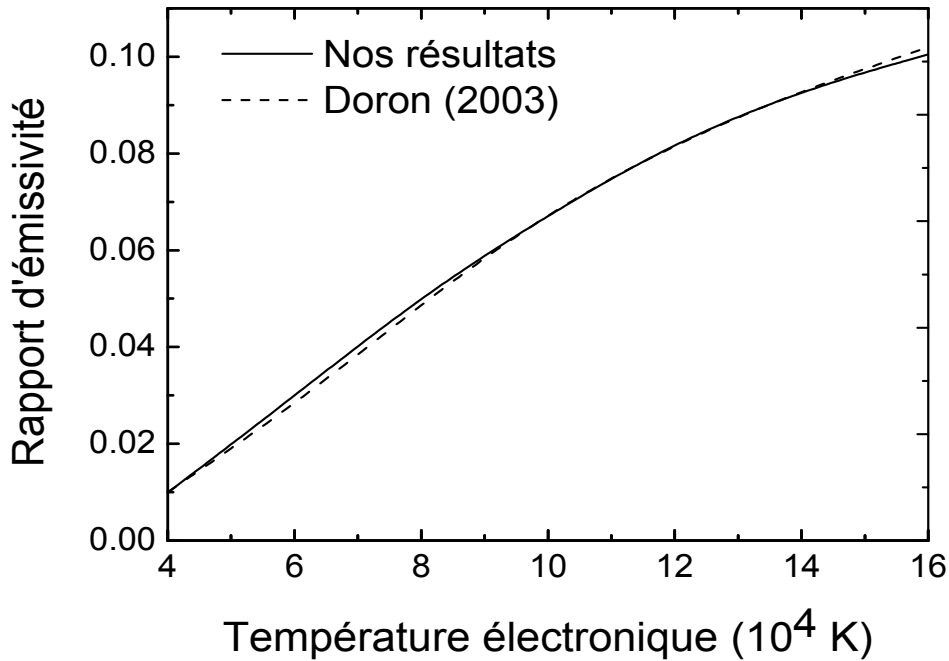


Figure 3 : Comparaison de nos résultats du rapport d'émissivité ρ en fonction de la température avec ceux de Doron et al [8] pour la densité 10^{10} cm^{-3} .

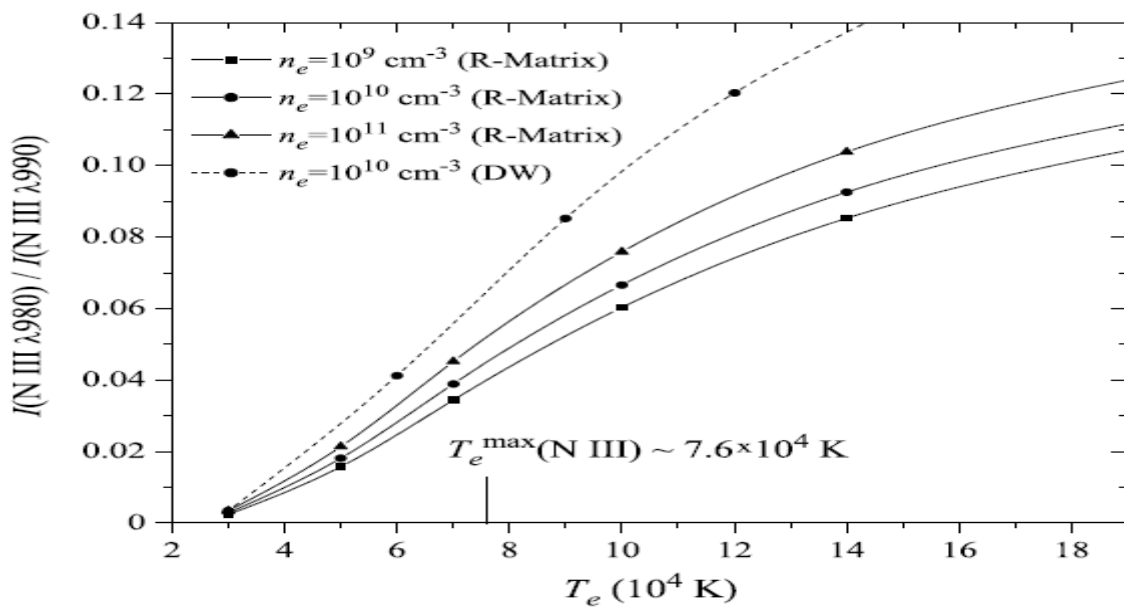


Figure 4 : Rapport d'émissivité des raies à 980 et 990 Å de l'ion N^{2+} en fonction de la température électronique selon les calculs de Doron et al [8].

Chapitre V

Application au diagnostic de la température électronique

CHAPITRE V– Application au diagnostic de la température électronique

I– Introduction

Dans ce court chapitre, nous utilisons nos calculs du rapport d'émissivité des raies de l'ion N^{2+} montrés dans le chapitre précédent pour faire un diagnostic de la température des électrons de la région de transition solaire. Pour cela, nous nous basons sur un spectre UV de haute résolution spatiale enregistré en 1996 par le spectromètre SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) embarqué sur le satellite américano-européen SOHO (SOlar and Heliospheric Observatory). Plus précisément, nous nous basons sur les émissivités des raies d'émission de N^{2+} aux longueurs d'onde de 980 et 990 Å, correspondant aux transitions optiquement permis $1s^2 2p^3 \ ^2D_{3/2,5/2} \rightarrow 1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2,5/2}$ et $1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$. Dans le premier chapitre, nous avons déjà décrit de manière assez détaillée les caractéristiques de la région de transition solaire. Brièvement, nous rappelons que la région de transition, qui est une partie de l'atmosphère du soleil située entre la chromosphère et la couronne, est caractérisée par des températures et densités électroniques variant de l'ordre de 2×10^4 K à 8×10^5 K et de 10^8 cm⁻³ à 10^{12} cm⁻³, respectivement.

II– Brève description du satellite SOHO

L'observatoire solaire et héliosphérique, en anglais SOLar and Heliospheric Observatory, en abrégé SOHO, est un observatoire solaire spatial placé en orbite autour du soleil. Son objectif principal est l'étude de la structure interne du soleil, des processus produisant le vent solaire et de la couronne solaire. Pour mener à bien sa mission, le satellite SOHO, d'une masse de 1.8 tonne, emporte 12 instruments permettant d'effectuer des observations à la fois in situ et à la distance [9].

SOHO est sélectionné en 1984 dans le cadre du programme scientifique horizon 2000 de l'Agence spatiale européenne. La NASA participe au développement et à la gestion opérationnelle de la mission à hauteur d'un tiers du coût total. Après son lancement en 1995, SOHO ayant été placé au point de lagrange L1 début 1996, il permis de nombreuses découvertes fondamentales. La mission, d'une durée initiale de 2 ans, est pour le moment étendue jusque décembre 2020. Le 22ème anniversaire du lancement a été fêté le 02/12/2017 alors qu'il avait été conçu pour quatre années d'activités [9].

SOHO est un satellite de forme parallélépipédique haut de 4.3 mètres avec une section de 2.7 sur 3.7 mètres. Une fois les panneaux solaires déployés son envergure atteint 9.5 mètres. Sa masse totale est de 1850 kg dont 610 kg de charge utile constituée par douze instruments permettant l'observation à distance du soleil et l'étude in situ du vent solaire. Le satellite est, de manière classique, composé de deux parties :

La plateforme (ou bus) formant la partie inférieure regroupe les équipements permettant au satellite de fonctionner (production et contrôle d'énergie, contrôle thermique, pointage, télécommunications) et comporte des points d'attache pour les panneaux solaires déployés en orbite. La charge utile regroupe les différents instruments scientifiques dans la partie supérieure du satellite [9].

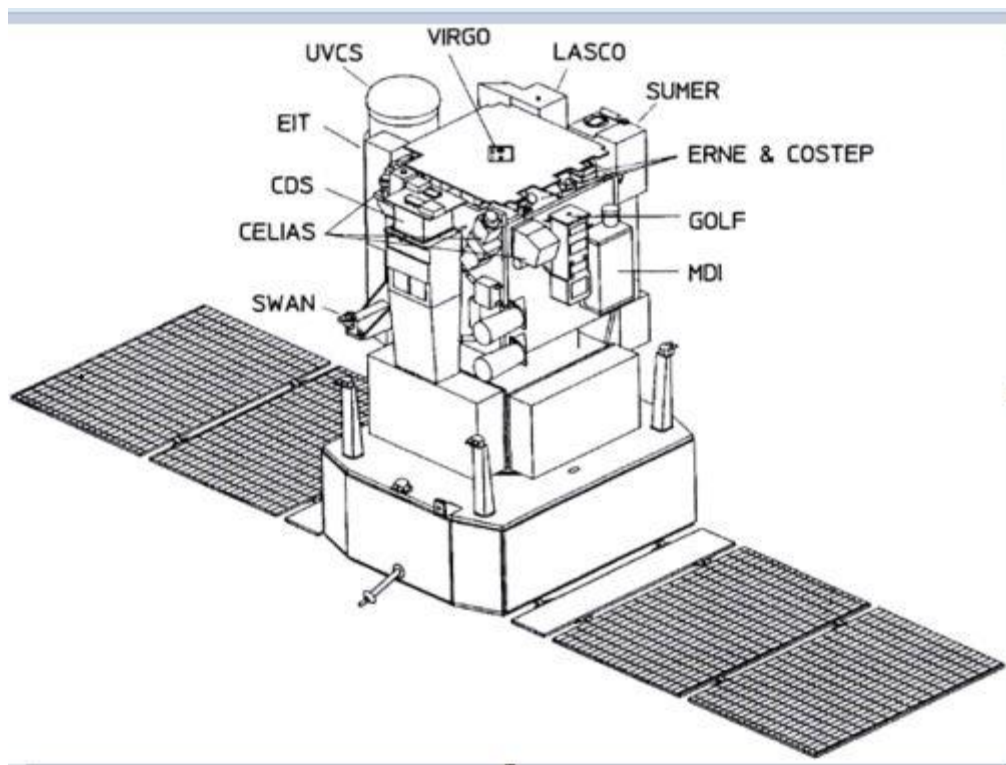


Figure 1: Les compositions du satellite SOHO.

III– Diagnostic en température de la région de transition du soleil

La figure 2 extraite de la référence [8] montre une portion d'un spectre obtenu par SUMER qui inclut les raies de l'ion N^{2+} entre 975 et 995 Å. Nous nous sommes servis du logiciel GetData Graph Digitizer pour obtenir à partir de ce spectre les valeurs des émissivités des raies à 980 Å et 990 Å considérées dans cette étude. Nous avons ainsi trouvé que le rapport d'émissivité ρ observé est : $\rho = 0.0306$. A partir de cette valeur observée de ρ , nous avons

déduit en utilisant nos résultats montrés dans la figure 1 du chapitre 4 les températures suivantes :

- $T_e = 6.48 \times 10^4$ K pour la densité $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$,
- $T_e = 5.97 \times 10^4$ K pour la densité $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$,
- $T_e = 5.59 \times 10^4$ K pour la densité $N_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Ces trois résultats de température sont proches entre eux, ce qui confirme que le rapport d'émissivité ρ dépend faiblement de la densité.

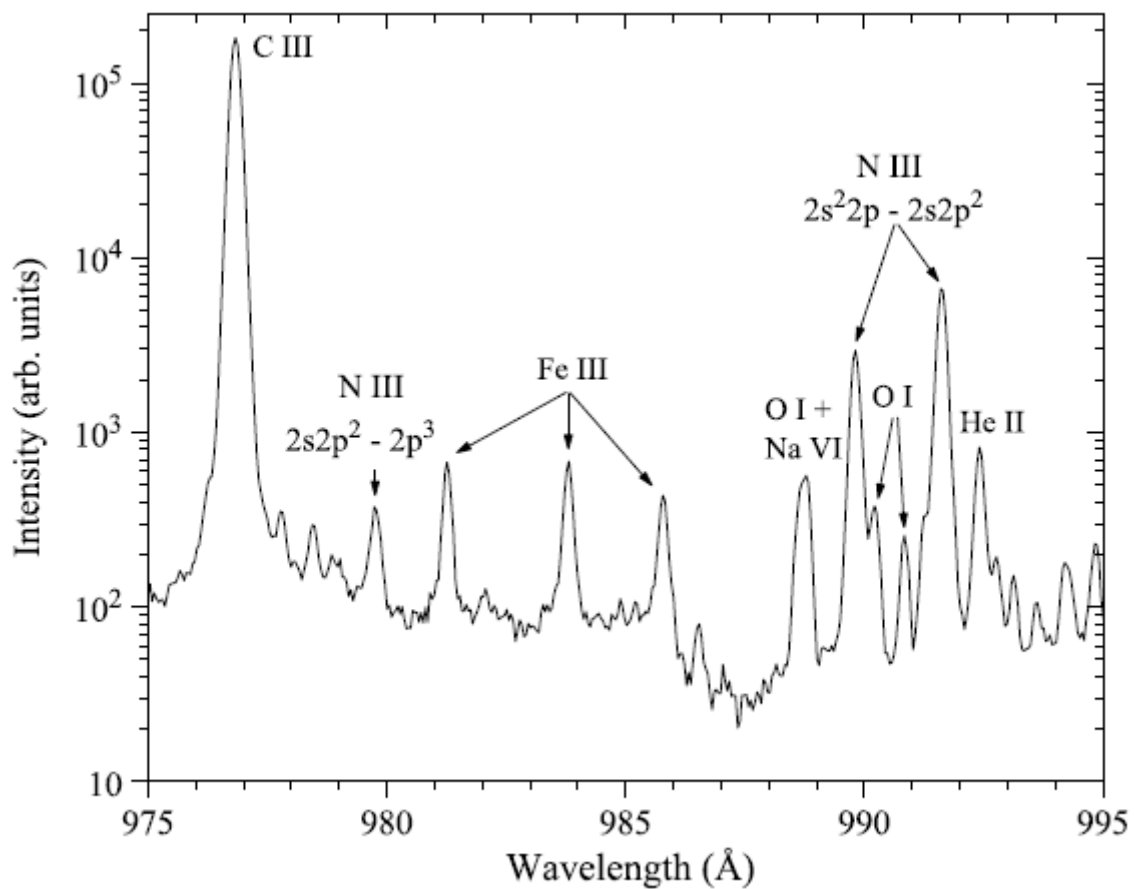


Figure 2: Portion of a SUMER spectrum showing the N III lines forming the temperature-sensitive line ratios. The ions emitting other prominent lines observed in this spectral range are also indicated above the spectrum.

La figure 3 reproduite de la référence [10] donne un autre spectre enregistré par SUMER le 25/01/1996 dans l'intervalle de longueur d'onde entre 920 et 1060 Å. Les raies à $\lambda=980$ et 990 Å apparaissent clairement dans ce spectre. D'après cette référence, le rapport observé d'émissivité de ces raies est 0.033. En considérant cette valeur observée de ρ , nous avons

Conclusion

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons étudié une méthode spectroscopique de diagnostic du plasma de la région de transition solaire afin de déduire avec précision la température électronique. Cette méthode de diagnostic est basée sur le rapport des émissivités des raies de l'ion azote N^{2+} émises aux longueurs d'onde 980 et 990 Å et associées aux transitions $1s^2 2p^3 \ ^2D \rightarrow 1s^2 2s 2p^2 \ ^2D$ et $1s^2 2s 2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$, respectivement. Nous avons alors réalisé des calculs élaborés du rapport d'émissivité pour plusieurs valeurs de la température électronique entre 4×10^4 et 16×10^4 K et pour les trois valeurs de la densité d'électrons 10^9 , 10^{10} et 10^{11} cm^{-3} , en utilisant un modèle collisionnel-radiatif qui inclut les 20 premiers niveaux de structure fine de N^{2+} . Nos calculs numériques ont clairement montré que le rapport d'émissivité est fortement sensible à la température électronique, mais ne dépend que légèrement la densité d'électrons. En effet, le rapport d'émissivité varie d'un facteur 10 lorsque la température augmente de 4×10^4 à 1.6×10^5 K, et pour une température donnée, il change de quelques pourcents seulement lorsque la densité est modifiée.

Les probabilités de transition radiative dont nous avons eu besoin dans notre modélisation collisionnelle-radiative ont été déterminées en utilisant le code FAC alors que les coefficients de taux de transition collisionnelle ont été déduits à partir d'articles trouvés dans la littérature. Ces coefficients de taux incluent la contribution des résonances. Nous avons remarqué que cette contribution des résonances joue un rôle important, c'est la raison pour laquelle nous n'avons pas utilisé les coefficients de taux d'excitation obtenus à partir du code FAC.

Nous avons utilisé les résultats de nos calculs pour déterminer la température électronique de la région de transition solaire en se basant sur un spectre UV de haute résolution angulaire obtenu par un spectromètre embarqué à bord de satellite SOHO. Les valeurs de température que nous avons trouvées sont en bon accord avec celles mentionnées dans des références que nous avons utilisées au cours de ce travail.

En conclusion, ce travail m'a permis de me familiariser avec divers logiciels de calculs et de représentation graphique et d'approfondir mes connaissances de physique atomique dans les plasmas chauds.

Bibliographie

- [1] <http://www.cosmovisions.com/SoleilAtmosphere.htm>
- [2] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Chromosph%C3%A8re>
- [3] https://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9gion_de_transition_solaire
- [4] H. Nussbaumer et P. J. Storey, “N III Lines for Solar Diagnostics” *Astron . Astrophys .* **71**, L5 (1979).
- [5] R.P. Stafford, A. Hibbert et K.L. Bell, “ Accurate transition probabilities for spectral lines of N III” *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260**, L11 (1993).
- [6] R.P. Stafford, K.L. Bell et Hibbert, “Electron impact excitation of N III: fine-structure collision strengths and Maxwellian-averaged rate coefficients” *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266**, 715-720 (1994).
- [7] [https://fr.wikipedia.org/wiki/Origin_\(logiciel\)](https://fr.wikipedia.org/wiki/Origin_(logiciel))
- [8] R. Doron, G.A. Doschek, J.M. Laming, U. Feldman et A.K. Bhatia, “TEMPERATURE MEASUREMENTS IN THE SOLAR TRANSITION REGION USING N III LINE INTENSITY RATIOS” *Astrophys. J.* **590**, 1121 (2003).
- [9] https://fr.wikipedia.org/wiki/Observatoire_solaire_et_h%C3%A9liosph%C3%A9rique
- [10] W. Curdt, U. Feldman, J.M. Laming, K. Wilhelm, U. Schühle et P. Lemaire, “The solar disk spectrum between 660 and 1175 Å (first order) obtained by SUMER on SOHO” *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **126**, 281 (1997).
- [11] R.D. Blum et A.K. Pradhan, “RATE COEFFICIENTS FOR THE EXCITATION OF INFRARED AND ULTRAVIOLET LINES IN C II, N III, AND O IV” *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **80**, 425 (1992).
- [12] A.K. Gupta, A. Mohan et B.N. Dwivedi, “On the EUV line diagnostics from N III solar ion” *Bull. Astr. Soc. India* **25**, 247 (1997).
- [13] T. Brage, C. Froese Fischer et P.G. Judge, “TRANSITION PROBABILITIES FOR THE UV0.01 MULTIPLET IN N III” *Astrophys. J.* **445**, 457 (1995).

Résumé

Nous nous sommes intéressés au diagnostic en température électronique T_e de la région de transition solaire qui est une zone relativement mince de l'atmosphère du soleil, située entre la chromosphère froide et la couronne chaude. Le diagnostic est basé sur le rapport d'intensité R des raies d'émission UV de l'ion azote N^{2+} aux longueurs d'ondes 980 et 990 Å. Nous avons effectué des calculs détaillés du rapport R en fonction de T_e dans l'intervalle $(4-16)\times 10^4$ K en utilisant un modèle collisionnel-radiatif dans lequel les 20 premiers niveaux de structure fine de l'ion N^{2+} ont été pris en compte. Les données atomiques requises dans les calculs des populations des niveaux supérieurs des raies ont été obtenues en partie avec FAC (Flexible Atomic Code). Nous avons appliqué les résultats de nos calculs du rapport d'intensité R pour déterminer la température T_e de la région de transition à partir d'un spectre UV de haute résolution spatiale enregistré par le spectromètre SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) embarqué à bord du satellite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) qui se trouve à environ 1.5 millions de kilomètres devant la terre en direction du soleil.

Abstract

We are interested in diagnostic of the electron temperature T_e of the solar transition region which is a relatively thin area of the solar atmosphere located between the cool chromosphere and the hot corona. The temperature diagnostic is based on the intensity ratio R of the UV emission lines of the nitrogen ion N^{2+} at wavelengths 980 and 990 Å. We have performed detailed calculations of the ratio R as a function of T_e in the range $(4-16)\times 10^4$ K, using a collisional-radiative model in which the first 20 fine structure levels of the N^{2+} ion were taken into account. The atomic data needed in the calculations of the populations of the higher levels of the lines were obtained in part with FAC (Flexible Atomic Code). We have applied the results of our calculations of the R intensity ratio to deduce the temperature T_e of the transition region from a UV spectrum of high spatial resolution recorded by the spectrometer SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) on board of the satellite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) which is located at about 1.5 millions of kilometers from the planet earth in direction of the sun.

Mots clés

Plasmas chauds, processus atomiques, intensités relatives des raies, modèle collisionnel-radiatif, diagnostic spectroscopique.

Keywords

Hot plasmas, atomic processes, relative intensities of lines, collisional-radiative model, spectroscopic diagnostics.