

M/53 31.6 - 18/04

B.U.T. N° 413 / 96

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DE TLEMCEM
INSTITUT DES SCIENCES EXACTES

THESE

Présentée par

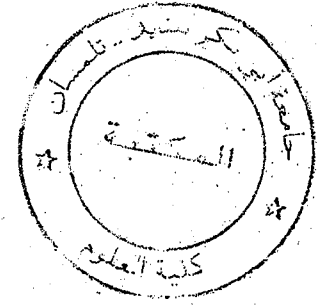
Mlle Tsouria ZENDAGUI

Pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Option

PHYSIQUE ENERGETIQUE



THEME

**CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE DES PERTES
D'ENERGIE D'UN PLASMA DE FUSION PAR
RAYONNEMENT**

Soutenue le

1996 devant la commission d'Examen :

- | | | |
|--------------------------------|----------------------|-----------------------------|
| <i>Président :</i> | Maamar BOUAMOUD | <i>Professeur</i> |
| <i>Directeur de thèse :</i> | Boumédiène BENYOUCEF | <i>Professeur</i> |
| <i>Co-Directeur de thèse :</i> | Mokhtar Kemal INAL | <i>Chargé de cours</i> |
| <i>Examineurs :</i> | Bachir LIANI | <i>Docteur d'état</i> |
| | Fouzia OULD KADDOUR | <i>Maître de conférence</i> |



A mes parents

A mes frères et soeurs

A toute ma famille

AVANT - PROPOS

Cet avant-propos est pour moi l'occasion de remercier vivement tous ceux qui ont accompagné ce travail depuis l'origine.

Je remercie très chaleureusement Monsieur B. Benyoucef, Professeur à l'Université de Tlemcen pour avoir participé à la direction de cette thèse et pour ses encouragements et l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur M.K. Inal, chargé de cours à l'Université de Tlemcen qui m'a proposé le sujet et qui, par les efforts qu'il a déployés et les conseils qu'il m'a prodigués, a été un guide précieux dans l'élaboration de ce travail.

Je formule mes sincères remerciements à monsieur M. Bouamoud, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur B. Liani et M^{lle} F. Ould Kaddour qui m'on fait l'honneur d'examiner le présent travail, qu'ils trouvent ici l'expression de ma haute considération.

Qu'il me soit permis aussi d'adresser mes plus vifs remerciements à tous mes collègues de l'Institut de Physique.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES PLASMAS DE FUSION	5
I.1 Introduction	6
I.2 Conditions de la fusion contrôlée	7
I.3 Les deux sortes de confinement	12
I.4 Le tokamak	12
I.5 Les plasmas produits par laser	18
CHAPITRE II : IMPURETES	20
II.1 Interaction du plasma avec les parois	21
II.2 Mécanismes de formation des impuretés	21
II.2.1 L'érosion physique	22
II.2.2 La corrosion	23
II.3 Influence des impuretés sur le plasma	24
CHAPITRE III : EMISSION DE RAYONNEMENT PAR LES PLASMAS DE TOKAMAK	29
III.1 Processus atomiques dans les plasmas de tokamak	30
III.1.1 Introduction	30
III.1.2 Les différents types de rayonnement	31
III.2 Mécanismes d'émission de rayonnement	32

INTRODUCTION GENERALE

La matière ne se présente pas seulement sous les trois états : solide, liquide et gazeux, mais au-delà du gaz, il existe encore dans l'échelle des températures, un quatrième état de la matière : le plasma. Ce dernier se trouve partout dans l'univers (90%), de la matière stellaire aux rayons cosmiques en passant par l'espace intersidéral; notre planète aussi en est entourée par deux zones retenues par le champ magnétique terrestre.

Lorsqu'on chauffe un gaz à une température assez élevée, l'agitation moléculaire est telle que les atomes perdent peu à peu leurs électrons périphériques et se chargent positivement. Le degré d'ionisation de l'ensemble d'ions positifs et d'électrons ainsi obtenu, augmente bien sûr avec la température. Au-delà d'un certain seuil de quelques milliers de degrés, on obtient un mélange d'atomes, d'ions positifs et d'électrons négatifs. C'est ce mélange électriquement neutre que l'on désigne sous le nom de plasma.

Dans la présente thèse, on va s'intéresser aux plasmas chauds dont la température excède le million de degrés. A cette température, le plasma est totalement ionisé et peut être utilisé en physique thermonucléaire pour la fusion des noyaux légers (comme par exemple les noyaux des isotopes lourds de l'hydrogène : le deutérium et le tritium). L'utilisation de cette fusion thermonucléaire comme source d'énergie offrirait des avantages considérables par rapport aux filières énergétiques déjà existantes. Les problèmes de pollution sont relativement limités, le risque d'emballement est pratiquement inexistant et les ressources en combustibles sont immenses, puisque les océans à eux seuls constituent une immense réserve de deutérium. Quant au tritium, il peut être produit à partir du lithium, élément que l'on trouve dans l'écorce terrestre.

La fusion nucléaire contrôlée a fait l'objet de plusieurs études cherchant à prouver sa faisabilité scientifique. Le plasma de fusion ne peut être contenu dans aucune enceinte métallique, à cause de sa haute température, il doit être confiné loin des parois métalliques. Deux méthodes ont été activement explorées pour créer et confiner les plasmas de fusion, il s'agit du confinement magnétique et du confinement inertiel. Le confinement inertiel est utilisé dans le cas des plasmas de forte densité. Pour les plasmas chauds de faible densité, qui nous intéressent, c'est le confine-

ment magnétique qui est utilisé.

Dans cette approche, le combustible est porté à de très hautes températures et confiné, à l'intérieur d'un tore, loin de ses parois métalliques, à l'aide de champs magnétiques : c'est le principe du tokamak. La configuration magnétique est obtenue en superposant deux champs magnétiques. Le premier dit toroïdal, impose aux particules chargées du plasma, un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique, et le confinement dans les directions perpendiculaires au champ est alors assuré.

Le confinement dans la direction parallèle au champ, peut être obtenu en refermant les lignes de force sur elles-mêmes. Cependant, le confinement n'est pas totalement assuré à cause de la dérive des particules d'une ligne de force à l'autre. Afin d'annuler l'effet de ces dérives, il faut créer une structure en hélice des lignes de force en superposant au champ toroïdal, un champ dans la direction poloïdale autour de l'axe magnétique.

Le chauffage se fait par effet Joule grâce à un puissant courant toroïdal induit à l'intérieur même du plasma. Généralement, ce chauffage ohmique ne suffit pas seul pour atteindre la température requise pour l'amorce de la fusion, et il est nécessaire de recourir à des moyens de chauffage additionnels, tels que l'injection, dans le plasma, de faisceaux d'atomes neutres de forte énergie cinétique, ou l'injection d'ondes électromagnétiques à des fréquences bien choisies pour favoriser leur absorption dans le plasma.

NS } Inévitablement, des atomes impurétés sont arrachés aux parois métalliques, par suite de l'interaction du plasma périphérique avec ces parois. Ces atomes qui s'introduisent dans le plasma, subissent des collisions avec les électrons libres. De ce fait, ils deviennent de plus en plus ionisés au fur et à mesure qu'ils pénètrent à l'intérieur du plasma. Puisque la température électronique décroît du centre vers les bords du plasma, tous les états d'ionisation, du maximum degré d'ionisation atteint au centre au neutre, existent dans un plasma de tokamak.

L'interaction de ces ions impurétés avec les électrons du plasma conduit à l'émission d'un

rayonnement électromagnétique qui s'échappe du plasma, et donc à des pertes d'énergie. On se propose d'étudier la contribution de certaines de ces impuretés, comme le fer, à l'énergie rayonnée par de tels plasmas. Cette étude est essentielle si on veut établir un bilan d'énergie et déterminer la température nécessaire à l'ignition du plasma. Plusieurs études ont été accomplies sur ce sujet, notamment celle de Breton *et al.* [1]. Dans leur article, ils avaient déterminé la puissance rayonnée par un plasma, supposé en équilibre coronal, contenant les ions impuretés de fer et d'oxygène. Les coefficients de taux d'excitation collisionnelle et de recombinaison diélectronique, impliqués dans le calcul de la puissance rayonnée, n'étaient pas très bien connus à leur époque et de ce fait la précision de leurs calculs laissait à désirer.

De Michelis et Mattioli [2] ont passé en revue dans leur article, les divers processus atomiques qui interviennent dans un plasma ainsi que les différentes méthodes de détermination des taux correspondants. Ils ont exposé les modèles de distribution de charge (modèle coronal, équilibre thermodynamique local et le modèle radiatif collisionnel) qui régissent les plasmas, qu'ils soient de haute ou de faible densité, et ont procédé à une comparaison des résultats de plusieurs calculs [1,3-8]. A l'exception des résultats de Davis *et al.* [5], l'erreur des calculs était estimée à $\pm 50\%$.

Le travail développé dans cette thèse, a fait l'objet de quatre aspects :

Dans le chapitre I sont exposés les généralités sur les plasmas de fusion. Ces généralités concernent la définition et les conditions de la fusion nucléaire contrôlée, ainsi que les deux méthodes de confinement. Le chapitre II est consacré à l'effet des impuretés sur la température d'ignition d'un plasma de tokamak. Nous soulignerons aussi les différents mécanismes de formation de ces impuretés. Le chapitre III concerne l'étude du rayonnement émis par un plasma chaud et peu dense. Nous rappellerons les divers processus atomiques responsables de cette émission et nous expliciterons les expressions des taux de réaction correspondants pour un plasma de tokamak, qui est régi par le modèle coronal. Nous incluerons aussi dans ce chapitre une description quantique de la diffusion d'un électron par un ion et nous mentionnerons la méthode de détermination des forces de collision utilisées. Enfin dans le chapitre IV, nous présenterons les résultats de nos calculs sur les pertes d'énergie par rayonnement d'un plasma de tokamak.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES PLASMAS DE FUSION

I.1 INTRODUCTION

I.2 CONDITIONS DE LA FUSION CONTRÔLÉE

I.3 LES DEUX SORTES DE CONFINEMENT

I.4 LE TOKAMAK

I.5 LES PLASMAS PRODUITS PAR LASER

I.1 INTRODUCTION

La fusion nucléaire est une réaction au cours de laquelle deux ou plusieurs noyaux légers s'assemblent pour former un noyau plus lourd en libérant de l'énergie. L'énergie rayonnée par le soleil et les autres étoiles provient précisément des réactions de fusion [9]. Depuis le début des années 50, la réalisation sur la Terre des réactions de fusion contrôlée représente l'un des grands buts de la physique moderne. Elle donnerait lieu, si le processus en était maîtrisé, à une source d'énergie pratiquement inépuisable.

Les principales réactions de fusion mettent en jeu les noyaux des isotopes lourds de l'hydrogène qui sont le deutérium ${}^2_1\text{H}$ et le tritium ${}^3_1\text{H}$:



où D désigne le noyau de deutérium, T celui du tritium et α celui de l'hélium ${}^4\text{He}$, p est le proton et n est le neutron.

La réaction de fusion (R.3) est la plus exoénergétique et elle est, comme nous le verrons dans la section I.2, celle qui semble la plus facilement réalisable. Cette réaction libère une énergie considérable de 17,6 MeV par particule α formée, sous forme d'énergie cinétique emportée par le neutron (14,1 MeV) et la particule α (3,5 MeV) [10,11].

A titre de comparaison, la fusion d'un seul gramme du mélange deutérium-tritium libère $3,4 \cdot 10^{11}$ J, soit autant que la combustion de huit tonnes de pétrole environ [12]. D'autre part,

l'énergie libérée par la formation d'une masse d'hélium est dix fois plus grande que celle que libère la fission de la même masse d'uranium.

Le deutérium est abondant sur notre planète, il se trouve dans l'eau des océans à raison de 33 g.m^{-3} , ce qui donne une réserve mondiale énorme de 5.10^{13} tonnes. Quant au tritium, il peut être produit par bombardement neutronique du lithium selon la réaction ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \text{T}$. Le lithium existe en minerai. Les réserves de cet élément dans l'écorce terrestre sont estimées à des dizaines de millions de tonnes avec une proportion de 7,5% d'isotope 6 dans le lithium naturel.

1.2 CONDITIONS DE LA FUSION CONTRÔLÉE

De nombreux problèmes se posent si l'on cherche à contrôler le processus de fusion et à récupérer l'énergie dégagée. Ceux-ci proviennent en grande partie du fait que les deux noyaux, avant de fusionner, doivent vaincre la barrière de répulsion électrostatique (due aux charges positives des protons) pour déclencher la réaction de fusion. Cette barrière coulombienne empêche que les deux noyaux soient suffisamment proches l'un de l'autre pour ressentir le potentiel de faible portée de l'interaction nucléaire forte responsable des forces d'attraction entre nucléons. Le potentiel d'interaction forte ne devient prépondérant que lorsque les noyaux ne sont plus distants que de deux Fermis environ. Pour surmonter la barrière coulombienne et pénétrer dans le champ attractif nucléaire, les noyaux doivent être animés d'une énergie cinétique considérable, supérieure en principe à la hauteur de la barrière coulombienne qui est de l'ordre de 150 keV dans le cas du système D-D ou D-T ¹.

Les énergies cinétiques qui permettent au noyaux de vaincre la barrière coulombienne peuvent être fournies sous forme thermique en les maintenant à des températures extrêmement élevées. Le fait que chaque noyau de deutérium ou de tritium ne soit porteur que d'une unique charge (+e) a pour conséquence directe de réduire la barrière répulsive coulombienne, et c'est la

¹Toutefois même si l'énergie cinétique des particules est inférieure à 150 keV, les noyaux peuvent franchir la barrière de répulsion électrostatique par effet tunnel quantique. Mais la probabilité de cet effet décroît rapidement pour des énergies assez inférieures à la barrière.

raison pour laquelle ces noyaux ont été choisis comme combustible nucléaire.

Un mélange D-T destiné à fusionner doit être porté à une température supérieure à 100 millions de degrés Celsius [13]. A ces températures, tous les atomes de deutérium et de tritium, ont été dépouillés de leur électron et forment un plasma très chaud, mélange électriquement neutre de noyaux nus et d'électrons libres. Pour produire un plasma dont la température soit aussi élevée puis à le conserver pendant l'intervalle de temps nécessaire à l'obtention d'une réaction de fusion auto-entretenu, il est nécessaire de lui fournir une puissance estimée à 10^{15} W en une micro-seconde ce qui correspond à une énergie moyenne de 1 GJ.

Pour que le bilan d'énergie soit positif et donc que la fusion soit une source d'énergie économiquement rentable, il faut évidemment que l'énergie de fusion engendrée dans le plasma soit supérieure à celle fournie pour amorcer et entretenir les réactions de fusion thermonucléaires. La majeure partie (80%) de l'énergie libérée par la réaction de fusion est emportée par des neutrons sous forme d'énergie cinétique. Il est envisagé, dans un réacteur de fusion opérationnel, que les neutrons s'échapperaient à vitesse élevée du plasma et déposeraient leur énergie cinétique sur l'enceinte du réacteur. Une couche de fluide, par exemple du lithium qui est un bon modérateur, serait placée sur les parois de l'enceinte du réacteur. Les neutrons entreraient en collision avec les atomes de ce fluide qui les ralentiraient, transformant ainsi leur énergie cinétique en chaleur. Ce fluide circulerait ensuite dans un échangeur de chaleur où la chaleur serait transférée du fluide au courant de vapeur destiné à actionner une turbine pour produire, finalement, de l'électricité d'une façon classique.

Les particules α produites par la réaction de fusion avec une énergie cinétique de 3,5 MeV sont du fait de leur charge ralenties plus efficacement dans le plasma que les neutrons. Elles entrent en collision avec les électrons et les ions du plasma environnant et perdent leur énergie cinétique sur une distance inversement proportionnelle à la densité du plasma. Une fraction appréciable de l'énergie de fusion peut ainsi être absorbée dans le plasma ce qui est essentiel pour le maintien de la température du plasma et pour l'entretien des réactions thermonucléaires.

Dans les conditions idéales de confinement, les particules α transfèrent toute leur énergie au plasma et fournissent à ce dernier une densité de puissance donnée par (en W.cm^{-3}) :

$$P_{\alpha} = \langle \sigma_{DT} V \rangle n_D n_T Q_{\alpha} \quad (1.1)$$

où n_D et n_T sont les densités (en cm^{-3}) des ions deutérium et tritium, $\langle \sigma_{DT} V \rangle$ est le taux de réaction de fusion D-T (en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$) et $Q_{\alpha} = 3,5 \text{ MeV}$ est l'énergie cinétique de la particule α . Le taux de réaction $\langle \sigma_{DT} V \rangle$ correspond à la valeur moyenne du produit $\sigma_{DT} V$ sur la distribution de vitesse de Maxwell caractérisant le plasma, σ étant la section efficace de fusion et V la vitesse relative des particules.

Plusieurs processus de perte d'énergie interviennent dans un plasma chaud conduisant à son refroidissement. Parmi ces processus il y a le rayonnement de bremsstrahlung qui est produit lors des collisions entre les électrons et les ions. Ce rayonnement est émis principalement dans le domaine de longueur d'onde au dessous de 10 \AA . Il y a aussi la conduction thermique et convection des particules.

Outre $T \geq 10 \text{ keV}$, une seconde condition pour un plasma de fusion D-T pur d'être auto-entretenu, peut être établie à partir du bilan énergétique : l'énergie fournie au plasma par les particules α produites par la réaction D-T doit compenser l'ensemble des pertes d'énergie du plasma. En définissant un temps de confinement de l'énergie, τ_E , durant lequel la totalité de l'énergie thermique E dans chaque unité de volume du plasma :

$$E = \frac{3}{2} (n_e kT_e + n_D kT_D + n_T kT_T) \quad (1.2)$$

est perdue. Une simple équation du bilan d'énergie d'un plasma D-T dans laquelle l'énergie fournie par la particule α est supérieure à l'énergie perdue par le plasma, peut être écrite sous la forme :

$$\frac{3}{2} k \frac{(n_e T_e + n_D T_D + n_T T_T)}{\tau_E} + P_{ray} \leq P_\alpha \quad (I.3)$$

n_j et T_j sont respectivement les densités et températures des divers constituants j du plasma. En supposant que $T_e = T_D = T_T = T$ et en utilisant la relation $n_e = n_D + n_T$, exprimant la condition de quasineutralité électrique on peut réécrire l'équation (I.2) sous la forme :

$$E = 3n_e k T_e \quad (I.4)$$

et l'inégalité (I.3) devient :

$$n_e \tau_E \geq \frac{3n_e^2 k T_e}{P_\alpha - P_{ray}} \quad (I.5)$$

$$3k \frac{n_e T_e}{\tau_E} + P_{ray} \leq P_\alpha \quad (I.6)$$

où P_{ray} est la puissance rayonnée par le plasma due au bremsstrahlung électron-ion d'hydrogène.

Le choix du mélange D-T au lieu du mélange D-D comme combustible pour la fusion contrôlée est lié à deux facteurs importants : le taux de réaction et l'énergie libérée par chaque réaction. Le taux de réaction D-T est maximal pour une énergie moyenne des ions égale à 80 keV. Pour les réactions D-D, cette valeur est d'environ dix fois plus élevée; ainsi le taux de réaction est maximal pour une énergie de 1 MeV (cf. fig 1). D'autre part la réaction D-T est celle qui libère le

I.3 LES DEUX SORTES DE CONFINEMENT

A l'heure actuelle, il existe principalement deux approches distinctes pour créer et confiner, dans une région limitée de l'espace, un plasma chaud de deutérium et de tritium. Dans la première approche, le mélange D-T est chauffé par effet Joule, assisté par des processus de chauffage additionnel, à des températures de l'ordre de cent millions de degrés. Le plasma ainsi obtenu, est maintenu éloigné de toute paroi matérielle et son confinement est assuré par l'action de champs magnétiques sur les particules chargées [14].

La seconde approche de confinement est liée à l'inertie des particules. Elle consiste à faire imploser une petite cible sphérique contenant le mélange de deutérium et de tritium, en envoyant sur cette cible pendant un temps très bref et de tous côtés des faisceaux laser extrêmement puissants. Sous l'impact du choc énergétique, la cible implose et atteint en son coeur des densités prodigieuses permettant alors de déclencher la réaction de fusion. L'apport énergétique initial est assuré par des faisceaux laser de grande puissance.

I.4 LE TOKAMAK

De nombreuses configurations magnétiques ont été mises au point en laboratoire. Mais les scientifiques ont concentré leurs recherches autour de la configuration dite tokamak. Celle-ci s'est avérée la plus prometteuse et la plus rentable énergétiquement. L'approche du confinement magnétique d'un plasma thermonucléaire est basée sur le fait que le mouvement des électrons et des ions dans une direction perpendiculaire à un champ magnétique est fortement limité. En effet une particule de charge e et de masse m tourne autour d'une ligne de force du champ magnétique B , à la fréquence cyclotronique $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ (c étant la célérité de la lumière) et décrit alors une hélice axée sur cette ligne, dont le rayon ρ (le rayon de Larmor) est déterminé par la vitesse V_{\perp} de la particule transverse au champ :

$$\rho = \frac{V_{\perp}}{\omega_c} \quad (1.7)$$

il est facile que ce rayon de larmor soit très petit au regard du plasma. Par exemple, pour une température du plasma $T = 10^8$ K et un champ magnétique d'induction $B = 40$ kG, la vitesse thermique $V_{th} = (2kT/m)^{1/2}$ des ions deutérium est 10^8 cm/s et $\rho_{th} = V_{th}/\omega_c$ est alors 5 mm. Donc le confinement du plasma dans les directions transverses au champ magnétique est grosso modo assuré.

Le problème est ensuite d'assurer le confinement des particules le long des lignes de force. Ce confinement des particules peut être accompli en refermant les lignes de force sur elles-mêmes. La configuration magnétique la plus simple est alors le champ toroïdal B_ϕ créé par un solénoïde torique, dont les lignes de force sont des cercles centrés sur l'axe principal (vertical) du tore (cf. fig.2), ces cercles définissant la direction toroïdale (angle ϕ). En première approximation les particules sont obligées de suivre indéfiniment les lignes de force circulaires de la configuration.

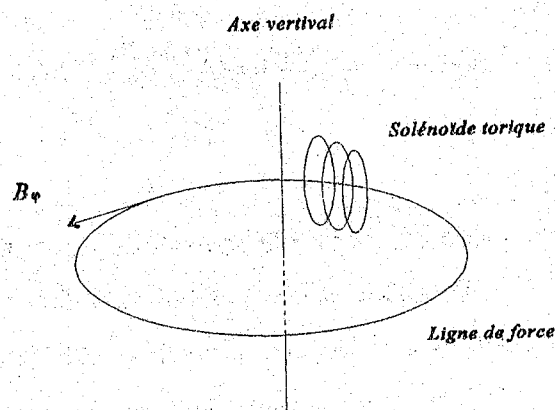


Fig. 2 : Les lignes de force circulaires du champ toroïdal

Dans une telle configuration, le confinement n'est cependant pas totalement assuré à cause d'une dérive lente mais néanmoins inacceptable, de la particule d'une ligne de force à l'autre dans la direction verticale (parallèlement à l'axe principal). Cette dérive verticale, qui est due à la

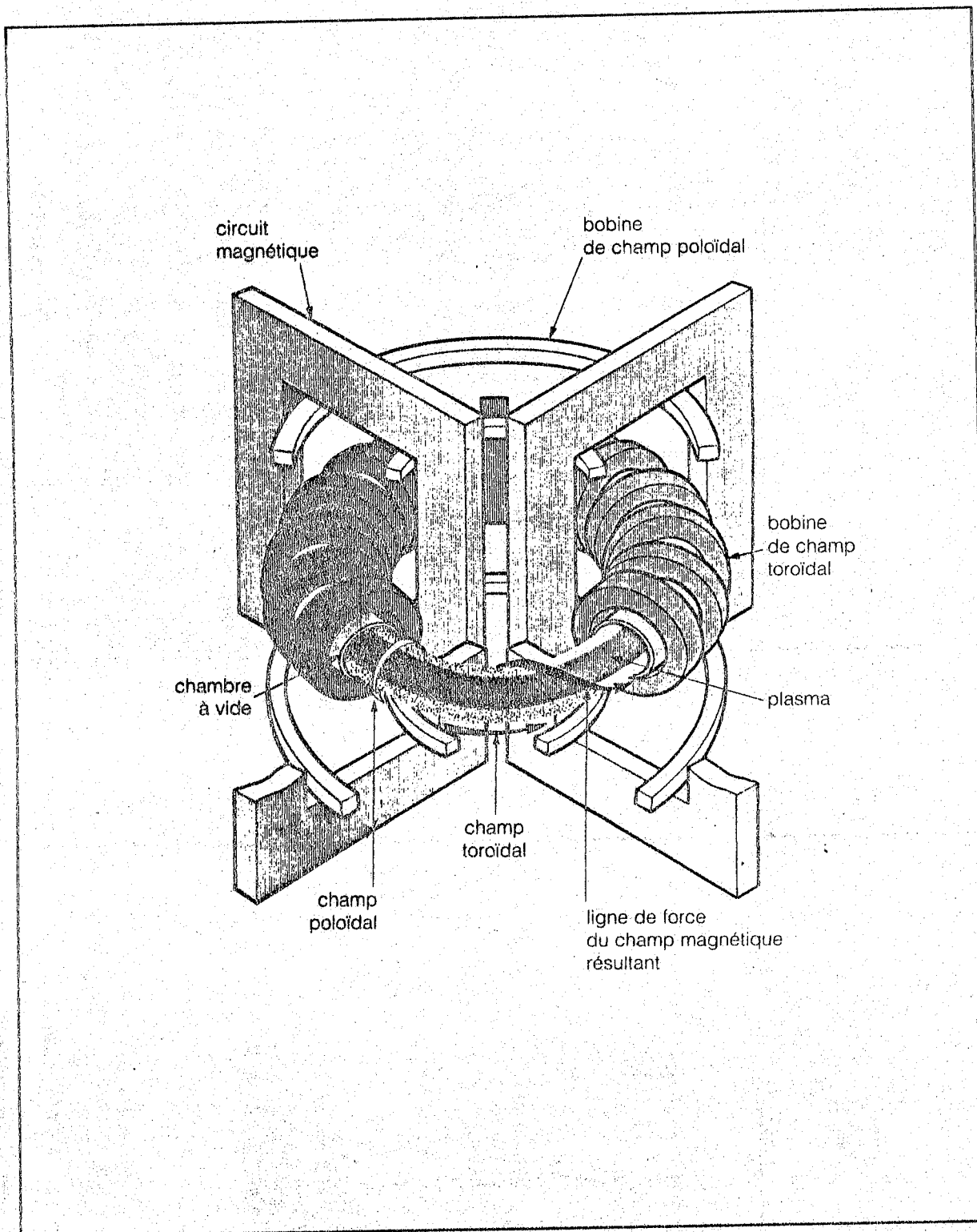


Fig. 3 : Principe du tokamak

cules chargées du plasma, mais il sert aussi, comme il a été mentionné précédemment, à les chauffer par effet résistif. Mais la résistivité du plasma et, par conséquent, l'efficacité du chauffage ohmique diminuent lorsque la température augmente. D'autre part, les températures obtenues en chauffage ohmique seul ne suffisent pas pour atteindre l'ignition, elles ne dépassent pas $20 \cdot 10^6$ K à $30 \cdot 10^6$ K. Pour s'approcher de la limite de 10^8 K fixée par le critère de Lawson pour l'amorce de la fusion, il est nécessaire de recourir à des moyens de chauffage additionnels.

Le chauffage par injection d'atomes neutres de haute énergie et par ondes radiofréquences sont les deux méthodes de chauffage auxiliaire les plus développées. Ces deux méthodes sont souvent utilisées conjointement pour jouer un rôle complémentaire au chauffage ohmique. La première méthode consiste à injecter dans le tokamak de puissants faisceaux d'atome neutres énergétiques (ayant plusieurs dizaines ou centaines de fois l'énergie moyenne des ions du plasma). Ces atomes neutres, qui sont souvent des atomes de deutérium, ne sont pas affectés par les champs magnétiques assurant le confinement du plasma et peuvent y pénétrer profondément. Ils peuvent alors s'ioniser et rester confinés suffisamment longtemps dans le plasma pour transférer leur énergie cinétique aux électrons et aux ions par l'intermédiaire des collisions coulombiennes, ce qui conduit à l'échauffement du plasma.

Dans la seconde méthode de chauffage additionnel, des ondes électromagnétiques sont injectées dans le tokamak à des fréquences caractéristiques du plasma. Trois gammes de fréquences ont été utilisées. La première gamme s'étend de 50 à 100 MHz, là la fréquence d'onde est voisine de la fréquence cyclotronique des ions (qui correspond au mouvement hélicoïdal des ions autour des lignes de champ magnétique) ou de l'une de ses harmoniques. Dans la deuxième gamme, la fréquence est de l'ordre de 1 à 3 GHz, elle est voisine de la fréquence des fluctuations de la densité des ions dans le plasma. La troisième gamme est caractérisée par une fréquence allant de 50 à 100 GHz, elle est voisine de la fréquence cyclotronique des électrons.

Ces ondes électromagnétiques sont émises par des antennes situées au niveau des parois périphériques du tore où la densité du plasma est nulle ou très faible. Le chauffage se fait par interaction résonnante de ces ondes avec les particules du plasma et la puissance émise est absor-

bée par les ions du plasma et convertie en chaleur.

Le plasma est inévitablement contaminé par des impuretés provenant des parois métalliques du tokamak, par suite de l'interaction du plasma périphérique avec ces parois. Les mécanismes de formation de ces impuretés seront exposés au chapitre II. Le rayonnement émis des impuretés, par suite de leur excitation par collisions avec les électrons, et qui fait l'objet de notre étude, constitue une cause de perte appréciable d'énergie et donc de refroidissement du plasma. Les impuretés jouent un rôle important sur la condition d'amorce de la fusion contrôlée dans un plasma de tokamak.

Dans les anciens tokamaks construits vers le début des années 70, comme TFR (Tokamak de Fontenay aux Roses, France) où le grand rayon du tore est de 1 m et le petit rayon de 20 cm, les intensités du courant induit dans le plasma atteignaient ~ 500 kA et les temps de confinement de l'énergie étaient typiquement 20-30 ms, pour une densité $n_e \approx 10^{14}$ cm $^{-3}$ et une température du plasma $T \approx 10$ à $20 \cdot 10^6$ K.

Avec la mise en service, durant la décennie 80, de cinq grands tokamaks, le JET (Joint European Torus) en Europe, le TFTR (Tokamak Fusion test Reactor) aux USA, le JT-60 (Japanese Tokamak) au Japon, Tore Supra en France et JT-15 en Russie, des progrès sensibles ont été accomplis pour s'approcher des conditions requises pour satisfaire le critère de Lawson. Ces cinq grandes machines ont permis d'améliorer considérablement les caractéristiques des plasmas obtenus (T, n, τ).

Dans le JET [15], le champ magnétique toroïdal est créé par des bobines en cuivre refroidies à l'eau, qui entourent la chambre à vide torique de grand rayon 1,75 m et de petit rayon 0,95 m. Le champ magnétique toroïdal est de 3,6 T. En utilisant le seul chauffage ohmique avec une intensité du courant toroïdal de 7 MA, le temps de confinement de l'énergie atteint 1,8 sec, valeur proche de celle nécessaire pour réaliser un plasma thermonucléaire auto-entretenu ($\tau=2$ sec). La fusion a été atteinte dans le JET avec un produit de fusion $n \cdot \tau = 3 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$ s. Les chercheurs tentent actuellement d'améliorer le produit de fusion $n \cdot \tau$ en augmentant le volume du plasma ainsi que

le courant toroïdal qui atteindra 20 MA dans le tokamak NET (Next European Torus) et 24 MA dans le tokamak ITER (International Tokamak Experimental Reactor). Les bobines du champ toroïdal, l'enceinte à vide de confinement ainsi que le plasma ont tous une forme allongée en D. Avec un choix convenable du champ toroïdal (3,45 T), cette forme en D permet de minimiser les turbulances dans le champ toroïdal. Ces turbulances peuvent être la cause de fuites de particules et donc de perte d'énergie.

1.5 PLASMAS PRODUITS PAR LASER

Dans cette approche, un faisceau laser est fractionné en plusieurs faisceaux (jusqu'à 32) d'égale intensité; l'énergie de chacun de ces faisceaux est amplifiée, puis ceux-ci sont focalisés par un dispositif optique de miroirs et de lentilles, et envoyés pendant un temps très bref, sur une cible de combustible nucléaire. Cette cible est constituée par un mélange de deutérium et de tritium introduit dans une coquille sphérique d'une centaine de microns de diamètre, faite de plastique, de verre ou d'un autre matériaux. Elle est placée juste au point de focalisation des différents faisceaux de sorte qu'elle est bombardée de façon quasi-isotrope.

Les faisceaux laser ionisent les atomes de la surface périphérique de la cible de façon presque immédiate pour former un plasma. Les rayonnements laser se propagent dans la région du plasma dont la densité est inférieure à une densité critique et déposent la majeure partie de leur énergie auprès de la surface de densité critique. Le processus d'absorption de l'énergie laser est particulièrement efficace à courtes longueur d'onde. Dans ce processus, les électrons oscillants dans le champ électrique du faisceau laser entrent en collision entre eux ainsi qu'avec les ions du plasma, cédant ainsi une partie de leur énergie au plasma sous forme de chaleur.

L'énergie laser, transformée en chaleur, est véhiculée vers l'intérieur de la cible, jusqu'à la surface d'ablation, surface frontière entre le plasma à haute température et la cible. Le plasma situé à l'extérieur de cette surface se détend radialement de façon explosive et s'éloigne de la cible avec une vitesse typique de 10^3 km/s. Une force de réaction d'intensité équivalente accélère alors vers le centre de la cible, la "paroi interne" située dans la zone d'ablation, et comprime de ce fait le

coeur de la cible. Le rayon de la sphère de combustible, ainsi comprimée, est diminué d'un facteur de 50.

Lorsque le combustible de la cible est proche de son état maximal de compression, l'énergie cinétique de la matière en implosion est transformée en chaleur et le confinement de cette chaleur dans la cible comprimée augmente la température de celle-ci. Les hautes températures (10 à 100 millions de degrés) et densité (10^{25} à 10^{26} noyaux/cm³ ce qui correspond à plus de 1000 fois la densité du solide) ainsi engendrées, sont susceptibles d'induire les réactions de fusion thermonucléaire [12].

II.1 INTERACTION DU PLASMA AVEC LES PAROIS

Le confinement magnétique n'étant pas toujours parfait, il existe une zone de gaz neutre et froid, proche des parois de l'enceinte à vide, où ont lieu des échanges d'énergie avec les ions chauds issus du plasma. Selon leur énergie, ces ions peuvent pénétrer dans la paroi matérielle et conduire à l'éjection d'atomes constituant cette paroi, causant ainsi une contamination du plasma par des impuretés.

Dans le tokamak les matériaux mis en oeuvre sont de natures diverses. Il y'a en premier lieu des matériaux de structure utilisés pour la construction de la première paroi et de la couverture extérieure de protection. Ces matériaux qui sont constitués surtout d'éléments de numéro atomique Z élevé, sont essentiellement des aciers austénitiques (acier riche en nickel et en chrome, inoxydable et non magnétique). Du côté intérieur de la première paroi il y'a des limiteurs qui sont, comme il a été cité dans le chapitre I, en contact direct avec la surface magnétique la plus extérieure. Ces limiteurs sont constitués d'éléments de numéro atomique Z faible (graphite, réfractaire...) et servent à diaphragmer le plasma en même temps que supporter la charge thermique due à l'évacuation de la puissance perdue par conduction et convection. Cette charge thermique peut atteindre 10^7 W/m^2 .

Entre la première paroi et la couverture extérieure de protection, se situe une couche dont le rôle est de générer le tritium nécessaire à la combustion. Les matériaux générateurs de tritium, qui constituent cette dernière couche sont généralement des composés solides ou liquides du lithium (cf. fig. 4) [11].

II.2 MECANISMES DE FORMATION DES IMPURETES

II.2.1 L'érosion physique

Le mécanisme le plus important de formation des impuretés est l'érosion physique où les atomes de surface des matériaux sont arrachés mécaniquement par suite de l'interaction des parti-

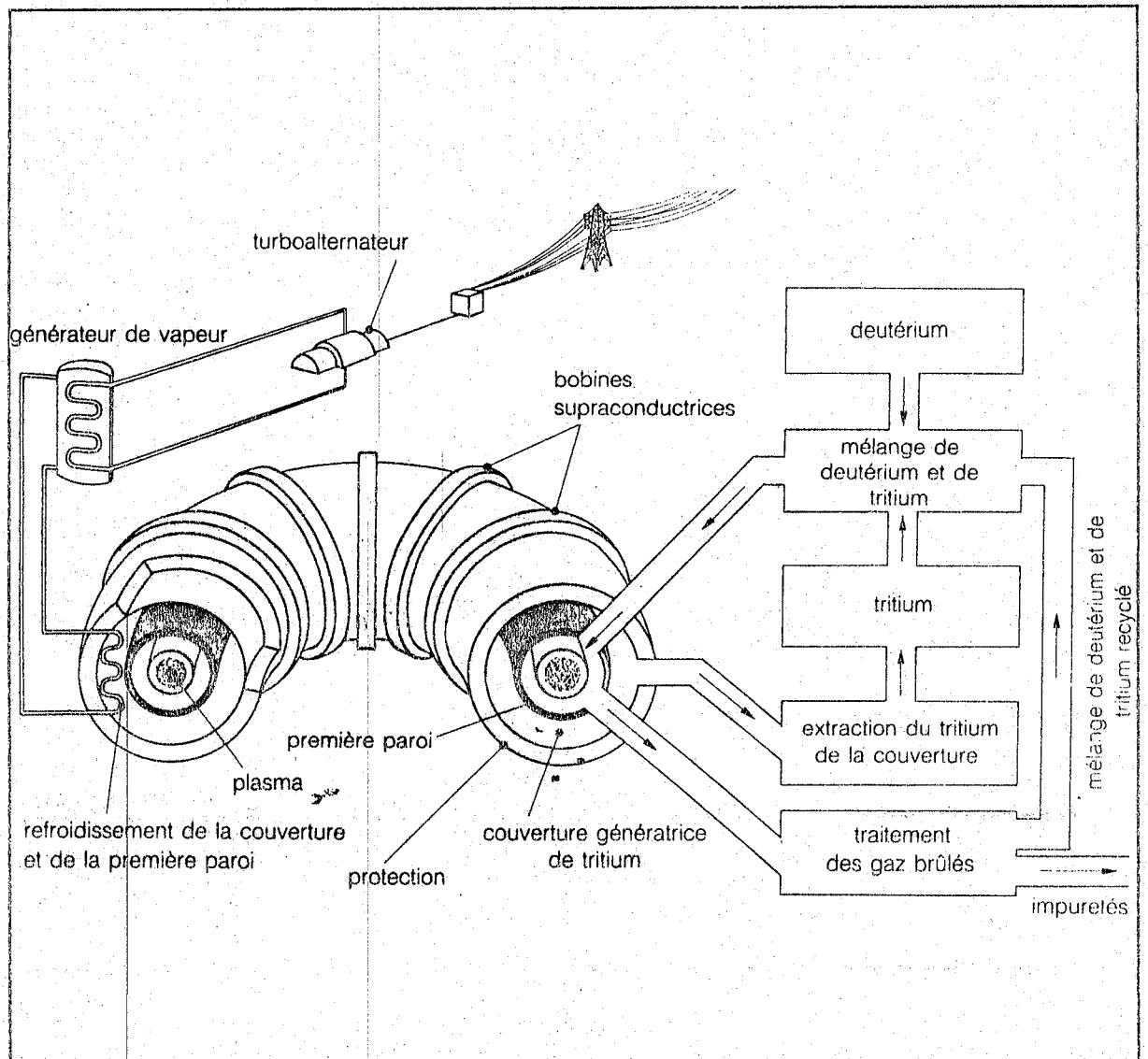


Fig.4

cules incidentes du plasma avec ces matériaux. En effet lorsque des particules rapides (neutrons, α ...) pénètrent dans un matériau métallique où les atomes sont régulièrement disposés en formant un réseau cristallin, elles entrent en collision avec certains atomes qui sont chassés de leur position normale dans le réseau. Il se produit ainsi des déplacements d'atomes en cascade. La structure cristalline est altérée et il en résulte un endommagement du matériau, mesuré en nombre moyen de déplacements atomiques. Lorsque les cascades de déplacement se produisent assez près de la surface, certains des atomes déplacés sont arrachés mécaniquement du matériau par transfert de

quantité de mouvement avec les particules incidentes. De la matière est ainsi arrachée à la surface de la première paroi. De plus les déplacements d'atomes créent des défauts dans le réseau cristallin du matériau qui peuvent modifier ses propriétés physiques et mécaniques. En particulier lorsque des pièces de structure sont soumises aux rayonnements leur volume augmente par formation de cavités, ce qui peut compromettre leur bon fonctionnement.

Les particules α et les ions de deutérium et de tritium qui pénètrent dans la première paroi sont gazeux. Ces deux derniers gaz diffusent rapidement. L'hélium au contraire qui diffuse lentement, s'accumule en formant des bulles qui grossissent et provoquent des cloques. Lorsque celles-ci atteignent une taille critique, elles se rompent en produisant de petits éclats métalliques, ce qui entraîne une érosion de la première paroi. Pour une première paroi en acier austénitique non protégée du plasma, la vitesse d'érosion pourrait au total atteindre 1 mm par an dans un réacteur de fusion.

II.2.3 La corrosion

Le deuxième mécanisme est l'érosion chimique (ou la corrosion). C'est un phénomène chimique dans lequel des ions incidents du plasma réagissent avec les atomes des parois, pour former des molécules volatiles qui se dissocient immédiatement lors de leur pénétration dans le plasma. Ainsi des atomes tels que le carbone ou l'oxygène quittent les limiteurs et pénètrent dans le plasma. Cet effet produit généralement des impuretés légères (C, N, O...).

Dans le concept du réacteur de fusion, le lithium liquide est considéré comme un bon générateur de tritium, nécessaire pour la réaction de fusion, ainsi qu'un bon modérateur. Cependant le lithium liquide a une activité chimique très forte qu'il peu corroder n'importe quel matériau de structure [16-22]. Des atomes tels que le fer, le chrome, le nickel ou le silicium peuvent être arrachés à la première paroi. Le chrome par exemple, est fixé par le lithium et l'azote, contenu dans le lithium, pour former Li_3CrN_5 [23]. Pour une première paroi en acier austénitique du type HR-1, qui a été exposée au lithium liquide à 773K pendant une durée de 1800-2400 h, le taux de perte du poids était $4,86 \cdot 10^{-9} \text{ kg/m}^2$ en moyenne [24]. Le tableau 1 présente la composition de l'acier

austénitique du type HR-1 (en %). On peut voir sur le tableau que les proportions du Chrome et du Nickel dans cet acier ne sont pas négligeables.

C	Mn	Si	S	P	Ni	Cr	Mo	Fe
0.02	1.60	0.20	0.006	0.007	14.09	16.16	2.14	65.777

Tableau 1 : Composition de l'acier austénitique du type HR-1

Un matériau générateur de tritium, autre que le lithium liquide, a été étudié dans le programme européen : c'est l'alliage $Li_{17}Pb_{83}$. Il présente une faible réactivité avec l'eau, au contraire du lithium liquide, et une conductivité thermique satisfaisante. Il ne subit pas de dommages sous irradiation et il est possible de réajuster la teneur en lithium et d'effectuer l'extraction du tritium en dehors de la couverture. De plus, il contient du plomb qui joue le rôle de multiplicateur de neutrons. Cependant, l'emploi de $Li_{17}Pb_{83}$ pose le problème de sa compatibilité avec les matériaux de structure. En raison de la solubilité importante du nickel dans cet alliage et de celles non négligeables du fer et du chrome, ce milieu est relativement agressif vis-à-vis des aciers.

Le tritium produit dans la couverture est ensuite récupéré, recyclé et mélangé au deutérium pour être réinjecté à nouveau dans le réacteur. Le recyclage du tritium n'est cependant pas parfait et il se peut que certaines des impuretés produites par corrosion, soient injectées avec le mélange D-T dans le plasma.

En bibliographie, il n'existe pas une conclusion formelle qui puisse nous permettre de dire quels constituants du réacteur, les murs ou les limiteurs, sont les majeurs sources d'impuretés métalliques. Dans une expérience effectuée sur ASDEX (1981) il a été observé que le flux des atomes de fer arrachés aux murs étaient de 30% supérieurs au flux de ces atomes arrachés aux limiteurs [25].

II.3 INFLUENCE DES IMPURETES SUR LE PLASMA

Les impuretés ainsi formées polluent le plasma soit en augmentant les pertes d'énergie, soit

en augmentant la dilution du plasma réactif. En pénétrant dans le plasma, les impuretés s'ionisent sous l'effet des collisions avec les électrons. Pour chaque degré d'ionisation de l'atome, les interactions avec les électrons libres du plasma conduisent à l'émission d'un rayonnement électromagnétique et donc à des pertes d'énergie. Ces pertes d'énergie par rayonnement sont proportionnelles à Z^n avec $2 < n < 6$, Z étant le numéro atomique des impuretés dans le plasma [26]. Or l'énergie des degrés d'ionisation des atomes augmente avec le numéro atomique Z . Ces atomes sont donc plus ou moins ionisés selon l'énergie moyenne des électrons libres du plasma, c'est à dire selon leur température.

Les atomes de numéro atomique Z élevé, comme les métaux, ne sont que partiellement ionisés lorsqu'ils parviennent au centre du plasma, et conduisent alors à d'importantes pertes par rayonnement. Ce n'est pas le cas des atomes de numéro atomique Z bas, car ils sont complètement ionisés dans la partie centrale du plasma. En revanche ils augmentent la dilution du combustible et réduisent donc le nombre de réactions D-T et , partant, la puissance de fusion.

Les impuretés jouent un rôle important dans le bilan d'énergie des plasmas de hautes températures. Le critère de lawson est basé sur la seule hypothèse que la puissance de réaction nucléaire doit être équilibrée par les pertes d'énergie, dues à la diffusion des particules et au bremsstrahlung ion d'hydrogène-électron, dans un plasma pur de deutérium et de tritium, après interruption du chauffage additionel. Les impuretés qui contribuent d'une façon significative aux pertes d'énergie, vont changer le critère de Lawson pour la température comme pour le produit $n \cdot \tau$ [27].

La particule α a une charge électrique positive ($+2e$), elle reste donc confinée dans le plasma par le même champ magnétique qui sert à confiner le plasma. Le neutron par contre, s'échappe du plasma du fait qu'il a une charge électrique nulle. C'est donc la particule α qui contribue effectivement au maintien de la température du plasma. La puissance de réaction n'est donc autre que le taux de chauffage de cette particule donné par l'équation (I.1). Pour un plasma pur de deutérium et de tritium avec 50% : 50% D-T, on a avec la condition de quasi-neutralité du plasma la condition suivante :

$$n_D = n_T = \frac{1}{2} n_e \quad (\text{II.1})$$

l'équation (I.1) devient :

$$P_\alpha = \langle \sigma_{DT} V \rangle \frac{1}{4} n_e^2 Q_\alpha \quad (\text{II.2})$$

Si on se place dans le cas d'un plasma stationnaire et homogène, les pertes d'énergie sont dues presque seulement au bremsstrahlung ion d'hydrogène-électron (on néglige la diffusion des particules dans le plasma ainsi que la recombinaison radiative des ions d'hydrogène). On aura donc:

$$\langle \sigma_{DT} V \rangle \frac{1}{4} n_e^2 Q_\alpha = R^B(T_e) n_e^2 \quad (\text{II.3})$$

où R^B représente le taux de réaction libre-libre (bremsstrahlung) ion d'hydrogène-électron, qui ne dépend que de la température électronique T_e . Il est égal à $b\sqrt{T_e}$, où $b = 5,337 \cdot 10^{-9} \text{ W/cm}^3 \text{ keV}^{1/2}$. En supposant que $T_e = T_{ion} = T$, l'équation (II.3) devient :

$$\langle \sigma_{DT} V \rangle \frac{1}{4} n_e^2 Q_\alpha = R^B(T) n_e^2 \quad (\text{II.4})$$

Le taux de réaction nucléaire $\langle \sigma_{DT} V \rangle$ ne dépend aussi que de T . L'équation (II.4) représente la condition d'ignition d'un plasma pur de deutérium et de tritium pour lequel les pertes sont dues seulement au bremsstrahlung. Les densités se simplifient dans l'équation (II.4), celle-ci donne donc la condition sur la température minimale requise pour l'ignition, pourvu que le plasma soit stationnaire et homogène. On obtient : $kT = 4.2 \text{ keV}$ (cf. fig.5).

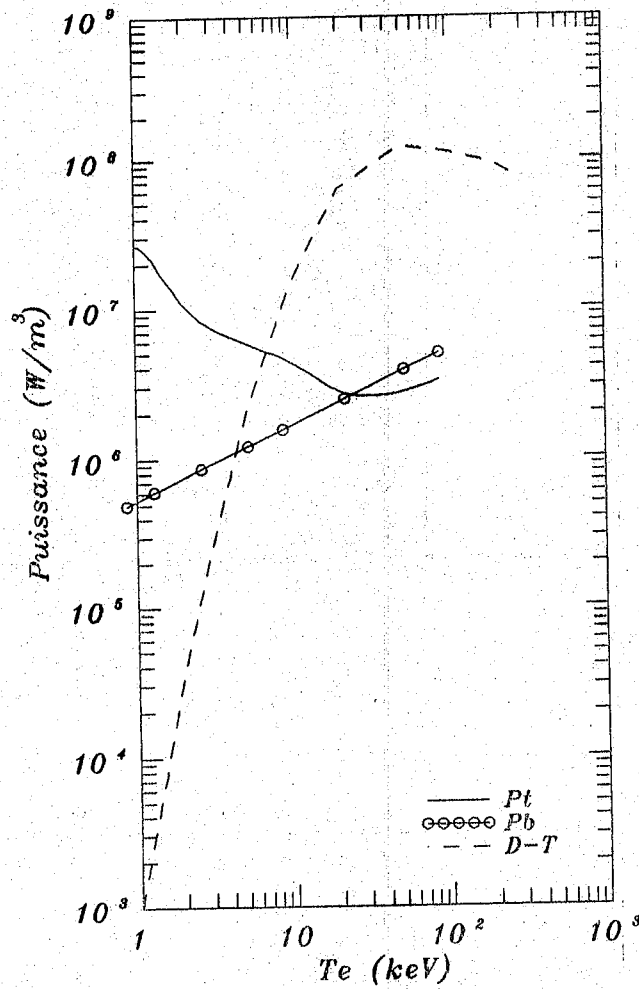
La présence d'impuretés dans le plasma, augmente les pertes d'énergie. La condition d'igni-

tion (II.4) s'écrit alors :

$$\langle \sigma_{DT} V \rangle n_D n_T Q_\alpha = R^B(T_e) n_e (n_D + n_T) + R_{\text{impuretés}} \quad (\text{II.5})$$

où $R_{\text{impuretés}}$ représente le taux de perte d'énergie dues aux impuretés. Cette équation définit la température minimale requise pour l'ignition en présence d'impuretés.

La figure (5) montre le taux de perte d'énergie en présence de 0,1% de fer dans un plasma homogène et stationnaire, de densité électronique $n_D = n_T = \frac{n_e}{2} = 5.10^{14} \text{ cm}^{-3}$. On voit que la température d'ignition augmente de 4.2 keV à 8 keV. Le taux de réaction D-T est pris de la référence [14]. La méthode de calcul du taux de pertes d'énergie dues aux ions de fer sera exposée au chapitre III. En présence du chauffage additionnel, les pertes d'énergie par rayonnement, dues aux impuretés, sont partiellement compensées par cet apport énergétique extérieur. Dans ce cas, la condition d'ignition peut être "relaxée".



Condition d'ignition d'un plasma thermonucléaire de D-T homogène et stationnaire de densité $n_d=n_t=n_e/2=5.E+14 \text{ cm}^{-3}$, dans le cas où il est pur et dans le cas où il contient 0.1% de Fe.

Fig.5

CHAPITRE III

EMISSION DE RAYONNEMENT PAR LES PLASMAS DE TOKAMAK

III.1 PROCESSUS ATOMIQUES DANS LES PLASMAS CHAUDS

III.1.1 Introduction

III.1.2 Les différents types de rayonnement

III.2 MECANISMES D'EMISSION DE RAYONNEMENT

III.2.1 L'excitation par impact d'électron

III.2.2 La recombinaison diélectronique

III.2.3 La recombinaison radiative

III.2.4 L'ionisation

III.3 TAUX DE REACTION

III.3.1 Taux d'excitation par impact d'électron

III.3.2 Taux de recombinaison diélectronique

III.4 DISTRIBUTION DES ETATS DE CHARGE, MODELE CORONAL

III.5 DIFFUSION D'UNE PARTICULE PAR UN POTENTIEL CENTRAL

III.5.1 Introduction

III.5.2 Section efficace et matrice de diffusion

III.5.3 Méthode de détermination des forces de collision utilisées : Approximation Distorted Wave

III.1 PROCESSUS ATOMIQUES DANS LES PLASMAS DE TOKAMAK

III.1.1 Introduction

Les plasmas émettent dans tout le spectre électromagnétique. Lorsque la température électronique T_e croît, les degrés de charge des ions lourds contenus dans le plasma augmentent et le maximum du spectre d'émission se décale vers les courtes longueurs d'onde. Aux températures électroniques situées entre 10^6 et 10^8 K (ou pour une énergie qui varie entre 0,1 et 10 keV) l'émission se situe principalement dans le domaine des rayons X-mous (1 - 100 Å) [28].

Quand des électrons et des ions sont confinés dans un volume fini de l'espace, des processus variés de collision se produisent de par les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion. Le plasma considéré est suffisamment dilué, la densité électronique est d'environ 10^{14} à 10^{15} cm⁻³, celle des ions autres que l'hélium est nettement plus faible ($\sim 1/1000^e$) pour que l'approximation de la collision binaire qui consiste à réduire l'interaction à plusieurs corps entre les particules du plasma en une interaction isolée entre une paire de particules, peut être considérée comme valable. Dans cette approximation le temps de collision est très inférieur au temps moyen qui sépare deux collisions consécutives de sorte que les collisions peuvent être traitées comme indépendantes les unes des autres.

Pour les plasmas dont la température excède le million de degrés et dont la densité électronique ne dépasse pas 10^{15} cm⁻³, les processus de collision électron-ion sont les mécanismes les plus importants pour la production de rayonnement. Les collisions entre les ions jouent un rôle très peu important à cause de la répulsion coulombienne. Le bremsstrahlung électron-électron n'intervient sensiblement que dans le domaine des très fortes températures. L'interaction électron-ion est le plus fréquent et le plus important mécanisme de production de rayonnement, il peut aboutir à l'excitation ou l'ionisation de la cible, mais aussi à la capture de l'électron incident donnant lieu aux processus d'autoionisation ou de recombinaison diélectronique ou radiative.

Le rayonnement total résulte de la superposition de tous ces processus radiatifs dont l'impor-

tance relative dépend de la fréquence, de la température et des densités de particules [29-33]. On se limitera ici aux plasmas chauds ($10^6 \text{ K} \leq T_e \leq 10^8 \text{ K}$), peu denses ($n_e \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) et optiquement minces, pour lesquels le rayonnement s'échappe librement, c'est à dire que tous les photons émis quittent le plasma sans être réabsorbés. De tels plasmas peuvent être rencontrés en laboratoires dans les tokamaks, et dans l'univers notamment au niveau de la couronne solaire.

III.1.2 Les différents types de rayonnement

L'émission de rayonnement X par les plasmas chauds consiste en un rayonnement continu et un rayonnement discret. Le rayonnement continu se compose du rayonnement de bremsstrahlung (ou de freinage) et de la recombinaison radiative. Le rayonnement discret correspond à une multitude de raies de longueurs d'ondes bien définies, dues à des transitions entre les niveaux des ions. Le rayonnement de raies est en général dominant dans les plasmas de la couronne solaire et les plasmas produits dans les tokamaks actuels.

Dans ces plasmas, l'excitation des ions positifs par impact d'électrons est responsable de l'émission de presque toutes les raies spectrales. Dans le domaine des rayons X, un autre type de raies peut être observé, ce sont les raies satellites produites durant le processus de recombinaison électron-ion. Une troisième interaction électron-ion peut jouer un rôle important dans la modélisation des plasmas : il s'agit de l'ionisation par impact d'électrons [34]. Cependant les méthodes utilisées pour calculer les sections efficaces d'ionisation sont semi-empiriques et moins précises que celles employées dans l'étude des autres processus électroniques déjà mentionnés. Les contributions du rayonnement de bremsstrahlung et de la recombinaison radiative ne deviennent importantes qu'aux très hautes températures ($T_e \geq 10^8 \text{ K}$ pour le fer).

Le rayonnement de freinage est émis lorsqu'un électron libre, en s'approchant de près d'un ion, subit une décélération dans le champ électrique de l'ion. Les électrons liés de l'ion ne sont pas perturbés lors de son interaction avec l'électron libre. Un électron d'énergie de plusieurs keV émettra un photon d'énergie comparable, et l'assemblée d'électrons et ions du plasma émettront un spectre continu de rayonnement. Ce spectre présente les propriétés caractéristiques suivantes. La

$$E_j + e_j = E_i + e_i$$

L'état excité ainsi formé peut se désexciter suivant deux mécanismes. Le premier mécanisme est la désexcitation collisionnelle où l'ion revient à un état stable et libère l'excédent d'énergie au profit d'un autre électron collisionnel, qui est diffusé par la suite :



Dans le deuxième mécanisme de désexcitation, l'ion émet spontanément, lors de la transition de l'état excité j vers un état inférieur k , une raie dont la fréquence est proportionnelle à la différence d'énergie entre ces deux états. Ce mécanisme peut être décrit par :



avec $h\nu = E_k - E_j$, E_k étant l'énergie du niveau k .

III.2.2 La recombinaison diélectronique [32,37,38]

La recombinaison diélectronique est un processus de recombinaison électron-ion. Ce processus qui se produit en deux étapes donne naissance à l'émission des raies satellites. La première étape est une capture diélectronique où un ion $A^{+z} (i)$, de charge z initialement dans l'état i , capture un électron libre dans une sous-couche (n) pour former l'ion $A^{+(z-1)} (j,n)$ dans l'état doublement excité (j,n) :



Cet état doublement excité (j,n) ainsi formé est instable puisqu'il est situé au-dessus de la limite d'ionisation de l'ion recombinaison. Il peut se désexciter suivant deux modes. Dans le premier mode

de désexcitation, l'état doublement excité peut revenir par autoionisation à un état inférieur k avec émission d'un électron dans le continu, ce qui donne naissance à une résonance dans la section efficace de diffusion. L'autoionisation est l'inverse du processus de capture diélectronique:



Le second mode de désexcitation est une émission spontanée d'une raie à partir de l'état doublement excité (j, nl) vers un état situé au-dessous de la limite d'ionisation de l'ion $A^{+(z-1)}$:



Généralement, c'est l'état j qui contribue à la stabilisation radiative, l'électron de la sous-couche (nl) étant seulement un "spectateur". La recombinaison diélectronique ne s'établit que si l'ion se désexcite suivant le deuxième mode, c'est à dire par émission radiative spontanée. Ce processus n'existe pas pour les ions nus pour former des ions hydrogénoïdes, puisqu'il exige la présence d'au moins un électron lié.

La recombinaison diélectronique a été longtemps ignorée par les astrophysiciens, son rôle avait été jugé comme étant sans importance et le seul mécanisme de recombinaison pris en compte était la recombinaison radiative. L'appréciation de l'importance de ce processus est apparue lorsque Burgess [39] s'est livré à éclaircir les désaccords significatifs entre les températures de la couronne solaire déduites de la théorie de l'équilibre d'ionisation n'incluant pas la recombinaison diélectronique et les températures déterminées à partir des mesures des largeurs des raies spectrales, dues à l'effet thermique Doppler. Les mesures des largeurs Doppler des raies impliquaient des températures nettement plus hautes que celles trouvées théoriquement en ne tenant compte que de la recombinaison radiative. Ceci pouvait suggérer que le coefficient de taux de recombinaison était trop petit et que, par conséquent, un autre processus de recombinaison avait été négligé.

Les études qui ont été effectuées par la suite ont montré que de tous les processus de recombinaison, la recombinaison diélectronique est celle qui est dominante dans les plasmas de tokamak. Elle joue un rôle prépondérant dans la détermination de l'équilibre d'ionisation d'un plasma chaud peu dense. Les autres mécanismes de recombinaison, à savoir la recombinaison radiative et la recombinaison triple, étant négligeables dans le domaine des fortes températures. De plus la recombinaison triple est insignifiante dans le cas d'un plasma peu dense.

II.2.3 La recombinaison radiative [32,37,38]

Dans le cas de la recombinaison radiative, un électron libre d'énergie E en s'approchant d'un ion A^{+z} (i), est capturé par celui-ci dans une de ses sous-couches vacantes. L'excédent d'énergie résultant de la capture de l'électron libre est directement transformé en l'émission d'un photon :



L'énergie du photon émis est alors :

$$h\nu = E + \chi_{z-1}^j$$

où χ_{z-1}^j représente le potentiel d'ionisation de l'ion recombéné. Ce processus correspond à l'inverse de la photoionisation.

III.2.4 L'ionisation par impact d'électrons [32,36,40,41]

L'ionisation des ions par impact d'électrons correspond au processus suivant :



Le processus inverse est appelé recombinaison triple; il implique la capture d'un électron par un ion avec diffusion simultanée du second électron. Le processus d'ionisation de la sous-couche la plus externe ne donne lieu à aucune émission de rayonnement.

Si l'énergie cinétique de l'électron de collision est suffisamment grande, l'extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion peut avoir lieu. Ce processus d'ionisation peut alors contribuer à l'émission des raies de résonance (produites par excitation collisionnelle) et des raies satellites (produites par recombinaison diélectronique). Par exemple, l'ionisation de la sous-couche interne $1s$ des ions lithumoides, initialement dans leur état fondamental, produit des ions héliumoides excités



et contribue de cette façon à l'intensité de la raie interdite due à la transition dipolaire magnétique $1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ émise par les ions à deux électrons. Dans les plasmas non thermiques dans lesquels existe une fraction de quelques pour cent d'électrons accélérés à des énergies $E \gg kT_e$, l'ionisation de couche interne peut fournir une contribution à l'intensité de cette raie aussi importante que l'excitation.

III.3 TAUX DE REACTION

III.3.1 Taux d'excitation par impact d'électrons

L'excitation des ions positifs par impact d'électrons est caractérisée par une section efficace d'excitation $Q(i \rightarrow j)$ ayant la dimension d'une surface. La probabilité de transition $i \rightarrow j$, par unité de temps est donnée par : $n_e C(i \rightarrow j)$ où n_e est la densité électronique et $C(i \rightarrow j)$ est le taux d'excitation par impact d'électron; il exprime la fréquence avec laquelle les électrons libres du plasma induisent la transition $i \rightarrow j$ [42]. Ce taux d'excitation est déterminé par la section efficace

d'excitation Q moyennée sur une distribution d'énergie $F(E)$ des électrons incidents [42-47] :

$$C(i \rightarrow j) = \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} V Q(i \rightarrow j) F(E) dE \quad (\text{III.1})$$

où V est la vitesse des électrons et ΔE_{ij} est l'énergie du seuil d'excitation. Généralement les plasmas de fusion sont caractérisés par une distribution d'énergie $F(E)$ Maxwellienne, des électrons libres, alors :

$$F(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi} kT_e} \left(\frac{E}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) \quad (\text{III.2})$$

avec :

$$\int_0^{\infty} F(E) dE = 1 \quad (\text{III.3})$$

k est la constante de Boltzmann et E est l'énergie cinétique des électrons incidents ($E = mV^2/2$). Il est souvent plus convenable d'utiliser la force de collision Ω plutôt que la section efficace Q . La force de collision est par définition le rapport de deux surfaces : la section efficace d'excitation et le carré d'une longueur d'onde de de Broglie, appropriée du mouvement relatif [42] :

$$\Omega_{ij} = \frac{4\pi \omega_i}{\lambda_i^2} Q(i \rightarrow j) \quad (\text{III.4})$$

cette grandeur est donc sans dimension; ω_i est le poids statistique de l'état initial i , il est égal à $(2J+1)$ si on considère la structure fine ou $(2L+1)(2S+1)$ pour un terme LS. Pour l'excitation des ions par impact d'électron, on peut considérer que la cible est fortement massive, le mouvement

relatif est donc réduit au mouvement des électrons incidents. Par conséquent la longueur d'onde de de Broglie λ est liée au nombre d'onde de l'électron incident k par la relation : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, et la relation qui lie la force de collision à la section efficace d'excitation devient donc :

$$Q(i \rightarrow j) = \frac{\pi \Omega_{ij}}{\omega_i k_i^2} \quad (\text{III.5})$$

avec, en unités atomiques, $E = \frac{k_i^2}{2}$, où E est l'énergie cinétique de l'électron incident².

En substituant les équations (III.2) et (III.5) dans l'équation (III.1), on obtient l'expression suivante du taux d'excitation collisionnelle ($C_{ij} = C(i \rightarrow j)$, en cm^3/s) :

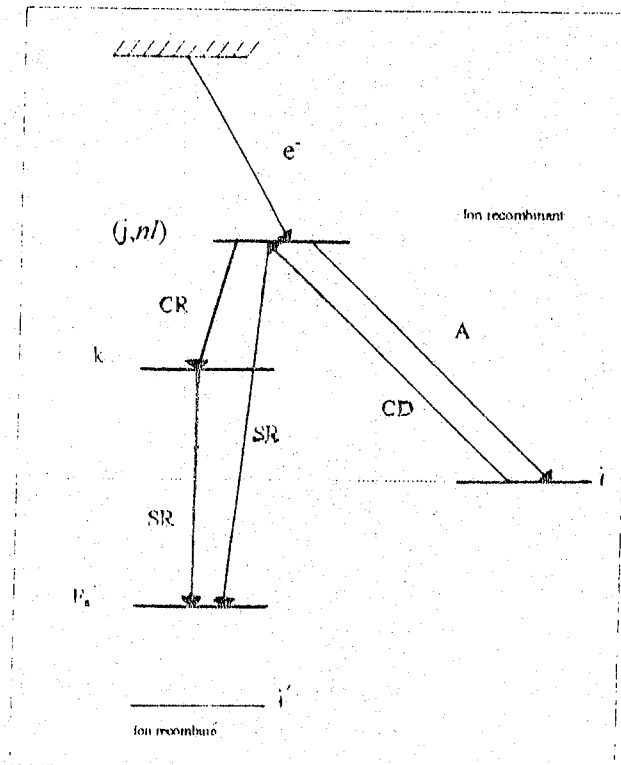
$$C_{ij}(T_e) = \frac{8,63 \cdot 10^{-6}}{\omega_i T_e^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e} \right) \int_1^\infty \Omega_{ij} \exp\left(-\varepsilon \frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) d\varepsilon \quad (\text{III.6})$$

avec T_e (dans le terme $T_e^{1/2}$) exprimée en K et $\varepsilon = \frac{E}{\Delta E_{ij}}$ est l'énergie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation.

III.3.2 Taux de recombinaison diélectronique

L'illustration du processus de recombinaison diélectronique est donnée dans le schéma suivant :

²Lorsque la section efficace est exprimée en unités de πa_0^2 , le facteur π n'apparaît pas dans l'équation (III.5)



où

- i (i') est l'état fondamental de l'ion recombinant (recombiné)
- j et k sont des états doublement excités de l'ion recombiné
- F_s est un état non-autoionisant ou simplement excité de l'ion recombiné

Pour calculer le taux de recombinaison diélectronique, on commence par écrire les équations des populations cinétiques des différents états qui contribuent à ce processus [48,49]. Soit N_i la population de l'état fondamental i de l'ion recombinant A^{+z} , N_j celle des états doublement excités (j, nl) , N_{F_s} celle des états non-autoionisants de l'ion $A^{+(z-1)}$, et R_{ab} le coefficient taux de la transition du niveau a vers le niveau b . Alors :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_k N_k R_{ki} - N_i \sum_k R_{ik} \tag{III.7}$$

$$\frac{dN_j}{dt} = N_i R_{ij} - N_j (R_{ji} + \sum_s R_{jF_s} + \sum_k R_{jk}) + \sum_k N_k R_{kj} \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{dN_{F_s}}{dt} = \sum_k N_k R_{kF_s} \quad (\text{III.9})$$

La population N_j de l'état fondamental de l'ion A^{+z} est supposée constante, et les populations des niveaux non-autoionisants de l'ion $A^{+(z-1)}$ sont supposées initialement nulles. L'équation (III.8) peut être résolue en posant $dN_j/dt = 0$, on aura alors :

$$N_j = \frac{N_i \gamma_j^{Cd} + \sum_k N_k R_{kj}}{\gamma_j^A + \gamma_j^R + \sum_k R_{jk}} \quad (\text{III.10})$$

où $\gamma_j^R = R_{jF_s}$ est le taux de stabilisation radiative, $\gamma_j^{Cd} = R_{ij}$ est le taux de capture diélectronique, il est directement lié à la probabilité d'autoionisation $\gamma_j^A = R_{ji}$ du niveau j vers l'état fondamental i de l'ion recombinant A^{+z} par le principe de microréversibilité. Les deux sommations sur les niveaux k représentent des cascades radiatives entre les niveaux doublement excités. En supposant que les électrons du plasma ont une distribution d'énergie Maxwellienne à la température T_e , on a donc :

$$\gamma_j^{Cd}(T_e) = \frac{h^3 n_e}{(2\pi m T_e)^{3/2}} \frac{\omega_j \gamma_j^A}{2\omega_i} \exp\left(\frac{-\Delta E_j}{T_e}\right) \quad (\text{III.11})$$

où ω_j et ω_f sont les poids statistiques de l'état doublement excité j et de l'état fondamental de l'ion A^{+z} respectivement, E_j et E_f sont les énergies de l'état doublement excité j et de l'état fondamental de l'ion A^{+z} respectivement, $\Delta E_j = E_j - E_f$, n_e est la densité électronique, m est la masse de l'électron et h est la constante de Planck. Le taux de stabilisation radiative γ_j^R de l'état doublement excité j vers les états non-autoionisants est donné par :

$$\gamma_j^R = \sum_k R_{jfk} \quad (\text{III.12})$$

le taux de recombinaison diélectronique est ensuite donné par le flux de population à partir des états doublement excités vers les états non-autoionisants de l'ion $A^{+(z-1)}$:

$$\gamma^{RD} = \sum_j N_j \gamma_j^R \quad (\text{III.13})$$

En substituant les équations (III.10) et (III.11) dans l'équation (III.13), on obtient l'expression suivante pour le taux de recombinaison diélectronique :

$$\gamma^{RD} = \sum_j \frac{\gamma_j^R}{\gamma_j^A + \gamma_j^R + \sum_k R_{jk}} \left[\sum_k N_k R_{kj} + \frac{h^3 n_e N_i}{(2\pi m T_e)^{3/2}} \frac{\omega_j \gamma_j^A}{2\omega_f} \exp\left(\frac{-\Delta E_j}{T_e}\right) \right] \quad (\text{III.14})$$

Si on néglige les termes de cascades radiatives entre les niveaux doublement excités, l'expression (III.14) devient :

$$\gamma^{RD} = N_i n_e \frac{4\pi^{3/2} a_0^3}{T_e^{3/2} \omega_f} \sum_j \omega_j \frac{\gamma_j^A \gamma_j^R}{\gamma_j^A + \gamma_j^R} \exp\left(\frac{-\Delta E_j}{T_e}\right) \quad (\text{III.15})$$

où ΔE_j et T_e sont en unité de Ry et a_0 est le rayon de Bohr.

III.4 DISTRIBUTION DES ETATS DE CHARGE, MODEL CORONAL

Les plasmas sont constitués d'éléments majoritaires tels que les électrons et les protons, et d'éléments minoritaires tels que l'hydrogène atomique et les atomes et ions lourds. Les densités des éléments majoritaires, dans le cas qui nous intéresse sont tellement faibles qu'on ne peut pas appliquer le concept de l'équilibre thermodynamique même local [32]. Les processus qui existent dans le plasma ne sont plus inverses l'un de l'autre dans le sens du bilan détaillé et, en première majeure simplification, on peut négliger les collisions entre les éléments minoritaires (collisions ion-ion ou ion-atome). Ces collisions sont très peu fréquentes comparées aux collisions impliquant les éléments majoritaires (collisions électron-électron ou électron-ion). Les processus dominants sont tels que l'augmentation de l'énergie interne d'un ion résulte d'un processus de collision, alors que la transition à un niveau d'énergie inférieur se fait principalement par émission radiative spontanée.

Les pertes d'énergie d'un plasma chaud de faible densité électronique confiné du type tokamak, sont souvent interprétées sur la base du modèle dit "coronal" [50]. Dans ce modèle l'excitation et l'ionisation sont exclusivement dues aux collisions électron-ion, où l'ion est considéré dans son état fondamental; celui-ci est le seul à être appréciablement peuplé. En d'autres termes, la collision des électrons libres du plasma avec les ions dans leurs états excités sont négligeables, de même pour la collision avec les photons. Par contre la désexcitation des niveaux excités se fait, comme il a été indiqué précédemment, par émission radiative spontanée. Ces deux processus c'est à dire l'excitation par impact d'électrons et la désexcitation radiative, ne sont pas inversés dans le sens du bilan détaillé et ne peuvent donc pas donner naissance à des distributions de population en équilibre thermodynamique même local.

L'interprétation du rayonnement émis des plasmas de tokamak, nécessite la connaissance de la distribution des états de charge des ions contenus dans le plasma, c'est à dire la distribution des ions sur les différents états d'ionisation. Ceci requiert en principe la résolution d'un système comp-

lexe d'équations, décrivant le peuplement et le dépeuplement des niveaux d'un ion donné par les processus décrits dans la section III.2. Dans l'approximation du modèle coronal, il y a un équilibre entre l'ionisation collisionnelle et la recombinaison.

III.5 DIFFUSION D'UNE PARTICULE PAR UN POTENTIEL CENTRAL

III.5.1 Introduction

Considérons la collision d'un faisceau incident de particules de type (1) avec une cible de particules de type (2) présentant un potentiel à symétrie sphérique. Dans le cas général, on assiste à une réaction du type $(1) + (2) \rightarrow (3) + (4) + (5)$.

On parle de diffusion des particules (1) par le potentiel sphérique des particules (2) lorsque l'état final est constitué des mêmes particules (1) et (2) que l'état initial. La diffusion est dite élastique lorsque l'état interne d'aucune particule ne change lors de la collision.

Dans les plasmas considérés, les particules (1) sont des électrons et les particules (2) sont des ions impurétés. Le mouvement des ions peut être négligé, ceux-ci sont vus comme pratiquement immobiles par rapport à la rapidité des électrons.

III.5.2 Section efficace et matrice de diffusion [51-53]

Considérons la collision d'un électron avec un ion à N électrons et de charge nucléaire z initialement dans l'état $\phi_i(N)$. La théorie décrivant la diffusion d'un électron par un ion nécessite le traitement des N électrons de la cible et des $(N+1)$ électrons du système de diffusion.

Avant la collision, quand l'électron et l'ion sont suffisamment loin l'un de l'autre, l'interaction électron-ion est très faible et la fonction d'onde décrivant le système combiné électron-ion peut être exprimée sous forme du produit :

$$\phi_j(N) \theta_j(N+1) \tag{III.16}$$

où $\theta_j(N+1)$ est la fonction d'onde de l'électron incident, qui est le produit de sa fonction de Coulomb et de sa fonction de spin : $|\vec{k}_j > \delta(m_s | \sigma_{N+1})$.

Après la collision, quand l'électron et l'ion cessent d'interagir appréciablement, l'ion peut être laissé dans l'état $\phi_j(N)$ et l'énergie de l'électron diffusé modifiée suivant le principe de conservation de l'énergie totale.

Il est impossible de décrire l'état de l'ion seul, par un vecteur d'état. L'état du système combiné électron-ion peut être représenté par un développement sur la base des états propres de l'ion :

$$\Psi_j(N+1) \underset{r_{N+1} \rightarrow \infty}{\sim} \sum_i \phi_i(N) \theta_{ij} \tag{III.17}$$

$$\text{où : } \theta_{ij} = \delta(m_s | \sigma_{N+1}) [|\vec{k}_j > \delta_{ij} + f_{ij}(\vartheta_p, \varphi_p) \frac{e^{i\xi_i}}{r_{N+1}}] \tag{III.18}$$

$$\text{avec : } \xi_i = k_i r_{N+1} + \frac{z}{k_i} \text{Log}(2k_i r_{N+1}),$$

$z = Z - N$ étant la charge de l'ion et i désignant l'ensemble des nombres quantiques qui définissent l'état du système après la collision. La direction des électrons diffusés est repérée par les angles polaires (ϑ_p, φ_p) , $f_{ij}(\vartheta_p, \varphi_p)$ est l'amplitude de probabilité de trouver l'ion dans l'état ϕ_i et simultanément l'électron du continuum dans l'état $|\vec{k}_i, m_s >$, elle est encore appelée amplitude de diffusion.

Soit n le nombre des électrons incidents par unité de volume. La forme $f_{ij}(\vartheta_p, \varphi_p) \frac{e^{i\xi_i}}{r_{N+1}}$ de l'onde divergente est imposée par la condition de constance du flux de particules. La probabilité pour que l'ion diffusé traverse par unité de temps l'élément de surface $ds = r_{N+1}^2 d\Omega$, $d\Omega$ étant

l'élément d'angle solide, est égale à :

$$nV_i r_{N+1}^{-2} |f_{ij}(\vartheta, \rho, \varphi)|^2 ds = nV_i |f_{ij}(\vartheta, \rho, \varphi)|^2 d\Omega \quad (\text{III.19})$$

La section efficace différentielle de diffusion est définie comme étant le rapport du nombre de particules diffusées par unité de temps dans $d\Omega$ au nombre de particules incidentes par unité de temps, et par unité de surface :

$$d\sigma(\vartheta, \rho, \varphi) = \frac{nV_i |f_{ij}(\vartheta, \rho, \varphi)|^2 d\Omega}{nV_j} = \frac{k_i}{k_j} |f_{ij}(\vartheta, \rho, \varphi)|^2 d\Omega \quad (\text{III.20})$$

La section efficace totale de diffusion est ensuite donnée par intégration de l'équation (III.20) :

$$\sigma_{ij} = \frac{k_i}{k_j} \int |f_{ij}(\vartheta, \rho, \varphi)|^2 d\Omega \quad (\text{III.21})$$

Le calcul de la section efficace et par conséquent celui de la force de collision, revient au calcul de l'amplitude de diffusion. En admettant que la fonction d'onde asymptotique de l'électron incident peut être séparée en partie radiale, angulaire et de spin, on peut écrire :

$$\Psi_{j(N+1)} \underset{r_{N+1} \rightarrow \infty}{\sim} \sum_i \phi_i(N) \delta(m_i, m_{N+1}) Y_{l_i}^{m_i}(\vartheta, \rho, \varphi) \frac{F_{ij}(r_{N+1})}{r_{N+1}} \quad (\text{III.22})$$

Cette fonction satisfait l'équation de Schroödinger :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta - E_l + V(r_{N+1})\right] \theta_{ij}(r_{N+1}) = 0 \quad (\text{III.23})$$

où Δ est le Laplacien qui peut être écrit dans le système de coordonnées sphériques polaires r, ϑ et φ sous la forme :

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (\text{III.24})$$

la somme des deux derniers termes multipliée par $-\hbar^2 r^2$, où \hbar est la constante de Planck, nous donne le carré du moment angulaire orbital L . Le Laplacien peut encore s'écrire :

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} - \frac{L^2}{r^2 \hbar^2} \quad (\text{III.25})$$

θ_{ij} est fonction propre de L^2 . En effet on a :

$$L^2 Y_l^{m_l}(\vartheta, \varphi) = l(l+1)\hbar^2 Y_l^{m_l}(\vartheta, \varphi) \quad (\text{III.26})$$

Les fonctions F_{ij} obéissent donc à l'équation différentielle suivante:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_l(l_l+1)}{r_{N+1}^2} \right] + V(r_{N+1}) - E_l \quad F_{ij}(r_{N+1}) = 0 \quad (\text{III.27})$$

soit, en unités atomiques ($e = m = \hbar = 1$, $E_l = \frac{k_l^2}{2}$):

$$\left[\frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_i(l_i+1)}{r_{N+1}^2} + 2V(r_{N+1}) + k_i^2 \right] F_{ij}(r_{N+1}) = 0 \quad (\text{III.28})$$

L'électron collisionnel "voit" le potentiel créé par l'ensemble des charges électroniques et nucléaires de l'ion cible, le potentiel $V(r)$ est donc égal asymptotiquement à $\frac{z}{r_{N+1}}$. Les fonctions $F_{ij}(r_{N+1})$ dans le développement (III.22) (donc pour r_{N+1} grand), satisfont les équations radiales de Coulomb

$$\left[\frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_i(l_i+1)}{r_{N+1}^2} + \frac{2z}{r_{N+1}} + k_i^2 \right] F_{ij}(r_{N+1}) = 0 \quad (\text{III.29})$$

Les solutions de cette équation sont les fonctions hypergéométriques confluentes, régulière f et irrégulière g avec les formes asymptotiques :

$$\begin{aligned} f_{k_i l_i}(r) &\underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{\sqrt{k_i}} \sin(\eta_i) \\ g_{k_i l_i}(r) &\underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{\sqrt{k_i}} \cos(\eta_i) \end{aligned} \quad (\text{III.30})$$

avec :

$$\eta_i = k_i r_{N+1} - \frac{l_i \pi}{2} + \frac{z}{k_i} \text{Log}(2k_i r_{N+1}) + \sigma_{l_i} \quad (\text{III.31})$$

où $\sigma_{l_i} = \text{arg} \Gamma(l_i + 1 - \frac{iz}{k_i})$ est le déphasage Coulombien dépendant du moment angulaire orbital l_i , $\Gamma(u)$ étant la fonction gamma. Une solution générale $F_{ij}(r_{N+1})$ peut être exprimée

asymptotiquement comme une combinaison linéaire des fonctions f et g , on choisit habituellement:

$$F_{ij}(r_{N+1}) \underset{r_{N+1} \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{\sqrt{k_i}} [\sin(\eta_j) \delta_{ij} + \cos(\eta_j) R_{ij}] \quad (\text{III.32})$$

R_{ij} est un élément de la matrice de réactance qui est symétrique et réelle. L'utilisation des fonctions radiales réelles données dans (III.32) est commode dans les applications numériques. Dans la recherche de l'expression analytique de l'amplitude de diffusion, il est plus adéquat de réécrire l'équation (III.32), sous la forme :

$$F_{ij}(r_{N+1}) \underset{r_{N+1} \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{\sqrt{k_i}} (-2i \sin(\eta_j) \delta_{ij} - e^{i\eta_j} (\delta_{ij} - S_{ij})) \quad (\text{III.33})$$

S_{ij} est un élément de la matrice de diffusion. La matrice de diffusion S est reliée à la matrice de réactance R par

$$S = \frac{1+iR}{1-iR} \quad (\text{III.34})$$

Pour trouver la relation entre la section efficace et la matrice de diffusion, il faut séparer la fonction d'onde asymptotique donnée par l'équation (III.22), après substitution de F_{ij} par son expression dans l'équation (III.33), en une partie représentant l'expression asymptotique de l'onde coulombienne :

$$|\vec{k}_j\rangle \underset{r_{N+1} \rightarrow \infty}{\sim} \sum_{l_j, m_{l_j}} i^{l_j} e^{-i\sigma_{l_j}} \frac{4\pi \sin(\eta_j)}{k_j r_{N+1}} Y_{l_j}^{m_{l_j}*}(\vartheta_j, \varphi_j) Y_{l_j}^{m_{l_j}}(\hat{r}) \quad (\text{III.35})$$

et une partie sphérique. On aura l'expression de l'amplitude de diffusion en égalisant par la suite les coefficients de $\frac{e^{ik_j r_{N+1}}}{r_{N+1}}$:

$$f_{ij}(\vartheta, \rho, \varphi) = \sum_{l_i m_i, l_j m_j} \frac{4\pi i^{l_j - l_i}}{\sqrt{k_i k_j}} e^{i(\sigma_i - \sigma_j)} Y_{l_j}^{m_j*}(\vartheta, \rho, \varphi) Y_{l_i}^{m_i}(\vartheta, \rho, \varphi) (\delta_{ij} - S_{ij}) \quad (\text{III.36})$$

On définit une autre matrice appelée matrice de transition qui est reliée aux matrices R et S par les relations :

$$T = 1 - S = \frac{-2iR}{1 - iR} \quad (\text{III.37})$$

où 1 est la matrice unité. La section efficace totale pour l'excitation de l'ion cible de l'état j vers l'état i est ensuite obtenue en remplaçant l'amplitude de diffusion par son expression en fonction des éléments de la matrice de transition dans l'équation (III.21). Cette section efficace totale s'obtient en moyennant sur les états initiaux possibles de spin ($m_{ij} = \pm 1/2$) de l'électron incident et en sommant sur tous les états finaux possibles de spin ($m_{ji} = \pm 1/2$) de l'électron diffusé. On trouve alors :

$$\sigma_{ij} = \frac{\pi}{2k_j^2} \sum_{l_i m_i} \sum_{l_j m_j} \sum_{l_i' m_i'} i^{l_j - l_j'} e^{i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l_j'})} \sqrt{(2l_j + 1)(2l_j' + 1)} T_{\gamma_i l_i} T_{\gamma_j l_j'}^* \quad (\text{III.38})$$

avec γ_i et γ_j représentant l'ensemble des nombres quantiques l_i, m_i, m_{ij} et l_j, m_j, m_{ij} , respectivement.

III.5.3 Méthode de calcul des forces de collision utilisées, approximation Distorted Wave [34]

Le calcul des sections efficaces revient, selon la formule (III.36), au calcul de la matrice de diffusion. Cette matrice est déterminée en vertu de (III.33), par la forme asymptotique des fonctions radiales $F_j(r_{N+1})$. La section efficace d'excitation est reliée à la force de collision par la relation (III.5).

Plusieurs méthodes ont été élaborées pour le calcul de la matrice de transition. Pour les ions fortement chargés tels que les ions $Fe^{+22} - Fe^{+25}$, l'approximation Distorted Wave, avec des corrections relativistes ajoutées à l'Hamiltonien non relativiste, a fourni d'excellents résultats. Cette méthode consiste à négliger tout couplage entre les états du système total de diffusion. La fonction d'onde pour le système à (N+1) électrons, se réduit à :

$$\Psi_j(N+1) \underset{r_{N+1} \rightarrow \infty}{\sim} \Phi_j(N) \delta(m_s | \sigma_{N+1}) Y_{l_j}^{m_j}(\theta_j, \varphi_j) \frac{F_j(r_{N+1})}{r_{N+1}} \quad (III.38)$$

Les équations radiales se réduisent alors à une seule équation différentielle :

$$\left(\frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_k(l_k+1)}{r_{N+1}^2} + V_k(r_{N+1}) + k_k^2 \right) F_k(r_{N+1}) = 0 \quad (III.39)$$

le potentiel $V_k(r_{N+1})$ est le potentiel central du type Thomas-Fermi-Dirac décrivant l'ensemble de l'effet attractif du noyau et la répulsion moyenne des électrons de la cible. Ce potentiel remplit les conditions aux limites suivantes :

CHAPITRE IV

CALCUL DE LA PUISSANCE RAYONNEE PAR UN PLASMA DE TOKAMAK

IV.1 RAYONNEMENT DÙ A L'EXCITATION COLLISIONNELLE

IV.1.1 Paramétrisation des forces de collision

IV.1.2 Calcul du taux d'excitation collisionnelle

IV.1.3 Calcul des pertes d'énergie dues à l'excitation collisionnelle

IV.1.4 Résultats et discussion

IV.2 RAYONNEMENT DÙ A LA RECOMBINAISON DIELECTRONIQUE

IV.2.1 Méthode de détermination du taux de recombinaison diélectronique

IV.2.2 Calcul des pertes d'énergie dues à la recombinaison diélectronique

IV.2.3 Résultats et discussion

IV.3 RAYONNEMENT DÙ AU BREMSSTRAHLUNG

IV.1 RAYONNEMENT DÛ À L'EXCITATION COLLISIONNELLE

IV.1.1 Paramétrisation des forces de collision

Il est convenable de paramétriser les forces de collision suivant des fonctions analytiques de ϵ , où ϵ est l'énergie incidente des électrons rapportée au seuil d'excitation. Ces fonctions seront intégrées sur la distribution d'énergie, supposée Maxwellienne, des électrons libres du plasma pour obtenir le taux d'excitation collisionnelle. Une paramétrisation de la forme:

$$\Omega(\epsilon) = c_0 + \sum_{n=1}^4 c_n e^{-n\alpha\epsilon} + \frac{c_5}{\epsilon} + \frac{c_6}{\epsilon^2} + c_7 \text{Ln}(\epsilon) \quad (\text{IV.1})$$

a été largement utilisée pour le fitting des forces de collision ne présentant pas des résonances. Nous avons utilisé cette formule pour paramétriser les forces de collision pour des transitions dans les ions de fer Fe^{+25} (séquence isoélectronique de H) - Fe^{+22} (séquence isoélectronique de Be). Les différents coefficients c_i ($i = 0-7$) et α de la paramétrisation ont été déterminés au moyen de l'approximation au sens des moindres carrés exposée dans l'Appendice A. Une fois le programme établi, on règle la valeur du coefficient α de façon à avoir une erreur relative inférieure à 1% entre la force de collision calculée et celle prise dans la réf. [54]. Pour les ions Fe^{+22} , nous avons adopté les forces de collision calculées par Bhatia et Mason [55,56] et qui sont recommandées par Berrington [57]. Dans l'appendice B, nous présentons les tableaux donnant nos résultats des coefficients c_0 à c_7 de la paramétrisation.

Nous avons tenu compte d'un nombre important de transitions aussi bien permises qu'interdite (dipôle et quadrupôle magnétiques) pour chaque état d'ionisation. Pour l'ion Fe^{+25} , les transitions considérées sont $1s \rightarrow nl$, où $n \leq 4$ et $l \leq 3$. Pour l'ion Fe^{+24} , nous avons tenu compte, en plus des transitions $1s^2 \rightarrow 1s2l$ qui ont été largement exploitées, des transitions $1s^2 \rightarrow 1s3l$. Ces transitions fournissent une contribution aussi importante que les premières transitions, mais elles ont été négligées dans les travaux passés vu le manque de données atomiques fiables [58]. Dans l'ion Fe^{+23} , l'excitation de couche interne joue un rôle très important dans le mécanisme de

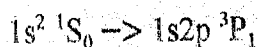
perte d'énergie. La contribution de l'excitation de la couche 2s vers les couches $n'l$ avec $n \leq 4$ et $l \leq 3$ n'est cependant pas négligeable. Nous avons tenu compte de l'excitation suivante de la couche interne 1s : $1s^2 2s \rightarrow 1s 2s 2p$. L'ion Fe^{+22} comporte beaucoup plus de transitions que les autres ions. L'excitation de couche interne est aussi importante que l'excitation de la couche la plus extérieure. Nous avons tenu compte des transitions $1s^2 2s^2 \rightarrow 1s^2 2s 3l$ ainsi que de la transition $1s^2 2s^2 \rightarrow 1s 2s^2 2p$ produite par excitation de couche interne.

La forme générale (IV.1) de la paramétrisation ne peut être appliquée telle qu'elle est à toutes les transitions, car il faut tenir compte de la forme de la force de collision correspondante. Les transitions ont été classées sous quatre types selon qu'elles sont permises ou interdites. On distingue :

- Les transitions du type 0 : ce sont les transitions dipolaires optiquement permises, pour lesquelles $\Delta l = 1$, $\Delta s = 0$ et $\Delta J = 0$ ou 1 , la force de collision correspondante augmente d'une manière logarithmique. On pose alors $c_5 = c_6 = 0$.

- Les transitions du type 1 : ce sont les transitions pour lesquelles $\Delta l = 0, 2$ ou 3 , $\Delta s = 0$ et la parité qui ne change pas entre l'état initial et l'état final. La force de collision correspondante augmente vers une constante proche du coefficient c_0 , elle peut être approximée en posant $c_5 = c_6 = c_7 = 0$.

- Les transitions du type 2 : ce sont les transitions pour lesquelles $\Delta l = 1$, $\Delta s \neq 0$ et $\Delta J = 1$, la force de collision de cette transition est mélangée avec la force de collision d'une transition dipolaire optiquement permise (du type 0) à cause des effets relativistes. Ces effets sont importants pour les ions fortement chargés. Dans ce cas la force de collision de la transition $(\alpha L S, J) \rightarrow I$ est mélangée avec celle de la transition $(\alpha L' S', J) \rightarrow I$. L'exemple suivant peut nous montrer l'importance des effets relativistes : dans le formalisme relativiste, la transition



peut prendre place comme une transition électrique dipolaire, qui est une transition permise, parce qu'on peut présenter l'état " 3P_1 " comme :

$$\Psi("1s 2p \ ^3P_1") = a \Psi(1s 2p \ ^3P_1) + \sqrt{1-a^2} \Psi(1s 2p \ ^1P_1).$$

- Les transitions du type 3 : ce sont les transitions pour lesquelles on a soit les parités de l'état initial et final qui sont égales, soit $\Delta J \neq 1$ avec $\Delta s \neq 0$, la force de collision dans ce cas tend vers 0 alors $c_7 = 0$.

IV.1.2 Calcul du taux d'excitation collisionnelle

Nous avons construit un programme que nous avons appelé "TEXC" qui calcule le taux d'excitation collisionnelle en exploitant l'expression de la force de collision qui peut être déterminée par la méthode décrite dans la section IV.1.1. Ce programme est basé sur la méthode d'intégration de Simpson qui a donné de bons résultats (organigramme page 56).

IV.1.3 Calcul des pertes d'énergie dues à l'excitation collisionnelle

Soit n_z la densité de l'ion de charge z . La densité de puissance P_i (W.cm^{-3}) émise par suite de l'excitation collisionnelle de cet ion est donnée par :

$$P_i = 1,6 \cdot 10^{-19} n_e n_z \sum_{j,k} B_{jk} C_{ij} \Delta E_{jk} \quad (\text{IV.2})$$

où la somme sur j et k porte sur tous les états excités, l'état k peut aussi être l'état fondamental i de l'ion, B_{jk} est le rapport de branchement de l'état excité j vers k , C_{ij} est le taux d'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental i et ΔE_{jk} est l'énergie de la transition $j \rightarrow k$ exprimée en eV.

Début

Lecture des données

ΔE_{IJ} : Seuil d'excitation pour la transition $I \rightarrow J$
 $\epsilon(i)$: Energie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation
 $\Omega(i)$: Force de collision

Paramétrisation de la force de collision

$$\Omega^{app}(i) = c_0 + \sum_{l=1}^4 C_L e^{-L\alpha\epsilon(i)} + \frac{C_5}{\epsilon(i)} + \frac{C_6}{\epsilon^2(i)} + C_7 \ln(\epsilon(i)) = \sum_{k=0}^N C_k f_k(\epsilon(i))$$

Détermination des paramètres C_k par la méthode des moindres carrés

- Calcul des éléments de la matrice A

$$A_{jk} = \sum_{i=1}^M f_k(\epsilon(i)) \cdot f_j(\epsilon(i)) \quad j, k = 0, N$$

- Calcul des éléments de la matrice B

$$B_k = \sum_{i=1}^M \Omega(i) \cdot f_k(\epsilon(i)) \quad k = 0, N$$

- Résoudre le système $AC=B$

Calcul d'erreur

$$err = \left| \Omega(i) - \Omega^{app}(i) \right| / \Omega(i)$$

$err \leq 1\%$

Non

Changer le paramètre α

OUI

Calcul de taux d'excitation collisionnelle

$$C_{II}(T_e) = \frac{8.63 \cdot 10^{-6}}{\omega_I \sqrt{T_e}} \left(\frac{\Delta E_{IJ}}{kT_e} \right) \int_1^{\infty} \Omega_{II} e^{-\epsilon \frac{\Delta E_{IJ}}{kT_e}} d\epsilon$$

FIN

L'abondance fractionnelle f_z qui est fonction de la température, est liée aux densités ioniques par la relation :

$$f_z = \frac{n_z}{\sum_z n_z} = \frac{n_z}{n_{imp}} \quad (\text{IV.3})$$

La densité de l'ion de charge z est alors donnée par :

$$n_z = f_z n_{imp} \quad (\text{IV.4})$$

L'équation (IV.2) devient donc (W/cm^3) :

$$P_l = 1,6 \cdot 10^{-19} n_e n_{imp} \sum_{j,k} B_{jk} f_z C_{ij} \Delta E_{jk} \quad (\text{IV.5})$$

Or tous les états excités se stabilisent principalement par émission radiative spontanée vers l'état fondamental (directement ou indirectement via les cascades radiatives), leurs dépeuplements par transition collisionnelle étant négligeables (modèle coronal). Les rapports de branchement B_{jk} se réduisent donc à l'unité. L'équation (IV.5) s'écrit donc (W/cm^3) :

$$P_l = 1,6 \cdot 10^{-19} n_e n_{imp} \sum_j f_z C_{ij} \Delta E_{ji} \quad (\text{IV.6})$$

Nous allons calculer la puissance rayonnée par excitation collisionnelle des ions impurétés de fer dans le cas général d'un plasma de faibles densités électronique n_e et ionique n_{imp} .

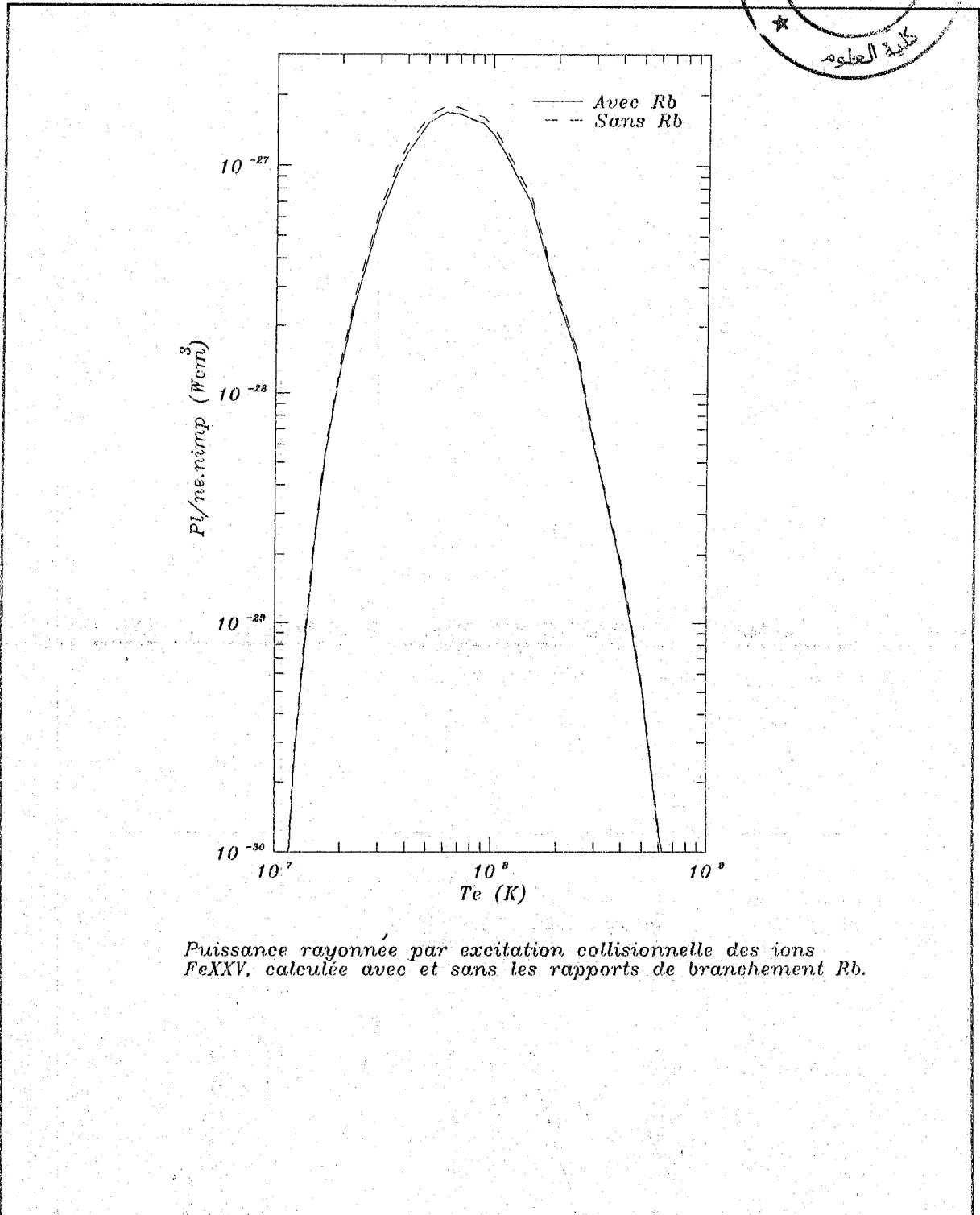
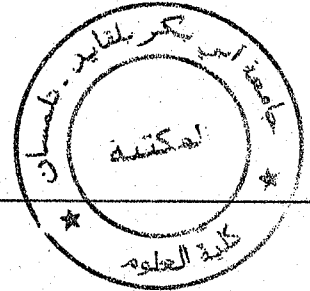
IV.1.4 Résultats et discussion

Pour vérifier la validité de l'approximation utilisée dans l'équation IV.6, nous avons calculé la densité de puissance rayonnée par excitation collisionnelle des ions Fe^{+24} , pris comme exemple, en utilisant l'expression (IV.5) (avec les rapports de branchement indiqués dans la référence [59]), puis l'expression (IV.6) (sans les rapports de branchement). Les résultats de nos calculs sont reportés sur la figure (6).

On peut constater une faible différence entre les résultats des deux calculs, notamment pour les températures inférieures à $2 \cdot 10^7$ K. La différence relative ne dépasse pas 7,6% et reste négligeable pour les autres températures. On a donc choisi d'appliquer cette approximation pour les autres degrés d'ionisation.

Nous avons calculé la densité de puissance rayonnée par suite de l'excitation collisionnelle des ions de fer à 1, 2, 3 et 4 électrons ($\text{Fe}^{+25} - \text{Fe}^{+22}$), dans la gamme de température [$10^7 - 10^9$ K] en considérant les abondances fractionnelles évaluées par Shull à l'équilibre d'ionisation-recombinaison [60]. Les résultats donnés sous forme de courbes sont présentés sur la figure (7). On voit à partir de ces courbes, que la puissance rayonnée par un ion de charge z augmente avec la température pour atteindre un maximum, puis diminue. La densité de puissance totale P_r , sommée sur les quatre états de charge d'ion et exprimée en $\text{W} \cdot \text{cm}^3$ est une fonction décroissante de la température.

Le maximum atteint par P_r à $T_e \approx 1,2 \cdot 10^7$ K est associé à celui des ions Fe^{+22} . A partir de ce maximum nous remarquons une diminution assez brusque de P_r jusqu'à $T_e \approx 3 \cdot 10^7$ K. L'énergie moyenne correspondante à cette température est supérieure au potentiel d'ionisation des ions lithumoides Fe^{+23} (égale à 2,045 keV) et, de ce fait, pour $T_e \geq 3 \cdot 10^7$ K, la majorité des ions sont dans l'état héliumuide Fe^{+24} . La densité de puissance P_r décrit par la suite un "palier" jusqu'à $T_e \approx 1 \cdot 10^8$ K. Ceci est dû à la grande stabilité de l'état fondamental des ions héliumoides, $1s^2$, dont le potentiel d'ionisation est égale à 8,83 keV (soit plus de quatre fois plus celui des ions lithumoides). Le potentiel d'ionisation des ions hydrogénéoides correspond à une température



Puissance rayonnée par excitation collisionnelle des ions FeXXV, calculée avec et sans les rapports de branchement Rb.

Fig. 6

qui est égale à $1,076 \cdot 10^8$ K. Au-delà de la température de $2 \cdot 10^8$ K, presque tous les ions de fer sont dans l'état Fe^{+25} . De ce fait la densité de puissance diminue avec celle des ions Fe^{+25} .

Nous avons établi en figure 8 une comparaison entre les résultats de nos calculs et ceux déjà effectués par un groupe de chercheurs du Los Alamos Scientific Laboratory de l'université de Californie [7] concernant les pertes d'énergie dues à l'excitation collisionnelle des ions de fer. Leurs calculs avaient été réalisés pour la gamme de températures $9 \cdot 10^6$ - $1 \cdot 10^8$ K en négligeant les abondances fractionnelles qui sont inférieures à 1% et en considérant les ions de fer Fe^{+25} à Fe^{+16} .

Nous remarquons une différence relativement grande entre les résultats des deux calculs pour les faibles températures. Cette différence qui est de l'ordre du double à $T_e \approx 10^7$ K, est due au fait que les résultats présentés dans la référence 7 impliquent des ions que nous n'avons pas considérés : Fe^{+21} - Fe^{+16} . Le calcul effectué par Shull [60] montre que l'abondance fractionnelle de ces ions est inférieure à 20% lorsque $T_e \leq 2 \cdot 10^7$ K. D'autres part, les transitions considérées dans la référence 7 étaient celles pour lesquelles le nombre quantique principal de l'électron actif ne changeait pas ou changeait d'une unité $\Delta n = 0, 1$. Dans nos travaux nous avons incli, en plus de ces transitions, les transitions pour lesquelles $\Delta n = 2$ et 3. De là on peut conclure que la contribution des transitions pour lesquelles $\Delta n \geq 1$ peut être importante dans le domaine des hautes températures. Cependant dans le domaine des très hautes températures, nous pouvons dire d'après le graphe que les résultats des deux calculs vont se confondre.

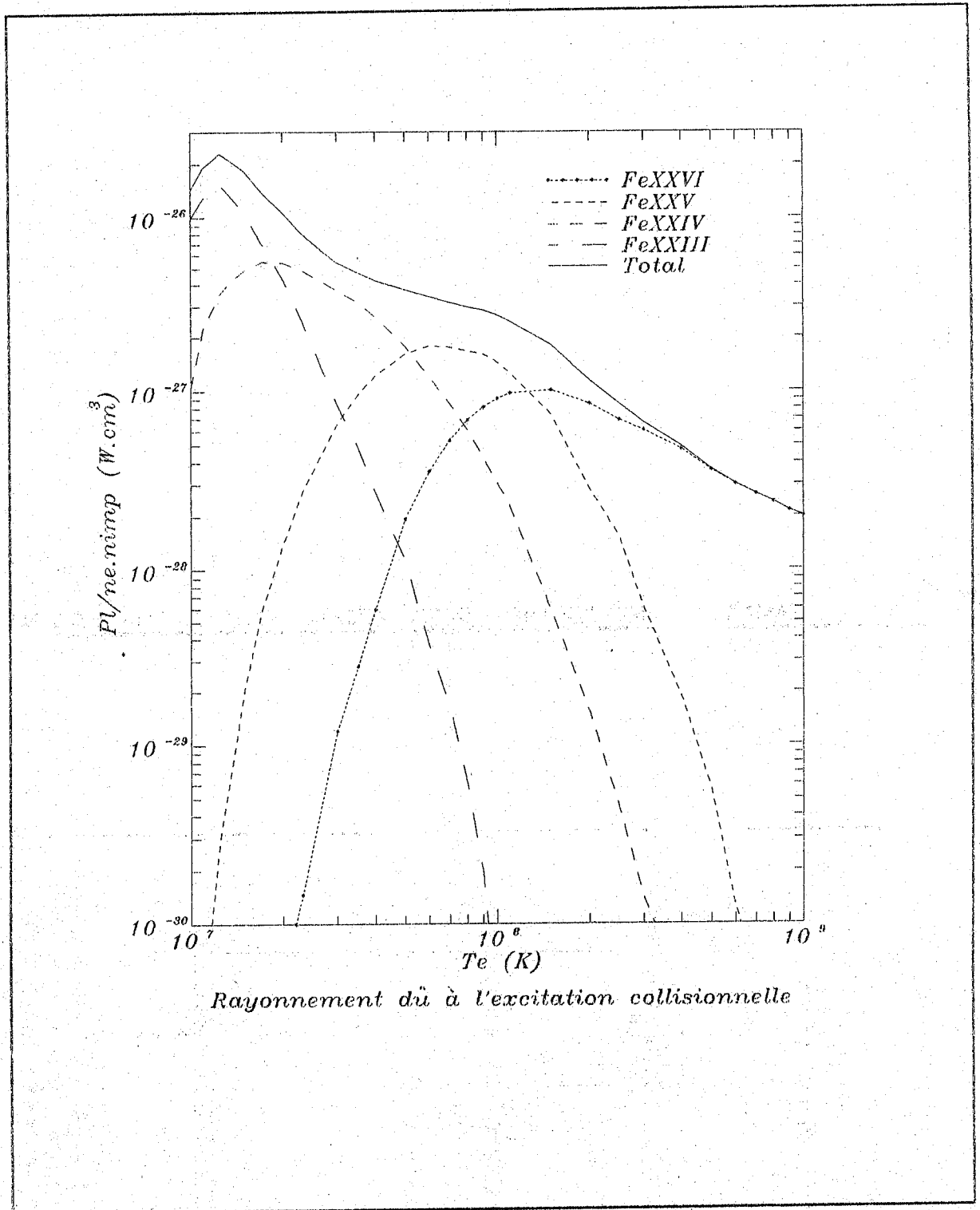


Fig. 7

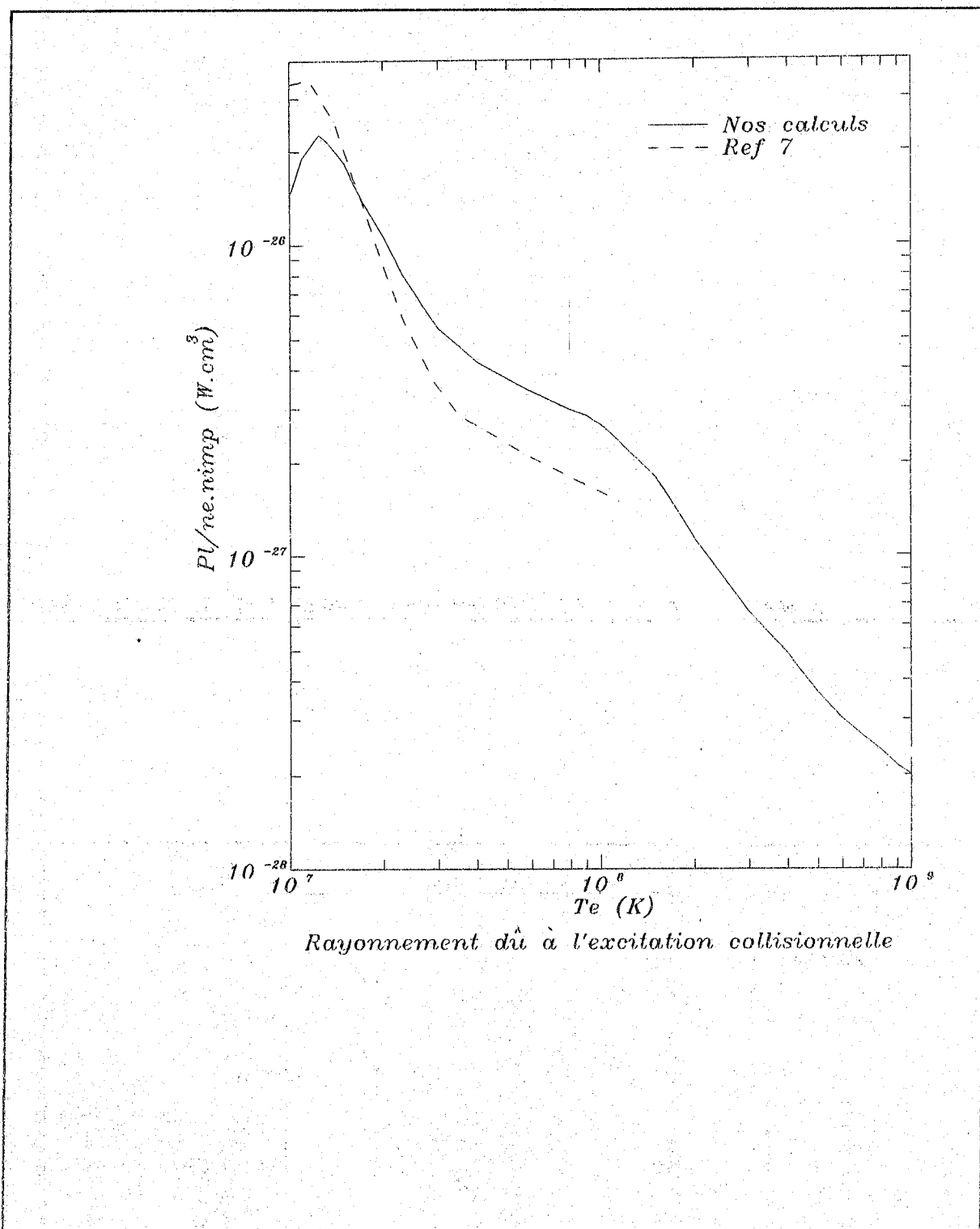


Fig. 8

IV.2 RAYONNEMENT DÙ A LA RECOMBINAISON DIELECTRONIQUE

IV.2.1 Méthode de détermination du taux de recombinaison diélectronique

Le taux de recombinaison diélectronique est obtenu en effectuant une somme sur tous les niveaux doublement excité de l'ion recombinaison, ce qui rend le calcul lourd. Nilsen [48,49] a établi un modèle pour le calcul du taux de recombinaison diélectronique donné par l'équation (III.14) (c'est à dire en tenant compte des cascades radiatives entre les niveaux doublement excités). Ce modèle est basé sur le fait que la recombinaison diélectronique se produit à travers un seul pseudo-niveau doublement excité dont l'énergie est la moyenne des énergies de tous les niveaux doublement excités impliqués. Le taux de recombinaison diélectronique peut être donné par l'expression suivante :

$$\gamma^{RD} = \exp(c) \gamma_{\max}^{RD} x^{-c} \exp\left(-\frac{c}{x}\right) \quad (\text{IV.7})$$

où : $x = c \frac{T_e}{\bar{E}}$, T_e est la température électronique et \bar{E} est l'énergie du pseudo-niveau doublement excité. Cette énergie est liée à la température \bar{T}_e , pour laquelle $\gamma^{RD} = \gamma_{\max}^{RD}$, par la relation $\bar{T}_e = \frac{\bar{E}}{c}$, c étant une constante. Les résultats que Nilsen a obtenu pour les ions Fe^{+25} et Fe^{+24} , sont présentés dans le tableau 2.

ion	Fe^{+25}	Fe^{+24}
\bar{T}_e (K)	$4,248 \cdot 10^7$	$4,172 \cdot 10^7$
γ_{\max}^{RD} (cm^3/s)	$3,781 \cdot 10^{-13}$	$5,830 \cdot 10^{-13}$
c	1,5	1,5

Tableau 2 : Résultats de paramétrisation du taux de recombinaison diélectronique des ions Fe^{+24} et Fe^{+25} .

Pour les ions $Fe^{+23} - Fe^{+21}$, nous avons construit un programme qui, à partir des données de \bar{T}_e et γ_{max}^{RD} , calcule γ^{RD} pour différentes températures. Nous faisons varier le paramètre c de façon à avoir un bon accord entre le taux calculé et le taux pris de la littérature. Concernant les ions Fe^{+23} nous avons utilisé les résultats de Roszman [61] pour déduire \bar{T}_e et γ_{max}^{RD} . Nous avons obtenu :

$$\bar{T}_e = 4,564.10^6 K$$

$$\gamma_{max}^{RD} = 1,945.10^{-11} cm^3/s$$

Il y a lieu de mentionner que les calculs effectués par Roszman ne prennent pas en considération les cascades radiatives entre les niveaux doublement excités (taux de recombinaison diélectronique donné par l'expression (III.15)). A partir de l'équation IV.7, nous avons obtenu la valeur suivante pour la constante c :

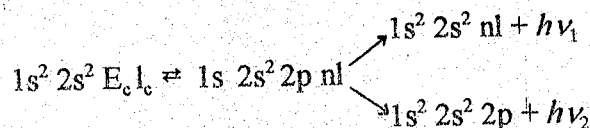
$$c = 1,44$$

Les différences constatées entre les résultats de notre modélisation et ceux de Roszman sont inférieure à 10%.

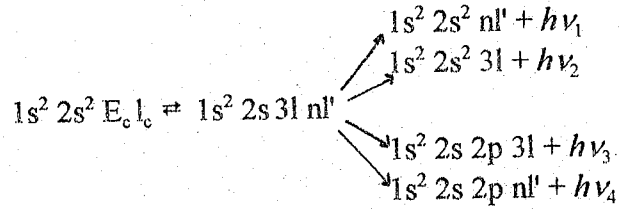
Pour les ions Fe^{+22} et Fe^{+21} , nous avons procédé de la même manière que dans le cas des ions Fe^{+23} mais en utilisant les taux de recombinaison diélectronique calculés par Badnell [62]. Celui-ci a considéré deux types de transitions 1-2 et 2-3 pour chaque ion et a repris les calculs de Burgess [63] pour un troisième type de transition 2-2.

- Fe^{+22}

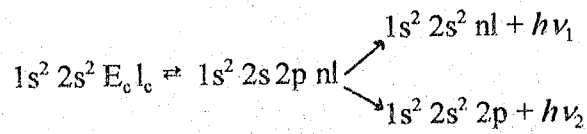
Transition 1-2



Transition 2-3

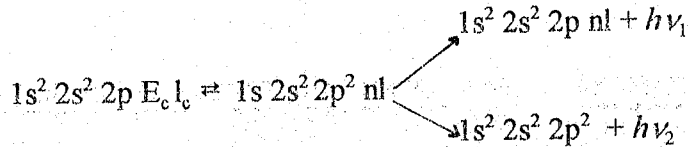


Transition 2-2

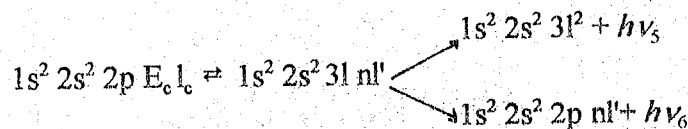
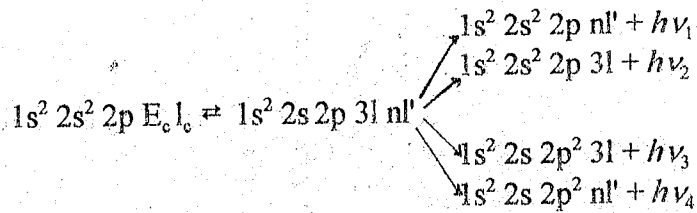


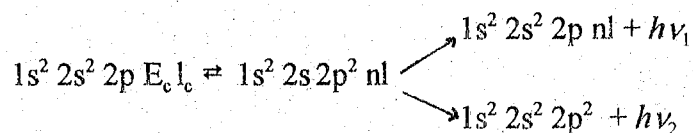
-Fe⁺²¹

Transition 1-2



Transition 2-3



Transition 2-2

Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux 3 et 4:

Fe ⁺²¹	2-2	2-3	1-2
\bar{T}_e (K)	$5,511.10^5$	$4,995.10^6$	$3,989.10^7$
γ_{max}^{RD} (cm ³ /s)	$5,522.10^{-11}$	$1,800.10^{-11}$	$2,580.10^{-13}$
c	1,5	1,39	1,5

Tableau 3 : Résultats de paramétrisation du taux de recombinaison diélectronique des ions Fe⁺²¹.

Fe ⁺²²	2-2	2-3	1-2
\bar{T}_e (K)	$5,511.10^5$	$5,273.10^6$	$4,211.10^7$
γ_{max}^{RD} (cm ³ /s)	$6,381.10^{-11}$	$1,029.10^{-11}$	$4,054.10^{-13}$
c	1,45	1,38	1,5

Tableau 4 : Résultats de paramétrisation du taux de recombinaison diélectronique des ions Fe⁺²².

Nous avons noté des différences inférieures à 10% entre nos résultats de modélisation et les résultats de Badnell sauf pour la transition 2-2 pour laquelle la différence atteint 25% lorsque la température est inférieure à 10^7 K.

IV.2.2 Calcul des pertes d'énergie dues à la recombinaison diélectronique

La puissance rayonnée par un ion de charge z est donnée par (W/cm^3) :

$$P_{RD} = n_e n_{imp} \sum_z \bar{E}_z \gamma_z^{RD}(T_e) f_z \quad (\text{IV.8})$$

Le calcul de la contribution à P_{RD} due aux ions $\text{Fe}^{+25} - \text{Fe}^{+23}$ est effectué par application directe de l'équation (IV.8). Alors que la puissance rayonnée des ions Fe^{+21} et Fe^{+22} est la somme des puissances rayonnées lors de chacune des transitions considérées.

IV.2.3 Résultats et discussion

Nous avons calculé la densité de puissance P_{RD} (W.cm^3) rayonnée par recombinaison diélectronique de chacun des ions $\text{Fe}^{+21} - \text{Fe}^{+25}$ dans la gamme de température [$10^7 - 10^9$ K] et nous avons tracé les courbes correspondantes sur la figure 9. Nous remarquons que la densité de puissance rayonnée par recombinaison diélectronique d'un ion de charge z , a la même forme que celle rayonnée par excitation collisionnelle du même ion. Nous pouvons voir aussi que la densité de puissance P_{RD} est comme pour l'excitation collisionnelle une fonction décroissante de la température.

Sur la figure 10 nous présentons les deux courbes illustrant les résultats de nos calculs et ceux de la réf. [7] pour ce qui concerne les pertes d'énergie dues à la recombinaison diélectronique. Nous pouvons remarquer que pour les températures supérieures à $2 \cdot 10^7$ K, nos résultats ne sont pas très différents de ceux présentés dans la réf. [7]. Le modèle de Nilsen permet une bonne estimation du taux de recombinaison diélectronique d'autant plus qu'il facilite le calcul des pertes d'énergie dues à ce processus. Ce modèle est obtenu par extrapolation des résultats du taux de recombinaison diélectronique dans le cas où $n = 2, 3$ et 4 , pour avoir les résultats lorsque $n = 5$ à ∞ , n étant le nombre quantique principal de l'électron actif. De cette façon, pratiquement tous les niveaux doublement excités sont pris en compte. Les résultats obtenus par application de ce modèle sont plus rigoureux. La méthode utilisée dans la réf. [7] est directe mais elle ne permet de

tenir compte que d'un nombre fini de niveaux doublement excités.

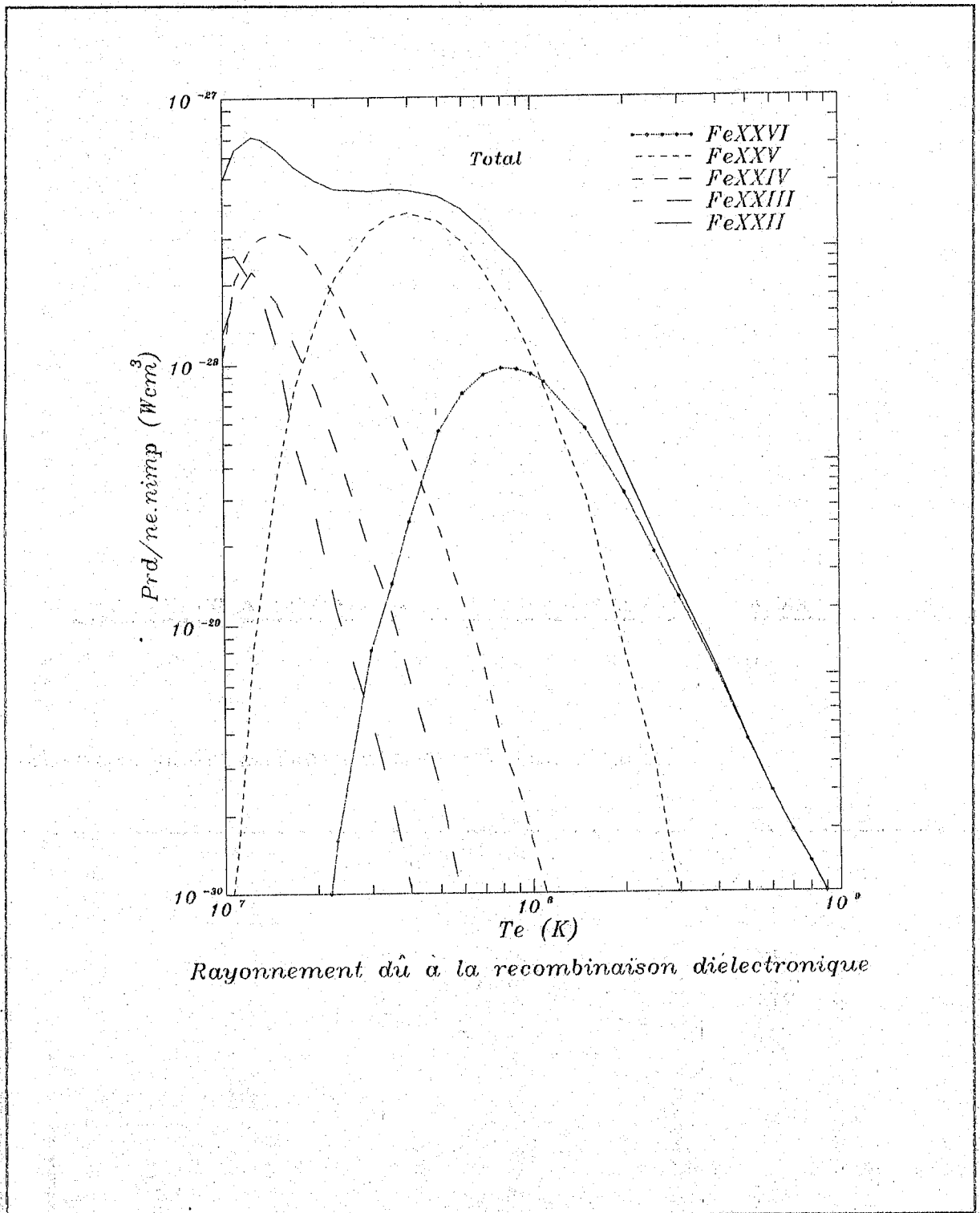


Fig.9

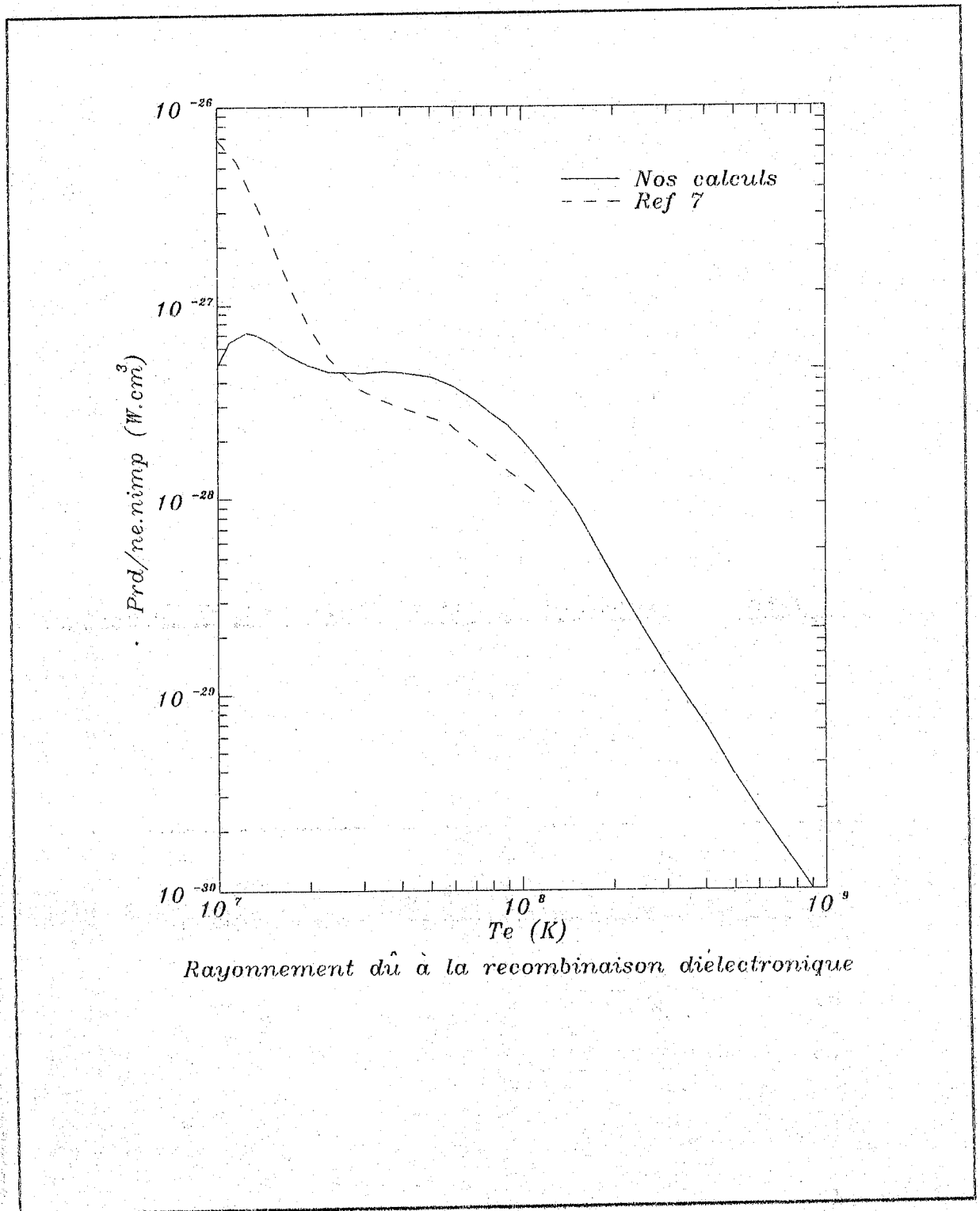


Fig. 10

IV.3 RAYONNEMENT DÛ AU BREMSSTRAHLUNG

Le rayonnement de Bremsstrahlung est émis lorsqu'un électron libre du plasma est freiné dans le champ électrique d'un ion. Un calcul classique nous donne la puissance émise lors de ce processus en fonction de la fréquence du rayonnement. Cette puissance est proportionnelle à $\exp(-h\nu/T_e)$, elle est donnée par [29,64,65] :

$$\frac{dE_{ff}}{d\nu} = \frac{32\pi}{3} \frac{Z_{eff}^2 e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m} \left(\frac{2\pi}{3mT_e}\right)^{1/2} n_e^2 \exp\left(\frac{-h\nu}{T_e}\right) \quad (IV.9)$$

En intégrant cette expression sur toutes les fréquences, on obtient l'émission totale (en $W.cm^{-3}$, et T_e en eV) :

$$P_b = 1,527 \cdot 10^{-32} Z_{eff}^2 \sqrt{T_e} \quad (IV.10)$$

où Z_{eff} est la charge effective ionique du plasma, elle est définie par :

$$Z_{eff}^2 = \sum_i f_{z_i} z_i^2 \quad (IV.11)$$

la somme sur i porte sur tous les états d'ionisation des atomes impurétés. La charge effective du plasma est inférieure à la charge nucléaire Z qui est égale à 26 pour le fer. Nous avons calculé Z_{eff} pour 10 degrés d'ionisation du fer : $Fe^{+17} - Fe^{+26}$. Les résultats obtenus montrent que Z_{eff} est comprise entre 20 et 26 dans la gamme de température 10^7 à 10^9 K. La valeur de $Z_{eff} \approx 26$ atteinte à une température de 10^9 K s'explique par le fait qu'à cette température presque tous les ions sont dépouillés de la totalité de leurs électrons. La courbe qui donne la densité de puissance rayonnée par les ions de fer dans la gamme de température 10^7 à 10^9 K, est tracée sur la figure 11. On peut voir que cette densité de puissance est une fonction croissante de la température.

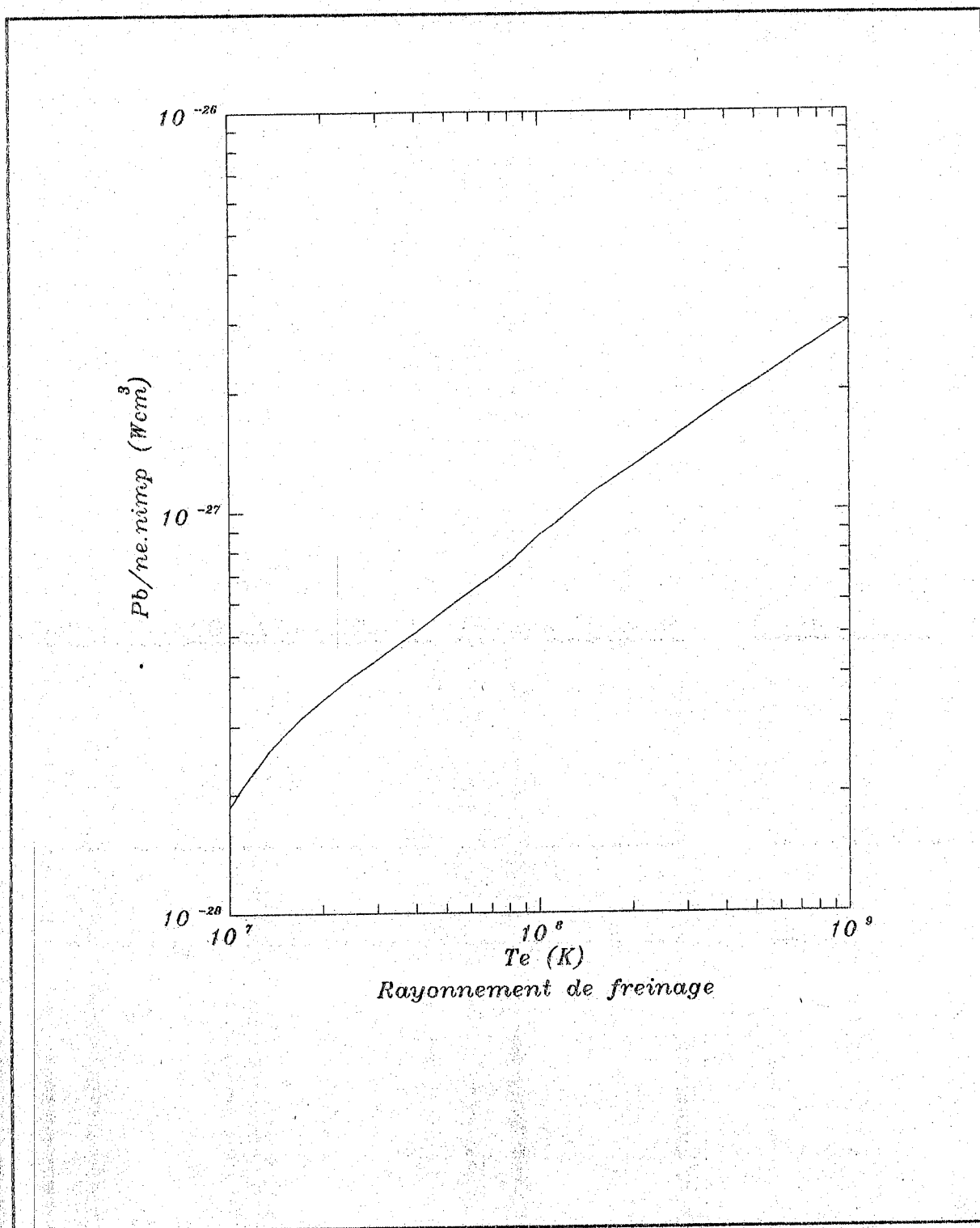


Fig. 11

CONCLUSION

Nous avons examiné dans cette thèse les différents processus atomiques responsables de l'émission de rayonnement à partir d'un plasma de tokamak. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la contribution de chacun des processus les plus importants au rayonnement émis par le plasma.

Les résultats que nous avons obtenus confirment le fait que l'excitation collisionnelle représente le processus dominant dans l'émission de rayonnement par les plasmas de tokamak. La puissance rayonnée, due à ce processus, constitue plus de 90% de la puissance totale rayonnée dans la gamme de température 10^7 - $2,3 \cdot 10^7$ K. Cependant, pour les températures supérieures à $2 \cdot 10^8$ K, le rayonnement de freinage devient plus important que l'ensemble du rayonnement dû à l'excitation collisionnelle et à la recombinaison diélectronique, il constitue 62% jusqu'à 94% du rayonnement total émis dans la gamme de température $2 \cdot 10^8$ - $1 \cdot 10^9$ K. La recombinaison diélectronique est importante pour les faibles températures (inférieures à $1 \cdot 10^8$ K) et suit le même comportement, en fonction de la température, que celui de l'excitation collisionnelle.

La présence d'impuretés dans un plasma de tokamak peut faire augmenter considérablement les pertes d'énergie de ce plasma. Il en résulte que l'ignition d'un plasma contenant des impuretés peut requérir une énergie nettement plus importante que celle d'un plasma pur de deutérium et de tritium. Nous avons montré qu'une concentration de seulement 0,1% d'impuretés de fer fait augmenter la température d'ignition de presque le double. Il a été montré dans une étude antérieure [67] que la présence de seulement 3% d'éléments de numéro atomique bas (Oxygène), ou 1% d'éléments de numéro atomique moyen (Fer) ou 0,1% d'éléments de numéro atomique élevé (Tungstène) empêche pratiquement le plasma d'atteindre l'ignition.

Dans le but de minimiser les pertes d'énergie par rayonnement d'un plasma de fusion, il y a lieu donc de chercher à diminuer l'abondance, dans le plasma, d'impuretés de numéro atomique élevé. Ceci peut être obtenu en utilisant des matériaux constitués d'éléments de faible numéro atomique, mais qui puissent résister aux hautes températures auxquelles ils sont soumis. Une autre alternative consiste à rendre plus efficace les méthodes de chauffage additionnel, qui vont partiellement compenser les pertes d'énergie et contribuer ainsi à la diminution de la température d'ignition.

Dans la présente étude, nous n'avons pas tenu compte des processus de recombinaison radiative et par échange de charge dans le calcul des pertes radiatives du plasma. Le processus de recombinaison radiative peut être important dans le domaine des fortes températures. La recombinaison par échange de charge peut intervenir d'une manière significative surtout lorsque le plasma de tokamak est soumis à l'injection de faisceaux d'atomes neutres comme moyen additionnel de chauffage. Il serait important de les inclure dans une future étude. Il serait aussi nécessaire de procéder à une évaluation plus précise de l'abondance fractionnelle des divers états de charge des ions impuretés présents dans le plasma en considérant les récents résultats fiables obtenus pour les taux d'ionisation et de recombinaison.

Il serait également intéressant d'étudier dans l'avenir les effets d'une queue d'électrons non thermiques sur les pertes d'énergie d'un plasma de tokamak. Souvent, dans ce type de plasma, la distribution des électrons libres n'est pas complètement Maxwellienne; à partir d'une certaine énergie $E \gg kT$, on peut rencontrer des électrons fortement accélérés, qui sont caractérisés par une distribution d'énergie en loi de puissance $E^{-\gamma}$. On peut s'attendre à ce que la présence de ces électrons non thermiques fait augmenter sensiblement les pertes radiatives.

Pour une transition collisionnelle arbitraire, la force de collision correspondante peut être paramétrisée suivant la forme générale :

$$\Omega(\varepsilon) = c_0 + \sum_{k=1}^4 c_k e^{-k\varepsilon} + \frac{c_5}{\varepsilon} + \frac{c_6}{\varepsilon^2} + c_7 \ln(\varepsilon) \quad (\text{A.1})$$

Afin de déterminer les paramètres $c_0 - c_7$, nous avons utilisé la méthode des moindres carrés appliquée à un modèle linéaire :

$$\Omega_i^{ap} = \sum_{k=0}^n c_k f_k(\varepsilon_i) \quad (\text{A.2})$$

où $f_k(\varepsilon_i)$ représente toutes les fonctions de ε_i . La méthode des moindres carrés consiste à minimiser l'erreur commise au point i en approximant la valeur donnée Ω_i par la valeur approximée Ω_i^{ap} . Cette erreur s'écrit :

$$e_i = \Omega_i - \Omega_i^{ap} \quad i=1, m \quad (\text{A.3})$$

où m est le nombre de données Ω_i . L'équation (A.3) peut encore s'écrire :

$$e_i = \Omega_i - \sum_{k=0}^n c_k f_k(\varepsilon_i) \quad (\text{A.4})$$

Ce système de m équations à $(n+1)$ inconnues admet une infinité de solutions. Parmi toutes ces solutions, nous définissons la meilleure, comme celle qui rend minimale la quantité scalaire :

$$Z = \sum_{i=1}^m e_i^2 \quad (\text{A.5})$$

On cherche à minimiser z en réglant la valeur des paramètres $[c_0, c_1, \dots, c_n]$. Autrement dit on cherche à définir le minimum de la fonction z dans l'espace $[c_0, c_1, \dots, c_n]$ de ces paramètres. Une condition nécessaire pour que z soit minimal dans l'espace de ces paramètres est que :

$$\frac{\partial Z}{\partial c_k} = 0 \quad (A.6)$$

ce qui peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial c_k} \sum_i e_i^2 = 0 \quad i=1, m \quad k=0, n \quad (A.7)$$

en permutant les opérateurs de sommation et de dérivation partielle, puis en dérivant on obtient

$$\sum_j c_j \sum_i f_j(\varepsilon_i) f_k(\varepsilon_i) = \sum_i \Omega_i f_k(\varepsilon_i) \quad i=1, m \quad j=0, n \quad (A.8)$$

définissant :

$$A_{jk} = \sum_i f_k(\varepsilon_i) f_j(\varepsilon_i) \quad j, k=0, n \quad (A.9)$$

$$B_k = \sum_i \Omega_i f_k(\varepsilon_i) \quad k=0, n \quad (A.10)$$

Les quantités A et B sont entièrement déterminées car on connaît les couples (ϵ_i, Ω_i) et le modèle que l'on propose, c'est à dire les fonctions $f_j(\epsilon_i)$. Il ne reste donc à déterminer que les n+1 inconnues $[c_0, c_1, \dots, c_n]$ en résolvant le système écrit sous forme matricielle :

$$AC=B \quad (A.11)$$

La résolution passe par la décomposition de la matrice A en une matrice triangulaire supérieure U et une matrice triangulaire inférieure L moyennant la subroutine LUDCMP (LU decomposition) [66]. La matrice A est donc mise sous la forme :

$$A=LU \quad (A.12)$$

et le système à résoudre devient :

$$(LU)C=L(UC)=B \quad (A.13)$$

on résoud d'abord le système $LY=B$, puis $UC=Y$ moyennant la subroutine LUBKSB [66].

APPENDICE B : PARAMETRISATION DES FORCES DE COLLISION

TABLE I : Coefficients de paramétrisation des forces de collision pour l'excitation des ions Fe^{+25} .
Les énergies des transitions ΔE , exprimées en Ry, sont aussi indiquées.

transition	ΔE	type	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	α	c_7
1s \rightarrow 2s	511.21522	1	1.300E-03	-1.508E-04	2.639E-05	9.333E-05	-2.619E-04	0.14131	
1s \rightarrow 2p	512.24952	0	7.853E-04	2.765E-03	6.929E-04	3.191E-03	1.368E-02	0.59649	6.512E-3
1s \rightarrow 3s	606.34908	1	2.544E-04	-6.443E-05	1.884E-04	-3.852E-04	2.564E-04	0.18995	
1s \rightarrow 3p	606.65544	0	3.936E-04	3.978E-04	1.127E-03	2.753E-05	5.128E-03	0.85585	1.063E-03
1s \rightarrow 3d	606.89856	1	1.828E-04	-4.241E-04	1.834E-03	-4.663E-03	4.083E-03	0.36769	
1s \rightarrow 4s	639.58288	1	9.395E-05	-2.798E-05	9.117E-05	-1.930E-04	1.385E-04	0.21176	
1s \rightarrow 4p	639.71196	0	1.688E-04	2.366E-04	7.695E-04	2.560E-04	2.576E-03	1.13818	3.707E-04
1s \rightarrow 4d	639.81455	1	8.685E-05	-2.102E-04	9.528E-04	-2.471E-03	2.211E-03	0.38156	
1s \rightarrow 4f	639.86000	1	1.333E-06	-3.438E-06	3.357E-05	-1.362E-04	2.425E-04	0.72666	

APPENDICE B : PARAMETRISATION DES FORCES DE COLLISION

TABLE III : Coefficients de paramétrisation des forces de collision pour la collision des ions Fe^{+23} à partir du niveau fondamental $1 = 1s^2 2s$

transition	ΔE	type	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	α	c_7
$1 \rightarrow 1s^2 2p$	4.3517	0	1.011E+0	-8.038E-1	1.103E+0	-1.007E+0	+1.288E-1			0.01199	1.459E
$1 \rightarrow 1s^2 3s$	85.6599	1	1.708E-2	-8.999E-4	-1.729E-3	4.903E-3	-7.652E-3			0.18000	
$1 \rightarrow 1s^2 3p$	85.8118	0	-2.128E-2	2.906E-2	-2.547E-2	2.414E-2	4.540E-2			0.28999	3.436E-
$1 \rightarrow 1s^2 3d$	86.2978	1	5.036E-2	-5.827E-2	1.517E-1	-2.854E-1	1.753E-1			0.28899	
$1 \rightarrow 1s^2 4s$	113.598	1	3.310E-3	-3.930E-4	7.270E-4	-1.972E-3	8.753E-4			0.28800	
$1 \rightarrow 1s^2 4p$	114.096	0	-1.448E-3	6.554E-3	-1.223E-2	2.567E-2	-6.651E-3			0.50000	6.343E
$1 \rightarrow 1s^2 4d$	114.332	1	7.112E-3	-3.908E-3	1.226E-2	-3.043E-2	2.155E-2			0.19999	
$1 \rightarrow 1s^2 4f$	114.378	1	2.991E-3	-2.051E-3	1.026E-2	-3.037E-2	2.917E-2			0.40000	
$1 \rightarrow 1s 2s^2$	486.060	1	1.322E-3	-3.860E-5	-4.132E-4	8.480E-4	-7.040E-4			0.11888	
$1 \rightarrow 1s 2s(3S) 2p^4 P$	487.015	0	8.495E-3	-1.341E-2	2.350E-2	-3.157E-2	1.452E-2	3.613E-3	-2.719E-3	0.0999	-1.987E
$1 \rightarrow 1s(2s 2p (^1P)) ^2P$	490.181	0	2.173E-4	3.136E-4	3.032E-3	-7.231E-3	1.218E-2			0.4475	1.910E
$1 \rightarrow 1s(2s 2p (^3P)) ^2P$	490.181	2	9.860E-4	1.001E-3	4.745E-3	-1.211E-2	2.087E-2			0.4591	1.083E

APPENDICE B : PARAMETRISATION DES FORCES DE COLLISION

TABLE IV : Coefficients de paramétrisation des forces de collision pour l'excitation des ions Fe⁺²² à partir du niveau fondamental 1 = 1s²2s²

transition	AE	type	c ₀	c ₁	c ₂	c ₃	c ₄	c ₅	c ₆	α	c ₇
1 → 1s ² 2s2p ³ P ₀	3.1731	3	-1.029E-2	1.855E-2	1.525E-1	-2.607E+0	9.401E+0	3.454E-2	-3.181E-1	0.30202	
1 → 1s ² 2s2p ³ P ₁	3.4674	2	-2.076E-3	1.235E-1	-3.373E-1	3.760E-1	5.761E+0	1.671E-1	-1.419E+0	0.30200	3.047E-3
1 → 1s ² 2s2p ³ P ₂	4.3007	3	-4.682E-4	1.555E-2	2.638E-1	-7.209E-1	2.006E+0	1.192E-1	-7.781E-1	0.30204	
1 → 1s ² 2s2p ¹ P ₁	6.9161	0	1.056E-1	2.220E-1	2.814E+1	-3.938E+2	1.023E+3			0.56937	1.140E-1
1 → 1s ² 2s3s ³ S ₁	81.292	3	2.964E-5	-1.647E-3	3.358E-3	-4.496E-3	2.009E-3	2.176E-3	-4.078E-4	0.19903	
1 → 1s ² 2s3s ¹ S ₀	81.939	1	2.842E-2	-7.844E-2	1.631E-1	-1.351E-1	2.549E-2			0.19900	
1 → 1s ² 2s3p ³ P ₀	82.832	3	2.856E-3	-1.748E-2	1.609E-1	-2.773E+0	6.866E+0	-2.297E-2	5.075E-2	1.00000	
1 → 1s ² 2s3p ³ P ₁	82.829	2	1.580E-3	4.347E-2	-1.632E-2	-1.565E-1	3.113E-1	-1.808E-2	9.143E-3	1.00000	7.664E-3
1 → 1s ² 2s3p ³ P ₂	83.125	3	1.517E-5	-4.712E-4	-1.021E-2	1.125E-2	-5.699E-2	-3.474E-4	4.505E-3	0.89970	
1 → 1s ² 2s3p ¹ P ₁	83.102	0	2.713E-2	-3.870E-1	3.790E+0	-1.665E+1	2.463E+1			1.10000	-3.069E-
1 → 1s ² 2s3d ³ D ₁	83.960	3	2.323E-5	1.099E-3	-1.031E-2	2.102E-2	-5.616E-02	-1.283E-5	2.646E-3	1.00001	
1 → 1s ² 2s3d ³ D ₂	84.004	3	1.879E-4	5.179E-3	-3.246E-2	1.084E-1	-1.800E-1	-3.106E-4	3.327E-3	1.00000	
1 → 1s ² 2s3d ³ D ₃	84.073	3	1.951E-4	4.479E-2	-3.778E-2	3.826E-1	-7.933E-2	5.515E-3	-3.080E-2	1.00002	
1 → 1s ² 2s3d ¹ D ₂	84.657	1	1.373E-2	8.059E-2	-4.859E-1	1.445E+0	-1.804E+0			1.00000	
1 → 1s 2s ² 2p ³ P ₀	486.02	3	2.121E-4	-2.340E-4	5.492E-5	1.549E-4	-2.927E-4	2.326E-4	6.219E-5	0.07000	
1 → 1s 2s ² 2p ³ P ₁	486.02	2	3.538E-4	-4.006E-4	5.520E-5	3.279E-4	-6.258E-4	7.894E-4	2.004E-4	0.07001	5.710E-
1 → 1s 2s ² 2p ³ P ₂	486.02	3	1.058E-3	-1.147E-3	1.704E-4	9.444E-4	-1.563E-3	1.182E-3	3.024E-4	0.07000	
1 → 1s 2s ² 2p ¹ P ₁	486.02	0	5.401E-4	1.282E-3	-2.634E-4	1.931E-3	5.488E-3			0.61500	5.861E-

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - C. Breton, *et al.* Nucl. Fusion 16, 6 (1976)
- 2 - C. De Michelis et M. Mattioli, Nuc. Fusion 21, 6 (1981)
- 3 - D.E. Post *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables 20, 397 (1977)
- 4 - C.B. Tarter, J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer 17, 531 (1977)
- 5 - J. Davis, J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer 17, 139 (1977)
- 6 - H.P. Summers *et al.*, J. Phys. B 12, 2387 (1979)
- 7 - A.L. Mertz, R.D. Cowan et N.H. Magee, Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-6220-MS (1976)
- 8 - J.C. Raymond, D.P. Cox et B.W. Smith, Astrophys. J. 204, 290 (1976)
- 9 - L. Valentin, Physique Subatomique, Tome 1, ed. Hermann (1982)
- 10 - La Recherche, No.165, pp. 536, avril 1985
- 11 - CEA, No.12, pp. 2, printemps 1992
- 12 - La Recherche, No.242, pp. 435, avril 1992
- 13 - CEA, No.30, pp. 11, printemps 1995
- 14 - D.E. Post, Phys. of Ion-Ion and Electron-Ion Collision, Plenum Press (1983)
- 15 - E. Bertolini, Fusion Engineering and Design 27, 27-38 (1995)
- 16 - P.F. Tortorelli et D.H. Devan, J. Nucl. Mater. 141-143, 579 (1986)
- 17 - O.K. Chopra, D.L. Smith, J. Nucl. Mater. 141-143, 584 (1986)
- 18 - H. Tas, F. De Shutter, P. Lemaitre et J.A. Dekeyser, Report FT/Mol, 188/08 (1988)
- 19 - J.P. Qian *et al.*, J. of Nucl. Mat. 196-198, 603-606 (1992)
- 20 - J.P. Qian *et al.*, J. of Nucl. Mat. 212-215, 1183-1188 (1994)
- 21 - J.P. Qian *et al.*, J. of Nucl. Mat. 191-194, 340-345 (1992)
- 22 - J.P. Qian *et al.*, J. of Nucl. Mat. 191-194, 1229-1233 (1992)
- 23 - O.K. Chopra et D.L. Smith, J. of Nucl. Mat. 155-157, 683 (1988)
- 24 - J.P. Qian *et al.*, J. of Nucl. Mat. 179-181, 603-606 (1991)
- 25 - R.C. Isler, Nucl. Fusion 24, 12 (1984)
- 26 - J.P. Qian et X.W. Deng, J. of Nucl. Mat. 212-215, 11-17 (1994)

- 27 - H.W. Drawin, *Physics Reports* **37**, 125-163 (1978)
- 28 - R.W.P. Mc Whirter, *Physics Reports* **37** (1978) 165-209
- 29 - I. Ogawa, *Research Report*, IPPJ-826, Nagoya Univ. Apr. 1987
- 30 - A.V. Gerusov, *Sov. J. Plasma Phys.* **12**, 1 (1986)
- 31 - I. Ogawa *et al.*, *J. Phys. Soc. of Japan* **56**, No.2, 535-543 (1987)
- 32 - R.W.P. Mc Whirter et H.P. Summers, *Applied Atomic Collision Physics*, Vol.2, 3 (1984)
- 33 - R.V. Jensen *et al.*, *Nuclear Fusion* **17**, 6 (1977)
- 34 - J. Dubau et C.J. Zeipen, *Atomic Physics of Highly Ionized Atoms*, Plenum Pub. Corp. (1983)
- 35 - I.I. Sobelman, L.A. Vainshtein, E.A. Yukov, *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*, Springer-Verlag (1981)
- 36 - H.V. Regemorter, *Annual Rev. of Astron. and Astrophys.* Vol.8 (1970)
- 37 - H.P. Summers, *Comments At. Mol. Phys.* Vol.14, No.4, pp.147-161 (1984)
- 38 - H.P. Summers, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **178**, 101-122 (1977)
- 39 - J. Spence et H.P. Summers, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **19**, 3749-3776 (1986)
- 40 - S.M. Younger, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* Vol.26, No.4, pp.329-337 (1981)
- 41 - S.M. Younger, *Phys. Rev. A* **22**, 1 (1980)
- 42 - A. Burgess et J.A. Tully, *Astron. Astrophys.* **254**, 436-453 (1992)
- 43 - T.J. Gaetz et E.E. Salpeter, *The Astr. Phys. J. Suppl. Series* **52**, 155-168 (1983)
- 44 - D.H. Sampson et H.L. Zhang, *The Astr. Phys. J.* **335**, 516-524 (1988)
- 45 - T. Kato, *At. Data and Nuc. Data Tables* **42**, 313-338 (1989)
- 46 - K.M. Aggarwal et K.E. Kingston, *The Astr. Phys. J. Suppl. Series* **85**, 187-195 (1993)
- 47 - J. Lang, *At. Data and Nucl. Data Tables* **57** No.1/2, 1-7 May/July (1994)
- 48 - J. Nilsen, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* Vol.36, No.6, 539-545 (1986)
- 49 - J. Nilsen, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **19**, 2401-2409 (1986)
- 50 - H.W. Drawin, *Physica Scripta* Vol.24, 622-655 (1981)
- 51 - M.J. Seaton, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol.11 (1975)
- 52 - P.G. Burke et W. Eisner, *Atoms in Astrophysics*, ed. Burke *et al.* (1983)
- 53 - K. Smith, *The Calculation of Atomic Collision Processes*, ed. John Wiley (1971)
- 54 - J.B. Mann, *At. Data and Nucl. Data Tables* **29**, 407-452 (1983)
- 55 - K. Bhatia et H.E. Mason, *Astron. Astrophys.* **103**, 324-330 (1981)

- 56 - A.K. Bhatia et H.E. Mason, *Astron. Astrophys.* **155**, 413-416 (1986)
- 57 - K.A. Berrington, *At. Data and Nucl. Data Tables* **57**, No. 1/2, 71-95 May/July (1994)
- 58 - J. Dubau, *At. Data and Nucl. Data Tables* **57**, No. 1/2, 71-95 May/July (1994)
- 59 - M.K. Inal, J.Dubau, *Phys. Rev. A* Vol.**47**, No.6, 4794-4806 (1993)
- 60 - J.M. Shull, *Electron Impact Ionization*, ed. T.D. Märk et G.H. Dunn, Springer-Verlag (1985)
- 61 - L.J. Roszman, *Phys. Rev. A*, Vol.**35**, No.5 (1987)
- 62 - N.R. Badnell, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **19**, 3827-3835 (1986)
- 63 - A. Burgess, *Astrophys. J.* **141**, 1588-1590 (1965)
- 64 - R.W.P. Mc Whirter, in *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press New York (1965)
- 65 - K. Miyamoto : *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, Tokyo (1976)
- 66 - *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, (1986)
-
- 67- Jensen *et al*, *Nucl. Fusion* **17** (1977) 1187