



FR0003573

Gestion INIS

Doc. Enreg. le 11/3/2000
N° TRNF. R. 0. 0. 0. 35. 23

A0000260

DRFC/CAD

EUR-CEA-FC-1687

**Etude et influence des électrons rapides diagnostiqués par
le rayonnement cyclotronique électronique sur le tokamak
Tore Supra**

P. Gomez

Décembre 1999

CEA
EURATOM

**ASSOCIATION EURATOM-C.E.A.
DEPARTEMENT DE RECHERCHES
SUR LA FUSION CONTROLÉE
CEA/CADARACHE
13108 SAINT PAUL LEZ DURANCE CEDEX**

**THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS VII-DENIS DIDEROT**

**Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments
Option : Ions et Plasmas**

présentée par

Patrick GOMEZ

pour obtenir le grade de DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS VII

**ETUDE ET INFLUENCE DES ELECTRONS RAPIDES
DIAGNOSTIQUES PAR LE RAYONNEMENT
CYCLOTRONIQUE ELECTRONIQUE
SUR LE TOKAMAK TORE SUPRA.**

Soutenue publiquement le 11 décembre 1999
devant le jury composé de Messieurs

F. Vannucci,	Professeur des Universités	Président
F. Doveil,	Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
C. Gormézano,	Ingénieur Euratom	Rapporteur
J.L Bobin,	Professeur des Universités	Directeur de thèse
G. Giruzzi,	Ingénieur au C.E.A	
J.L. Ségui	Ingénieur au C.E.A	Responsable CEA

Laboratoire d'accueil : Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée
Centre d'Etudes de Cadarache
13108 Saint Paul Lez Durance (France)

*A ma famille, à ma fiancée Sandra Gomez
Et à tous mes amis*

*Merci !
Patrick Gomez*

Remerciements

En tout premier lieu, je tiens à exprimer ma sincère gratitude à Monsieur Jean-Luc Ségui qui m'a fait confiance dès le départ et qui a suivi mon travail au sein du Commissariat à l'Energie Atomique. Sa disponibilité a été exemplaire. Ses compétences, notamment technologiques, m'ont donné un véritable recul sur la recherche et tout particulièrement sur l'analyse des données expérimentales. Je tiens aussi à le remercier pour ses encouragements tout au long de ces trois ans.

Je remercie chaleureusement Monsieur Gerardo Giruzzi pour sa constante disponibilité, ses suggestions et ses corrections tout au long de ce travail. Sa confiance et son enthousiasme ont été l'une des clefs de l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie Monsieur Jean Louis Bobin d'avoir accepté d'être le directeur de ma thèse et de m'avoir fait découvrir la fusion en me permettant de partir plusieurs mois en stage de fin de cycle universitaire au JET.

Je remercie Monsieur Vannucci d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse et Messieurs Fabrice Doveil et Claude Gormezano d'avoir bien voulu en être les rapporteurs.

Je tiens aussi à particulièrement remercier Monsieur Didier Thouvenin dont l'aide technique a été indispensable pour réaliser toute la partie expérimentale de ce travail et pour son humour et sa bonne humeur quotidienne. Je remercie aussi Madame Christine Bottereau et Messieurs Pascal Defrasnes, Christophe Gil, Joël Philip et Lionel Toulouse avec qui j'ai passé des moments mémorables.

Je remercie Monsieur Jérôme Paméla pour m'avoir accueilli au sein du Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée du Commissariat à l'Energie Atomique. Je remercie particulièrement Messieurs Bernard Saoutic et Alain bécoulet qui m'ont notamment permis de participer à une conférence internationale. Cela restera un de mes plus beaux souvenirs de thésards.

Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler, notamment Messieurs Philippe Froissard, Marc Goniche, Gia Tuong Hoang et Xavier Litaudon.

Evidemment, je ne peux pas finir ces remerciements sans exprimer toute ma gratitude pour ceux qui me supportent depuis maintenant quelques années, ma famille, ma fiancée et tous mes amis.

Table des matières	Pages
Introduction	1
Partie I - Tokamak et fusion thermonucléaire contrôlée	4
<i>Avant propos</i>	5
I.1 - Présentation de la fusion thermonucléaire contrôlée	6
I.2 - La configuration magnétique du Tokamak	11
I.3 – La génération de courant	13
I.4 – Le Tokamak Tore Supra, une étape vers la fusion contrôlée	16
<i>Références bibliographiques</i>	21
Partie II – Propagation et absorption des ondes hybrides basses et cyclotroniques électroniques	23
<i>Introduction</i>	24
II.1 – Modèle de plasma	25
II.2 – Description diélectrique du plasma	26
II.3 – Absorption de l’onde hybride basse	30
II.4 – Propagation dans un milieu faiblement inhomogène et anisotrope	32
II.4.1 – L’approche WKB	33
II.4.2 – Relation de dispersion	33
II.4.3 – Coupures et résonances	34
II.4.4 – Propagation perpendiculaire au champ magnétique	36
II.4.5 – Les effets de pression	37
II.5 – Accessibilité et domaine de propagation	38
II.5.1 – Diagramme C.M.A. à hautes fréquences	38
II.5.2 – Domaine de propagation de l’onde hybride basse	41
II.6 – Parcours des ondes	44
II.7 – Limites de l’approche WKB et de l’optique géométrique	45
II.7.1 – Approximation quasi-optique	46
II.7.2 – L’approche Full Wave	47
II.7.3 – L’approche de la diffusion d’onde (Wave Diffusion)	47

<i>Références bibliographiques</i>	49
Partie III – Modélisation	51
<i>Objectif</i>	52
<i>Introduction</i>	53
<i>Chapitre I – L'équation dynamique et relativiste de Fokker-Planck (2-D)</i>	55
III.I.1 – Les différentes constantes de temps liées à l'équation de Fokker-Planck	58
1 – Ordres de grandeur	58
1.1 – La diffusion radiale	59
1.2 - Les collisions coulombiennes	59
1.3 – Le champ électrique résiduel	59
1.4 – Le processus de diffusion quasi-linéaire	61
2 – Les équations de décroissance collisionnelle	62
III.I.2 – Equation de Fokker-Planck 2-D relativiste réduite	63
<i>Chapitre II – Solution de l'équation relativiste de Fokker-Planck en régime stationnaire</i>	64
<i>Chapitre III – Solution de l'équation relativiste de Fokker-Planck en régime transitoire</i>	73
III.III.1 – Définition de la fonction décrivant le processus de diffusion quasi-linéaire	75
III.III.2 – Définition de la fonction décrivant le processus de diffusion angulaire	80
III.III.3 – Fonction de distribution parallèle, perpendiculaire et température perpendiculaire	82
<i>Chapitre IV – Effet du champ électrique résiduel</i>	86
III.IV.1 – Régime stationnaire	86
III.IV.2 – Régime transitoire	88
<i>Chapitre V – Coefficient d'émission/d'absorption cyclotronique électronique. Cas d'une fonction perpendiculaire non maxwellienne</i>	91
III.V.1 – Coefficients d'émission et d'absorption suprathermiques en	

propagation perpendiculaire	92
1.1 – Expression du coefficient d'émission en mode O d'une population d'électrons rapides	93
1.2 – Expression du coefficient d'émission en mode X d'une population d'électrons rapides	95
1.3 – Expression du coefficient d'absorption de la population d'électrons rapides	96
III.V.2 – Loi de Kirchhoff	99
III.V.3 – Equation de transport du rayonnement	101
III.V.4 Annexe	108
<i>Références bibliographiques</i>	109
Partie IV – Dépôt de puissance de l'onde hybride basse (LH) dans le plasma. Influence des électrons rapides sur l'émission cyclotronique (ECE)	110
<i>L'objectif</i>	111
<i>Chapitre I – Dépôt de puissance hybride</i>	113
IV.I.1 – Propagation stochastique de l'onde hybride	114
IV.I.2 – Cartographie du domaine de diffusion	115
<i>Chapitre II – Rayonnement cyclotronique électronique et température des électrons</i>	133
IV.II.1 – Le radiomètre Superhétérodyne	134
IV.II.2 – Principe de calibration	139
IV.II.3 – Rayonnement Cyclotron	143
IV.II.4 – Cas d'un plasma Maxwellien	145
IV.II.5 – Cas d'une population relativiste générée par une injection de puissance hybride	147
<i>Références bibliographiques</i>	155

Partie V – Dynamique de l’absorption de l’onde hybride basse par le plasma vue par l’émission cyclotronique électronique	158
<i>L’objectif</i>	159
<i>Introduction</i>	160
<i>Chapitre I – La campagne expérimentale</i>	163
V.I.1 – La stratégie	163
V.I.2 – Expressions analytiques des temps caractéristiques des processus étudiés	165
V.I.3 – Les paramètres du plasma	166
V.I.4 – Ordre de grandeurs des constantes de temps caractéristiques de la formation de la fonction de distribution	172
<i>Chapitre II - L’approche théorique</i>	174
V.II.1 – Solution analytique de l’équation de Fokker-Planck (2-D)	174
V.II.2 – Intensité radiative	178
V.II.3 – Dynamique du rayonnement ECE	179
<i>Chapitre III – Résultats Expérimentaux et Interprétations</i>	185
<i>Conclusion</i>	194
<i>Références bibliographiques</i>	195
Conclusion et perspectives	197
<i>Références bibliographiques</i>	200
Annexe 1	201

Introduction

Dès la fin de la seconde guerre mondiale, l'idée d'exploiter une source d'énergie quasiment inépuisable dans le but de produire de l'électricité enthousiasma la communauté scientifique. Développé à l'origine par les soviétiques, le concept du Tokamak, que nous présentons dans la partie I, ne tarda pas à s'imposer. Le plasma, mélange de deutérium et de tritium complètement ionisés, doit être chauffé pour permettre les réactions thermonucléaires. A cette fin, un courant inductif est généré dans le plasma en utilisant l'effet de transformateur sur des temps, malheureusement, limités par la quantité de flux disponible dans le noyau primaire de la machine. Un tel réacteur fonctionnant en régime pulsé subirait d'importantes contraintes et fatigues tant thermiques que mécaniques. C'est pourquoi, un concept de Tokamak a été élaboré sur la base d'un fonctionnement en régime continu, rendu possible par des chauffages non inductifs. Le chauffage hybride répond à ce besoin en injectant une onde à la fréquence hybride basse (3.7 GHz) qui génère un courant en se couplant par effet Landau avec des électrons suprathermiques du plasma. Ce type de chauffage offre la possibilité de contrôler le profil de densité de courant, une condition nécessaire pour espérer maintenir un régime stationnaire tant en terme de stabilité magnétohydrodynamique que de confinement.

La problématique de ce travail de thèse consiste à caractériser la dynamique des électrons rapides générés par l'absorption Landau de l'onde hybride et à étudier leur influence sur l'émission cyclotronique électronique. Dans le cas d'un plasma Maxwellien, la

température électronique peut être déduite des mesures du rayonnement cyclotronique électronique par radiométrie en supposant que le plasma se comporte comme un corps noir. La présence d'un chauffage qui génère des électrons rapides peut avoir une incidence sur ces mesures de la température. La connaissance précise de cette influence est nécessaire pour caractériser les performances du plasma et calculer le bilan de l'énergie. Cette influence peut aussi être vue comme une source d'informations sur l'absorption de l'onde hybride. Nous souhaitons développer un outil d'analyse de la composante suprathermique du rayonnement cyclotron.

La propagation et l'absorption résonnante de l'onde hybride dans les plasmas nécessitent une étude approfondie. Usuellement, des techniques de tracé de rayons (ray-tracing) sont utilisées pour caractériser la dynamique de ce chauffage avec un certain succès. Cependant, cette modélisation repose sur les hypothèses de l'optique géométrique. Ces hypothèses, ainsi que les notions générales sur la propagation et l'absorption des ondes hybrides et cyclotroniques électroniques sont développées, dans la partie II. Or, lorsque l'absorption est faible, comme cela semble le cas sur Tore Supra, l'onde subit de multiples réflexions entre le bord du plasma où elle est injectée et la zone centrale de celui-ci avant d'être complètement absorbée. Ces multiples réflexions conduisent à un chaos électromagnétique, explicité dans la partie IV, où les hypothèses de l'optique géométrique ne sont plus valides.

La présence de turbulences, d'instabilités et d'îlots magnétiques rendent d'autant plus difficile la description de la propagation de l'onde par une méthode de tracé de rayons. Nous avons choisi dans la partie IV d'appréhender la propagation et l'absorption de l'onde par une approche statistique où l'onde diffuse dans le domaine de propagation jusqu'à ce qu'elle soit totalement absorbée. Les effets poloidaux sont pris en compte en définissant un domaine de propagation de l'onde qui se déforme continûment poloidalement. Cette approche nous permet d'obtenir la fonction de distribution moyenne des électrons dans le plasma en présence d'onde hybride.

Cette fonction de distribution anisotrope nous permet de calculer le rayonnement cyclotronique électronique du plasma en présence de l'onde hybride. En supposant là encore

que le plasma se comporte comme un corps noir et en tenant compte des effets relativistes et des parois, on en déduit une température radiative théorique. En comparant ce profil théorique aux mesures expérimentales, on vérifie dans la partie IV que notre modélisation est en accord avec l'expérience. L'influence des électrons rapides sur nos mesures de la température en est déduite.

Dans la partie V, nous proposons d'étudier leur dynamique par le rayonnement cyclotronique qui peut être mesuré avec une excellente résolution temporelle. Cependant, la difficulté intrinsèque de cette approche est de pouvoir associer de manière univoque une fréquence d'analyse du radiomètre à une position des électrons rapides observés. Cette difficulté peut être levée dans certain cas où le dépôt de puissance est suffisamment piqué. Nous avons développé une méthode expérimentale qui permet d'analyser la dynamique des électrons rapides et notamment de donner des caractéristiques liées à l'absorption de l'onde comme une valeur du coefficient de diffusion de l'onde dans l'espace des vitesses et des temps caractéristiques des processus physiques impliqués.

Un modèle original a été développé dans la partie III pour donner une solution analytique à l'équation de Fokker-Planck dynamique et relativiste à deux dimensions dans l'espace des impulsions. Il est à noter que dans cette modélisation la fonction de distribution perpendiculaire n'est pas Maxwellienne. L'objectif de ce modèle est de servir tant dans la partie IV pour définir la fonction de distribution électronique qui est utilisée pour calculer le rayonnement cyclotron que dans la partie V dans l'analyse de l'évolution temporelle du rayonnement cyclotron. Dans cette même partie, nous donnons les expressions analytiques des coefficients d'émission et d'absorption d'une population d'électrons suprathermiques qui seront eux aussi utilisés dans les parties IV et V.

PARTIE I

Tokamak et fusion thermonucléaire contrôlée.

Avant-propos

Depuis le développement des premières civilisations, la maîtrise et le contrôle de l'énergie sont au centre des préoccupations de l'Homme. Après la révolution industrielle, le vingtième siècle est l'avènement des civilisations occidentales grandes consommatrices d'énergie. Les besoins énergétiques de la planète ne cessent de croître, notamment avec la pénible industrialisation du tiers monde. La prise de conscience à l'échelle planétaire d'une nécessaire gestion des ressources fossiles est venue tardivement. Les problèmes écologiques associés à l'exploitation croissante des sources d'énergies fossiles à base de carbone et d'hydrocarbures se profilent à peine.

Et pourtant, qui peut croire que notre société de consommation accepterait de revenir au confort bien spartiate des années cinquante ? Cette fin de siècle sacrifie au tout électrique et n'en doutons pas, ce n'est qu'un début. Une des alternatives est une économie énergétique mondiale basée principalement sur la fission nucléaire de l'uranium.

Le besoin exponentiel en ressources énergétiques sera l'un des principaux enjeux du vingt et unième siècle. Faute de trouver de nouvelles ressources d'énergie, et à moins de relancer des programmes comme les réacteurs surgénérateurs, les réserves combustibles connues seront épuisées en quelques centaines d'années. Sans oublier le dégagement de gaz carbonique lié à l'exploitation des réserves fossiles et le réchauffement généralisé de la planète dont on percevrait déjà quelques effets.

La science propose des solutions à ces problèmes, notamment la surgénération nucléaire, l'énergie solaire et la fusion thermonucléaire contrôlée. Outre le fait que la surgénération traverse aujourd'hui une période politique difficile, les problèmes liés à la prolifération de produits comme le plutonium rendent peu souhaitable une généralisation des centrales nucléaires surgénératrices à l'échelle de tous les pays, en particulier des pays en voie de développement. Le potentiel de l'énergie solaire est considérable. Le flux intercepté par la Terre est de $5.4 \cdot 10^{24}$ Joules par an, mais l'exploitation de cette énergie nécessite une surface au sol gigantesque. Il est difficilement envisageable d'en faire l'unique source d'énergie dans

des régions sans désert et à forte densité de population. La fusion thermonucléaire est une solution intéressante à plus ou moins long terme. C'est une source comme l'énergie solaire véritablement inépuisable. La fusion du deutérium contenu dans les océans suffirait aux besoins énergétiques d'une civilisation comme la nôtre pendant une durée comparable à la durée de vie du soleil.

Seulement, les défis tant technologiques que physiques nécessaires à la réalisation d'un réacteur à fusion sont impressionnants. L'impact sur l'environnement serait très faible, en tout cas, sans commune mesure avec les dégâts causés par l'industrie pétrolière. Un autre atout est l'absence de phénomène de criticité et la très faible quantité de combustible dans le réacteur. La fusion contrôlée est considérée comme la plus sûre des méthodes actuelles pour la génération d'électricité à long terme. Gardons cependant à l'esprit qu'aucune source d'énergie n'est totalement exempte de conséquences sur l'environnement et la sécurité.

I.1 Présentation de la fusion thermonucléaire contrôlée.

Après Ernest Rutherford (1911), James Chadwick a montré dans les années trente que la matière à l'état solide, liquide ou gazeux est constituée d'atomes, chacun formé d'un noyau entouré d'un nuage d'électrons. La cohésion des nucléons, tant protons que neutrons, est assurée par une énergie extrêmement élevée, l'énergie de liaison (figure I.1). Deux méthodes permettent d'exploiter cette énergie. L'une, la fission, est aujourd'hui utilisée industriellement. L'autre, la fusion contrôlée, est encore au stade de la recherche fondamentale.

Dans une réaction de fusion, deux noyaux légers s'associent pour donner un noyau plus lourd avec libération simultanée d'une énergie de plusieurs mega électrons volts ($1 \text{ MeV} = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ Joules}$). Complètement ionisés, les noyaux se repoussent mutuellement. Il faut donc leur donner une énergie suffisante pour permettre leur rapprochement à de très courtes distances. Cette énergie nécessaire pour entamer une réaction de fusion est atteinte si le milieu

est porté à une température de l'ordre d'une centaine de millions de degrés, c'est à dire la température d'un milieu thermonucléaire comme celui d'une étoile.

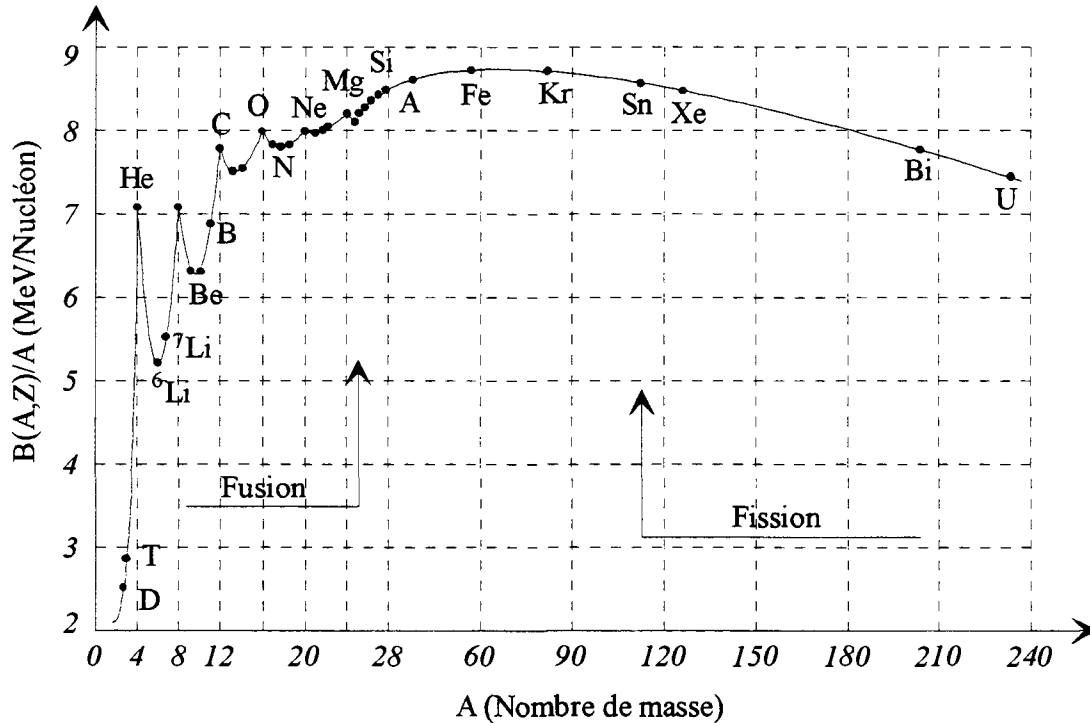
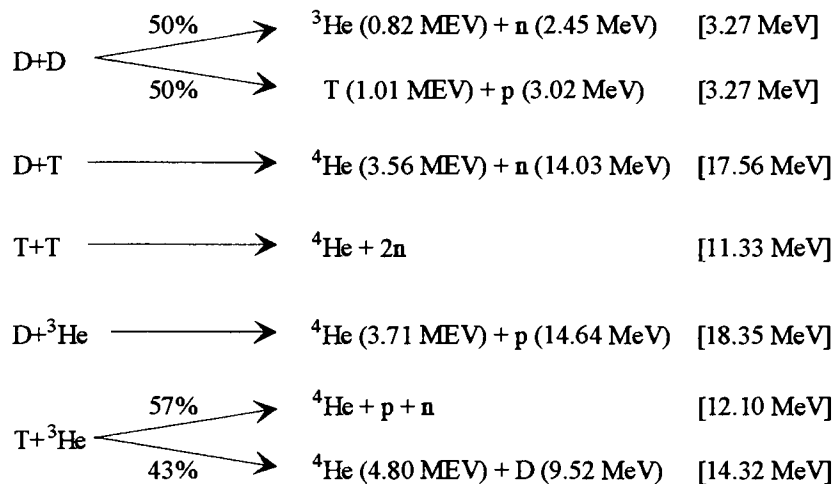


Figure I.1 Illustration de l'énergie susceptible d'être libérée dans les réactions nucléaires

En raison de leur faible charge électrique, ce sont les réactions de fusion entre isotopes de l'hydrogène qui nécessitent les températures les plus basses. La réaction entre deux noyaux de deutérium semble la plus séduisante car ces atomes sont présents en grande quantité sur Terre et dans l'univers. Cependant, comme le montre la figure I.2, la probabilité de réaction entre deux noyaux de deutérium pour des températures envisagées dans un Tokamak (~ 10 keV), est très faible.



La réaction entre un noyau de deutérium et un noyau de tritium est de loin la plus facile à réaliser. Cette réaction demande une température de 100 à 200 millions de degrés Kelvin pour se produire. Ainsi, bien que le Tritium n'existe pas à l'état naturel, les recherches actuelles s'orientent vers cette seconde réaction. On peut l'obtenir en utilisant les neutrons issus des réactions de fusion pour bombarder un manteau contenant du lithium.

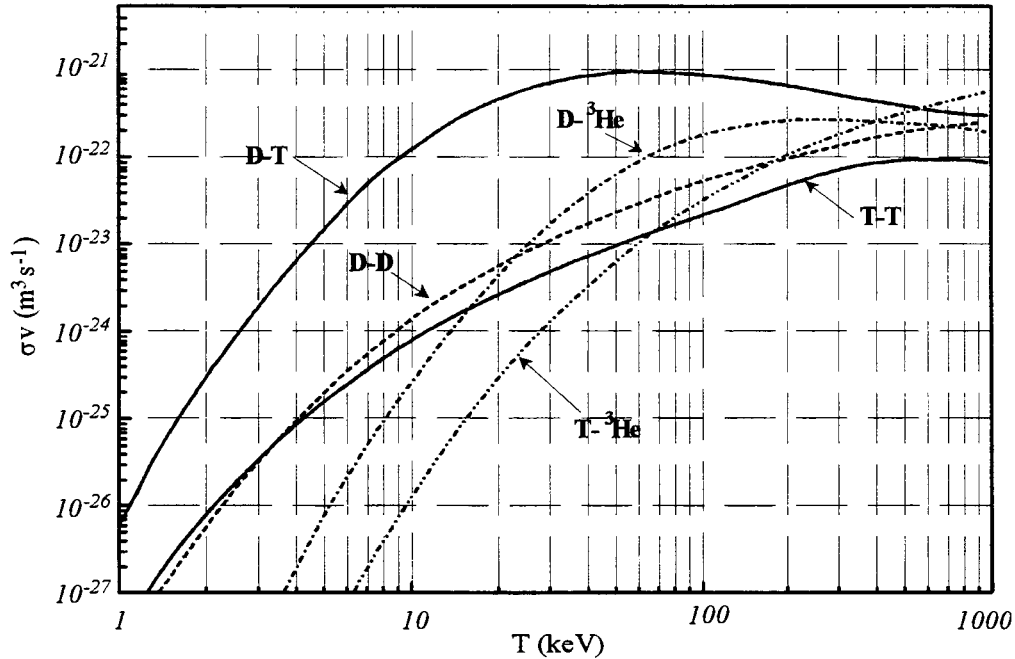


Figure I.2. Taux de réaction des principales réactions de fusion.

Un réacteur à fusion aura un combustible sous forme de plasma de deutérium et de tritium. L'enjeu est de porter à ignition ce plasma. Les parois du Tokamak serviront de réservoir à lithium et devront être capables de récupérer l'énergie produite sans doute sous forme thermique par l'intermédiaire des neutrons.

Bien entendu l'enjeu revient à essayer de récupérer plus d'énergie P_{fusion} par les réactions de fusion que celle $P_{fournie}$ fournie pour engendrer la réaction. Un facteur d'amplification Q est défini :

$$Q = \frac{P_{fusion}}{P_{fournie}}$$

Le seuil psychologique appelé « Break even » où $Q = 1$ a été atteint ou approché sur deux machines, JET le Tokamak européen et TFTR, le Tokamak américain sur des temps très

courts ($< 1s$). La prochaine étape consiste à approcher une réaction auto-entretenu pour laquelle l'énergie fournie pour la réaction de fusion est nulle ($Q \rightarrow \infty$). Cette condition est appelée « l'ignition ». Les conditions pour accéder à cet état sont résumées dans le critère de Lawson [Law57] :

$$n_i T_i \tau_E > f(T_i)$$

où n_i est la densité des ions, T_i leur température et τ_E le temps de vie de l'énergie. f est une fonction qui dépend essentiellement de la section efficace de fusion, c'est à dire de la température et des réactions choisies.

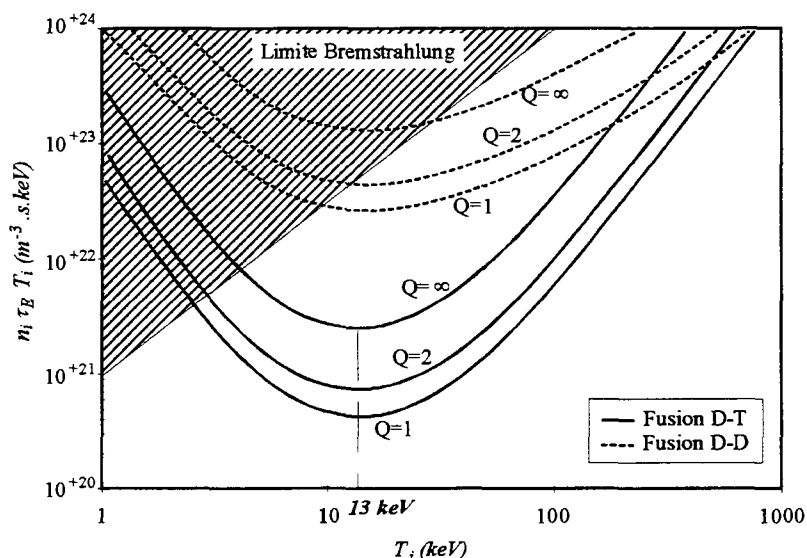


Figure I.3. Evolution du produit $n_i T_i \tau_E$ en fonction de la température pour des réactions D-T et D-D et pour différents facteurs d'amplification Q .

La température ionique étant fixée pour avoir le taux de réaction maximum ($T_i \approx 10 \text{ keV}$), il existe deux méthodes très différentes pour maximiser le produit $n_i T_i \tau_E$ et atteindre « l'ignition » :

- **La voie de la fusion inertielle.**

Les densités sont très élevées, typiquement 1000 fois supérieures à celles du solide ($n_i \geq 10^{+31} \text{ m}^{-3}$) alors que le temps de confinement de l'énergie τ_E reste faible ($\tau_E \leq 10 \text{ ps}$). Pour obtenir un tel résultat, une cible de deutérium-tritium (D-T) est comprimée par

l'intermédiaire du rayonnement X émis par l'interaction de faisceaux L.A.S.E.R très puissants et d'un matériau recouvert d'une fine couche d'or. La pression obtenue n'est maintenue que de manière transitoire grâce à l'inertie du mélange fusible. Après cela, le gaz se détend. Un futur réacteur utilisant ce principe fonctionnerait donc en régime pulsé par une suite de micro-explosions thermonucléaires dont la fréquence doit être supérieure à quelques hertz.

▪ **La voie de la fusion magnétique.**

Le temps de vie de l'énergie τ_E est maximisé vers des valeurs de l'ordre de la seconde en confinant un mélange fusible peu dense ($n_i \geq 10^{+20} \text{ m}^{-3}$). Aux températures optimales de fusion, ce mélange se présente sous forme d'un plasma chaud, où les ions et les électrons sont complètement dissociés. Dans les étoiles, il est confiné par son propre poids (effet gravitationnel), mais sur terre, cette solution n'est pas réalisable. Un intense champ magnétique est alors employé pour exercer sur les particules chargées une pression P_{mag} qui s'exprime comme suit :

$$P_{mag} = \frac{B_0^2}{2 \mu_0}$$

où B_0 est le champ magnétique et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

L'équilibre du plasma est assuré si la pression magnétique permet de compenser sa pression cinétique :

$$\beta = \frac{P_{cin}}{P_{mag}} < 1$$

où $P_{cin} = 2 n k_b T$ est la pression cinétique du plasma, n , T sont respectivement la densité et la température du plasma. k_b est la constante de Boltzmann, $k_b = 1.23 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

L'objectif des plasmas de fusion est de devenir une source d'énergie incontournable dans un avenir assez proche. Un bilan d'énergie sommaire mène au critère de Lawson [law57]. Les pertes d'énergie sont rassemblées dans le paramètre τ_E qu'on nomme temps de vie de l'énergie. Expérimentalement, ce terme est défini par $\tau_E = W / P_{tot}$ où P_{tot} est la puissance totale injectée pour chauffer le plasma (puissance ohmique plus puissances

additionnelles) et W est le contenu énergétique du plasma : $W = (3/2)k_b(n_i T_i + n_e T_e)$. Il est calculé à l'aide des profils expérimentaux de la densité et de températures électronique et ionique. La connaissance de ces profils est essentielle. Ce qui explique les raisons des efforts qui sont consentis pour connaître les origines des perturbations possibles des mesures. Notamment dans ce travail de thèse, nous essaierons de quantifier la perturbation que peut produire un chauffage additionnel, nommé chauffage à la fréquence hybride basse, sur nos mesures par radiométrie du profil de température des électrons. Ce chauffage étant essentiel, l'objectif est de produire un profil de température même en sa présence.

1.2 La configuration magnétique Tokamak

En ce qui concerne « la fusion magnétique » qui semble la plus prometteuse et à laquelle l'ensemble de cette thèse se rapporte, deux principaux types de machines toroïdales émergent, les Stellarators et les Tokamaks. Le concept de Stellarators, imaginé par Lyman Spitzer fut à l'origine des projets américains de fusion (1951). En 1958, les deux prix Nobel soviétiques, A.D Sakharov et I.E Tamm [SD60], publiaient les principes d'une configuration magnétique toroïdale différente dans laquelle le plasma est traversé par un intense courant électrique qui sert à la fois à confiner le plasma et à le chauffer par effet Joule. Cette idée donna naissance dans les années 60 à une foison de machines notamment à l'institut Kurtchatov de Moscou dirigé par l'académicien L.A Artsimovich. Ces machines furent baptisées Tokamaks (**t**oroid=**t**ore, **k**amera=**ch**ambre, **m**agnit=**a**imant, **k**atushka=**b**obine). Le temps de confinement de l'énergie était bien supérieure dans ces machines à celui observé dans les autres Et ce fut une 'success story'.

En quelques mots, présentons les grands Tokamaks des vingt dernières années:

- Le Tokamak américain TFTR, mis en service en 1982.

Une température ionique de 45 keV a été atteint pour un mélange deutérium-tritium avec une puissance de fusion de 10.7 MW associée à un temps maximum de confinement de l'énergie de 0.21 secondes [J95]. Le critère de Lawson vaut $8.3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$. On se rapproche du seuil de $10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$. Ce Tokamak a été arrêté en 1996.

- Le Tokamak européen JET, mis en service en 1983.

En novembre 1991, le JET a obtenu une puissance de fusion de 2 MW pendant 2s [J²92]. Cette expérience fut la première introduction de tritium dans une machine de fusion par confinement magnétique. Plus récemment encore, JET a produit 16 MW de puissance de fusion en 1997 [JET98]

- Le Tokamak français Tore Supra, mis en service en 1988.

Ce Tokamak est l'un des tous premiers grands Tokamaks disposant d'un aimant toroïdal supraconducteur. Une puissance de 3.2 MW de puissance hybride a permis de maintenir un plasma pendant 70 secondes sans aucune aide du transformateur. Le courant non inductif de 650 kA a été obtenu de façon stationnaire dans un plasma d'une densité de $1.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ [WM96].

- Sans oublier JT60 au Japon, mis en service en 1985.

Un Tokamak est une machine torique dont la structure magnétique présentée sur la figure I.4 est caractérisée par des lignes de champ magnétique s'enroulant hélicoïdalement sur des surfaces dites magnétiques. Ces dernières correspondent à des tores emboîtés que nous considérons à section poloïdale circulaire (approximation raisonnable dans le cas du Tokamak Tore Supra) et à grand rayon d'aspect. Le rapport d'aspect d'un Tokamak est défini comme le rapport entre le grand rayon R_0 du tore sur le petit rayon du plasma. Un point de la configuration magnétique est repéré par son petit rayon r , son angle poloïdal θ et toroïdal φ . Les particules ionisées et chargées du plasma sont astreintes à s'enrouler autour d'une ligne de champ magnétique par la loi de Laplace. Le champ magnétique de confinement est la somme de deux champs magnétiques. Un champ magnétique toroïdal (B_φ) engendré par un solénoïde torique à l'intérieur duquel se trouve la chambre à vide où est créé le plasma. Et un champ magnétique poloïdal (B_θ) engendré par le courant toroïdal qui circule dans le plasma. Ce courant est lui même induit par un second bobinage. En effet, ce bobinage d'axe vertical confondu avec l'axe du solénoïde torique, constitue le circuit primaire d'un transformateur dont le secondaire est constitué par l'anneau de plasma. Le champ magnétique poloïdal est perpendiculaire au champ magnétique toroïdal. Cette combinaison de champs engendre le champ magnétique de confinement autour duquel s'enroulent les particules.

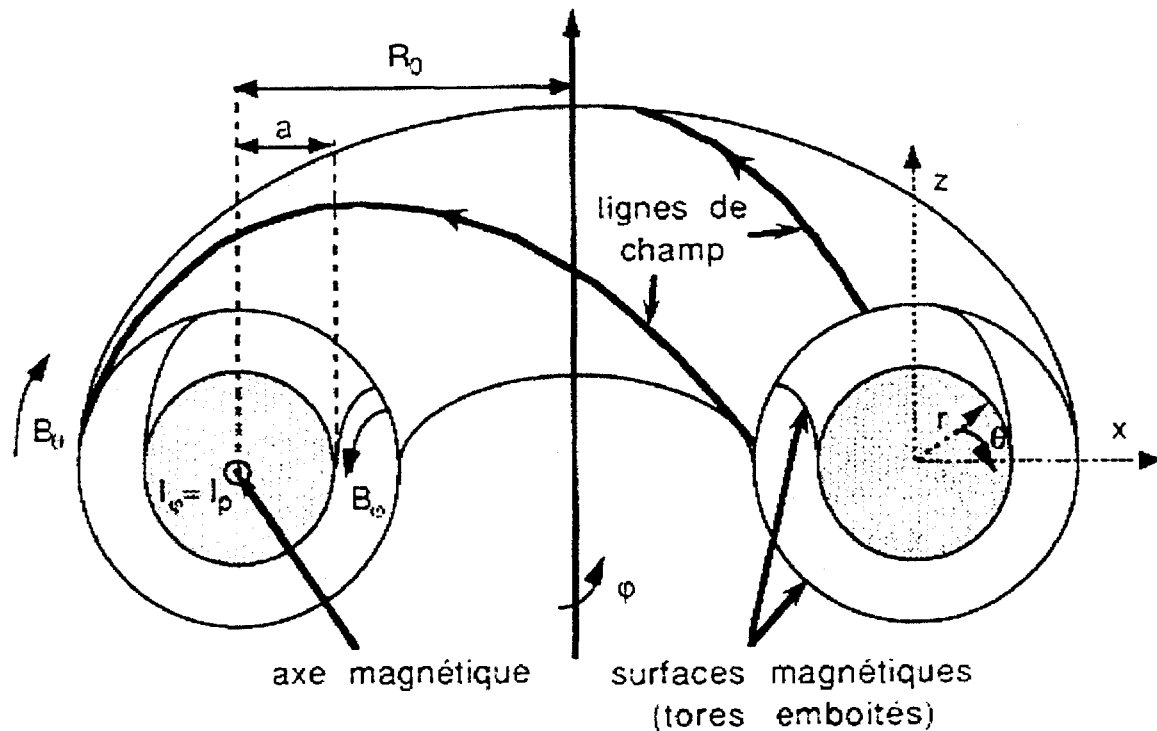


Figure I.4. Structure magnétique du Tokamak

1.3 La génération de courant

Le chauffage ohmique est la méthode la plus simple pour chauffer le plasma. Cependant, celui-ci ne permet pas d'obtenir des températures suffisamment élevées pour espérer observer dans les premiers Tokamaks une production significative de réactions thermonucléaires. Comme un transformateur, un Tokamak voit la durée d'une décharge limitée par la variation du flux magnétique disponible dans son circuit primaire. De plus, alors que le contrôle du profil de courant est nécessaire pour supprimer les instabilités destructives dues à des valeurs rationnelles du facteur de sécurité q , le profil de courant inductif est intrinsèquement déterminé (Le facteur de sécurité est défini comme le rapport entre le nombre de tours poloïdaux et le nombre de tours toroïdaux parcourus pour une ligne de champ magnétique).

C'est pourquoi dans les années soixante dix, N.J. Fisch et T. Ohkawa ont proposé de générer du courant de façon non inductive [Fis78], [Ohk70] pour s'affranchir des limites de la génération de courant inductive. En découplant les énergies magnétique et cinétique du

plasma, le courant généré par ces méthodes permet de contrôler la distribution radiale de la densité de courant dans une section poloïdale du plasma. Ce degré de liberté supplémentaire dans le fonctionnement du Tokamak permet d'éviter par exemple, les instabilités magnétohydrodynamiques [Bri85], fortement liées au profil de densité de courant. Sur la surface magnétique correspondant à $q=1$, les dents de scies, observées par le radiomètre Superhétérodyme mesurant la température des électrons, mettent en jeu des puissances importantes qui sont expulsées en des temps très brefs [Goe74]. Leur contrôle peut s'avérer nécessaire pour extraire les impuretés (notamment l'hélium), produites par les réactions de fusion. Sur la surface $q=2$, des instabilités conduisent à des disruptions qui détruisent la topologie des surfaces magnétiques et déconfinent les particules ionisées. Le confinement de l'énergie lui même dépend fortement de la forme du profil de la densité de courant [Mor93], [DIID93], [JET93], [JT93], [Hoa94], [Lit95]. Ces méthodes non inductives permettent aussi d'envisager le fonctionnement quasi-continu d'un Tokamak. Le courant ainsi produit peut venir en supplément du courant induit, voire le remplacer totalement. L'allongement de la durée d'une décharge permet de réduire grandement le nombre de chocs que doit subir la structure du Tokamak et donc permet d'améliorer la fiabilité, de diminuer la fatigue des matériaux et le coût de ce type de machine [ané89].

Deux méthodes non inductives de génération de courant:

- l'injection de faisceaux d'atomes neutres très énergétiques
- l'utilisation d'ondes électromagnétiques capables de se propager dans les plasmas.

Les performances des plasmas sont classées en fonction de leur régime de confinement. Sans chauffage additionnel et pour des densités assez faibles, le temps de confinement croît linéairement avec la densité et satisfait la loi d'Alcator. Il s'agit du régime à confinement ohmique linéaire (Linear Ohmic Confinement). Au delà d'une certaine densité, le temps de confinement n'évolue plus. Le régime de confinement saturé est atteint (Saturated Ohmic Confinement). En présence de chauffage additionnel, il existe le régime L (pour Low Confinement) traduisant la dégradation du temps de vie de l'énergie. La loi d'échelle associée à ce mode est celle de Goldston [Gol84]. D'autres modes de fonctionnement ont été obtenus afin d'améliorer les performances des plasmas.

Le mode H pour High confinement est le principal mode de confinement amélioré et a été obtenu pour la première fois en 1982 dans le Tokamak ASDEX. Ce mode est caractérisé par une barrière de transport, c'est à dire une réduction importante des coefficients de transport au bord du plasma [Wag82]. Cependant, la présence d'une forte pression au bord du plasma ne permet pas un contrôle optimal des flux de chaleur et de particules au niveau de la paroi interne de la chambre. De plus, des instabilités magnétohydrodynamiques appelées ELMs (Edge Localised Modes), associées au gradient de pression élevé dû à la barrière de transport, sont responsables d'importants flux de chaleur pulsés susceptible d'endommager des éléments à proximité immédiate du plasma. D'où la recherche de régimes à confinement amélioré permettant de séparer le plasma en une partie centrale bien confinée avec une forte pression dans laquelle sont réalisées les réactions de fusion, et une partie externe refroidie par rayonnement afin de faciliter le contrôle des interactions plasma-paroi.

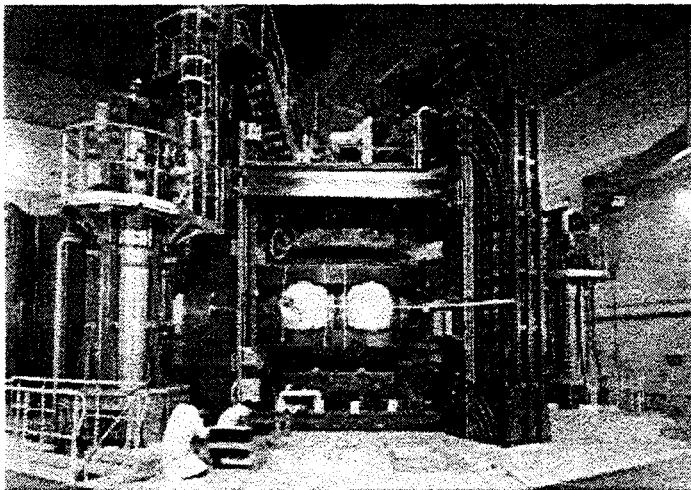
De tels régimes peuvent être obtenus lorsque le profil de densité de courant plasma est fortement piqué [Hoa94] ou au contraire légèrement creux [Hug92]. L'inconvénient des configurations à profils de courant piqué est leur incompatibilité avec une forte fraction de courant de bootstrap, dont le profil est en général creux, même lorsque le profil de pression est fortement piqué [Tay97]. Ainsi, la génération de courant hors de l'axe par effet bootstrap diminue le piquage du profil de courant total, et détruit ainsi ce type de confinement amélioré. La compatibilité avec le courant de bootstrap impose d'utiliser des régimes à confinement amélioré avec un profil de densité de courant creux. Ces régimes à cisaillement inversé constitue aujourd'hui la base de tous les scénarios de type Tokamak avancé [Lit98]. Ils sont caractérisés par une zone centrale de cisaillement magnétique nul ou légèrement négatif, dans laquelle le transport des particules et de la chaleur est pratiquement réduit à sa valeur néoclassique. La limite extérieure de cette zone est appelée barrière de transport interne (ITB). L'amélioration du confinement global de la décharge croît avec l'étendue de la zone de bon confinement. Ces régimes font l'objet d'une étude très détaillée, notamment à JET, où une production d'une puissance fusion de 8.2 MW a été réalisé dans un mélange deutérium-tritium [Gor98].

Le mode LHEP (Lower Hybrid Enhance Performance) ou le mode FWEH (Fast Wave Electron Heating) permettent de modifier les profils de courant et le facteur de sécurité au centre du plasma par l'injection d'ondes électromagnétiques de forte puissance.

Le mode PEP (Pellet Enhance Performance) permet de piquer le profil de densité par injection de glaçons au centre du plasma.

I.4 Le Tokamak Tore Supra, une étape vers la fusion contrôlée.

Le Tokamak Tore Supra [dixans] a été construit dans le cadre du programme Euratom. Il permet de réaliser des décharges plasma performantes de longue durée, afin d'étudier et de contrôler les plasmas en régime stationnaire. Le concept Tore Supra est une étape importante vers un réacteur à fusion thermonucléaire,



grâce

- à son aimant supraconducteur,
- à la génération de courant par les ondes,
- à l'extraction en continu de la puissance et des particules injectées.

Avec le Tokamak russe T15, Tore Supra est l'un des tous premiers grands Tokamaks au monde à fonctionner avec des bobines supraconductrices. Le matériau choisi pour le

supraconducteur est le niobium-titane refroidi à l'hélium superfluide. La solution originale retenue pour le refroidissement du supraconducteur utilise les propriétés d'un bain d'hélium superfluide (1.8 K, 1 atmosphère) qui possède des valeurs très élevées de coefficient de transfert thermique et de chaleur spécifique. L'hélium superfluide assure un refroidissement efficace sans circulation de fluide.

Le champ magnétique maximal sur le supraconducteur est égal à 9 teslas. Le rapport d'aspect, c'est à dire le rapport du grand rayon (environ 2.35 m) sur le petit rayon (environ 0.78m), est proche de trois. Le champ magnétique nominal au centre du plasma est de 4.2 teslas, le courant nominal dans le plasma est de 1.7 MA.

Le Tokamak fonctionne comme un transformateur. Tore Supra possède un noyau de fer. Le circuit primaire est constitué par les bobines horizontales, le circuit secondaire étant le plasma. Le couplage primaire secondaire est assuré par des bras magnétiques entourant la chambre torique (figure I.5). Les principales caractéristiques de Tore Supra sont données dans le tableau I.1

Caractéristiques	Valeur typique
Nombre de bobines toroïdales	18 en NbTi refroidies à l'Hélium super fluide à 1.8 K
Champ toroïdal sur l'axe, B_0	$< 4 T$
Grand rayon, R	2.4 m
Petit rayon, a	0.8 m (plasma circulaire)
Volume de plasma	25 m ³
Durée d'impulsion	15 s en routine, record 2 mn
Densité volumique moyenne, $\langle n_e \rangle$	$6.0 \cdot 10^{19} m^{-3}$
Courant plasma, I_p	$I_p < 2 MA$
Température électronique centrale, T_{e0}	$< 10 keV$
Température ionique centrale, T_{i0}	$< 5 keV$
Chauffage cyclotronique ionique (FCI)	3 antennes, 12 MW de puissance totale
Chauffage hybride (LHCD)	2 grills, 8 MW de puissance totale
Chauffage cyclotronique électronique (FCE)	3 MW en développement

Tableau I-1 : Caractéristiques du Tokamak Tore Supra.

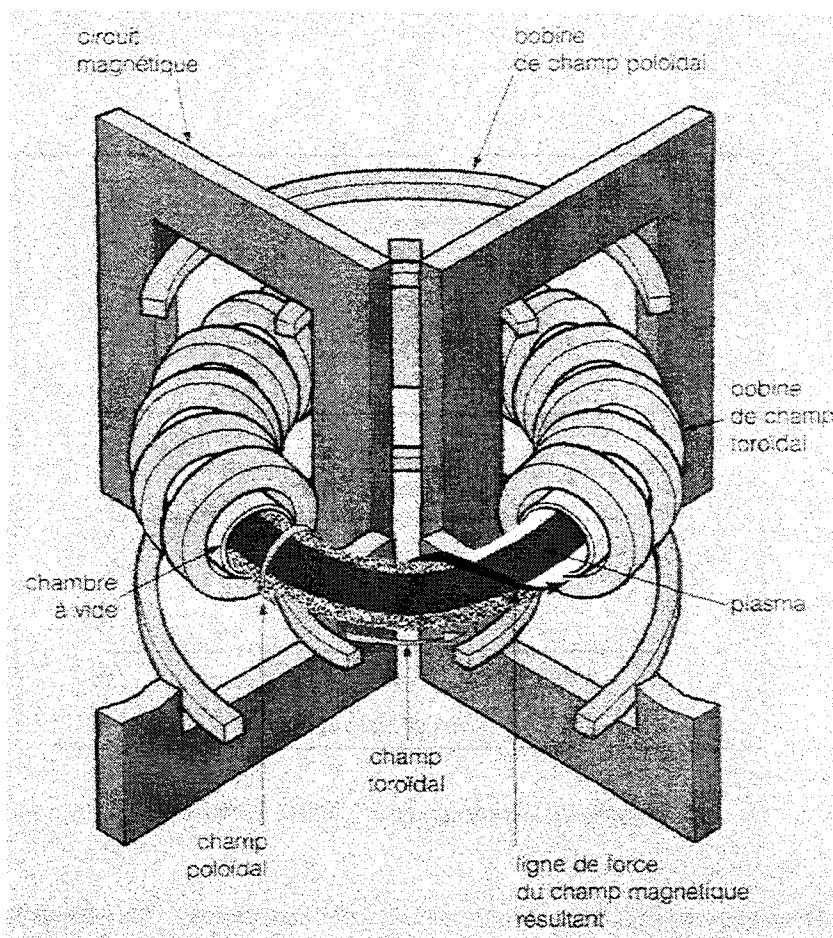


Fig. I.5 Le Tokamak Tore Supra

En 1996, l'injection d'une puissance de 2,5 Mégawatts d'ondes à la fréquence hybride extraite par les composants face au plasma refroidis en continu par circulation d'eau forcée, a permis de réaliser des décharges de 2 minutes (280 Mégajoules d'énergie injectée et extraite). Les paramètres fondamentaux de ce record sont précisés sur la figure I.7.



**Figure I.6 Emission lumineuse du plasma
(raie H_{α})**

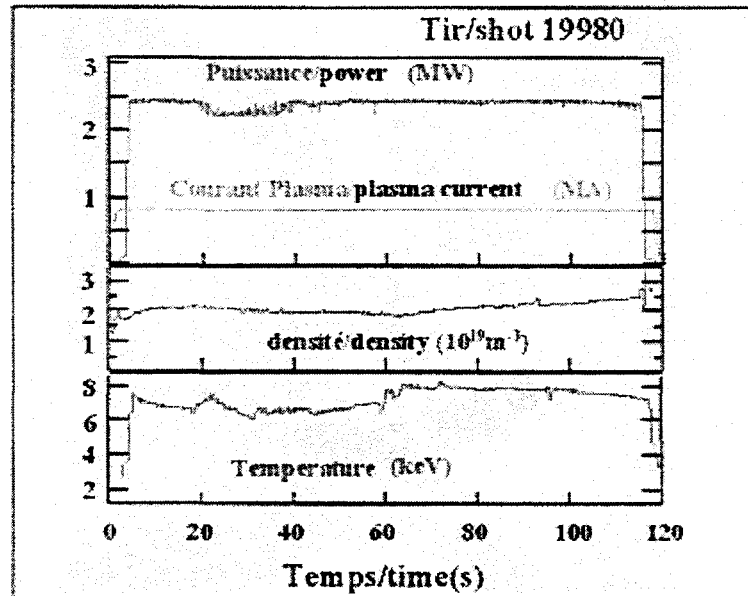


Figure I.7 Décharge record de deux minutes

De nombreuses expériences de longue durée ont permis de dépasser la plupart des temps de mise à l'équilibre physiques et techniques du système plasma-machine. De bonnes conditions de confinement du plasma ont été obtenues, un contrôle en continu de ses paramètres a été réalisé.

Aujourd'hui l'objectif est évidemment d'obtenir des décharges performantes de durée encore plus longue. Tore Supra devra augmenter la puissance de génération de courant injectée et donc la puissance extraite. On en vient donc naturellement aux enjeux du projet **CIEL**.

Ce projet est le second souffle de Tore Supra. Après 10 années d'exploitation, l'objectif est de passer à terme d'une durée de plasma de deux minutes à 1000 secondes. Un projet des plus ambitieux et motivant. Pour aller au delà des performances record de 1996, l'augmentation de la capacité d'extraction de la puissance est nécessaire. De nouveaux composants, très performants, ont été développés par l'industrie européenne et seront installés sur Tore Supra en l'an 2000 :

- Un limiteur de grande surface, 7 m², de forme annulaire, formé de 576 aiguilles, capable d'extraire 15 Mégawatts de puissance transférée par les particules du plasma,
- Une protection renforcée du cryostat contenant l'aimant supraconducteur contre le rayonnement plasma (capable d'extraire 10 Mégawatts).

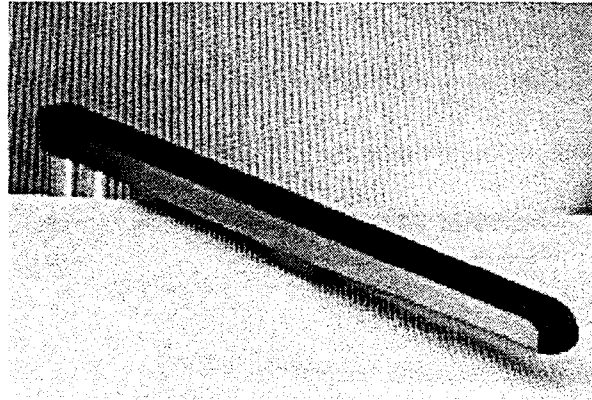


Figure I.8 Une aiguille du limiter

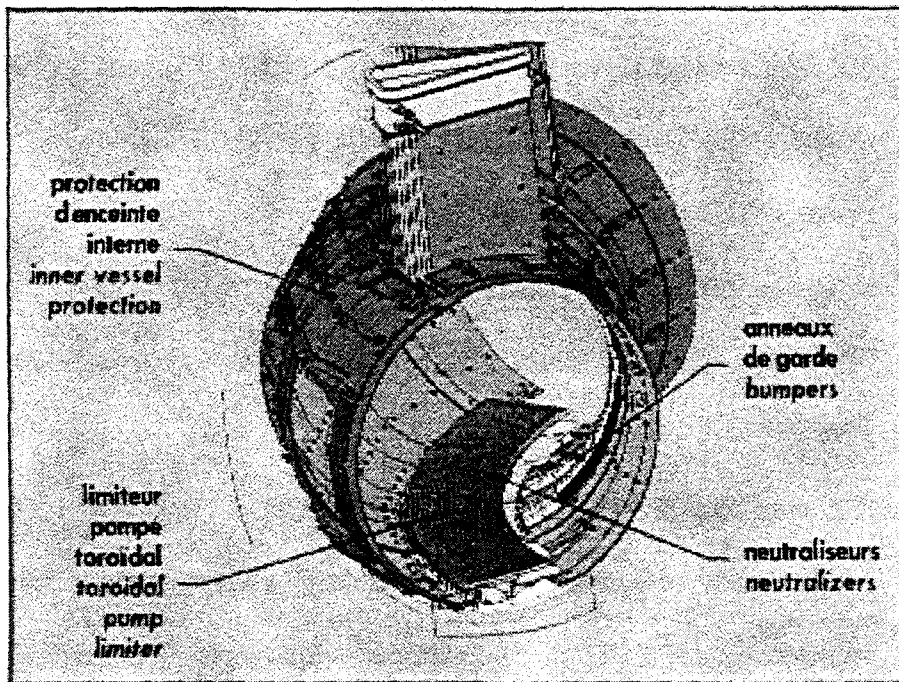


Figure I.9 Composants du projet CIEL

Références bibliographiques

- [ané89] Ané J.M., Fidone I., Johner J., Rapport EUR-CEA-FC-1380, Centre d'étude de Cadarache (1989)
- [Bri85] Briffod G., Rapport Eur-CEA-FC-1286 (1985)
- [DIID93] DIII-D Team (presented by T. Simonen), Plasma phys Control. Fusion, proceedings of the 14th International conference, Würzburg,1992 (IAEA, Vienna,1993),1 41
- [dixans] Plaquette des 10 ans de Tore Supra.
- [Fis78] Fisch N.J., Physical Review Letters, **41** 873 (1978)
- [Goe74] Von Goeler S., Stodiek W., Sauthoff N., Physical review Letters **33** (1974) 1201
- [Gol84] R.J. Goldston et al., Plasma Physics and Controlled Fusion, **26**, (1984) p87
- [Gor98] Gormezano C. et al, Phys. Rev. Lett. **80** 25 (1998) 5544
- [Hoa94] Hoang G.T., Nucl. Fusion **34** (1994) 75
- [Hug92] Hugon M. et al, Nucl. Fusion **34** 1 (1994) 75
- [J95] D.W Johnson et al. Plasma Phys. Control. Fusion. 37 :A69-A85, November 1995
- [J²92] JET et al. Nuclear Fusion, 32(2) :187-203,1992
- [JET93] JET Team (presented by M. Keilhaker), Plasma phys Control. Fusion, proceedings of the 14th International conference, Würzburg,1992 (IAEA, Vienna,1993),1 15

- [JET98] A Kaye and the JET team, JET-P(98)37 and proceedings of the 13th ANS Topical Meeting, (Nashville USA, June 1998)
- [JT93] JT-60 Team(presented by M Shimada), Plasma phys Control. Fusion, proceedings of the 14th International conference, Würzburg,1992 (IAEA, Vienna,1993),1 57
- [Law57] J.D Lawson, Proceedings of the Royal Physical Society, 1957, p7
- [Lit95] Litaudon X., et al., in application of Radiofrequency Power to Plasma, Proc. of the 11th Topical Conference, Palm Springs, California, 1995,American Institute of Physics **355** (1995) 90
- [Lit98] Litaudon X., Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998) A251
- [Mor93] Moreau D., et al., Plasma Phys. Control. Fusion., Proc. of the 14th International Conference, Würzburg, 1992 (IAEA, Vienna), **1** (1995)105
- [Ohk70] Ohkawa T., Nucl. Fusion **10** (1970) 185
- [ST60] A.D Sakharov and I.E. Tamm. Plasma Physics and the Problem of Thermonuclear Reactors, volume1. Pergamon, New York, 1959-1960.
- [Tay97] Taylor T.S., Plasma Phys. Contr. Fusion **39** (1997) B47
- [Wag82] Wagner F. et al, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1408
- [WM96] T. Wijnands and G. Martin. Nuclear Fusion, 36(9) :1201-1204,1996

PARTIE II

Propagation et absorption des ondes hybrides basses et cyclotroniques électroniques

Introduction

L'interaction coulombienne à longue portée entre les particules chargées du plasma provoque une force de rappel dès que celui-ci s'écarte de la neutralité électrique. C'est ce qui permet à un grand nombre de modes d'oscillations de pouvoir se propager à travers le plasma. Pour des plasmas de Tokamak, la présence d'un champ magnétique de confinement permet à ceux-ci de devenir anisotropes, et enrichit encore le nombre possible de modes d'oscillations par les mouvements des particules chargées autour des lignes de champs magnétiques. Enfin, le mouvement thermique des particules modifie la constante diélectrique du plasma, et surtout rend possible des échanges d'énergie entre onde et particules dites résonnantes dont la vitesse est proche de la vitesse de phase de l'onde.

La propagation des ondes est correctement décrite en considérant le plasma comme un milieu continu décrit par un système d'équations fluides. Les effets thermiques sont pris en compte par l'ajout d'un terme de pression modifiant les propriétés diélectriques du plasma. Les équations fluides couplent des grandeurs macroscopiques, comme les densités ou les vitesses électroniques et ioniques, au champ électromagnétique donné par les équations de Maxwell. Le plasma se comporte alors vis-à-vis des ondes comme un milieu anisotrope dispersif doté d'une constante diélectrique tensorielle. Par contre, les mécanismes tels que la génération de courant par onde hybride basse et d'émission cyclotronique électronique, qui vont nous intéresser dans cette thèse, impliquent des échanges d'énergie entre onde et plasma. La description de cet échange, tant du point de vue de l'absorption que de l'émission, nécessite l'utilisation de la théorie cinétique où sont introduites les fonctions de distribution des particules.

L'onde hybride basse, utilisée pour la génération de courant dans les Tokamaks, correspond à une onde de plasma électronique quasi-électrostatique. Sa gamme de fréquence est de $f_{LH} = \omega_{LH}/2\pi = 0.5 - 5.0$ GHz. Les longueurs d'onde correspondantes dans le vide sont comprises entre 6 cm et 6 dm. Ces ondes sont lancées dans le plasma par l'intermédiaire de réseaux de guide d'ondes, le "grill" [Lal74] [Bra76].

L'onde cyclotronique électronique générée par les électrons en gyration autour des lignes de force du champ magnétique de confinement B_0 se propage en mode ordinaire ou extraordinaire à la fréquence cyclotronique électronique et à ses harmoniques $\omega_{ce} = 1.76 * 10^{11} B_0$ (rad/s). Dans notre cas, cette onde est mesurée par un radiomètre dans la gamme 78-110 GHz, soit au fondamental du mode O, soit au second harmonique du mode X suivant le champ magnétique de confinement. Les longueurs d'ondes correspondantes dans le vide sont comprises entre 2.7 mm et 3.8 mm [SGG97].

Afin de décrire le comportement de l'onde hybride ou cyclotronique électronique, il convient de préciser le modèle de plasma qui sera choisi en fonction du domaine de pulsation ω de ces ondes.

II.1 Modèle de plasma

Le modèle approprié pour décrire la propagation des ondes hybrides est suggéré par le fait que la pulsation ω_{LH} [Bra78a] est nettement supérieure à la fréquence cyclotronique électronique ionique ω_{ci} et est bien inférieure à la fréquence cyclotronique électronique ω_{ce} (nettement supérieure signifie ici plus grand d'un facteur de l'ordre de $\sqrt{m_i/m_e}$ avec m_e et m_i respectivement la masse des électrons et de l'espèce ionique considérée). Comme $\omega_{LH} \gg \omega_{ci}$ l'amortissement cyclotronique sur les ions sera négligé à moins que ω_{LH}/k_{\perp} la vitesse de phase perpendiculaire au champ magnétique de confinement devienne comparable à la vitesse thermique des ions, ce qui se produit au voisinage de la résonance hybride basse [Bra78b]. Contrairement aux ions, l'inégalité $\omega_{LH} \ll \omega_{ce}$ signifie que les électrons sont fortement

magnétisés. Le seul effet important en dehors de la zone de résonance hybride basse est l'amortissement Landau dû au mouvement libre des électrons le long des lignes de champs magnétiques [Bra78b].

Par conséquent, la propagation de l'onde hybride dans le plasma sera décrite dans le cadre de l'approximation dite des plasmas froids, plus exactement des plasmas tempérés [ABB63]. Ce modèle suppose que les particules du milieu sont immobiles en l'absence de perturbation et qu'elles oscillent autour de leur position d'équilibre fixe dans l'espace sous l'action du champ électromagnétique de l'onde. Cela revient à négliger l'agitation thermique de ces particules devant leur mouvement d'oscillation. On négligera la conversion en un mode électrostatique chaud ou en un mode ionique en fixant la fréquence de l'onde hybride légèrement supérieure à la fréquence hybride basse calculée au centre du plasma. Si l'approximation des plasmas froids est valable pour la propagation, il est nécessaire d'introduire les effets plasmas chauds pour caractériser au mieux l'absorption.

La propagation de l'onde cyclotronique électronique sera aussi décrite dans le cadre de l'approximation des plasmas froids. Nous verrons que l'approximation de l'optique géométrique est particulièrement bien adaptée à cette onde.

II.2 Description diélectrique du plasma.

Le caractère anisotrope du plasma vient de la présence du champ magnétique de confinement \mathbf{B}_0 . Le tenseur de conductivité $\overline{\sigma}(\mathbf{r}, t)$ représente la réponse locale de ce milieu inhomogène à l'excitation d'une onde électromagnétique. Ce tenseur est relié au champ électrique de l'onde $\mathbf{\epsilon}(\mathbf{r}, t)$ et à la densité de courant $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ par la loi d'ohm :

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \overline{\sigma}(\mathbf{r}, t) * \mathbf{\epsilon}(\mathbf{r}, t) = \int_0^t \overline{\sigma}(\mathbf{r}, t-s) \mathbf{\epsilon}(\mathbf{r}, s) ds \quad (\text{II.1})$$

où * désigne le produit de convolution.

En appliquant la transformée de Fourier-Laplace à l'égalité précédente, on obtient :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \bar{\bar{\sigma}}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (\text{II.2})$$

avec ω la pulsation de l'onde considérée. Afin d'alléger les notations, on écrit $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ au lieu de $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)$, $\bar{\bar{\sigma}}(\mathbf{r})$ au lieu de $\bar{\bar{\sigma}}(\mathbf{r}, \omega)$ et $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ au lieu de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$.

En régime stationnaire, l'induction électrique \mathbf{D} incluant le déplacement dans le vide est définie par la relation locale :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \mathbf{J}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \bar{\bar{\sigma}}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \bar{\bar{\mathbf{K}}}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{II.3})$$

avec $\bar{\bar{\mathbf{K}}}(\mathbf{r}) = \mathbf{I} + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \bar{\bar{\sigma}}(\mathbf{r})$ le tenseur diélectrique local et \mathbf{I} la matrice identité de dimension trois.

On exprime la densité de courant \mathbf{J} à l'aide des vitesses macroscopiques communiquées par l'onde aux électrons \mathbf{v}_e et aux ions \mathbf{v}_i présents dans le milieu par :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -en_e(\mathbf{r})\mathbf{v}_e(\mathbf{r}) + \sum_{ions} Z_i en_i(\mathbf{r})\mathbf{v}_i(\mathbf{r}) \quad (\text{II.4})$$

La somme est étendue à l'ensemble des espèces d'ions présents dans le plasma, e représentant la charge de l'électron n_e et n_i représentant les densités respectivement électroniques et des ions de l'espèce i .

Il existe dans le plasma des mécanismes dissipatifs, c'est à dire des mécanismes susceptibles d'absorber une partie de l'énergie d'une onde électromagnétique se propageant dans le milieu. Cet amortissement résulte principalement d'un effet collisionnel et d'un amortissement sans collision, appelé dans le cas de l'onde hybride, l'amortissement Landau, et dans le cas des ondes cyclotrons, la résonance cyclotronique électronique. La description diélectrique du plasma par les composantes de son tenseur diélectrique doit tenir compte de ces mécanismes. Le champ électrique de l'onde qui se propage dans le plasma accélère certains électrons. Ils transmettent alors une partie de leurs énergies aux ions par le biais des collisions. Dans le modèle de plasma que nous avons choisi, l'effet global des collisions coulombiennes

est introduit par un terme de friction entre les électrons et les ions qui correspond à [DB94] [Wes87] :

$$\nu(\mathbf{r}) = \nu_c(\mathbf{r}) \ln[\Lambda(\mathbf{r})] \approx 9.17 * 10^{-17} n_e(\mathbf{r}) Z_{eff}(\mathbf{r}) [T_e(\mathbf{r})]^{-3/2} \ln[\Lambda(\mathbf{r})] \quad (\text{Hz}) \quad (\text{II.5})$$

avec n_e et T_e exprimées respectivement en m^{-3} et en KeV. La charge effective Z_{eff} est une moyenne de la charge des ions du plasma :

$$Z_{eff}(\mathbf{r}) = \frac{\sum Z_i^2 n_i(\mathbf{r})}{n_e(\mathbf{r})} \quad (\text{II.6})$$

Pour $T_e \geq 10$ eV le logarithme coulombien s'écrit :

$$\ln \Lambda \approx 15.2 - 1/2 \ln[n_e / 10^{20}] + \ln[T_e] \geq 0$$

Dans ces formules, ν_c représente la fréquence de collision entre des particules voisines. Le logarithme coulombien (sans dimension) apporte une correction venant des interactions lointaines. Dans la plupart des plasmas de Tokamaks, ce logarithme coulombien est de l'ordre de 17.

Dans le plasma en présence d'un champ électrique $\boldsymbol{\varepsilon}_{tot}(\mathbf{r}, t)$ et magnétique $\mathbf{B}_{tot}(\mathbf{r}, t)$, les particules de chaque espèce s de masse m_s et de vitesse \mathbf{v}_s obéissent à l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$m_s \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t) = q_s (\boldsymbol{\varepsilon}_{tot}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}_{tot}(\mathbf{r}, t)) - m_s \nu(\mathbf{r}) \mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{n_s} \nabla p_s(\mathbf{r}, t) \quad (\text{II.7})$$

Dans ce modèle fluide, on omet la viscosité et la conduction de la chaleur. On néglige tous les effets cinétiques microscopiques qui jouent un rôle important, comme on le verra dans les mécanismes d'absorption. On garde la possibilité de prendre en compte les effets de pression, donc de température finie, dont on discutera au paragraphe II.4.5.

Avant que l'onde électromagnétique $(\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t), \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))$ ne pénètre dans le plasma, celui-ci était dans un état d'équilibre. En entrant dans le plasma, l'onde agit comme une perturbation locale. On peut linéariser l'équation de conservation de la quantité de mouvement en posant $\mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t) = \mathbf{v}_s^0(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_s^1(\mathbf{r}, t)$ avec $\mathbf{v}_s^0(\mathbf{r}) = 0$ puisque les particules sont immobiles avant le lancement de l'onde dans le plasma. Le champ électrique total et le champ magnétique total dans le plasma s'écrivent respectivement sous la forme $\boldsymbol{\varepsilon}_{tot}(\mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\varepsilon}^0(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t)$,

$\mathbf{B}_{tot}(\mathbf{r},t)=\mathbf{B}_0(\mathbf{r})+\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ avec $|\boldsymbol{\varepsilon}| \ll |\boldsymbol{\varepsilon}^0|$ et $|\mathbf{B}| \ll |\mathbf{B}_0|$ où $\boldsymbol{\varepsilon}^0$ représente le champ électrique dans le plasma avant l'arrivée de l'onde et \mathbf{B}_0 le champ magnétique de confinement. On néglige dans ce qui suit les effets de pression.

Au premier ordre par rapport à la perturbation, l'équation du mouvement devient :

$$m_s \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_s^1(\mathbf{r},t) = q_s \left(\boldsymbol{\varepsilon}_{tot}(\mathbf{r},t) + \mathbf{v}_s^1(\mathbf{r},t) \times \mathbf{B}_{tot}(\mathbf{r},t) \right) - m_s \nu(\mathbf{r}) \mathbf{v}_s^1(\mathbf{r},t) \quad (\text{II.8})$$

Dans cette linéarisation, la force due au champ magnétique de l'onde $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ disparaît. Par transformation de Fourier-Laplace, l'équation du mouvement linéarisée s'écrit :

$$-i\omega m_s \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) = q_s \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \right) - m_s \nu(\mathbf{r}) \mathbf{v}_s(\mathbf{r})$$

avec la vitesse des particules liée à la pulsation ω . $\mathbf{v}_s(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \mathbf{v}_s^1(\mathbf{r},t) dt$

L'équation du mouvement des électrons et des ions en est déduite :

$$\begin{cases} (\nu(\mathbf{r}) - i\omega) m_e \mathbf{v}_e(\mathbf{r}) = -e \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_e(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \right) \\ (\nu(\mathbf{r}) - i\omega) m_i \mathbf{v}_i(\mathbf{r}) = Z_i e \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_i(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \right) \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

En utilisant ce système II.9 dans la relation II.4 et en utilisant l'égalité II.3, le déplacement électrique \mathbf{D} s'écrit dans le système de référence $(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z})$ dont la composante \mathbf{z} est orientée suivant le champ magnétique de confinement \mathbf{B}_0 , avec les notations usuelles de Stix [Sti62] :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \overline{\overline{\mathbf{K}}}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} S(\mathbf{r}) & -iD(\mathbf{r}) & 0 \\ iD(\mathbf{r}) & S(\mathbf{r}) & 0 \\ 0 & 0 & P(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x(\mathbf{r}) \\ E_y(\mathbf{r}) \\ E_z(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (\text{II.10})$$

les éléments du tenseur sont :

$$S(\mathbf{r}) = 1 - \frac{\alpha(\mathbf{r})}{\omega} \left[\frac{\omega_{pe}^2(\mathbf{r})}{\alpha^2(\mathbf{r}) - \omega_{ce}^2(\mathbf{r})} + \sum_{ions} \frac{\omega_{pi}^2(\mathbf{r})}{\alpha^2(\mathbf{r}) - \omega_{ci}^2(\mathbf{r})} \right] \quad (\text{II.11})$$

$$D(\mathbf{r}) = \frac{1}{\omega} \left[\frac{\omega_{ce}(\mathbf{r}) \omega_{pe}^2(\mathbf{r})}{\alpha^2(\mathbf{r}) - \omega_{ce}^2(\mathbf{r})} + \sum_{ions} \frac{\omega_{ci}(\mathbf{r}) \omega_{pi}^2(\mathbf{r})}{\alpha^2(\mathbf{r}) - \omega_{ci}^2(\mathbf{r})} \right] \quad (\text{II.12})$$

$$P(\mathbf{r}) = 1 - \frac{1}{\omega \alpha(\mathbf{r})} \left[\omega_{pe}^2(\mathbf{r}) + \sum_{ions} \omega_{pi}^2(\mathbf{r}) \right] \quad (\text{II.13})$$

avec $\alpha(\mathbf{r}) = \omega + i\nu(\mathbf{r})$ (II.15). Les fréquences cyclotroniques électronique $\omega_{ce} = eB_0/m_e$ (II.16) et ionique ω_{ci} dépendent de la norme du champ magnétique de confinement. Et $\omega_{pe}(\mathbf{r}) = e\sqrt{n_e(\mathbf{r})/(\varepsilon_0 m_e)}$ (II.16) $\omega_{pi}(\mathbf{r}) = Z_i e\sqrt{n_i(\mathbf{r})/(\varepsilon_0 m_i)}$ (II.17) correspondent aux fréquences plasmas respectivement électronique et ionique. La constante $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ représente la permittivité dans le vide.

II.3 Absorption de l'onde hybride basse

L'amortissement Landau découvert par L.D Landau en 1946 [Lan46] est un mécanisme d'amortissement non collisionnel. Par ce mécanisme local, un courant est généré dans le plasma par l'interaction d'ondes à la fréquence hybride basse avec une population d'électrons résonnants, c'est à dire dont la vitesse $v_{||}$ est voisine de la vitesse de phase de l'onde $v_{||} = \omega/k_{||}$, le long des lignes du champ magnétique de confinement. L'interaction onde particule crée une queue d'électrons rapides dans l'espace des vitesses qui génère un courant unidirectionnellement dans le sens du champ magnétique [Fis78], [Fis87]. Le transfert d'énergie de l'onde hybride vers les électrons résonnants se traduit par l'ajout d'une partie anti-hermitienne $\overline{\overline{\mathbf{K}}}_{\text{res}}$ au tenseur diélectrique [Bek66]. Le calcul de cette partie nécessite une description microscopique de la dynamique du plasma. On ne peut plus se contenter de l'approximation des fluides. Les densités des particules du plasma sont représentées dans l'espace des phases par des fonctions de distribution. La description locale de la dynamique des électrons résonnants sous l'action de l'onde hybride, considérée comme une petite perturbation plasma, est obtenue par la linéarisation locale de l'équation de Vlasov [Vla38].

En considérant que l'onde hybride est essentiellement électrostatique ($|\mathbf{E}_{||}| \gg |\mathbf{E}_{\perp}|$) avec un vecteur d'onde \mathbf{k} de forte composante parallèle ($|k_{||}| \gg |k_{\perp}|$) [Mor93], on résout l'équation de Vlasov linéarisée par transformation de Fourier sur \mathbf{r} , et de Laplace sur t . On obtient le terme de résonance $G(\mathbf{k}, u_{||}, \omega)$:

$$(\omega - k_{||} v_{||}) G(\mathbf{k}, u_{||}, \omega) = ie E_{||}(\mathbf{k}, \omega) \frac{m_e n_e}{p_e^2} \frac{\partial F_{||}}{\partial u_{||}}$$

En accélérant une partie des électrons suivant les lignes de champs, l'amortissement Landau crée un courant porté suivant la direction du champ magnétique de confinement. Dans le repère de Stix, il s'agit de la troisième composante du vecteur courant :

$$\mathbf{J}_z(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{J}_{\text{res}}(\mathbf{k}, \omega) = -e \int_{-\infty}^{+\infty} (u_{\parallel} / \gamma) G(\mathbf{k}, u_{\parallel}, \omega) du_{\parallel}$$

En utilisant les formules de Plemelj [Mus53] [Roo69], on exprime le courant HF associé au champ électrique de l'onde :

$$\mathbf{J}_{\text{res}}(\mathbf{k}, \omega) = - \left(\frac{e^2 \pi \omega m_e n_e}{|k_{\parallel}| k_{\parallel} p_e^2} \frac{\partial \mathcal{F}_{\parallel}}{\partial u_{\parallel}} \right)_{v_{\parallel}=\omega/k_{\parallel}} \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \quad (\text{II.14})$$

soit dans le référentiel de Stix :

$$= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_L \end{pmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \quad (\text{II.15})$$

Le taux d'amortissement local Landau γ_L vaut :

$$\gamma_L = - \frac{e^2 \pi m_e c^2 n_e}{n_{\parallel}^2 \omega p_e^2} \frac{\partial \mathcal{F}_{\parallel}}{\partial u_{\parallel}} \Big|_{v_{\parallel}=\omega/k_{\parallel}} \quad (\text{II.16})$$

On introduit ce courant résonnant dans l'expression de l'induction électrique \mathbf{D} :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \overline{\overline{\mathbf{K}}}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \mathbf{J}_{\text{res}}(\mathbf{r}) = \overline{\overline{\mathbf{K}}}_{\text{tot}}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

avec

$$\overline{\overline{\mathbf{K}}}_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} S(\mathbf{r}) & -iD(\mathbf{r}) & 0 \\ iD(\mathbf{r}) & S(\mathbf{r}) & 0 \\ 0 & 0 & P_{\text{tot}}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (\text{II.17})$$

où

$$P_{\text{tot}} = P + \frac{i}{\varepsilon_0 \omega} \gamma_L = P - i\pi \frac{\omega_{pe}^2 c^2}{\omega^2 v_e^2} \frac{1}{n_{\parallel}^2} \frac{\partial \mathcal{F}_{\parallel}}{\partial u_{\parallel}} \Big|_{v_{\parallel}=\omega/k_{\parallel}} \quad (\text{II.18})$$

L'interaction entre l'onde électromagnétique et les électrons est introduit en rajoutant à l'élément P du tenseur diélectrique le terme $i/(\varepsilon_0 \omega) \gamma_e$.

II.4 Propagation dans un milieu faiblement inhomogène et anisotrope

La propagation des ondes électromagnétiques dans un plasma anisotrope est décrite par les champs électrique $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t)$ et magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, solutions des équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \nabla \times \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \\ \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \\ \varepsilon_0 \nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \\ \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

où ε_0 et μ_0 sont respectivement la constante diélectrique et la perméabilité magnétique du vide.

On néglige directement dans ces équations le terme de courant source équivalent au champ électrique excité par une antenne extérieure. Il apparaît les densités de charge ρ et de courant \mathbf{j} du plasma. Les densités de courant et de charge satisfont la relation de conservation :

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{II.20})$$

En éliminant le champ magnétique des deux premières équations, l'équation de propagation devient :

$$\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

Avec à l'instant $t=0$, le champ électrique de l'onde $\boldsymbol{\varepsilon}_0(\mathbf{r})$ et le champ magnétique $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ sont supposés connus et satisfont les relations $\varepsilon_0 \nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_0(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}, 0)$ et $\nabla \cdot \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) = 0$.

Le champ magnétique a été éliminé car seul le champ électrique est nécessaire pour décrire le transfert d'énergie onde - particule. La transformée de Laplace - Fourier est

appliquée à l'équation de propagation stationnaire. En introduisant le tenseur diélectrique défini en II.3, cette équation de propagation devient :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + (\omega / c)^2 \bar{\mathbf{K}}(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{II.21})$$

avec $\mu_0 \varepsilon_0 c^2 = 1$. Le champ électrique dépend de ω .

II.4.1 L'approche WKB

On suppose que le plasma est faiblement inhomogène, c'est à dire que les dérivées spatiales et temporelles des grandeurs définissant le plasma sont suffisamment petites. Les relations $\left| \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \mathbf{r}} \right| \ll |\mathbf{k}G|$ et $\left| \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} \right| \ll |\omega G|$ sont vérifiées pour n'importe quelle grandeur. Ainsi, on peut supposer que dans un tel milieu les ondes se propagent comme si localement le plasma était homogène. Elles gardent localement leur structure d'onde plane, mais avec une amplitude et un vecteur d'onde \mathbf{k} qui varient lentement avec le temps du fait des faibles inhomogénéités du plasma. Sous ces conditions dites de WKB (Wentzel - Kramers - Brillouin) la résolution de l'équation de propagation est facilitée. Après un traitement de Fourier dans l'espace, on obtient l'équation d'onde :

$$\bar{\mathbf{L}}(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{k}(\mathbf{r}) \times \mathbf{k}(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + (\omega / c)^2 \bar{\mathbf{K}}(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{II.22})$$

Les modes propres de cette équation que nous verrons dans les paragraphes suivants ont un vecteur d'onde solution de l'équation de dispersion locale [Bek66] [Bon84] :

$$D(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{r}) = \det \bar{\mathbf{L}}(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{r}) = 0 \quad (\text{II.22b})$$

II.4.2 Relation de dispersion

L'équation d'onde s'écrit aussi :

$$\bar{\mathbf{L}}(\mathbf{n}, \omega, \mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}(\mathbf{r}) \times \mathbf{n}(\mathbf{r}) \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \bar{\mathbf{K}}(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{II.23})$$

avec \mathbf{n} le vecteur indice de réfraction tel que $\mathbf{n} = \mathbf{k}c / \omega$ (II.24)

soit

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \sin \theta \cos \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{II.25})$$

où le système de référence est orienté de telle manière que l'onde se propage dans le plan x,z et θ correspond à l'angle entre le vecteur \mathbf{k} et la direction z du champ de confinement.

Les solutions non triviales de ce système d'équations linéaires imposent que le déterminant soit nul. Ce qui nous donne la relation de dispersion dans l'approximation des plasmas froids et homogènes :

$$\mathbf{D}(\mathbf{n}, \omega) = An^4 - Bn^2 + C = 0 \quad (\text{II.26})$$

avec

$$\begin{cases} A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \\ B = (S^2 - D^2) \sin^2 \theta + SP(1 + \cos^2 \theta) \\ C = P(S^2 - D^2) \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

Il y a donc, pour une fréquence donnée, deux modes de propagation possibles pour n^2 . Les modes sont soit propagatifs (avec un amortissement possible dû aux collisions coulombiennes), soit évanescents. Le modèle exclut évidemment les échanges d'énergies du type amortissement Landau ou émission/absorption cyclotronique électronique.

II.4.3 Coupures et résonances

Le caractère dissipatif du plasma est marqué par l'existence des coupures où l'indice devient nul, et des résonances où il devient infini. Les coupures séparent une région de propagation d'une région d'évanescence. Une onde atteignant une coupure subit une réflexion totale alors qu'une onde approchant une résonance implique des mécanismes de conversion de mode.

Une résonance apparaît dans les conditions pour lesquelles $A=0$ que l'on peut mettre sous la forme :

$$tg^2 \theta = \frac{-P}{S} \quad (\text{II.28})$$

Les résonances dépendent de l'angle de propagation, et donnent lieu à des phénomènes de cônes de résonance que nous n'aborderons pas ici.

Les coupures sont données par la condition $C=0$, autrement dit : $P=0$ ce qui correspond à la coupure plasma ω_{pe} où $S = \pm D$ ce qui donne les deux coupures dites droite et gauche :

$$\begin{aligned}\omega_D &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} + \omega_{ce} \right) \\ \omega_G &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} - \omega_{ce} \right)\end{aligned}\tag{II.29}$$

Les solutions $\omega(k, \theta)$ de la relation de dispersion ne peuvent pas, en général, être écrites simplement. Deux cas sont particulièrement intéressants, la propagation parallèle et perpendiculaire au champ magnétique.

La propagation qui nous intéresse dans cette thèse est la propagation perpendiculaire.

Brièvement, on peut rappeler les modes solutions de la relation de dispersion en propagation parallèle. On a :

- le mode plasma électronique qui ne se propage pas, on a vu qu'il correspondait à une coupure.
- le mode droit qui se propage au dessus de la coupure droite ω_D , la résonance a lieu à la fréquence cyclotronique électronique ω_{ce} .
- le mode gauche qui se propage au dessus de la coupure gauche ω_G , la résonance a lieu à la fréquence cyclotronique ionique.
- les modes sifflements.
- les ondes d'Alfvén.

II.4.4 Propagation perpendiculaire au champ magnétique

Pour $\theta = \pi/2$, la relation de dispersion se factorise sous la forme :

$$(P - n^2)(S(S - n^2) - D^2) = 0 \quad (\text{II.30})$$

1. Mode Ordinaire

La première racine de cette équation s'écrit :

$$n^2 = P \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (\text{II.31}) \quad \text{où encore : } \omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (\text{II.32})$$

C'est le mode Ordinaire (mode O). Sa polarisation est rectiligne, le champ électrique est parallèle au champ magnétique de confinement. Ce mode a une coupure à la fréquence plasma. Ce mode nous intéresse particulièrement, comme on le verra, pour mesurer la température électronique et pour étudier la physique de l'absorption de l'onde hybride par le plasma. On notera que ce mode sert aussi à mesurer la densité dans la mesure où l'indice dépend d'une façon assez simple de cette grandeur.

2. Mode eXtraordinaire. Résonances hybrides

Le second facteur correspond au mode extraordinaire (mode X).

$$n^2 = S - \frac{D^2}{S} \quad (\text{II.33})$$

Les coupures sont définies par $S = \pm D$. On retrouve les coupures droite et gauche précédemment définies :

$$\omega_D = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} + \omega_{ce} \right)$$

$$\omega_G = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} - \omega_{ce} \right)$$

Les résonances correspondent à $S=0$. La racine la plus grande est la résonance hybride haute :

$$\omega_{uh} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \quad (\text{II.34})$$

L'autre racine correspond à la résonance hybride basse qui n'a pas d'expression vraiment simple.

Dans la gamme ω_{ce}, ω_{ci} on a l'expression :
$$\omega_{LH} = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2} \quad (\text{II.35})$$

Le mode X a trois branches :

- La branche hybride basse pour $0 < \omega < \omega_{LH}$
- La branche hybride haute pour $\omega_{LH} < \omega < \omega_{uh}$
- La branche rapide pour $\omega > \omega_{uh}$

La polarisation de ce mode s'obtient par les relations

$$\begin{aligned} SE_x - iDE_y &= 0 \\ E_z &= 0 \end{aligned}$$

Le champ électrique pour le mode X est perpendiculaire au champ magnétique. La polarisation dans ce plan est elliptique. L'onde tend à devenir électrostatique, \mathbf{E}/\mathbf{k} près des résonances.

II.4.5 Les effets de pression

L'introduction dans les équations fluides des effets de pression est nécessaire pour la compréhension des ondes dans les plasmas chauds.

En effectuant une analyse perturbative pour l'onde plane de l'équation fluide II.7, on obtient :

$$-i\omega m_s \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) = q_s (\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r})) - m_s \nu(\mathbf{r}) \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) - (-i\omega m_s) \frac{c_s^2}{c^2} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_s) \quad (\text{II.36})$$

avec c_s la vitesse du son pour l'espèce s .

Sans entrer dans les détails, on peut noter que la correction de pression n'affecte que les perturbations non purement transverses, à cause du terme $n.v$, dans la relation précédente. Notamment, l'onde Ordinaire n'est pas affectée par les effets de pression cinétique.

Le terme de pression dans l'équation fluide linéarisée fait apparaître un terme en $(c_s/c)^2$, qui permet d'imaginer que si la vitesse du son est faible devant celle de la lumière, cette correction sera négligeable. Ceci est vrai pour des ondes ayant un indice n de l'ordre de 1.

Par contre, près des résonances où $n \rightarrow \infty$, la pression cinétique joue un grand rôle. Elle a pour effet "d'adoucir" la résonance, c'est à dire que n devient grand mais pas infini. L'onde devient, pour $n \gg 1$, électrostatique. En considérant la pression comme une perturbation, on obtient une équation de dispersion modifiée qui, pour des modes électrostatiques, peut s'écrire

$$ak_x^4 + Sk_x^2 + Pk_z^2 = 0 \quad (\text{II.37})$$

Il en résulte que le mode plasma froid n'atteint pas la résonance. Pour une valeur grande mais finie de k_x , il se convertit en un mode de plasma chaud qui se propage en sens inverse. En ce point, les deux modes ont la même vitesse de phase, et le flux d'énergie est transféré sur ce mode.

Un autre cas intéressant que nous ne développerons pas ici s'applique aux ondes Alfvén à basse fréquence.

II.5 Accessibilité et domaine de propagation

II.5.1 Diagrammes C.M.A à hautes fréquences

Le moyen le plus simple de visualiser les propriétés du faisceau micro-onde se propageant en mode Ordinaire ou eXtraordinaire dans le plasma est d'utiliser le diagramme de Clennow, Mullaly et Allis, dit diagramme C.M.A. Nous avons représenté sur la figure II.1 que le cas des ondes « hautes fréquences » [Que68]. L'abscisse et l'ordonnée de cette figure sont

respectivement proportionnels à la densité du plasma et au carré du champ magnétique. Les résonances sont représentées par des traits horizontaux discontinus. Les différentes coupures et la résonance ω_h sont indiquées par des traits continus. Pour chaque région, les ondes qui peuvent exister sont indiquées dans le cadre en relief. La région $\omega_{pe} > \omega$ n'est pas accessible pour le mode ordinaire.

Le champ magnétique est inversement proportionnel au grand rayon du Tokamak. C'est pourquoi une onde émise côté champ fort du tore (petite valeur du grand rayon R) verra le champ magnétique diminuer pendant son parcours. A l'inverse, une onde émise côté champ faible (grande valeur de R) verra le champ magnétique augmenter pendant son parcours.

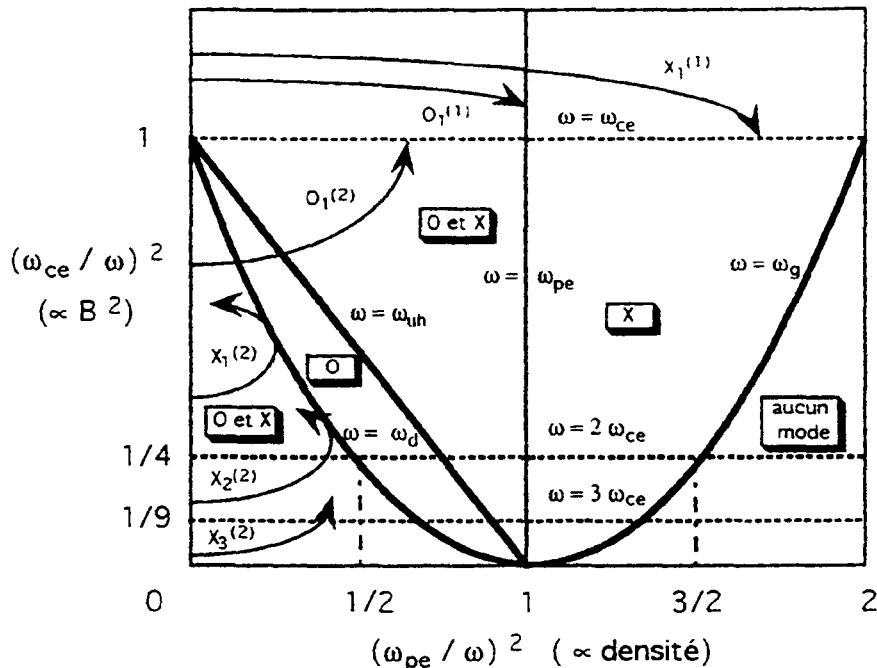


Figure II.1 Diagramme C.M.A. hautes fréquences pour les ondes cyclotroniques électroniques

Nous avons représenté sur ce diagramme quelques propagations d'ondes pour différentes conditions d'injection. La notation employée est la suivante $A_i^{(j)}$ où A représente le mode de propagation O ou X, i représente le rang de l'harmonique et j la condition d'injection de l'onde. Dans le cas d'un Tokamak, $j=1$ représente une injection côté fort champ et $j=2$ celle du côté faible champ magnétique.

A titre d'exemples :

$X_2^{(2)}$: Cette onde extraordinaire du second harmonique est injectée du côté du faible champ magnétique. Elle est d'abord absorbée sur le second harmonique de la résonance cyclotronique électronique avant de rencontrer sa coupure droite.

$X_1^{(1)}$: Cette onde extraordinaire du premier harmonique est injectée dans le plasma du côté du fort champ magnétique. Elle est absorbée sur la résonance fondamentale.

Ce diagramme est très général. La figure II.2 est une application au cas qui va nous intéresser, la propagation en mode O_1 en visée équatoriale.

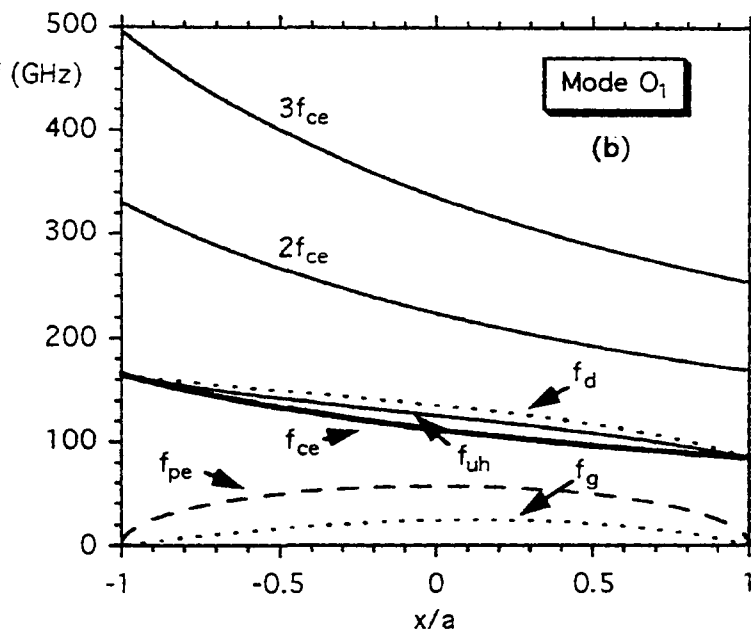


Figure II.2 fréquences de coupures et de résonances en propagation perpendiculaire dans le cas d'une visée équatoriale ($n_{e0} = 4.10^{19} m^{-3}$ et $B_0 = 4T$).

Dans la mesure où la gamme de notre radiomètre est 78-110 GHz, on vérifie facilement qu'une onde émise en mode O_1 à la fréquence cyclotronique électronique pourra se propager jusqu'au cornet du radiomètre côté champ faible sans problème. Par contre, en mode X_1 cette onde rencontrerait sa coupure. C'est pourquoi, notre radiomètre pourra recevoir seulement le mode X_2 mais pour des champs magnétiques plus faibles [SGG97].

II.5.2 Domaine de propagation de l'onde hybride basse

On se restreint, dans ce paragraphe, à la définition du domaine dans la limite des plasmas froids et de l'approximation pseudo-cylindrique. On verra dans la partie IV que le domaine de propagation peut être décrit en géométrie torique.

On définit les composantes $k_{//}$ et k_{\perp} du vecteur d'onde \mathbf{k} telles que :

$$\begin{aligned} k_{//} &= \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 / |\mathbf{B}_0| \\ k_{\perp} &= |\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0| / |\mathbf{B}_0| \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

On en déduit les composantes de l'indice de réfraction $n_{//}$ et n_{\perp} par la relation II.24

La relation de dispersion plasma froid II.26 s'écrit dans cette base :

$$\mathbf{D}(r, \mathbf{k}, \omega) = An_{\perp}^4 - Bn_{\perp}^2 + C \quad (\text{II.39})$$

où

$$\begin{aligned} A &= S \\ B &= (P + S)(S - n_{//}^2) - D^2 \\ C &= P((S - n_{//}^2)^2 - D^2) \end{aligned} \quad (\text{II.40})$$

Les solutions de cette équations s'écrivent :

$$n_{\perp\pm}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4SC}}{2S} \quad (\text{II.41})$$

La solution $n_{\perp+}$ est appelée onde lente car sa vitesse de phase (c/n) est faible devant celle de l'onde correspondant à la solution $n_{\perp-}$, appelée onde rapide. Les deux modes de propagation sont différents sauf lorsque le discriminant devient localement nulle. Dans ce cas, l'onde rapide (lente) subit une conversion de mode et se transforme en onde lente (rapide).

Pour un indice de réfraction parallèle $n_{//}$ constant et pour un champ magnétique constant, l'indice de réfraction perpendiculaire évolue en fonction de la densité.

Pour chaque mode de propagation, on passe en fonction de la densité d'une zone où l'indice de réfraction perpendiculaire est négatif et pour laquelle l'onde est évanescence à un domaine de propagation où cet indice est positif. La transition où l'indice est nul s'effectue à une densité précise, appelée densité de coupure.

$$\text{Pour l'onde lente : } n_{cl} (\text{cm}^{-3}) = 1.24 \times 10^{10} F^2 (\text{GHz}) \quad (\text{II.42})$$

$$\text{Pour l'onde rapide : } n_{cr} (\text{cm}^{-3}) = 3.47 \times 10^{11} (n_{//}^2 - 1) B_0 (T) F (\text{GHz}) \quad (\text{II.43})$$

Dans le cas des régimes LHCD, on a toujours :

$$0 \leq n_{cl} \leq n_{cr} \quad (\text{II.44})$$

Pour la fréquence hybride basse de 3.7 Ghz, la densité de coupure vaut :

$$n_{cl} = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{II.45})$$

On définit aussi une condition au bord du plasma permettant la propagation de l'onde lente. Au bord du plasma, la densité est nulle d'où $S=P=1$ et $D=0$. On déduit facilement de l'équation II.39 et de l'expression II.41 la relation appelée la condition de bord :

$$n_{1-}^2 = n_{1+}^2 = 1 - n_{//}^2$$

Une onde telle que $n_{//} < 1$ injectée au bord du plasma se propage pour une densité très faible jusqu'à la densité de coupure puis devient évanescence. Une onde telle que $n_{//} > 1$ peut se propager dans le plasma en traversant une petite région évanescence par effet tunnel entre le bord du plasma et la région où la densité égale la densité de coupure. Pour que l'onde lente se propage jusqu'à la région d'absorption sans évanescence, l'antenne est placée dans une zone du plasma où la densité est légèrement supérieure à la densité de coupure.

Un autre critère d'accessibilité connue sous le nom de Stix-Golant [Sti62] donne la condition pour que l'onde reste dans le mode électrostatique de la région de couplage à la zone d'absorption. Ce critère porte sur l'indice de réfraction $n_{//}$ et se traduit par l'inégalité [Bon85].

$$n_{//} > n_{acc} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} + \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\sum_{ions} \omega_{pi}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II.46}) \text{ où } n_{acc} \text{ est calculé au centre du plasma.}$$

En géométrie torique, l'origine du référentiel est le centre magnétique R_0 . Les coordonnées appropriées sont $(\mathbf{x}, \mathbf{k}) = (r, \theta, \phi, k_r, m, n)$ (II.47) où r est le petit rayon, θ l'angle poloidal, et ϕ l'angle toroidal [KML93].

Dans cette base, le vecteur d'onde s'écrit :

$$\mathbf{k} = k_r \mathbf{e}_r + (m/r) \mathbf{e}_\theta + (n/R) \mathbf{e}_\phi \quad (\text{II.48})$$

où $R = R_0 + r \cos \theta$. Ainsi k_r est associé à r , m est associé à θ , et n est associé à ϕ .

Si on se place dans l'approximation cylindrique, les coordonnées θ, ϕ sont ignorées. Le nombre toroidal n est conservé ainsi que le nombre poloïdal m . L'approximation pseudo-cylindrique est définie afin de prendre en compte un aspect de la géométrie torique. Cette géométrie induit des inhomogénéités poloïdales brisant la conservation du nombre poloïdal m . Notons que le nombre toroidal n reste fixé par les conditions initiales :

$$n = n_{/0} \omega R / c \quad (\text{II.49})$$

avec $n_{/0}$ l'indice de réfraction du spectre injecté de l'onde hybride (Sur Tore-Supra, il vaut typiquement entre 1.8 et 2).

L'espace $(r, \theta, \phi, k_r, m, n)$ se réduit à l'espace (r, k_r, m) . Avec ces coordonnées, l'équation de dispersion II.39 devient :

$$D_r(r, k_r, m, \omega) = 0 \quad (\text{II.50})$$

Le vecteur d'onde s'écrit aussi : $\mathbf{k} = k_{//} \mathbf{e}_{//} + k_{\perp} \mathbf{e}_{\perp}$ (II.51)

avec

$$k_{//} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 / |\mathbf{B}_0|,$$

\mathbf{B}_0 le vecteur champs magnétique de confinement,

d'où :

$$k_r^2 + (m/r)^2 + (n/R_0)^2 = k_{//}^2 + k_{\perp}^2 \quad (\text{II.52})$$

avec :

$$k_{\perp} = n_{\perp} \omega / c$$

la solution onde lente de l'équation de dispersion,

et

$$k_{//} = \left[k_r B_r + (m/r) B_\theta + (n/R_0) B_\phi \right] / |\mathbf{B}_0|. \quad (\text{II.53})$$

Le domaine de propagation est défini sur l'espace (r, k_r, m) . La frontière du domaine de propagation est définie par l'équation $k_r = 0$. (II.54)

A partir des équations précédentes, dans la mesure où k_{\perp} est une fonction de k_{\parallel} et que le nombre toroïdal n est constant, on obtient deux solutions pour $m(r)$, m_1 et m_2 que l'on nomme respectivement frontières basse et haute du domaine de propagation. (II.55)

Le domaine de propagation (r, k_r, m) de l'onde lente $m_1 < m(r) < m_2$ est défini par les solutions de ces équations telles que $k_r^2 \geq 0$. (II.56)

Notons que l'espace (r, k_r, m) est équivalent à l'espace (r, n_{\parallel}) . (II.57)

Dans le cas où le domaine est ouvert, on le ferme arbitrairement en prenant une valeur limite pour n_{\parallel} , $n_{\parallel \text{lim}}$ suffisamment grande pour que toute la puissance soit absorbée.

II.6 Parcours des ondes

La résolution de l'équation locale de dispersion fournit la structure des modes accessibles ainsi que les conditions de propagation et de polarisation, mais ne permet pas de calculer l'amplitude et l'énergie échangée entre les modes. Pour modéliser l'évolution de l'amplitude, on utilise la technique du tracé de rayon [Lan51] et [BPTK88].

Cette technique s'appelle méthode ikonale, ou encore d'approximation de l'optique géométrique [Wei61], [MF 81]. Le champ électrique s'exprime, toujours dans l'approximation WKB, par le développement ikonale [Born65] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \exp(i\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)) \quad (\text{II.58})$$

avec \mathbf{E}_0 l'amplitude et \mathbf{S} la phase de l'onde, aussi appelée fonction ikonale. Les surfaces à \mathbf{S} constante sont les fronts d'ondes. Ces paramètres doivent varier lentement dans le temps et vérifier :

$$\left| \frac{1}{|\mathbf{E}_0|} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial \mathbf{a}} \right| \ll \left| \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \mathbf{a}} \right| \quad (\text{II.59})$$

Par analogie avec le cas stationnaire homogène, le vecteur d'onde \mathbf{k} ainsi que la pulsation ω sont définis par :

$$\mathbf{k}(\mathbf{r}) = \nabla \mathcal{S}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{II.60}) \quad \text{et} \quad \omega = -\frac{\partial \mathcal{S}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{II.61})$$

Le parcours d'un rayon est défini comme la trajectoire orthogonale aux fronts d'onde. Cette évolution est décrite dans l'espace (\mathbf{r}, \mathbf{k}) par le formalisme hamiltonien :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= -\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mathbf{k}} \Big|_{\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \omega}} \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \mathbf{r}} \Big|_{\frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \omega}} \end{aligned} \quad (\text{II.62})$$

On rajoute à ces six équations différentielles la relation de dispersion locale avec les définitions du vecteur d'onde II.60 et de la pulsation II.61, ce qui correspond à l'équation d'Hamilton-Jacobi [Wei61], [Sti62]. A partir des conditions initiales, les six coordonnées de la trajectoire dans l'espace (\mathbf{r}, \mathbf{k}) ainsi que le temps mis par l'énergie pour atteindre le point considéré sont déterminés. Cependant l'axisymétrie du Tokamak supprime une équation, ce qui permet d'éliminer le temps si l'on ne s'intéresse pas à la reconstruction des fronts d'onde. Cette approche a permis de mettre en évidence la variation de la composante k_{\parallel} au cours de la propagation [BC82] et un effet, dans le cas de l'hybride, appelé 'whispering gallery effect' correspondant à la réflexion des ondes avant d'atteindre l'axe magnétique.

Seulement les hypothèses WKB et l'approximation géométrique pour la propagation des ondes ont leurs limites.

II.7 Limites de l'approche WKB et de l'optique géométrique.

Dans le cas de l'émission cyclotronique électronique, l'approximation de l'optique géométrique prédit une densité de puissance infinie dans les régions de forts gradients de densité ou du champ magnétique du plasma. Or, dans ces régions, cette hypothèse n'est plus

valable puisque l'amplitude des champs varie énormément sur une distance de l'ordre d'une longueur d'onde.

Dans le cas de l'onde hybride, cette technique de tracé de rayon n'est plus adaptée lorsque l'onde LH subit de multiples réflexions entre la zone de coupure au bord du plasma et la région où elle va finalement être complètement absorbée. Ce processus conduit à une divergence stochastique des rayons et à un chaos électromagnétique [MRS89]. Ainsi, les hypothèses de l'optique géométrique n'étant plus vérifiées, une importante incertitude dans les prédictions du dépôt de puissance et du profil du courant plasma apparaissent.

II.7.1 Approximation quasi-optique

Dans le cas de l'émission cyclotronique électronique l'approche WKB ou plus exactement l'approximation d'optique géométrique n'est plus valable près des points focaux ou des caustiques où l'amplitude du champ électrique varie considérablement sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde. De même, près des régions d'absorption, le tenseur diélectrique peut varier très fortement sur quelques longueurs d'onde. Cependant, cette approximation est supposée valable pour des régions de faible absorption.

L'approximation quasi-optique qui permet de résoudre ces problèmes exige d'inclure des ondes évanescentes dans le développement de la fonction ikonale [Maz89],[Kog66],[Now93],[Now94].

Notons qu'en mode ordinaire (mode O) en propagation perpendiculaire, l'expression d'Appleton - Hartree, qui donne les solutions de la relation de dispersion dans l'approximation des plasmas froids est valable près de la zone d'absorption. [Wei80].

C'est pourquoi, lorsqu'on étudiera la propagation du rayonnement cyclotronique électronique en mode O dans cette thèse, nous supposerons que l'approximation WKB est vérifiée.

II.7.2 L'approche Full Wave

Pour résoudre ces difficultés dans le cas de l'hybride, une analyse "Full Wave" serait nécessaire pour prendre en compte l'amplitude et la phase de l'onde. On obtiendrait une description globale et exacte de la propagation et de l'absorption de l'onde.

Notamment dans le cas de l'onde hybride, le domaine de fréquence est assez bas rendant l'approximation de l'optique géométrique ambiguë. L'approche WKB n'est pas forcément bien adaptée. On devrait résoudre l'équation d'onde sans passer par une décomposition en ondes progressives et localement planes. Ce problème a été traité [Seb97] pour des Tokamaks à très grand rapport d'aspect, c'est à dire où la limite cylindrique s'applique. L'équation d'onde est résolue par une approche variationnelle au voisinage de la fréquence hybride basse en notant que le champ électrique de l'onde doit vérifier cette équation en chaque point du volume contenant le plasma.

Mais là encore, en dehors du fait qu'attaquer ce problème en géométrie torique serait très difficile, une entière connaissance de l'état du plasma et des champs à un instant donné semble illusoire.

II.7.3 L'approche de la diffusion d'onde (Wave Diffusion)

Dans la limite cylindrique, le champ électromagnétique peut être analysé à l'aide de ses composantes Fourier suivant les deux composantes angulaires, toroidales et poloïdales, chacune de ces composantes étant par ailleurs indépendante. Les équations de Maxwell sont séparables. La géométrie toroïdale, induisant un fort couplage entre les harmoniques poloïdaux, peut rendre la propagation de l'onde irrégulière et chaotique lorsque l'absorption complète de l'onde requiert de multiples passages à travers le plasma. Ce phénomène, le chaos

électromagnétique, est abordé dans le cadre théorique de la diffusion d'onde (wave diffusion theory) dans la partie IV.

Pour des plasmas comme ceux de Tore Supra, l'aspect stochastique de la propagation des ondes est essentiel. Le coefficient d'absorption de l'onde hybride est faible ce qui nous permet d'étudier la propagation de l'onde statistiquement, et de considérer que l'onde diffuse à travers le domaine de propagation en fixant une variation très faible de l'indice de réfraction n_{\parallel} à chaque tour [KML93]. Ce cadre est la base de notre modélisation du dépôt de puissance hybride et de la formation du quasi-plateau dans l'espace des impulsions parallèles de la fonction de distribution électronique. Dans cette approche, la qualité de la définition du domaine de propagation est essentielle. Nous prendrons donc en compte les effets toriques pour le définir.

Références bibliographiques

- [ABB63] W.P. Allis, S.J. Buchsbaum, and A. Bers. M.I.T Press, Cambridge, (1963).
- [BC82] M. Brambilla and A. Cardinali, Plasma Phys., 24 :1187, (1982)
- [Bek66] G. Bekefi, John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Dydney, (1966)
- [Bon84] P.T Bonoli IEEE Trans on Plasma Science, 12(2) :95-107, (1984)
- [Bon85] P.T. Bonoli, Gordon and Breach, New York, (1985)
- [Born65] Born M.A, Wolf, Pergamon Press, Oxford, (1965)
- [BPTK88] P.T. Bonoli, M. Porkolab, Y. Takase, and S.F. Knowlton, Nuclear Fusion, 28 :991, (1988)
- [Bra76] M. Brambilla, Nuclear Fusion 16(1), p47-54, (1976)
- [Bra78a] M. Brambilla, Technical Report EUR-CEA-FC-951, Association Euratom-CEA, 92260 Fontenay-aux Roses (France), April (1978).
- [Bra78b] M. Brambilla, Papier invité à la conférence de Grenoble sur le Chauffage des Plasmas Toroidaux, juillet (1978).
- [DB94] J.L. Delcroix and A. Bers Physique des plasmas, volume 1-2. InterEditions-CNRS Editions, (1994).
- [Fis78] N.J. Fisch Phys. Rev. Lett., 41 :873, (1978)
- [Fis87] N.J. Fisch, Reviews of modern Physics, 59(1) :175-234, (1987)
- [KML93] K. Kupfer, D. Moreau , and X. Litaudon, Phys. Fluids B5 (12), p4391 (1993)
- [Kog66] H. Kogelnik, T. Li, Appl. Opt. 5 1550 (1966)
- [Lal74] P. Lallia. In r.f plasma heating. In Proc. of 2nd Top Conf., page C.3., Lubbock Texas, (1974). Texas Tech U.

- [Lan46] L.D Landau, Jour. Phys. (U.S.S.R), 10 :25, (1946)
- [Lan51] L.D Landau, E.M Lifschitz, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1951)
- [Que68] D. Quemada, Hermann, Paris, (1968)
- [MAZ89] E. Mazzucato, Phys. Fluids B 1, 1855, (1989)
- [MF81] V.P Maslov and M.V Fedoriuk, Reidel, (1981)
- [Mor93] D. Moreau, PhD Thesis, Université de Provence (Aix-MarseilleI), (1993)
- [MRS89] D. Moreau, J.M Rax, and, A. Samain, Plasma Phys. Controlled Fusion, 31(12) :1895-1920, (1989)
- [Mus53] N.I Muskhelishvili, N.V Groningen, hollande (1953)
- [Now93] S. Nowak, A. Orefice, Phys. Fluids B5 1945 (1993)
- [Now94] S. Nowak, A. Orefice, Phys. Plasma 1 1945 (1994)
- [Roo69] B.W. Roos, Physics and Engineering, John Wiley and Son, New York, (1969)
- [Seb97] E. Sébelin, PhD thesis, Université de Franche Comte, (1997)
- [SGG97] J.L Ségui, P. Gomez, G. Giruzzi. In proceedings of the Tenth Joint Workshop on ECE, Ameland (1997).
- [Sti62] T.H Stix.. Mc Graw Hill Book Company, (1962)
- [Vla38] A.A. Vlasov, Translation series, US Atom. Energ. Comm. AEC-tr-2729 (1938)
- [Wes87] J. Wesson Tokamaks. Clarendon Press. Oxford, (1987).
- [Wei61] S. Weinberg, Phys. Review, 126(6) :1899-1909, (1961)
- [Wei80] H. Weitzner, D.B Batchelor, Phys Fluids 23 1359 (1980)

PARTIE III

Modélisation

Objectif

L'objectif de cette partie théorique est d'obtenir une modélisation de la fonction de distribution qui puisse nous permettre d'étudier :

- Dans la partie IV de cette thèse, l'influence des électrons rapides sur l'émission cyclotronique électronique et la mesure de la température électronique.
- Dans la partie V, la dynamique de l'absorption de l'onde hybride basse par le plasma.

C'est pourquoi :

- La fonction de distribution relativiste est décrite tant en régime transitoire que stationnaire.
- Le modèle prend en compte le champ électrique résiduel.
- L'introduction d'une fonction perpendiculaire non-Maxwellienne permet de décrire la dynamique entre les degrés de liberté parallèle et perpendiculaire au champ magnétique.
- L'émission et l'absorption cyclotroniques électroniques sont caractérisées par leur coefficient respectif. -Loi de Kirchhoff dans le cas d'une fonction perpendiculaire non-Maxwellienne.

Introduction

Dans cette partie, nous introduisons la modélisation qui servira à la fois en régime stationnaire pour simuler le rayonnement ECE et en déduire des profils de température en présence de puissance hybride et en régime transitoire pour l'interprétation d'expériences où la puissance hybride est injectée très rapidement dans le plasma. Nous souhaitons, notamment, donner une première mesure du coefficient de diffusion quasi-linéaire.

Dans le chapitre I, nous présentons les processus physiques et les différentes hypothèses simplificatrices qui vont nous servir à écrire l'équation dynamique et relativiste de Fokker-Planck. Les ordres de grandeurs des temps caractéristiques associés aux différents processus sont présentés et discutés.

Le modèle stationnaire 2D en vitesses a été développé par Krapchev, Hewett et Bers [KHB84]. Dans le chapitre II, nous introduisons dans ce modèle les effets relativistes. Ils ne sont pas négligeables, notamment pour le calcul de la température perpendiculaire. Le champ électrique résiduel est introduit dans l'équation de Fokker-Planck sous la forme d'une perturbation.

Dans le chapitre III, une modélisation originale du régime transitoire est présentée. Nous retrouvons des temps caractéristiques dont les formes analytiques rappellent celles exprimées par Fisch [Fis80].

Dans le chapitre IV, les coefficients d'absorption, d'émission et leur rapport sont exprimés pour une fonction perpendiculaire non-Maxwellienne. Nous montrerons, notamment, que la loi de Kirchhoff est toujours vérifiée au premier harmonique du mode ordinaire.

Chapitre I

L'équation dynamique et relativiste de Fokker-Planck (2-D).

Les électrons du plasma sont caractérisés par une fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$ qui représente la densité électronique dans l'élément de l'espace des phases $d\mathbf{r}d\mathbf{u}$ à l'instant t . Cet élément est défini par l'élément de volume $d\mathbf{r}$ au voisinage du point \mathbf{r} dont les électrons ont des vecteurs impulsions normalisées \mathbf{u} (\mathbf{p} normalisée à l'impulsion thermique p_i) dont les extrémités sont contenues dans l'élément de volume $d\mathbf{u}$. L'évolution cinétique de cette fonction de distribution dans l'espace des phases en présence d'ondes hybrides basses est décrite par l'équation de Fokker-Planck :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{S} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{LH} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} - eE_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}} \quad (\text{III.1})$$

Le premier opérateur correspond à la contribution de l'onde hybride basse, le second décrit les collisions. Le troisième prend en compte la contribution d'un champ électrique constant E_{\parallel} , e étant la charge de l'électron ($e = -1.6 \times 10^{-19} C$). Nous traiterons ce dernier terme en l'assimilant à une perturbation dans le chapitre IV.

On résout l'équation de Fokker-Planck avec un coefficient de diffusion quasi-linéaire

parallèle permettant de décrire la formation du plateau de la fonction de distribution pendant le chauffage hybride.

Le temps est normalisé au temps caractéristique de collision $\tau = \nu_c t$ avec $\nu_c = (e^4 n_e \ln \Lambda) / (4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_t^3)$ la fréquence de collision où n_e est la densité électronique, $\ln \Lambda$ est le logarithme Coulombien, Z_{eff} est la charge effective et m_e la masse de l'électron. Les impulsions u , $u_{//}$, u_{\perp} sont normalisées à l'impulsion thermique $u = p / p_t$ avec $p_t = m_e v_t$ où la vitesse thermique v_t s'écrit $v_t = \sqrt{T_e / m_e}$.

L'opérateur correspondant à la contribution de l'onde hybride, traduisant le flux de particules accélérées par l'onde hybride, s'écrit dans une approche quasi-linéaire :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{LH} = \frac{\partial}{\partial u_{//}} D \frac{\partial f}{\partial u_{//}} \quad (\text{III.2})$$

avec $D = D_{ql} / (\nu_c p_t^2)$, D_{ql} étant le coefficient de diffusion quasi-linéaire traduisant le processus de diffusion le long des lignes de champ des électrons résonnants dans l'espace des phases et l'interaction de l'onde avec ces mêmes électrons. Ce coefficient D est supposé égal à une constante D_0 pour des impulsions $u_{//}$ comprises dans le domaine de résonance entre u_1 and u_2 , et il est supposé nulle ailleurs.

Le terme traduisant le flux d'électrons dû au champ électrique toroïdal s'écrit avec les normalisations précédentes :

$$\xi_{//} \frac{\partial f}{\partial u_{//}} \quad (\text{III.3})$$

avec le champ électrique normalisé $\xi_{//} = e E_{//} / (\nu_c p_t)$

Comme la diffusion RF affecte seulement les particules rapides de la fonction de distribution, le terme collisionnel de Landau est linéarisé. Nous retiendrons les collisions entres les particules et le corps thermique et négligerons celles entres particules rapides. Le terme collisionnel est simplifié en notant que la masse m_e des électrons est beaucoup plus

petite que celle des ions m_i et que la température électronique T_e est du même ordre de grandeur que celle des ions T_i . Comme les ions sont beaucoup plus lents que les électrons, leur fonction de distribution sera modélisée par une fonction de Dirac dans le terme collisionnel. L'opérateur collisions électron-électron et électron-ion relativiste et linéarisé peut s'écrire en fonction du flux associé aux collisions en coordonnées sphériques u, μ avec $u = (u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2)^{1/2}$, $\mu = u_{\parallel} / u$:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \tau}\right)_{coll} = -\nabla \cdot \mathbf{S}_{coll} = -\frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} (u^2 S_u) + \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial \mu} (S_{\mu} (1 - \mu^2)^{1/2}) \quad (\text{III.4})$$

Pour des plasmas de quelques keV et pour des valeurs d'impulsions qui vont nous intéresser dans cette thèse $u \geq 3$, c'est à dire une condition vérifiée dans le domaine résonnant, les composantes du flux associé aux collisions s'écrivent :

$$S_u = -\frac{\gamma^2 f}{u^2} - \frac{\gamma^3}{u^3} \frac{\partial f}{\partial u} \quad \text{et} \quad S_{\mu} = (1 - \mu^2)^{1/2} \frac{\gamma(1 + Z_{eff})}{2u^2} \frac{\partial f}{\partial \mu} \quad (\text{III.5})$$

Le terme S_u représente les processus de friction et de diffusion en énergie (slowing down process). Le terme S_{μ} représente la diffusion angulaire (pitch-angle scattering) dans l'espace des impulsions des électrons entre les degrés de liberté perpendiculaire et parallèle au champ magnétique.

L'équation dynamique et relativiste de Fokker-Planck s'écrit à présent :

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} D \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} - \xi_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} + \left(\frac{\gamma(Z_{eff} + 1)}{2u^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\gamma^3}{u} \frac{\partial f}{\partial u} + \gamma^2 f \right) \right) \quad (\text{III.6})$$

Le flux parallèle est défini comme la composante du flux d'électrons \mathbf{S} dans la direction du champ de confinement. Avec le changement de variables $(\mu, u) \rightarrow (u_{\parallel}, u_{\perp}^2)$ et les

$$\text{opérateurs } \frac{\partial}{\partial u} = \frac{2u_{\perp}^2}{u} \frac{\partial}{\partial u_{\perp}^2} + \frac{u_{\parallel}}{u} \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \text{ et } \frac{\partial}{\partial \mu} = -2uu_{\parallel} \frac{\partial}{\partial u_{\perp}^2} + u \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}}$$

On obtient

$$S_{\parallel} = -D \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} + \xi_{\parallel} f \quad (\text{III.7})$$

$$+ \frac{\gamma}{u^3} \frac{1+Z_{\text{eff}}}{2} \left(2u_{\parallel} u_{\perp}^2 \frac{\partial}{\partial u_{\perp}^2} - u_{\perp}^2 \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \right) f - \frac{u_{\parallel}}{u^5} \gamma^3 \left(2u_{\perp}^2 \frac{\partial}{\partial u_{\perp}^2} + u_{\parallel} \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \right) f - \frac{u_{\parallel}}{u^3} \gamma^2 f$$

Pour être plus complet, on pourrait rajouter dans l'équation de Fokker-Planck le terme lié à la diffusion radiale. Ce terme s'écrit [Gir93]

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{diff rad}} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_r \frac{\partial f}{\partial r} \quad (\text{III.8})$$

Ce terme pour les plasmas que l'on va étudier sur Tore-Supra est supposé négligeable.

III.1.1. Les différentes constantes de temps liées à l'équation de Fokker-Planck

1. Ordres de grandeur

Nous allons grossièrement donner les ordres de grandeurs des temps caractéristiques de certains phénomènes physiques et ainsi valider ultérieurement leur présence ou leur absence de notre description dans l'équation de Fokker-Planck. Les paramètres plasmas adoptés pour calculer les ordres de grandeurs sont choisis en rapport avec les paramètres adoptés dans la partie V de cette thèse.

$$\begin{cases} a \approx 0.8m \\ V_L = 1.2V \\ n_{e0} = 5.10^{19} m^{-3} \\ T_{e0} = 2keV \end{cases} \text{ avec } a \text{ le petit rayon, } V_L \text{ la tension par tour.}$$

1.1 La diffusion radiale

Le terme à introduire dans l'équation de Fokker-Planck après quelques simplifications s'écrit [Gir93]

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{diff \ rad} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_r \frac{\partial}{\partial r} f$$

Ce coefficient D_r est assez faible sur Tore-Supra, de l'ordre de $0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ [Pey93]. Une analyse dimensionnelle nous donne l'expression

$$[D_r] = L^2 / T \quad (\text{III.9}).$$

La longueur caractéristique du plasma est le petit rayon de l'ordre du mètre et T correspond au temps caractéristique t_{Dr} de la diffusion radiale. On obtient ainsi

$t_{Dr} > 1s$	(III.10)
---------------	-----------------

Nous sommes loin des temps compris entre la centaine de microsecondes et quelques millisecondes qui vont nous intéresser.

1.2 Les collisions coulombiennes

L'opérateur relativiste décrivant les collisions coulombiennes fait apparaître le temps caractéristique $t_{coul} \propto \frac{u^3}{v_c}$ dans l'espace des vitesses.

$t_{coul} \propto \frac{u^3}{v_c} = 9.7ms$	(III.11)
--	-----------------

Ce temps est de l'ordre des temps caractéristiques que nous allons observer.

1.3 Le champ électrique résiduel

L'équation du mouvement d'un électron soumis à un champ électrique constant $E_{||}$ s'écrit :

$$\frac{dp_{||}}{dt} = eE_{||} \quad (\text{III.12})$$

Avec les normalisations usuelles, $\tau = \nu_c t$ avec ν_c la fréquence de collision, $u_{||} = \frac{p_{||}}{p_t}$ avec

p_t l'impulsion thermique. L'équation précédente devient :

$$\frac{du_{||}}{\nu_c dt} = \frac{E_{||}}{E_D} \quad (\text{III.13})$$

avec $E_D = \frac{\nu_c p_t}{e}$, le champ de Dreicer [Dre59]. (III.14)

Le champ électrique résiduel s'écrit :

$$E_{||} = V_L / 2\pi R \approx 0.08V/m \text{ avec } \nu_c = (e^4 n_e \ln \Lambda) / (4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_t^3)$$

Dans nos expériences, la tension par tour vaut 1.2V, la température électronique 2 keV et la densité centrale autour de $5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Soit

$$t_c = 1/\nu_c \approx 10\mu s \text{ Et } E_D = 11V/m$$

d'où le rapport :

$$\frac{E_{||}}{E_D} = 0.0073 \quad (\text{III.15})$$

On observera la population d'électrons à 80-130 keV, pour $u_{||} = 10$ et $T_{\perp} / T_e \approx 16$

En supposant que le champ électrique induise une largeur d'interaction $\Delta u_{||}$ égale à l'impulsion $u_{||}$, on obtient :

$$t_E = \frac{\tau_E}{\nu_c} = \frac{E_D}{\nu_c E_{||}} u_{||} = \frac{u_{||}}{\nu_c \xi_{||}} = \frac{u_{||} m_e v_t}{e E_{||}} \approx 13.4ms \quad (\text{III.16})$$

Négliger ou non ce terme est assez délicat car son influence dépendra grandement des paramètres plasmas. Dans l'absolue, on doit en tenir compte. C'est pourquoi son influence est traitée dans le dernier paragraphe de ce chapitre I. Nous en tiendrons compte dans la partie IV où nous utilisons la fonction stationnaire de la fonction de distribution. Nous verrons dans la

partie V qu'en choisissant certains paramètres plasmas, l'influence du champ électrique résiduel pourra être négligée dans l'étude de la dynamique de la fonction de distribution électronique.

Notons que pour un plasma de 6 keV et de tension par tour de 0.2 V. Le temps caractéristique t_E aurait été de 45ms.

1.4 Le processus de diffusion quasi-linéaire

Le terme traduisant l'absorption Landau crée une diffusion dans l'espace des vitesses.

D'où

$$\frac{dp_{||}}{dt} = \frac{D_{ql}}{p_{||}} \quad (\text{III.17}) \text{ sur le domaine de résonance } p_{||1} < p_{||} < p_{||2}$$

et

$$\frac{dp_{\perp}}{dt} = 0 \quad (\text{III.18})$$

En utilisant les normalisations usuelles, on obtient :

$$\frac{1}{v_c} \frac{du_{||}}{dt} = \frac{D_0}{u_{||}} \text{ avec } u_{||1} < u_{||} < u_{||2} \quad (\text{III.19})$$

avec D_0 le coefficient de diffusion quasi-linéaire normalisé. $D_0 = \frac{D_{ql}}{v_c p_t^2} \quad (\text{III.20})$

On introduit la fréquence de diffusion quasi-linéaire $\nu_{D_{ql}}$ qui traduit le gain en énergie des électrons par diffusion quasi-linéaire.

$$\frac{du_{||}}{dt} = \nu_{D_{ql}} u_{||} \quad (\text{III.21})$$

Donc pour une population d'électrons entre 80-130 keV. Prenons $u_{||} = 10$

$$t_{D_{ql}} = \frac{u_{||}^2}{v_c D_0} \approx \frac{900 \mu s}{D_0} \quad (\text{III.22})$$

L'ordre de grandeur du temps caractéristique de la diffusion quasi-linéaire est de quelques

centaines de microsecondes. Cet ordre de grandeur est bien retrouvé expérimentalement, comme nous le verrons dans la partie V.

2. Les équations de décroissance collisionnelle

Précisons le terme dû aux collisions. Dans la limite des hautes vitesses, deux fréquences collisionnelles apparaissent dans l'opérateur de collisions [Fis80].

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\nu_c \frac{\gamma^2}{u^2} \\ \frac{d\mu}{dt} &= -\nu_c (Z_{eff} + 1) \frac{\gamma}{u^3} \mu \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\nu_u u \\ \frac{d\mu}{dt} &= -\nu_\mu \mu \end{aligned}$$

Ces fréquences sont appelées fréquences collisionnelles.

La fréquence ν_u traduit les pertes d'énergie des électrons par pertes d'impulsions lors des collisions. Et la fréquence ν_μ traduit les pertes en énergie par diffusion angulaire dans l'espace des vitesses. L'évolution d'un ensemble d'électrons tests sous l'influence des collisions est décrite par les équations de décroissance collisionnelle,

où

$$\begin{aligned} \nu_u &= \frac{\gamma^2}{u^3} \nu_c \\ \nu_\mu &= (Z_{eff} + 1) \frac{\gamma}{u^3} \nu_c \end{aligned} \quad (\text{III.24})$$

Le temps caractéristique associé à la diffusion angulaire s'écrit donc :

$$t_\mu = \frac{u^3}{\nu_c (Z_{eff} + 1) \gamma} \quad (\text{III.25})$$

III.1.2 Equation de Fokker-Planck 2-D relativiste réduite

Nous souhaitons prendre en compte la dynamique perpendiculaire de l'équation de Fokker-Planck, notamment à travers l'opérateur de collision, dans l'évolution de la fonction de distribution électronique pendant le chauffage hybride. Nous nous sommes donc particulièrement intéressés à la diffusion angulaire de type collisionnel dans l'espace des vitesses (pitch angle scattering) qui traduit une redistribution entre les degrés de liberté perpendiculaire et parallèle au champ magnétique. C'est pourquoi, nous développons une modélisation où la partie perpendiculaire de la fonction de distribution n'est pas simplement représentée par une Maxwellienne de température T_{\perp} . Nous allons résoudre l'équation dynamique et relativiste de Fokker-Planck dans le domaine de résonance $u_1 \leq u_{\parallel} \leq u_2$ en généralisant un modèle non relativiste et stationnaire développé par Krapchev, Hewett, et Bers [KHB84]. Cette méthode est fondée sur l'hypothèse que la diffusion RF est plus importante que le terme dû aux collisions ($D_0 > 1$). Cette condition de forte diffusion RF est satisfaite dans la plupart des Tokamaks pour des expériences de génération de courant avec le chauffage hybride. Les termes en $1/u^2$ sont négligés dans l'opérateur de collision car nous étudions la population d'électron à haute vitesse.

L'équation de Fokker-Planck (III.6) se réduit à:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} D \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} + \frac{u_{\parallel}^2}{u^3} \frac{4\gamma(Z_{eff} + 1)}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial u_{\perp}^2} + u_{\perp}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial u_{\perp}^4} \right) + \xi_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} \quad (\text{III.26})$$

$$\text{avec } D(u_{\parallel}) = \begin{cases} D_0 & u_1 \leq u_{\parallel} \leq u_2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III.27}) \quad \text{et} \quad \xi_{\parallel} = \frac{eE_{\parallel}}{\nu_c p_t} \quad (\text{III.27b})$$

Dans la limite des grandes vitesses, le terme de diffusion en énergie dans l'espace des vitesses a été négligé.

Chapitre II

Solution de l'équation relativiste de Fokker-Planck en régime stationnaire.

L'équation de Fokker-Planck réduite s'écrit (d'après (III.26 et III.27)) :

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} D \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} + \frac{u_{\parallel}^2}{u^3} \frac{4\gamma(Z_{\text{eff}} + 1)}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial u_{\perp}^2} + u_{\perp}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial u_{\perp}^4} \right) + \xi_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} \quad (\text{III.28})$$

$$\text{avec } D(u_{\parallel}) = \begin{cases} D_0 & u_1 \leq u_{\parallel} \leq u_2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III.29})$$

On pose ici $E_{\parallel} = 0$. Le cas d'un champ électrique résiduel non nul ($E_{\parallel} \neq 0$) sera traité dans le chapitre IV de cette partie.

La solution stationnaire pour $D_0 \gg 1$ est de la forme [KHB85] :

$$f_s = A \varphi_s(u_{\perp}^2) \exp(\psi_s(u_{\parallel}, u_{\perp}) / D_0) \quad (\text{III.30})$$

En tenant compte de (III.30), l'équation (III.26) s'écrit en négligeant les termes en $1/D_0$:

$$\frac{\partial^2 \psi_s}{\partial u_{\parallel}^2} \varphi_s + \frac{u_{\parallel}^2}{(u_{\parallel}^2 + x)^{3/2}} 4\gamma Z(\varphi_s' + x\varphi_s'') = 0 \quad (\text{III.31})$$

$$\text{où } x=u_{\perp}^2 \text{ et } \varphi' = d\varphi / dx \text{ et } Z=(Z_{\text{eff}}+1)/2. \quad (\text{III.32})$$

En évaluant les termes en $1/D_0$, on s'aperçoit qu'on peut les négliger si

$$D_0 u_{\parallel} \gg 1. \quad (\text{III.33})$$

Pour déterminer la fonction de distribution **(III.30)** f_s , φ_s n'étant qu'une fonction de x , on résout l'équation **(III.31)** en séparant les variables. On obtient le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial u_{\parallel}^2} = \frac{u_{\parallel}^2}{(u_{\parallel}^2 + x)^{3/2}} \eta_0(x) & (\text{III.34}) \\ \eta_0(x) \varphi_s + 4\gamma Z (\varphi_s' + x \varphi_s'') = 0 & (\text{III.35}) \end{cases}$$

Où η_0 est une fonction de x qui sera déterminée par les conditions aux frontières du domaine de résonance.

Une intégration de **(III.34)** sur u_{\parallel} donne l'équation :

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial u_{\parallel}} = \eta_1(x) + \eta_0(x) \left(\ln(2(u_{\parallel} + u)) - \frac{u_{\parallel}}{u} \right) \text{ en tenant compte de [GR65].} \quad (\text{III.36})$$

Où $\eta_1(x)$ sera aussi déterminée par les conditions aux frontières.

La fonction de distribution et le flux parallèle S_{\parallel} sont continus aux frontières du domaine de résonance (u_1 et u_2). Et nous supposons que la dérivée de la fonction de distribution a un comportement Maxwellien en u_1 et u_2 [KHB85] :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} \right|_{u_1, u_2} = -(u_{\parallel} f)_{u_1, u_2}. \quad (\text{III.37})$$

Avec une fonction de distribution électronique de la forme de **(III.30)** sur le domaine de résonance, le flux parallèle s'écrit :

$$S_{\parallel} = -\frac{u_{\parallel}}{u^3} \left(\frac{\gamma^3}{u^2} \left(2x \frac{\partial f_s}{\partial x} + \frac{u_{\parallel}}{D_0} \frac{\partial \psi_s}{\partial u_{\parallel}} f_s \right) + \gamma^2 f_s \right)$$

$$+ \frac{Z}{u^3} \gamma \left(2u_{//} x \frac{\partial f_s}{\partial x} - \frac{x}{D_0} \frac{\partial \psi_s}{\partial u_{//}} f_s \right) - \frac{\partial \psi_s}{\partial u_{//}} f_s$$

(III.38)

Avec $u^2 \gg 1$, $D_0 \gg 1$, on obtient au premier ordre en D_0 :

$$S_{//} = -\frac{u_{//}}{u^3} (\gamma^2 f_s - 2Z\gamma x \frac{\partial f_s}{\partial x}) - \frac{\partial \psi_s}{\partial u_{//}} f_s \quad (III.39)$$

A la frontière u_1, u_2 du domaine de résonance, en tenant compte du comportement Maxwellien de la dérivée de la fonction de distribution ($\partial f / \partial u_{//} = -u_{//} f$), des conditions de continuité de f_s et $D_0=0$, on obtient :

$$S_{//} = -\frac{u_{//}}{u^3} (\gamma^2 f_s - 2Z\gamma x \frac{\partial f_s}{\partial x}) + \frac{u_{//}}{u^3} \left(\frac{\gamma^3 u_{//}^2}{u^2} + Z\gamma x \right) f_s \text{ pour } u_{//}=u_1, u_2 \quad (III.40)$$

Donc d'après (III.39) et (III.40) :

$$\frac{\partial \psi}{\partial u_{//}} = -\frac{u_{//}}{u^3} \left(\frac{\gamma^3 u_{//}^2}{u^2} + Z\gamma x \right) \text{ pour } u_{//}=u_1, u_2 \quad (III.41)$$

En supposant que $u_{//}^2 \gg x$, on peut supposer que l'impulsion u s'écrit en u_1 et u_2 :

$$u_{tot1} = \sqrt{u_1^2 + 2T_{\perp s} / T_e} \text{ et } u_{tot2} = \sqrt{u_2^2 + 2T_{\perp s} / T_e}$$

En égalisant (III.36) et (III.41) en u_1 et u_2 , on obtient le système d'équations :

$$-\frac{u_1}{u_{tot1}^3} \left(\frac{\gamma_1^3 u_1^2}{u_{tot1}^2} + Z\gamma_1 x \right) = \eta_1(x) + \eta_0(x) \left[\ln(2(u_{tot1} + u_1)) - \frac{u_1}{u_{tot1}} \right] \quad (III.42)$$

$$-\frac{u_2}{u_{tot2}^3} \left(\frac{\gamma_2^3 u_2^2}{u_{tot2}^2} + Z\gamma_2 x \right) = \eta_1(x) + \eta_0(x) \left[\ln(2(u_{tot2} + u_2)) - \frac{u_2}{u_{tot2}} \right] \quad (III.43)$$

On obtient :

$$\eta_0(x) = \alpha + \beta x \quad (III.44)$$

avec

$$\alpha = \frac{[u_1^3 u_{tot2}^5 \gamma_1^3 - u_2^3 u_{tot1}^5 \gamma_2^3]}{u_{tot1}^5 u_{tot2}^5 \left[\ln \left(\frac{u_2 + u_{tot2}}{u_1 + u_{tot1}} \right) - \frac{u_2}{u_{tot2}} + \frac{u_1}{u_{tot1}} \right]}$$

$$\beta = \frac{Z[u_1 u_{tot2}^3 \gamma_1 - u_2 u_{tot1}^3 \gamma_2]}{u_{tot1}^3 u_{tot2}^3 \left[\ln \left(\frac{u_2 + u_{tot2}}{u_1 + u_{tot1}} \right) - \frac{u_2}{u_{tot2}} + \frac{u_1}{u_{tot1}} \right]}$$
(III.45)

On en déduit $\eta_1(x)$:

$$\eta_1(x) = \frac{-u_1}{u_{tot1}^3} \left(\frac{\gamma_1^3 u_1^2}{u_{tot1}^2} + Z \gamma_1 x \right) - \eta_0(x) \left[\ln(2(u_{tot1} + u_1)) - \frac{u_1}{u_{tot1}} \right]$$
(III.46)

En intégrant une fois de plus (III.36), on obtient en tenant compte de [DWI] :

$$\psi_s = \eta_2(x) + \eta_1(x)u_{//} + \eta_0(x) \left[u_{//} \ln(2(u_{//} + \sqrt{u_{//}^2 + x})) - 2\sqrt{u_{//}^2 + x} \right]$$
(III.47)

La continuité de la fonction de distribution en u_1 avec la Maxwellienne nous permet d'obtenir $\eta_2(x)$. Avec $u_{//}^2 \gg x$:

$$\psi_s / D_0 = -u_1^2 / 2$$
(III.48)

d'où

$$\eta_2(x) = -D_0 u_1^2 / 2 - \eta_1(x)u_1 - \eta_0(x)(u_1 \ln(4u_1) - 2u_1)$$
(III.49)

Nous venons de déterminer complètement la fonction (III.47) ψ_s .

A présent, il nous reste à déterminer la solution stationnaire φ_s pour obtenir complètement la fonction de distribution stationnaire solution de (III.26). On reprend l'équation (III.35), en tenant compte de (III.44) :

$$(\alpha + \beta x)\varphi_s + 4\gamma Z(\varphi_s' + x\varphi_s'') = 0$$
(III.50)

En effectuant les changements de variables suivants,

$$\begin{cases} \varphi_s = g \exp(i\sqrt{\frac{\beta}{4\gamma Z}}x) \\ z = -2i\sqrt{\frac{\beta}{4\gamma Z}}x \end{cases} \quad (\text{III.51})$$

l'équation différentielle (III.50) s'écrit :

$$z \frac{d^2 g}{dz^2} + (1-z) \frac{dg}{dz} + \left(-\frac{1}{2} + i \frac{\alpha}{4\sqrt{\gamma Z \beta}} \right) g = 0 \quad (\text{III.52})$$

C'est une équation différentielle dont la solution est une fonction hypergéométrique dégénérée [GR65] (9.216). On a deux solutions linéairement indépendantes qui dans notre cas sont identiques.

$$\varphi_{1s} = \exp(i\sqrt{\frac{\beta}{4\gamma Z}}x) \phi\left(\frac{1}{2} - i \frac{\alpha}{4\sqrt{\gamma Z \beta}}, 1, -i\sqrt{\frac{\beta}{\gamma Z}}x\right) \quad (\text{III.53})$$

En effectuant cette fois le changement de variables suivant,

$$\begin{cases} \varphi_s = g \exp(-i\sqrt{\frac{\beta}{4\gamma Z}}x) \\ z = 2i\sqrt{\frac{\beta}{4\gamma Z}}x \end{cases}$$

on obtient comme solution le complexe conjugué de φ_{1s} .

La solution de (III.50) s'écrit :

$$\varphi_s = \exp(i\sqrt{\frac{\beta}{4\gamma Z}}x) \phi\left(\frac{1}{2} - i \frac{\alpha}{4\sqrt{\gamma Z \beta}}, 1, -i\sqrt{\frac{\beta}{\gamma Z}}x\right) + c.c \quad (\text{III.54})$$

Heureusement, on obtient une solution moins compliquée

$$\varphi_s = \exp(-ax - bx^2) \quad (\text{III.55})$$

vérifiée pour $|\alpha x| \ll 1$ et $bx^2 \ll 1$ (III.55b). Précisons ici que b doit être impérativement

positif, alors que a peut être indifféremment positif ou négatif.

Où

$$\begin{aligned} a &= \frac{\alpha}{4\gamma Z} \\ b &= \frac{a^2}{4} + \frac{\beta}{16\gamma Z} \end{aligned} \quad (\text{III.56})$$

Nous avons donc complètement déterminé la fonction de distribution en régime stationnaire dans le domaine de résonance :

$$f_s = A \exp(\psi_s / D_0) \exp(-ax - bx^2) \quad (\text{III.57})$$

avec ψ_s défini en (III.44), (III.46), (III.47), (III.49) et a, b en (III.56) et A un coefficient de normalisation tel que $2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} du_{\parallel} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f(\mathbf{r}, u_{\parallel}, u_{\perp}, t \rightarrow \infty) = n_e(\mathbf{r}, t \rightarrow \infty)$

Par une intégration par partie, on écrit :

$$\int_0^{\infty} x \varphi_s dx = \frac{1}{2b} - \frac{a \int_0^{\infty} \varphi_s dx}{2b} \quad (\text{III.58})$$

Or en tenant compte de la [GR65] p338, on peut écrire :

$$\int_0^{\infty} x \exp(-\mu x^2 - 2\nu x) dx = \frac{1}{2\mu} - \frac{\nu}{2\mu} \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \exp\left(\frac{\nu^2}{\mu}\right) (1 - \phi(\nu / \sqrt{\mu})) \quad (\text{III.59})$$

d'où

$$\int_0^{+\infty} \varphi_s dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} \quad (\text{III.60})$$

La température perpendiculaire en régime stationnaire sur le plateau est donnée en négligeant l'impact de la dépendance de ψ_s en x par :

$$\frac{T_{\perp s}}{T_e} = \frac{1}{2} \frac{2\pi / n_e \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp}^3 f_s}{2\pi / n_e \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f_s} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{\infty} x \varphi_s dx}{\int_0^{\infty} \varphi_s dx} \quad (\text{III.61}) \text{ avec } |ax| \ll 1 \text{ et } bx^2 \ll 1.$$

$$\frac{T_{\perp s}}{T_e} = \frac{1}{2b} - \frac{a}{4b} \sqrt{\frac{\pi}{b}} \exp\left(\frac{a^2}{4b}\right) \sqrt{\frac{\pi}{b}}$$

$$T_{\perp sn} = \frac{T_{\perp s}}{T_e} = \frac{1}{2\sqrt{\pi b}} - \frac{a}{4b} \quad (\text{III.62})$$

Les expressions (III.62), (III.56), (III.45) lient la valeur stationnaire de la température perpendiculaire et les limites du domaine de diffusion en impulsions (u_1, u_2) .

Dans le cas du travail non relativiste de Krapchev et Bers, l'expression de la température perpendiculaire s'écrit :

$$\frac{T_{\perp snr}}{T_e} = 2v_1 v_2 \left(\frac{\ln(v_2/v_1)}{\pi(v_2^2 - v_1^2)} \right)^{1/2}$$

Pour $v_1 = 3.5$ et $v_2 = 8$, on trouve une température valant $T_{\perp sn} / T_e \approx 4$ (III.63)

En prenant en compte les effets relativistes, la température perpendiculaire est définie par l'expression (III.61), qui est une expression qui dépend de $T_{\perp s}$.

Sur la figure III.1, on compare T_{\perp} et la fonction $H(T_{\perp}, u_1, u_2) = \frac{1}{2\sqrt{\pi b(T_{\perp}, u_1, u_2)}} - \frac{a(T_{\perp}, u_1, u_2)}{4b(T_{\perp}, u_1, u_2)}$ pour les mêmes valeurs limites du

domaine de diffusion. La température perpendiculaire est solution de l'équation $T_{\perp} - H = 0$.

Il y a deux solutions potentielles. Une seule de ces solutions vérifie les conditions sur les coefficients a et b définis en (III.54b). On se rapproche des valeurs de température perpendiculaire auxquelles on s'attend [Shk91]. $T_{\perp s} / T_e \approx 16$ (III.63b)

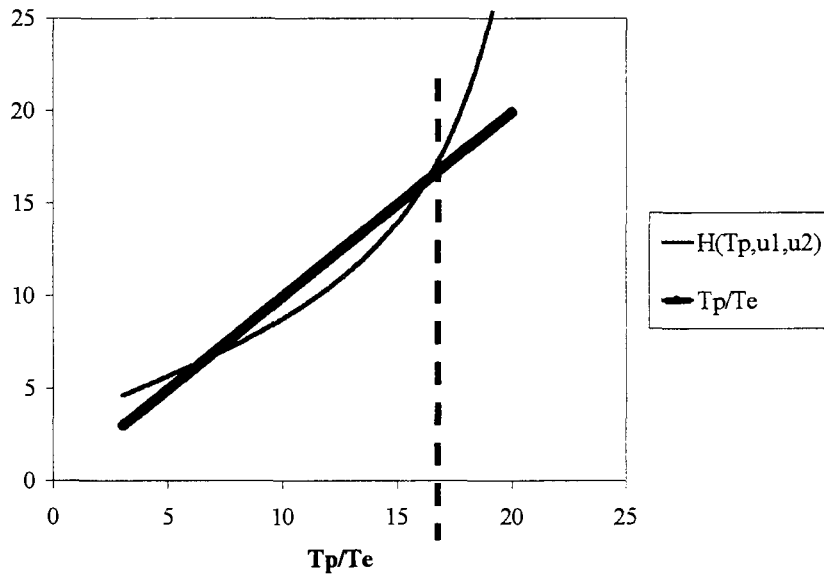


Fig. III.1 : valeur de la température perpendiculaire en régime stationnaire.

$$u_1 = 3.5, u_2 = 8, T_e = 5 \text{ keV}$$

Les effets relativistes sont indispensables pour bien décrire la fonction de distribution perpendiculaire et la température perpendiculaire.

Pour de telles valeurs de température perpendiculaire, on vérifie facilement que les hypothèses $|\alpha x| \ll 1$ et $bx^2 \ll 1$ sont vérifiées pour $x = u_{\perp}^2$ valant quelques dizaines d'unités (on trouve $|\alpha| = 8 \cdot 10^{-3}$ et $b = 6 \cdot 10^{-4}$). (III.64)

Reprenons la normalisation de la fonction stationnaire (III.57) f_s .

En tenant compte de (III.60), on normalise la fonction de distribution perpendiculaire :

$$\int_0^{+\infty} \varphi_s dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} \quad \text{et} \quad A_{\varphi} \pi \int_0^{+\infty} dx \varphi_s = 1 \quad \text{(III.65)}$$

d'où

$$A_{\varphi} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \quad \text{(III.66)}$$

La fonction de distribution électronique stationnaire s'écrit :

$$f_s = A_{//} n_e \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \exp(\psi_s / D_0) \exp(-ax - bx^2) \quad (\text{III.67})$$

en respectant la normalisation $2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} du_{//} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f(\mathbf{r}, u_{//}, u_{\perp}, t \rightarrow \infty) = n_e(\mathbf{r}, t \rightarrow \infty)$

avec $A_{//} / A_{//} \int_{-\infty}^{+\infty} du_{//} \exp(\psi_s / D_0) = 1 \quad (\text{III.68})$

Les fonctions de distribution parallèle et perpendiculaire stationnaires s'écrivent :

$$f_{//stat} = \frac{2\pi}{n_e} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f_s = 2\pi A_{//} \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \exp(\psi_s / D_0) \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} \varphi_s = A_{//} \exp(\psi_s / D_0)$$

$$(\text{III.69})$$

et

$$f_{\perp stat} = f_s / (n_e f_{//stat}) = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \exp(-ax - bx^2) \quad (\text{III.69b})$$

Chapitre III

Solution de l'équation relativiste de Fokker-Planck en régime transitoire.

On cherche une fonction de distribution f telle que :

$$f(\mathbf{r}, u_{//}, u_{\perp}, t) = An_e F(u_{//}, t) \varphi(u_{\perp}^2, t) \quad (\text{III.70}) \quad \text{avec } u_{//}^2 \gg x,$$

où A est un coefficient de normalisation tel que

$$2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} du_{//} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f(\mathbf{r}, u_{//}, u_{\perp}, t) = n_e(\mathbf{r}, t).$$

Ces fonctions F et φ se décomposent en une fonction stationnaire et une fonction temporelle.

$$\begin{aligned} F &= F_s + F_t \\ \varphi &= \varphi_s + \varphi_t \end{aligned} \quad (\text{III.71})$$

où les fonctions $F_s = \exp(\psi_s / D_0)$ et $\varphi_s = \exp(-ax - bx^2)$ sont indépendantes du temps (définies dans le chapitre

précédent). Il nous reste à déterminer la dépendance temporelle de la fonction de distribution électronique, c'est à dire les fonctions F_t et φ_t . A $t=0$ s, la fonction de distribution f est une Maxwellienne. Dans ce cas, les conditions initiales auxquelles satisfont ces fonctions s'écrivent:

$$\varphi(\tau = 0) = \exp(-x / 2) \quad (\text{III.72})$$

$$F(\tau = 0) = \exp(-u_{//}^2 / 2) \quad (\text{III.73})$$

d'où

$$\varphi_{t0} = \varphi_t(\tau = 0) = \exp(-x / 2) - \exp(-ax - bx^2) \quad (\text{III.74})$$

On pose

$$\varphi_t = 0 \text{ pour } x = u_{//}^2 \quad (\text{III.75})$$

Et

$$F_{t0} = \exp(-u_{//}^2 / 2) - \exp(\psi_s / D_0) \quad (\text{III.76})$$

$$\left. \frac{\partial F_t}{\partial u_{//}} \right|_{u1} = -u_1 F_t(u_1) \quad (\text{III.77})$$

$$\left. \frac{\partial F_t}{\partial u_{//}} \right|_{u2} = -u_2 F_t(u_2) \quad (\text{III.78})$$

L'équation de Fokker-Planck (III.26) s'écrit :

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} \varphi + F \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = D_0 \frac{\partial^2 F}{\partial u_{//}^2} \varphi + \frac{u_{//}^2}{(u_{//}^2 + x)^{3/2}} 4\gamma Z(\varphi' + x\varphi'') F \quad (\text{III.79})$$

$$\text{Avec } Z = \frac{Z_{eff} + 1}{2} \quad (\text{III.80})$$

En séparant les variables, on obtient comme pour (III.34) et (III.35) un système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial \tau} = D_0 \frac{\partial^2 F}{\partial u_{//}^2} - \frac{u_{//}^2}{u^3} \eta_0(x) F \\ \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{u_{//}^2}{u^3} (\eta_0(x) \varphi + 4\gamma Z(\varphi' + x\varphi'')) \end{cases}$$

On étudie le régime transitoire, c'est à dire les fonctions F_t et φ_t avec les conditions initiales (III.74), (III.75), (III.76), (III.77), (III.78).

$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial F_t}{\partial \tau} = D_0 \frac{\partial^2 F_t}{\partial u_{//}^2} - \frac{u_{//}^2}{u^3} \eta_0(x) F_t \\ \frac{\partial \varphi_t}{\partial \tau} = \frac{u_{//}^2}{u^3} (\eta_0(x) \varphi_t + 4\gamma Z(\varphi_t' + x\varphi_t'')) \end{array} \right. \quad \text{avec } u_{//}^2 \gg x$	<p>(III.81)</p> <p>(III.82)</p>
---	---------------------------------

où $\eta_0(x)$ déterminée par (III.44).

III.III.1 Définition de la fonction décrivant le processus de diffusion quasi-linéaire.

On cherche à définir la partie temporelle de la fonction décrivant le processus de diffusion angulaire F_t satisfaisant les conditions initiales (III.75), (III.76), (III.77).

On rappelle que l'équation à résoudre (III.79) s'écrit pour F_t :

$$\frac{\partial F_t}{\partial \tau} = D_0 \frac{\partial^2 F_t}{\partial u_{//}^2} - \frac{u_{//}^2}{u^3} \eta_0(x) F_t \approx D_0 \frac{\partial^2 F_t}{\partial u_{//}^2} - \frac{1}{u_{//}} \eta_0(x) F_t \quad \text{(III.83)}$$

On montrera que la dépendance en $\frac{1}{u_{//}} \eta_0(x) F_t$ est négligeable dans l'évolution de F_t , on

pourra à la rigueur faire le changement de variable $F_t \rightarrow F_t \exp(-\eta_0 \tau / u_{//})$. **(III.84)**

Cela revient à introduire un temps $t_{c//}$ caractéristique de l'influence des collisions sur le temps associé à la diffusion quasi-linéaire,

où

$$t_{c//} = \frac{u_{//}}{\nu_c \eta_0(x)} \quad \text{(III.85)}$$

Notons tout de suite que ce temps linéaire en $u_{//}$ ne pose pas de problème particulier dans

l'équation différentielle puisque les termes en $o\left(\frac{1}{u_{//}^2}\right)$ sont négligés.

Ce temps $t_{c//}$ est supérieur à 2ms. Expérimentalement (chapitre III de la partie V), on mesure des temps de diffusion quasi-linéaire de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. Donc, cette influence des collisions sur le temps de diffusion quasi-linéaire est négligeable.

On réduit **(III.83)** à

$\frac{\partial F_t}{\partial \tau} = D_0 \frac{\partial^2 F_t}{\partial u_{//}^2} \quad \text{(III.86)} \quad \text{sur } u_1 \leq u_{//} \leq u_2$
--

Posons $w = u_{//} - u_1$, $dw = du_{//}$ et $l = u_2 - u_1$ **(III.87)**

Les conditions initiales deviennent :

$\text{(III.77) donne } \left. \frac{\partial F_t}{\partial w} \right _0 = -u_1 F_t(0) \quad \text{(III.88)}$
$\text{(III.78) donne } \left. \frac{\partial F_t}{\partial w} \right _{u_2 - u_1} = -u_2 F_t(u_2 - u_1) \quad \text{(III.89)}$

L'expression $\exp(-D_0 \kappa^2 \tau)(A \cos(\kappa w) + B \sin(\kappa w))$ satisfait **(III.86)**. **(III.90)**

Les conditions (III.88) et (III.89) imposent :

$$\frac{B}{A} = \frac{-v_1}{\kappa} \quad (\text{III.91})$$

Et

$$\kappa(-A \tan \kappa l + B) = -v_2(A + B \tan \kappa l) \quad \text{avec } l = u_2 - u_1$$

En utilisant (III.91), on arrive à la condition :

$$\tan \kappa l = \frac{\kappa l}{\kappa^2 + u_1 u_2} \quad (\text{III.92})$$

L'expression

$$A \exp(-D_0 \kappa^2 \tau) \left(\cos(\kappa w) - \frac{v_1}{\kappa} \sin(\kappa w) \right)$$

satisfait (III.90) et les conditions initiales. A est une constante et κ solution de (III.92).

On suppose qu'on peut écrire la condition initiale $F_t(t=0)$ comme une somme infinie de termes $A_n X_n$

avec

$$X_n = \cos \kappa_n w - \frac{u_1}{\kappa_n} \sin \kappa_n w \quad (\text{III.93})$$

et κ_n la $n^{\text{ième}}$ solution de (III.92).

La solution du problème serait :

$$F_t = \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n \exp(-D_0 \kappa_n^2 \tau) \quad (\text{III.94}).$$

On utilise une méthode généralement associée aux séries de Fourier et de Bessel. [CJ59]. Le développement algébrique du calcul est présenté en annexe 1 de cette thèse où on démontre l'orthogonalité de X_n et où on définit le produit scalaire associée $\int_0^l X^2 du$.

La solution s'écrit :

$$F_t = \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n \exp(-D_0 \kappa_n^2 \tau) \quad (\text{III.101})$$

avec κ_n solution de (III.92).

$$\text{et } A_n = 2\kappa_n^2 \frac{\int_0^l F_{t0} X_n dw}{l(\kappa_n^2 + u_1^2) - u_1 + u_2(u_1^2 + \kappa_n^2)/(u_2^2 + \kappa_n^2)} \text{ avec } l = u_2 - u_1$$

Ce qui nous permet de définir complètement F.

Plaçons-nous dans le cas qui va nous intéresser $u_{//} > u_1$.

κ_n solution de l'équation

$$\tan \kappa l = \frac{\kappa l}{\kappa^2 + u_1 u_2}$$

Numériquement, on montre que

$$\kappa_n = \frac{n\pi}{l} + \varepsilon_n \text{ avec } \varepsilon_n \text{ petit} \quad (\text{III.102})$$

Ce terme ε_n s'obtient en effectuant le changement de variable précédent et en résolvant l'équation (III.92).

$$\varepsilon_n = (-1)^{n+1} \frac{n\pi}{lu_1 u_2} \quad (\text{III.103})$$

La solution κ_n peut s'écrire :

$$\kappa_n = \frac{n\pi}{l} \left(1 + \frac{(-1)^{n+1}}{u_1 u_2} \right) \quad (\text{III.104})$$

Le tableau III.1 nous permet de comparer les solutions numériques et approchées de κ_n . Elles sont très proche. La solution approchée est retenue.

Tab III.1 : Solution numérique et approchée de κ_n
pour $n=1$ à 10 avec $u_1 = 3.5$ et $u_2 = 15$

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
N	0.2785	0.5363	0.8351	1.073	1.342	1.611	1.945	2.150	2.498	2.691
A	0.2784	0.5360	0.8352	1.072	1.392	1.608	1.949	2.144	2.506	2.680

N : solution numérique

A : solution approchée

La forme de la solution en $\exp\left(-D_0 \frac{n^2 \pi^2}{l^2} \tau\right)$ nous permet d'écrire que le terme

prédominant de la somme $F_r = \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n \exp(-D_0 \kappa_n^2 \tau)$ sera de faible n. **(III.105)**

Le coefficient A_n s'écrit

$$A_n \approx \frac{2\kappa_n^2}{lu_1^2} \int_0^l F_{r0} X_n dw \quad \text{(III.106)}$$

Pour $u_{//} > u_1$

$$F_{r0} \approx -\exp(\psi_s / D_0) \quad \text{(III.107)}$$

C'est à dire la valeur du plateau de la fonction de distribution.

D'où

$$A_n \approx \frac{2\kappa_n^2}{lu_1^2} \exp(\psi_s / D_0) \int_0^l X_n dw$$

$$\approx -\frac{2 \exp(\psi_s / D_0)}{lu_1} (-1 + (-1)^n) \quad (\text{III.108})$$

Donc le terme prédominant s'obtient pour $n=1$

$$F_t = \frac{4}{lu_1} \left(\cos(\kappa_1 w) - \frac{u_1}{\kappa_1} \sin(\kappa_1 w) \right) \exp(\psi_s / D_0) \exp\left(-D_0 \frac{\pi^2}{l^2} \tau\right)$$

$\left| \xrightarrow{\kappa_1 w \ll 1} -u_1 l \right.$

Nous venons de définir F solution de (III.81) telle que :

avec

$$F \approx \exp(\psi_s / D_0) (1 - \exp(-t / t_{D_{ql}})) \quad \text{pour } u_{//} \gg u_1. \quad (\text{III.109})$$

$$t_{D_{ql}} = \frac{1}{\nu_c} \frac{(u_2 - u_1)^2}{D_0 \pi^2} \quad (\text{III.110})$$

Cette quantité peut être interprétée comme le temps caractéristique associé au processus de diffusion quasi-linéaire. Cette expression est à rapprocher de celle obtenue en III.22.

$$t_{D_{ql}} = \frac{u_{//}^2}{\nu_c D_0}$$

III.III.2 Définition de la fonction décrivant le processus de diffusion angulaire.

Nous allons commencer par déterminer φ_t . En effectuant le changement de variable

suivant :

$$\varphi_t = g\varphi_s \quad (\text{III.111})$$

En tenant compte de l'équation différentielle (III.35) à laquelle satisfait φ_s , l'équation

(III.82) devient :

$$\frac{\partial g}{\partial \tau} = \frac{4\gamma Z u_{||}^2}{u^3} (g' + xg'') \text{ avec } u_{||}^2 \gg x \quad (\text{III.112})$$

avec

$$u = (u_{||}^2 + x) \approx (u_{||}^2 + 2(T_{\perp} / T_e)) \text{ indépendant de } x$$

A présent, on effectue le changement de variable $g = \sigma \exp(-4\gamma Z u_{||}^2 \beta^2 \tau / u^3)$ (III.113)

avec β un paramètre libre. L'équation (III.112) s'écrit alors :

$$\beta^2 \sigma + \sigma' + x\sigma'' = 0 \quad (\text{III.114})$$

C'est une équation différentielle dont les solutions sont les fonctions de Bessel $Z_0(2\beta\sqrt{x})$.

Cette solution σ doit converger en zéro donc elle est du type :

$$AJ_0(2\beta\sqrt{x}) \quad (\text{III.115})$$

En tenant compte des différents changements de variable, la solution φ_t est du type

$$\varphi_t = AJ_0(2\beta\sqrt{x}) \exp(-ax - bx^2) \exp(-4\gamma Z u_{||}^2 \beta^2 \tau / u^3) \quad (\text{III.116})$$

qui permet de définir une famille de fonctions orthogonales. On cherche la solution qui tienne compte des conditions initiales (III.74) et (III.75). Ce travail est présenté en annexe 1 de cette thèse.

La solution générale s'écrit alors :

$$\varphi_t = [B \exp(-x/2) - A \exp(-ax - bx^2)] \exp(-2\gamma(Z_{eff} + 1)\tau / u^3) \quad (\text{III.123})$$

D'où

$$\varphi = A' \exp(-ax - bx^2) + \left[B \exp(-x/2) - A \exp(-ax - bx^2) \right] \exp(-2\gamma(Z_{eff} + 1)\tau / u^3) \quad (\text{III.124})$$

Et A, A', B sont des coefficients de normalisation tels que :

$$\pi \int_0^{+\infty} dx \varphi = 1, \quad \forall t \quad (\text{III.125})$$

En tenant compte de l'expression (III.66), la fonction φ normalisée s'écrit finalement

$$\varphi = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \exp(-ax - bx^2) + \left[\frac{1}{2\pi} \exp(-x/2) - \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \exp(-ax - bx^2) \right] \exp\left(-\frac{t}{t_{pa}}\right) \quad (\text{III.126})$$

Avec

$$t_{pa} = \frac{u^3}{2\nu_c \gamma (Z_{eff} + 1)} \quad (\text{III.127})$$

Cette quantité peut être interprétée comme le temps caractéristique associé au processus de diffusion angulaire. Elle est finalement très proche de l'expression de la fréquence collisionnelle donnée par Fisch [Fis80] et (III.25).

III.III.3 Fonction de distribution parallèle, perpendiculaire et température perpendiculaire.

La fonction de distribution f s'écrit en tenant compte de (III.110), (III.125), (III.126) et en

en respectant la normalisation $2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} du_{||} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f(\mathbf{r}, u_{||}, u_{\perp}, t) = n_e(\mathbf{r}, t) :$

$$f = An_e F \varphi \quad (\text{III.128})$$

avec A un coefficient de normalisation tel que $A \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(\psi_s / D_0) = 1$

La fonction de distribution parallèle est définie par :

$$f_{||} = \frac{2\pi}{n_e} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f$$

Elle s'écrit d'après (III.125) :

$$f_{||} = 2\pi AF \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} \varphi = f_{||stat} (1 - \exp(-t/t_{Dql})) \quad \text{(III.129)}$$

où d'après (III.69)

$$f_{||stat} = A \exp(\psi_s / D_0) \text{ et } A \text{ tel que } A \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(\psi_s / D_0) = 1$$

$$\text{et (III.110) } t_{Dql} = \frac{1}{\nu_c} \frac{(u_2 - u_1)^2}{D_0 \pi^2}$$

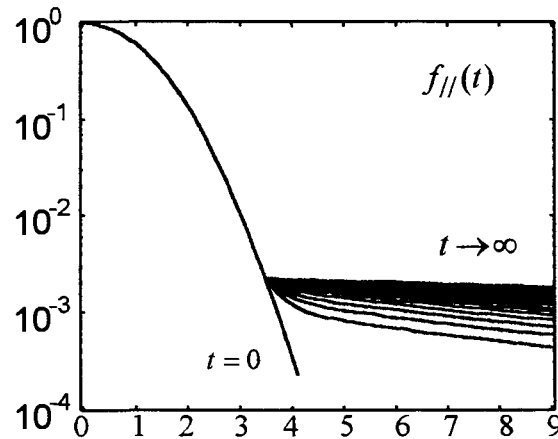


Fig. III.2 : Evolution temporelle de la fonction de distribution parallèle

avec $t_c = 10 \mu s, u_2 = 10, u_1 = 3.5, \bar{D}_0 = D_0 u_1^2 = 4$, on obtient $t_{Dql} = 790 \mu s$ (Résultats et paramètres qu'on retrouvera dans la partie V chapIII)

La fonction de distribution perpendiculaire s'écrit :

$$f_{\perp} = f / (n_e f_{||}) \quad \text{(III.130)}$$

$$f_{\perp} = f_{\perpstat} + \left(\frac{1}{2\pi} \exp(-u_{\perp}^2 / 2) - f_{\perpstat} \right) \exp\left(-\frac{t}{t_{pa}} \right) \quad \text{(III.131)}$$

avec f_{\perpstat} définie en (III.69b). et $t_{pa} = \frac{u^3}{2\nu_c \gamma (Z_{eff} + 1)}$ en (III.127)

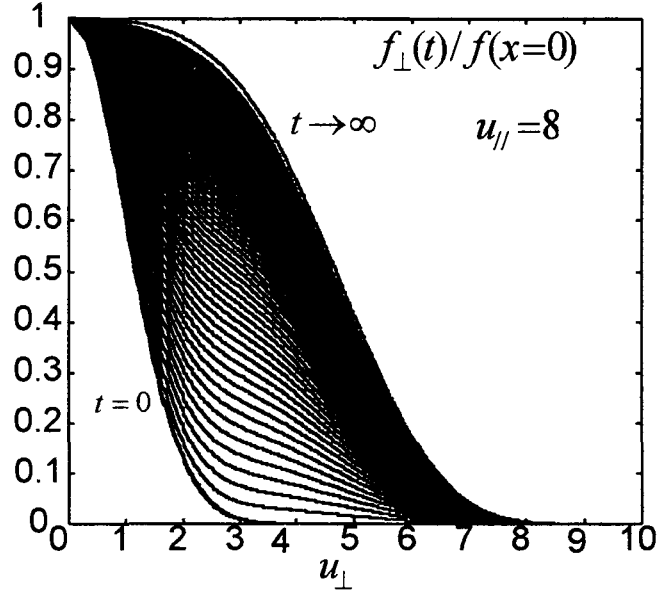


Fig. III.3 : Evolution temporelle de la fonction de distribution perpendiculaire
Avec $u_{//} = 10, T_{\perp} / T_e = 10, Z_{eff} = 1.5$, on obtient $t_{pa} = 2.2ms$ (paramètres du chapitre V.III)

On en déduit la dynamique de la température perpendiculaire T_{\perp} qui caractérise la fonction de distribution en u_{\perp} , résultat dans notre approche des effets combinés de la diffusion angulaire et de la diffusion quasi-linéaire.

$$\frac{T_{\perp}}{T_e} = \frac{1}{2} \frac{2\pi / n_e \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp}^3 f}{2\pi / n_e \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^{\infty} x \varphi dx}{\int_0^{\infty} \varphi dx} \quad (\text{III.132})$$

D'après (III.125), (III.58), (III.59) et (III.60), en sachant que :

$$\int_0^{\infty} x \exp(-x/2) dx = 4 \quad (\text{III.133})$$

la température perpendiculaire s'écrit :

$$\frac{T_{\perp}}{T_e} = \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} x \varphi dx = \sqrt{\frac{b}{\pi}} \int_0^{+\infty} x \varphi_s dx + \left(1 - \sqrt{\frac{b}{\pi}} \int_0^{+\infty} x \varphi_s dx \right) \exp(-t/t_{pa})$$

Or

$$\int_0^{+\infty} x \varphi_s dx = \frac{1}{2b} - \frac{a}{4b} \sqrt{\frac{\pi}{b}}$$

finalement,

$$T_{\perp n} \equiv \frac{T_{\perp}}{T_e} = T_{\perp sn} + (1 - T_{\perp sn}) \exp(-t/t_{pa}) \quad (\text{III.134})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \xrightarrow{\tau \rightarrow 0} 1 \\ \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} T_{\perp sn} = \frac{1}{2\sqrt{\pi b}} - \frac{a}{4b} \end{array} \right. \quad (\text{III.135})$$

où

$$t_{pa} = \frac{u^3}{2\gamma v_c (Z_{eff} + 1)} \quad (\text{III.136})$$

Chapitre IV

Effet du champ électrique résiduel

Nous souhaitons pouvoir définir la fonction de distribution électronique en régime stationnaire ou transitoire en tenant compte de l'accélération des électrons due au champ électrique résiduel. Le champ électrique résiduel est introduit dans l'équation de Fokker-Planck sous la forme d'une perturbation dans les cas qui vont nous intéresser où le champ électrique résiduel est faible devant le champ électrique de Dreicer. Un temps caractéristique est associé au champ électrique. L'influence du champ électrique résiduel sur l'évolution temporelle de la fonction de distribution pourra être négligée pendant un intervalle de temps donné avec certaines conditions sur les paramètres plasmas.

III.IV.1 Régime stationnaire

Reprenons l'expression du flux parallèle donnée en (III.7) dans le cas où nous n'avons pas d'onde hybride. On suppose que la fonction de distribution est Maxwellienne dans la direction perpendiculaire.

En régime stationnaire, on obtient :

$$\frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} = \frac{\xi_{\parallel} - \gamma Z x u_{\parallel} / u^3}{Z \gamma x} u^3 f \quad (\text{III.150})$$

où $\xi_{\parallel} = \frac{eE_{\parallel}}{\nu_c p_t} = \frac{E_{\parallel}}{E_D}$ et E_D est le champ de Dreicer

Pour $\xi_{//} = 0$, on retrouve bien comme solution la fonction de distribution Maxwellienne :

$$f \propto \exp(-u_{//}^2 / 2) \quad (\text{III.151})$$

Pour $\xi_{//} \neq 0$

$$f \propto \exp\left(-\frac{u_{//}^2}{2} + \xi_{//} \frac{u^4}{4Z\gamma x}\right) \quad (\text{III.152})$$

A présent, étudions le cas où les ondes hybrides sont présentes.

Pour $\xi_{//} = 0$, la fonction $\exp(\psi_s / D_0)$ est la solution stationnaire de l'équation de Fokker-Planck.

Pour $\xi_{//} \neq 0$, considérons que l'influence du champ électrique résiduel revient à perturber notre solution stationnaire.

$$\psi = \psi_s + \xi_{//} \frac{\partial \psi}{\partial \xi_{//}} \quad (\text{III.153}) \text{ avec } E_{//} < E_D$$

En tenant compte du champ électrique résiduel, l'équation (III.39), exprimant le flux parallèle sur le domaine de résonance, devient :

$$S_{//} = -\frac{u_{//}}{u^3} (\gamma^2 f - 2Z\gamma x \frac{\partial f}{\partial x}) - \left(\frac{\partial \psi_s}{\partial u_{//}} + \xi_{//} \frac{\partial}{\partial u_{//}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi_{//}} \right) f + \xi_{//} f \quad (\text{III.154})$$

En dehors du domaine de résonance, le flux parallèle s'écrit en tenant compte de (III.150) :

$$S_{//} = -\frac{u_{//}}{u^3} (\gamma^2 f + 2Z\gamma x \frac{\partial f}{\partial x}) + \frac{u_{//}}{u^3} (\frac{\gamma^3 u_{//}^2}{u^2} + Z\gamma x) f \quad (\text{III.155})$$

Les conditions de continuité en u_1, u_2 et l'expression de ψ_s imposent :

$$\frac{\partial}{\partial u_{//}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi_{//}} = 1 \text{ en } u_1, u_2 \quad (\text{III.156})$$

L'équation de Fokker-Planck (III.34) devient en tenant compte de la forme de ψ :

$$\frac{\partial^2 \psi_s}{\partial u_{//}^2} + \frac{\partial^2}{\partial u_{//}^2} \xi_{//} \frac{\partial \psi}{\partial \xi_{//}} = \frac{u_{//}^2}{u^3} \eta_0(x) + \frac{\xi_{//}}{D_0} \frac{\partial \psi_s}{\partial u_{//}} \quad (\text{III.157})$$

On néglige toujours les termes en $1/D_0$

D'après (III.34)

$$\frac{\partial^2}{\partial u_{//}^2} \xi_{//} \frac{\partial \psi}{\partial \xi_{//}} = 0 \quad (\text{III.158})$$

En tenant compte de (III.156) :

$$\frac{\partial}{\partial u_{//}} \frac{\partial \psi}{\partial \xi_{//}} = 1, \text{ pour tout } u_{//} \text{ sur le domaine de résonance.} \quad (\text{III.159})$$

La continuité de la fonction de distribution en u_1 impose la condition :

$$\frac{\psi(u_1)}{D_0} = \frac{\psi_s(u_1) + \xi_{//}(u_1 + C^{te})}{D_0} = -\frac{u_1^2}{2} + \xi_{//} \frac{u_1^4}{4Z\gamma x_1} \quad (\text{III.160})$$

d'où

Pour $\xi_{//} \neq 0$, la fonction de distribution électronique en régime stationnaire s'écrit
 $f = \exp(\psi / D_0)$ sur le domaine de résonance (III.161)

Avec

$$\psi = \psi_s + \xi_{//} \left(u_{//} - u_1 + D_0 \frac{u_1^4}{4Z\gamma x_1} \right) \quad (\text{III.162}) \text{ avec } E_{//} < E_D$$

III.IV.2 Régime transitoire

On garde l'approche perturbative. D'après les ordres de grandeur des temps caractéristiques liés au champ électrique et à la diffusion quasi-linéaire, on suppose qu'on peut décomposer les événements (III.16 et III.22).

Quand on met la puissance hybride, le champ électrique résiduel est déjà présent. Nous avons donc à $t=0s$ (injection de la puissance LH) non plus une Maxwellienne mais déjà une fonction de distribution légèrement modifiée. Le détail du calcul est présenté au paragraphe précédent. Le calcul de la fonction de distribution transitoire pour atteindre la fonction de distribution stationnaire décrivant la diffusion quasi-linéaire est présenté dans le

paragraphe III.III.I. Il suffit de multiplier cette fonction par une constante, $\exp\left(\xi_{//} \frac{u_1^4}{4Z\gamma x_1}\right)$, pour prendre en compte la présence initiale d'un champ électrique résiduel $E_{//}$.

$$F_M \exp\left(\xi_{//} \frac{u^4}{4Z\gamma x}\right) \xrightarrow{\tau_{DqI}} F_i = \exp(\psi_s / D_0) \exp\left(\xi_{//} \frac{u_1^4}{4Z\gamma x_1}\right) \xrightarrow{\tau_E} \exp(\psi / D_0)$$

(III.163)

On suppose ainsi pouvoir écrire la fonction de distribution satisfaisant l'équation de Fokker-Planck dans l'espace des impulsions parallèles :

$$F = \exp(\psi / D_0) - \left(\exp(\psi / D_0) - \exp\left(\xi_{//} \frac{u_1^4}{4Z\gamma x_1}\right) \exp(\psi_s / D_0) \right) \exp(-t / t_E) \text{ avec } t \gg t_{DqI}$$

(III.164)

On montre facilement que :

$$\exp(\psi / D_0) = \exp\left(\frac{\psi_s}{D_0} + \xi_{//} \frac{u_1^4}{4Z\gamma x_1}\right) \left(1 + \frac{u_{//} - u_1}{D_0} \xi_{//}\right) \text{ avec } \frac{u_{//} - u_1}{D_0} \xi_{//} \ll 1$$

(III.165)

Donc, en injectant la fonction F exprimée précédemment (III.164) dans l'équation de Fokker-Planck, on obtient :

$$\frac{1}{\nu_c t_E} \frac{u_{//} - u_1}{D_0} \xi_{//} \exp\left(\frac{\psi}{D_0}\right) = \left(\frac{\eta_0(x)}{u_{//}} \frac{u_{//} - u_1}{D_0} \xi_{//} + \frac{\xi_{//}^2}{D_0} \right) \exp\left(\frac{\psi}{D_0}\right) \quad (\text{III.166})$$

D'où

$$t_E = \frac{1}{\nu_c} \frac{1}{\frac{\eta_0(x)}{u_{//}} + \frac{\xi_{//}}{u_{//} - u_1}} \quad (\text{III.167}) \text{ avec } \xi_{//} = \frac{eE_{//}}{\nu_c p_t}$$

Cette quantité peut être interprétée comme le temps caractéristique associé à l'accélération due au champ électrique résiduel $E_{//}$. On a un terme lié au champ électrique dont

l'expression est très proche de celle obtenue en (III.16) où $t_E = \frac{u_{//}}{v_c \xi_{//}}$ et un terme lié aux collisions.

Ce temps dépend des paramètres du plasma. L'influence sur l'évolution temporelle de la fonction de distribution pourra être aussi négligée sur un intervalle de temps Δt si $t_E \gg \Delta t$. Nous choisirons nos paramètres plasmas dans la partie V de cette thèse de manière à négliger sur une dizaine de millisecondes l'influence du champ électrique sur l'évolution temporelle de la fonction de distribution.

La fonction F peut aussi s'écrire en tenant compte de (III.165)

$$F = \exp\left(\frac{\psi_s}{D_0} + \xi_{//} \left(\frac{u_{//} - u_1}{D_0} + \frac{u_1^4}{4Z\gamma\alpha_1}\right)\right) \left(1 - \frac{u_{//} - u_1}{D_0} \xi_{//} \exp(-t/t_E)\right) \text{ avec } t \gg t_{Dq1}$$

et $E_{//} < E_D$

(III.167)

Pour certaines valeurs particulièrement basses de $\xi_{//}$, l'influence du champ électrique résiduel sera négligeable.

Chapitre V

Coefficient d'émission/d'absorption cyclotronique électronique. Cas d'une fonction perpendiculaire non-maxwellienne

Pour décrire le rayonnement cyclotronique électronique de tout le plasma, il faut considérer la contribution de chaque électron. On obtient le rayonnement d'une particule en mouvement à partir de la théorie des potentiels retardés. Partant des expressions de ces potentiels, on obtient les champs électromagnétiques associés. Puis en exprimant la densité spectrale d'énergie émise à partir de ces champs, via le vecteur de Poynting, et en normalisant celle-ci au temps total de rayonnement, on exprime l'émissivité de la particule $\eta(\mathbf{v}, \theta)$ [Bek66].

$$\eta_{\omega}(\mathbf{v}, \theta) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 c} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\sin \theta} \right)^2 J_n^2(\lambda) + \beta_{\perp}^2 J_n'^2(\lambda) \right] \delta(\mu) \quad (\text{III.170})$$

avec

$$\lambda = \frac{\gamma\omega}{\omega_{ce}} \beta_{\perp} \sin \theta \quad \text{et} \quad \mu = n\omega_{ce} / \gamma - \omega(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)$$

où ω est la fréquence d'émission cyclotronique de l'électron, $\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e}$ la fréquence cyclotronique électronique fondamentale, θ l'angle entre le champ magnétique de confinement B_0 et la direction d'observation de l'émission cyclotronique, β_{\parallel} le rapport entre la composante parallèle au champ B_0 de la vitesse de l'électron v_{\parallel} et de la vitesse de la lumière c , J_n la fonction de Bessel d'ordre n et J'_n la dérivée première de la fonction de Bessel d'ordre n par rapport à λ .

III.V.1 Coefficients d'émission et d'absorption suprathermiques en propagation perpendiculaire.

L'émissivité se décompose en une somme infinie représentant les différentes harmoniques de l'émission. Dans notre cas le rayonnement cyclotronique est mesuré par le radiomètre Superhétérodyne [SGG97]. Sa position sur le tokamak permet de sélectionner la directivité $\theta = \pi / 2$.

La somme infinie se décompose alors en deux termes, l'un représentant l'onde ordinaire (mode O, champ E_{\parallel}/B_0 , $\theta = \pi / 2$) et l'autre l'onde extraordinaire (mode X, champ E_{\perp}/B_0 , $\theta = \pi / 2$).

$$\eta_{\omega}(\mathbf{v}, \pi/2) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\underbrace{\beta_{\parallel}^2 J_n^2 \left(\frac{\gamma\omega}{\omega_{ce}} \beta_{\perp} \right)}_{\text{mode O}} + \underbrace{\beta_{\perp}^2 J_n'^2 \left(\frac{\gamma\omega}{\omega_{ce}} \beta_{\perp} \right)}_{\text{mode X}} \right] \delta(n\omega_{ce} / \gamma - \omega)$$

(III.171)

A partir de cette émissivité individuelle qui n'est autre que le coefficient d'émission spontanée, on exprime l'émission $j_{\omega}(\mathbf{p}, t)$ de toute la population électronique en utilisant la fonction de distribution associée $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$.

$$j_{\omega}(\mathbf{p}, t) = \int d\mathbf{p} \eta_{\omega}(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t)$$

1.1 Expression du coefficient d'émission en mode O d'une population d'électrons rapides.

En mode O, le coefficient d'émission s'écrit

$$j_{\omega}(\mathbf{p}, t) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sum_{n=1}^{\infty} 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \int_{p_1}^{p_2} dp_{\parallel} v_{\parallel}^2 J_n^2 \left(\frac{\omega p_{\perp}}{\omega_{ce} m_e c} \right) f(p_{\parallel}, p_{\perp}, t) \delta(n\omega_{ce} / \gamma - \omega)$$

(III.172)

avec f la fonction de distribution électronique dont la normalisation s'écrit : $\int d\mathbf{p} f(\mathbf{p}) = n_e$, n_e la densité électronique. La fonction de Dirac s'exprime aussi de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \delta(n\omega_{ce} / \gamma - \omega) &= \delta(n\omega_{ce} / \sqrt{1 + p^2 / (m_e c)^2} - \omega) = \delta(h(p_{\parallel})) \\ &= \frac{\delta(p_0 - p_{\parallel})}{dh/dp_{\parallel} \Big|_{p_0}} = \frac{\delta(p_{\parallel} - p_0) \gamma_+^3 (m_e c)^2}{n\omega_{ce} p_0} \end{aligned} \quad \text{(III.173)}$$

avec $\begin{cases} p_+ = m_e c \sqrt{(n\omega_{ce} / \omega)^2 - 1} = \sqrt{p_0^2 + p_{\perp}^2} \\ \gamma_+ = n\omega_{ce} / \omega \end{cases} \quad \text{(III.174)}$

En supposant que $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$, on écrit $p_0 \approx p_+$. On obtient le coefficient d'émission :

$$j_{\omega}(p_+, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^2 \omega^2 \gamma_+}{8\pi^2 \epsilon_0 c n \omega_{ce}} p_+ 2\pi \int_0^{p_+} dp_{\perp} p_{\perp} J_n^2 \left(\frac{\omega p_{\perp}}{\omega_{ce} m_e c} \right) f(p_+, p_{\perp}, t)$$

En considérant que l'énergie parallèle est beaucoup plus importante que l'énergie perpendiculaire, on étend l'intégrale précédente jusqu'à l'infini en supposant qu'il n'y a plus d'électron au delà de cette énergie $E_+(p_+)$.

$$j_{o\omega}(p_+, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^2 \omega^2 \gamma_+}{8\pi^2 \varepsilon_0 c n \omega_{ce}} p_+ 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} J_n^2\left(\frac{\omega p_{\perp}}{\omega_{ce} m_e c}\right) f(p_+, p_{\perp}, t) \quad (\text{III.175})$$

Dans l'approximation des petits rayons de Larmor, on développe les fonctions de Bessel

$$J_n(x) = \frac{(x/2)^n}{n!} (1 - o(x^2)) \quad [\text{Dwi61}].$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$j_{o\omega}(p_+, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^2 \omega^2 \gamma_+}{8\pi^2 \varepsilon_0 c n \omega_{ce}} p_+ 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \frac{1}{n!^2} \left(\frac{\omega p_{\perp}}{2\omega_{ce} m_e c}\right)^{2n} f(p_+, p_{\perp}, t)$$

En posant $f_{||} = 2\pi \int_0^{\infty} p_{\perp} dp_{\perp}$ et $f_{\perp} = f / f_{||}$, on obtient

$$j_{o\omega}(p_+, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 c \omega_{ce}} p_+ f_{||}(p_+, t) 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \frac{1}{n!^2} \left(\frac{\omega p_{\perp}}{2\omega_{ce} m_e c}\right)^{2n} f_{\perp}(p_+, p_{\perp}, t)$$

Pour un harmonique n quelconque, on a

$$j_{no\omega}(p_+, t) = \frac{e^2 \omega^{2n+1}}{2^{n+3} n!^2 \pi^2 \varepsilon_0 \omega_{ce}^{2n} c^{2n+1} m_e^n} p_+ f_{||}(p_+, t) 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \left(\frac{p_{\perp}^2}{2m_e}\right)^n f_{\perp}(p_+, p_{\perp}, t) \quad (\text{III.176})$$

avec E_{\perp}^n le moment d'ordre n de l'énergie.

$$E_{\perp}^n(p_+, t) \equiv 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \left(\frac{p_{\perp}^2}{2m_e}\right)^n f_{\perp}(p_+, p_{\perp}, t) \quad (\text{III.177})$$

On obtient :

$$j_{no\omega}(\mathbf{p}, t) = \frac{e^2 \omega^{2n+1}}{2^{n+3} n!^2 \pi^2 \varepsilon_0 \omega_{ce}^{2n} c^{2n+1} m_e^n} p_+ f_{||}(p_+, t) E_{\perp}^n(p_+, t) \quad (\text{III.178})$$

On ne s'intéresse dans notre analyse expérimentale qu'à l'émission venant du premier harmonique. Dans ce cas, le coefficient d'émission s'écrit au fondamental (n=1) :

$$j_{1\omega}(p_+, t) = \frac{e^2 \omega^3}{16\pi^2 \epsilon_0 m_e \omega_{ce}^2 c^3} p_+ f_{||}(p_+, t) E_{\perp}(p_+, t) \quad (\text{III.179})$$

On retrouve une expression équivalente à (12) de [Gir84].

1.2 Expression du coefficient d'émission en mode X d'une population d'électrons rapides.

En mode X, le coefficient d'émission s'écrit

$$j_{X\omega}(\mathbf{p}, t) = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sum_{n=1}^{\infty} 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \int_{p_1}^{p_2} dp_{||} v_{\perp}^2 J_n'^2 \left(\frac{\omega p_{\perp}}{\omega_{ce} m_e c} \right) f(p_{||}, p_{\perp}, t) \delta(n\omega_{ce} / \gamma - \omega)$$

D'après [Dwi61], $J_n' = \frac{J_{n-1} - J_{n+1}}{2}$. Dans la limite des petits rayons de Larmor, on obtient :

$$J_n'^2 = J_{n-1}^2 / 4$$

En suivant la même méthode que précédemment, on obtient l'expression du coefficient d'émission en mode X pour l'harmonique n :

$$j_{nX\omega}(p_+, t) = \frac{e^2 \omega^{2n-1}}{2^{n+3} \pi^2 \epsilon_0 (n-1)!^2 \omega_{ce}^{2n-2} m_e^{n-2} c^{2n-1} p_+} f_{||}(p_+, t) E_{\perp}^n(p_+, t) \quad (\text{III.180})$$

Au fondamental, on a :

$$j_{1X\omega}(p_+, t) = \frac{e^2 \omega m_e c^2}{2^4 \pi^2 \epsilon_0 c^3 p_+} f_{||}(p_+, t) E_{\perp}(p_+, t) \quad (\text{III.181})$$

On retrouve l'expression (13) de [Gir84].

1.3 Expression du coefficient d'absorption de la population d'électrons rapides.

Le coefficient d'absorption s'écrit

$$\alpha_\omega = \frac{-8\pi^3 c^2}{n_r^2 \omega^2} 2\pi \int_0^\infty dp_\perp \int_{p_1}^{p_2} dp_{||} \eta_\omega \left[\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial f}{\partial p_\perp} - n(\theta) \cos\theta \left(\frac{v_{||}}{c} \frac{\partial f}{\partial p_\perp} - \frac{v_\perp}{c} \frac{\partial f}{\partial p_{||}} \right) \right]$$

avec ε l'énergie totale.

Comme précédemment, on se place à la limite $n_r=1$ et à $\theta = \pi/2$.

On obtient

$$\alpha_\omega = \frac{-8\pi^3 c^2}{\omega^2} 2\pi \int_0^\infty dp_\perp \int_{p_1}^{p_2} dp_{||} \eta_\omega \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial f}{\partial p_\perp} \quad (\text{III.182})$$

Commençons par exprimer $\alpha_{o\omega}$ le coefficient d'absorption en mode O. D'après l'expression (III.171) de l'émissivité η_ω , on écrit :

$$\alpha_{no\omega} = \frac{-8\pi^3 c^2}{\omega^2} \sum_{n=1}^{\infty} 2\pi \int_0^\infty dp_\perp \int_{p_1}^{p_2} dp_{||} \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 c^3} v_{||}^2 J_n^2 \left(\frac{\omega p_\perp}{\omega_{ce} m_e c} \right) \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial f}{\partial p_\perp} \delta(n\omega_{ce} / \gamma - \omega)$$

(III.183)

En exprimant comme précédemment le Dirac et en intégrant en $p_{||}$, on obtient avec $f_\perp, f_{||}$ définies précédemment et $\varepsilon_+ = \gamma_+ m_e c^2$:

$$\alpha_{no\omega} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-\pi e^2}{\varepsilon_0 c n \omega_{ce}} \gamma_+^2 m_e c^2 p_+ f_{||}(p_+) 2\pi \int_0^\infty dp_\perp J_n^2 \left(\frac{\omega p_\perp}{\omega_{ce} m_e c} \right) \frac{\partial f_\perp}{\partial p_\perp}$$

En intégrant par partie en p_\perp $\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f_\perp}{\partial p_\perp} \leftarrow f_\perp \\ J_n^2 \rightarrow \frac{2\omega J_n J_n'}{\omega_{ce} m_e c} \end{array} \right.$, en sachant que $\left\{ \begin{array}{l} \lim_{p_\perp \rightarrow \infty} f_\perp = 0 \\ J_n(0) = 0 \end{array} \right.$

Et

$$\int_0^\infty dp_\perp J_n^2 \frac{\partial f_\perp}{\partial p_\perp} = f_\perp \underbrace{\frac{2\omega J_n J_n'}{\omega_{ce} m_e c}}_0 \Big|_0^\infty - \int_0^\infty dp_\perp \frac{2\omega J_n J_n'}{\omega_{ce} m_e c} f_\perp$$

on obtient :

$$\alpha_{no\omega} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\pi e^2}{\varepsilon_0 c n \omega_{ce}} \gamma_+^2 m_e c^2 p_+ f_{//}(p_+) 2\pi \int_0^\infty dp_\perp \left(\frac{\omega}{\omega_{ce} m_e c} \right) J_n (J_{n-1} - J_{n+1})$$

avec

$$J_n' = \frac{J_{n-1} - J_{n+1}}{2} \text{ d'après [Dwi61].}$$

Dans la limite des petits rayons de Larmor

$$\alpha_{no\omega} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\pi e^2}{\varepsilon_0 c n \omega_{ce}} \gamma_+^2 m_e c^2 p_+ f_{//}(p_+) \frac{1}{2^n (n-1)! n! m_e^{n+1}} \left(\frac{\omega}{\omega_{ce} c} \right)^{2n} \times 2\pi \int_0^\infty dp_\perp p_\perp \left(\frac{p_\perp^2}{2m_e} \right)^{n-1} f_\perp(p_+, p_\perp)$$

On obtient, avec E_\perp^n définie en (III.177) et $\gamma_+ = n\omega_{ce} / \omega$, le coefficient d'absorption pour un harmonique quelconque :

$$\alpha_{no\omega}(p_+, t) = \frac{n\pi e^2}{\varepsilon_0 c \omega_{ce}} p_+ f_{//}(p_+, t) \frac{1}{2^n (n-1)! n! m_e^n} \left(\frac{\omega}{\omega_{ce} c} \right)^{2n-2} E_\perp^{n-1}(p_+, t)$$

(III.184)

Au premier harmonique, on a :

$$\alpha_{1o\omega}(p_+, t) = \frac{\pi e^2}{2m_e \varepsilon_0 \omega_{ce} c} p_+ f_{//}(p_+, t) \quad \text{(III.185)}$$

On retrouve l'expression (14) de [Gir84].

Au second harmonique, $n=2$

$$\alpha_{2\omega}(p_+, t) = \frac{\pi e^2 \omega^2}{4 \varepsilon_0 m_e c \omega_{ce}^3} p_+ f_{//}(p_+, t) E_{\perp}(p_+, t) \quad (\text{III.186})$$

On retrouve l'expression (22) de [Gir84].

Pour le mode X on utilise la même méthode que précédemment, on obtient pour l'harmonique n :

$$\alpha_{nX\omega}(p_+, t) = \frac{-\pi e^2 \varepsilon_+ f_{//}(p_+, t)}{4 \varepsilon_0 c \omega p_+} 2\pi \int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp}^2 J_{n-1}^2 \frac{\partial f_{\perp}(p_+, p_{\perp}, t)}{\partial p_{\perp}} \quad (\text{III.187})$$

Par intégration par partie, le coefficient d'absorption s'écrit pour un harmonique n quelconque:

$$\alpha_{nX\omega}(p_+, t) = \frac{\pi e^2 n^2 \omega^{2n-4} f_{//}(p_+, t)}{2^n \varepsilon_0 m_e^{n-2} c^{2n-3} \omega_{ce}^{2n-3} p_+ (n-1)!^2} E_{\perp}^{n-1}(p_+, t) \quad (\text{III.188})$$

Au premier harmonique on a :

$$\alpha_{1X\omega}(p_+, t) = \frac{\pi e^2 m_e c \omega_{ce} f_{//}(p_+, t)}{2 \varepsilon_0 \omega^2 p_+} E_{\perp}^0(p_+, t) \quad (\text{III.189})$$

On retrouve l'expression (15) de [Gir84].

Au second harmonique, on a :

$$\alpha_{2X\omega}(p_+, t) = \frac{\pi e^2 m_e c f_{//}(p_+, t)}{2 \varepsilon_0 \omega_{ce} p_+} \frac{E_{\perp}(p_+, t)}{m_e c^2} \quad (\text{III.190})$$

On retrouve l'expression(23) de [Gir84].

III.V.2 Loi de Kirchhoff.

Le rapport des coefficients d'émission et d'absorption s'écrit :

$$\left(\frac{j}{\alpha}\right)_{nO,X} = \frac{1}{n^2} \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} \frac{E_{\perp}^n}{E_{\perp}^{n-1}} \quad (\text{III.191})$$

On a la même expression pour le mode O et le mode X. Dans le cas général, le rapport des moments d'ordre n et d'ordre n-1 ne se simplifie pas. Ce rapport de moments s'écrit :

$$I = \frac{E_{\perp}^n}{E_{\perp}^{n-1}} = \frac{\int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \left(\frac{p_{\perp}^2}{2m_e}\right)^n f_{\perp}}{\int_0^{\infty} dp_{\perp} p_{\perp} \left(\frac{p_{\perp}^2}{2m_e}\right)^{n-1} f_{\perp}}$$

Avec $\varepsilon = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e}$, ce rapport s'écrit aussi :

$$I = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon^n f_{\perp} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} \varepsilon^{n-1} f_{\perp} d\varepsilon}$$

Or

$$\int_0^{\infty} \varepsilon^{n-1} f_{\perp} d\varepsilon = \underbrace{\frac{\varepsilon^n f_{\perp}}{n}}_0 \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^n}{n} \frac{\partial f_{\perp}}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (\text{III.192})$$

Si la fonction de distribution perpendiculaire est une maxwellienne de température T_{\perp} alors

$$\frac{\partial f_{\perp}}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_{\perp}}{T_{\perp}}$$

d'où

$$I = nT_{\perp}(p_{+})$$

On obtient finalement une relation valable quelque soit le mode de propagation et l'harmonique considérés.

$$\left(\frac{j}{\alpha}\right)_{nO,X} = \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_{\perp}(p_+) \quad (\text{III.193})$$

On retrouve dans ce cas une loi du type de celle de Kirchhoff.

Dans le cas d'une fonction de distribution perpendiculaire quelconque, on ne retrouve cette forme que pour $n=1$:

$$\left(\frac{j}{\alpha}\right)_{1OX} = \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_{\perp}(p_+) \quad (\text{III.194})$$

dans la mesure où par définition : $T_{\perp} \equiv \frac{E^1}{E^0}$

Ce résultat est essentiel pour mon travail expérimental sur l'étude de la dynamique de l'absorption de l'onde LH par le plasma vue par l'émission cyclotronique électronique (la partie V de cette thèse).

Expérimentalement, ce lien direct entre le rapport des coefficients d'émission et d'absorption avec la température perpendiculaire semble maintenu même pour des harmoniques différentes de l'harmonique fondamentale. On sait aussi que la fonction de distribution en présence de chauffage hybride n'est pas une simple maxwellienne de température T_{\perp} .

Nous allons montrer que le modèle de fonction de distribution que nous utilisons dans cette thèse qui n'est pas une simple maxwellienne en T_{\perp} prend non seulement en compte la redistribution en énergie perpendiculaire mais satisfait aussi une relation de type de celle de Kirchhoff pour le rayonnement cyclotronique électronique.

On voit dans la partie III.1 que la fonction de distribution tend vers un état stationnaire $f_{\perp stat} \propto \exp(-\alpha x - (\alpha/4)x^2)$ définie en (III.69b)

Avec

$$\varepsilon = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{xT_e}{2},$$

on obtient :

$$f_{\perp} \propto \exp\left(-\frac{2T_e}{\pi T_{\perp}^2} \varepsilon - \frac{1}{\pi T_{\perp}^2} \varepsilon^2\right)$$

En généralisant l'intégration par partie (III.192) et en utilisant la relation

$$\frac{\mathcal{J}_{\perp}}{\partial \varepsilon} = -\frac{2}{\pi T_{\perp}^2} (T_e + \varepsilon) f_{\perp}$$

On écrit :

$$E^{n-1} = \frac{2}{n\pi T_{\perp}^2} (T_e E^n + E^{n+1})$$

soit

$$\frac{E^{n+1}}{E^n} = \frac{n\pi T_{\perp}^2}{2} \frac{E^{n-1}}{E^n} - T_e$$

On montre facilement que :

$\frac{E^{n+1}}{E^n} \propto T_{\perp}, \forall n \text{ l'harmonique considérée avec } T_{\perp} \gg T_e$	(III.195)
--	------------------

Par définition, $T_{\perp} \equiv \frac{E^1}{E^0}$

Donc le rapport des coefficients d'émission et d'absorption avec la fonction de distribution perpendiculaire non-Maxwellienne définie précédemment (III.69b) est proportionnel à la température perpendiculaire.

III.V.3 Equation de transport du rayonnement

Les coefficients j_{ω} et α_{ω} décrivent les phénomènes d'émission et d'absorption à un certain endroit du plasma. En général, le lien entre ce qui se passe à l'intérieur du plasma et ce qu'on observe à l'extérieur est compliqué à cause des effets de réfraction, de diffraction et de

dispersion qui ont lieu pendant la propagation des ondes dans le plasma, un milieu inhomogène, anisotrope, non-linéaire et dissipatif. Heureusement, il y a des cas où l'on peut décrire assez simplement l'interaction ondes-plasmas. Si les inhomogénéités du plasma et la dissipation sont faibles, on peut utiliser les équations de l'optique géométrique. Plus précisément, les conditions sont $L \gg \lambda$ et $|K''| \ll |K'|$, dans ce cas le rayonnement suit des chemins appelés rayons et l'on peut écrire une équation pour la conservation de l'énergie le long de ces rayons, que l'on appelle équation du transport du rayonnement.

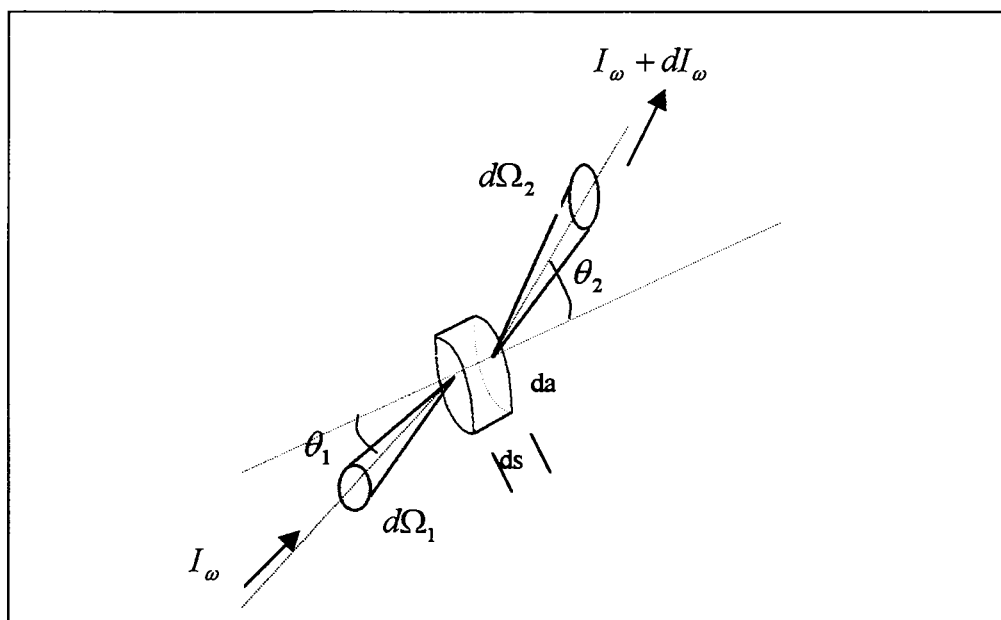


Fig. III.4 : Rayonnement entrant et sortant d'un petit élément du milieu.

Considérons d'abord un plasma faiblement inhomogène, sans perte et sans source.

La conservation de l'énergie s'écrit :

$$(I_\omega + dI_\omega) da \cos \theta_2 d\Omega_2 d\omega - I_\omega da \cos \theta_1 d\Omega_1 d\omega = 0 \quad (\text{III.196})$$

La loi de Snell s'écrit :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{III.197})$$

Ce qui nous permet d'écrire:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{\cos \theta_2 d\theta_2}{\cos \theta_1 d\theta_1}$$

d'où

$$n_1 \cos \theta_1 d\theta_1 = n_2 \cos \theta_2 d\theta_2 \quad (\text{III.198})$$

En multipliant par la loi de Snell on obtient :

$$n_1^2 \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1 = n_2^2 \cos \theta_2 \sin \theta_2 d\theta_2$$

soit

$$n_1^2 \cos \theta_1 d\Omega_1 = n_2^2 \cos \theta_2 d\Omega_2$$

On en déduit que :

$$n^2 \cos \theta d\Omega d\omega da = C^{te} \quad (\text{III.199})$$

Donc en reprenant la loi de conservation de l'énergie (III.196) on obtient :

$$\frac{I_\omega + dI_\omega}{n_2^2} = \frac{I_\omega}{n_1^2}$$

Or

$$n_2^2 = n_1^2 + d(n_1^2)$$

On pose $n = n_1$

$$\frac{I_\omega + dI_\omega}{n^2 + d(n^2)} = \frac{I_\omega}{n^2}$$

Ce qui s'écrit aussi :

$$\frac{I_\omega}{n^2} \left(1 - \frac{d(n^2)}{n^2} \right) + \frac{dI_\omega}{n^2} = \frac{I_\omega}{n^2}$$

soit

$$\frac{dI_\omega}{n^2} + I_\omega d\left(\frac{1}{n^2}\right) = 0$$

Finalement

$$d\left(\frac{I_\omega}{n^2}\right) = 0$$

soit encore

$$\frac{I_\omega}{n^2} = C^{te} \text{ le long des rayons} \quad (\text{III.201})$$

A présent, prenons en compte les termes de source et de pertes dans l'équation de conservation de l'énergie.

La source :
$$j_{\omega} ds da \cos \theta d\Omega d\omega = j_{\omega} ds C^{te} / n^2$$

Les pertes :
$$-\alpha_{\omega} I_{\omega} ds da \cos \theta d\Omega d\omega = -\alpha_{\omega} I_{\omega} ds C^{te} / n^2$$

d'où

$$d\left(\frac{I_{\omega}}{n^2}\right) = \frac{j_{\omega}}{n^2} ds - \frac{\alpha_{\omega} I_{\omega}}{n^2} ds$$

soit encore

$$n^2 \frac{d}{ds} \left(\frac{I_{\omega}}{n^2}\right) = j_{\omega} - \alpha_{\omega} I_{\omega}$$

En introduisant la fonction source $S_{\omega} = \frac{j_{\omega}}{n^2 \alpha_{\omega}}$ et le changement de variable $d\tau = -\alpha_{\omega} ds$

on obtient l'équation :

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{I_{\omega}}{n^2}\right) = \frac{I_{\omega}}{n^2} - S_{\omega} \quad \text{(III.202)}$$

Si on écrit l'intensité de rayonnement I_{ω} à la sortie du plasma (où n égale 1) en fonction de l'intensité à l'entrée $I_{\omega 0}$ (où n est aussi égale à 1), on trouve :

$$I_{\omega} = I_{\omega 0} e^{-\tau_0} + \int_0^{\tau_0} S_{\omega} e^{\tau - \tau_0} d\tau \quad \text{(III.203)}$$

avec τ_0 l'épaisseur optique totale.

Pour un plasma maxwellien :

$$S_{\omega} = \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2} \quad \text{(III.204)}$$

d'où

$$I_{\omega} = I_{\omega 0} e^{-\tau_0} + \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2} (1 - e^{-\tau_0}) \quad \text{(III.205)}$$

Très vite, les expériences de laboratoires ont montré que les parois des Tokamaks ont deux effets

- L'émission cyclotronique électronique est moins polarisée que prévu.
- L'émission d'un plasma peu absorbant est supérieure au niveau prévu.

Un modèle simple, un modèle de réflexion entre deux parois parallèles, a été bâti pour rendre compte de ces effets.

On suppose que les réflexions sur la paroi dépolarisent légèrement les ondes.

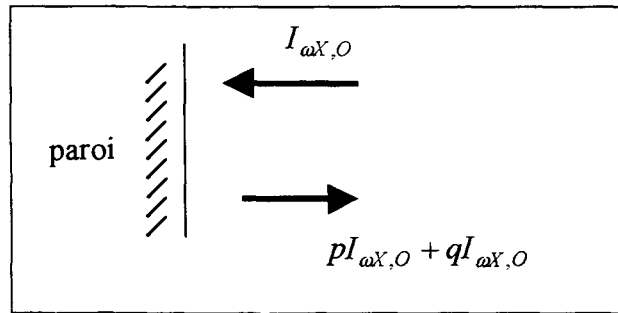


Fig. III.5 réflexions sur les parois du Tokamak

On affecte l'indice AR aux intensités avant réflexion, et PR aux intensités réfléchies.

On a deux équations qui régissent les réflexions :

$$\begin{cases} I_{\omega X}^{PR} = pI_{\omega X}^{AR} + qI_{\omega O}^{AR} \\ I_{\omega O}^{PR} = qI_{\omega X}^{AR} + pI_{\omega O}^{AR} \end{cases} \quad (\text{III.206})$$

On dissocie localement les termes sources thermique et suprathermique.

$$S = S_{\text{supra}} + S_{\text{th}} = \frac{j_{\omega, \text{supra}}}{\alpha} + \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_e \quad (\text{III.207})$$

On a deux équations pour décrire le transport du rayonnement.

Il faut cependant séparer les cas où le mode X peut sortir du plasma et ceux où la coupure du mode X absorbe le rayonnement. Sur Tore Supra, pour des densités usuelles, le mode

extraordinaire sort côté faible champ (où se trouve le radiomètre) pour des harmoniques $n \geq 2$. Pour l'harmonique fondamental ($n = 1$), le mode X est arrêté par la coupure sauf si les électrons ont suffisamment d'énergie pour être vus à des fréquences ω inférieures à la fréquence cyclotronique électronique associée au bord du plasma $\omega_{ce}(R_0 + a)$.

D'après (III.203), pour des harmoniques $n \geq 2$:

$$\begin{cases} I_{\omega X}^{AR} = I_{\omega X}^{PR} e^{-\tau_X} + (1 - e^{-\tau_X}) \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_e + \int_0^{\tau_X} \frac{j_{\omega, supra}}{\alpha} e^{\tau - \tau_X} d\tau \\ I_{\omega O}^{AR} = I_{\omega O}^{PR} e^{-\tau_O} + (1 - e^{-\tau_O}) \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_e + \int_0^{\tau_O} \frac{j_{\omega, supra}}{\alpha} e^{\tau - \tau_O} d\tau \end{cases} \quad \text{(III.208)} \quad n \geq 2$$

Ce système (III.206) et (III.208) à quatre équations a comme solution :

$$I_{\omega O}^{AR} = \frac{\left[1 - e^{-\tau_O} \left[1 - \frac{q[1 - e^{-\tau_X}]}{1 - pe^{-\tau_X}} \right] \right]}{1 - e^{-\tau_O} \left[p + \frac{q^2 e^{-\tau_X}}{1 - e^{-\tau_X}} \right]} \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2} + \frac{\int_0^{\tau_X} \frac{j_{\omega, supra}}{\alpha} e^{\tau - \tau_X} d\tau}{1 - pe^{-\tau_X}} + \int_0^{\tau_O} \frac{j_{\omega, supra}}{\alpha} e^{\tau - \tau_O} d\tau$$

(III.209)

Idem pour $I_{\omega X}^{AR}$ en permutant les X et les O. Par définition, l'épaisseur optique

$$\text{s'écrit : } \tau = \int_0^R \alpha dR$$

On retrouve l'expression classique pour un plasma Maxwellien pour lequel l'épaisseur optique extraordinaire serait faible $\tau_X \ll 1$.

$$\begin{cases} I_{\omega O}^{AR} = \frac{1 - e^{-\tau_O}}{1 - C_R e^{-\tau_O}} \frac{\omega}{n\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2} \text{ avec } n \geq 2 \\ I_{\omega X}^{AR} = \frac{q}{1 - p} I_{\omega X}^{PR} \end{cases} \quad \text{(III.210) où } C_R = p + \frac{q^2}{1 - p}$$

Dans la partie V de cette thèse, le rayonnement cyclotronique électronique est étudié pour un plasma non Maxwellien au premier harmonique du mode ordinaire. Pour ces expériences, les fréquences d'analyses ω du radiomètre utilisées sont inférieures à la plus petite fréquence cyclotronique électronique $\omega_{ce}(R_0 + a)$ du plasma. Pour ces fréquences, le rayonnement suprathermique extraordinaire sort du plasma. Le système (III.208) s'écrit :

$$\begin{cases} I_{\omega X}^{AR} = I_{\omega X}^{PR} e^{-\tau_X} + \int_0^{\tau_X} \frac{j_{\omega, \text{supra}}}{\alpha} e^{\tau - \tau_X} d\tau \\ I_{\omega O}^{AR} = I_{\omega O}^{PR} e^{-\tau_O} + (1 - e^{-\tau_O}) \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_e + \int_0^{\tau_O} \frac{j_{\omega, \text{supra}}}{\alpha} e^{\tau - \tau_O} d\tau \end{cases} \quad \text{avec } \begin{cases} \omega < \omega_{ce}(R_0 + a) \\ n = 1 \end{cases}$$

Le profil du dépôt de puissance de l'onde hybride est piqué. Cela nous permet de supposer que le terme source suprathermique est constant sur la zone radiale où la puissance s'est déposée. Nous avons montré en (III.194) que pour toute fonction de distribution perpendiculaire (même non Maxwellienne comme dans notre modélisation (III.69b)), la loi de Kirchhoff est valable au premier harmonique tant du mode ordinaire que du mode extraordinaire.

$$S_{\omega, \text{supra}X} = \int_0^{\tau_X} \frac{j_{\omega, \text{supra}}}{\alpha} e^{-\tau - \tau_X} d\tau = (1 - e^{-\tau_X}) \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_{\perp}}{8\pi^3 c^2} \quad (\text{III.211})$$

Idem pour le mode ordinaire en remplaçant les X par les O.

Finalement,

$$I_{\omega O}^{AR} = \frac{\left[1 - e^{-\tau_O}\right] \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2} + \frac{(1 - e^{-\tau_X}) \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_{\perp}}{8\pi^3 c^2}}{1 - p e^{-\tau_X}} + (1 - e^{-\tau_O}) \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2 T_{\perp}}{8\pi^3 c^2}}{1 - e^{-\tau_O} \left[p + \frac{q^2 e^{-\tau_X}}{1 - e^{-\tau_X}} \right]} \quad (\text{III.212})$$

En supposant que l'épaisseur optique extraordinaire est faible $\tau_X \ll 1$. L'intensité radiative s'écrit au premier harmonique du mode ordinaire.

$$I_{\omega O}^{AR} = \frac{(1 - e^{-\tau_o})}{1 - C_R e^{-\tau_o}} \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2 (T_e + T_{\perp})}{8\pi^3 c^2} \quad (\text{III.213})$$

III.V.4 Annexe

Ecrivons la condition satisfaisant l'hypothèse des petits rayons Larmor qui va nous permettre de développer par exemple l'équation (III.175).

$$\left(\frac{\omega p_{\perp}}{\omega_{ce} m_e c} \right)^2 < 1 \quad (\text{III.214})$$

Or classiquement

$$\frac{T_{\perp}}{T_e} = 12, \text{ c'est à dire } \langle p_{\perp} \rangle \approx 5 p_t.$$

Pour une température de 5 keV :

$$\left(\frac{\omega p_{\perp}}{\omega_{ce} m_e c} \right)^2 = \left(\frac{5}{\gamma} \sqrt{\frac{T_e}{511}} \right)^2 < 0.25 \quad (\text{III.215})$$

L'hypothèse des petits rayons de Larmor est vérifiée pour les plasmas de Tore Supra.

Références bibliographiques

- [Bek66] Bekefi G, Radiation processes in plasmas Wiley New York (1966)
- [CJ59] Carslaw and Jaeger, Conduction of heat in Solids second edition (1959)
- [Dre59] Dreicer H., Phys Rev **115** 238 (1959)
- [Dwi61] Dwight, Tables of Integrals and other mathematical data p146-625 (1961)
- [Fis80] Fisch N.J., Boozer A.H, Phys. Rev. Lett. **45** 720 (1980)
- [Gir84] Giruzzi G., Fidone I., Granata G., Meyer R.L., Phys.Fluids **27** 1704 (1984)
- [Gir93] Giruzzi G., Modelling of Rf current drive in the presence of radial diffusion, Plasma Phys . Control. Fusion **35** A123 (1993)
- [GR65] I.S Gradshteyn/ I.M Ryzhik, Table of Integrals Series and Products (1965)
- [KF79] C.F.F Karney and N.Y Fisch, Phys . Fluids **22**, 1817 (1979).
- [KHB85] V.B Krapchev, D.W. Hewett, and A. Bers, Phys. Fluids **28**, 522 (1985).
- [Pey93] Peysson Y, Transport of fast electrons during LHCD in TS, JET and ASDEX, Plasma Phys. Control. Fusion **35** B253 (1993)
- [SGG97] J.L Ségui, P. Gomez, G.Giruzzi, EC-10 proceedings of the 10th joint workshop on electron cyclotron emission and electron cyclotron heating, Ameland Netherland (1997)
- [Shk91] I.P Shkarofsky, V. Fuchs, M. Shoucri, P. Bonoli, A. Bers, R.A Cairns and C.N Lashmore-Davies, AIP Conference Proceedings 244, Radio frequency Power in Plasmas, Charleston,(1991)

PARTIE IV

Dépôt de puissance de l'onde hybride basse (LH) dans le plasma. Influence des électrons rapides sur l'émission cyclotronique (ECE).

L'objectif

Nous souhaitons développer un outil numérique qui nous permette de déterminer rapidement l'influence des électrons rapides générés par l'onde hybride basse sur la mesure de la température électronique par le radiomètre superhétérodyne.

- Définir une fonction de distribution électronique qui rende compte du dépôt de puissance hybride, autrement dit qui décrive correctement la population d'électrons suprathermiques.
- Coupler cette fonction avec un code d'émission/absorption électronique cyclotronique qui puisse nous donner l'intensité radiative reçue par le radiomètre.
- En déduire les profils de température. Comparer ces profils calculés aux profils expérimentaux. Valider ce code par l'étude des temps de relaxation des profils temporels de l'intensité radiative quand on coupe la puissance hybride en quelques dizaine de millisecondes.

Plusieurs techniques ont déjà été utilisées pour simuler les profils de la température électronique perturbés par la présence d'électrons rapides générés par l'onde hybride. Par exemple, sur JET en 1992, la fonction de distribution électronique était calculée en utilisant un code de tracé de rayons (ray tracing code). A partir d'une fonction de distribution des électrons à deux températures, les spectres d'émission cyclotronique électronique étaient calculés et comparés aux profils expérimentaux [Tan92]. La fonction de distribution était auto-cohérente avec les profils de dépôt de puissance hybride donnés

par le diagnostics des X-durs. Comme sur JET, cette méthode n'a pas pu donner de résultats intéressants sur Tore Supra.

Nous avons choisi d'obtenir la fonction de distribution des électrons à partir d'un code diffusif de l'onde hybride. Cette approche est particulièrement bien adaptée à Tore Supra où l'absorption se fait essentiellement en régime multipassage. La fonction de distribution des électrons est auto-cohérente avec les profils de dépôt de puissance de l'onde hybride donnés par la tomographie X-dur. La température radiative des électrons est calculée à partir de cette fonction de distribution en tenant compte de l'équation du transport du rayonnement cyclotronique électronique. Ce profil calculé est alors comparé au profil expérimental donné par le radiomètre superhétérodyne.

Chapitre I

Dépôt de puissance hybride

La question de la propagation et de l'absorption résonnante des ondes hybrides dans les plasmas de Tokamaks est essentielle pour leur utilisation efficace dans le but d'y générer une partie du courant nécessaire au confinement du plasma, et plus particulièrement d'y contrôler le profil radial de la densité de courant. Il faut reconnaître que nous n'avons pas encore une description quantitative tout à fait satisfaisante de ces phénomènes.

Dès les premières expériences, les effets globaux observés sur le plasma furent assez voisins des prédictions que l'on pouvait en faire même à partir de théories zéro-dimensionnelles. Les difficultés survinrent lorsqu'il s'agit de décrire ou de simuler numériquement de façon détaillée les caractéristiques spatiales et spectrales du dépôt de puissance de l'onde dans les configurations géométriques et physiques d'un plasma donné. Ce fut d'abord le paradoxe du "gap" spectral qui engendra de nombreuses controverses dans les années 80 et auquel la théorie de la diffusion d'onde essaie de donner une réponse.

La mise au point de codes de simulation très lourds basés sur l'approximation de l'optique géométrique a demandé de nombreuses années d'efforts mais les incertitudes dans les prédictions que fournissent ces outils néanmoins très utiles sont encore à l'origine de beaucoup de discussions. Ces difficultés tiennent principalement à trois causes majeures. La première est d'ordre expérimental car, si le couplage de l'onde est relativement mesurable [MN84], [Gor85], [Lit90], [Lit92], sa propagation et l'évolution de son spectre dans un plasma sont très difficile à diagnostiquer. Les vérifications expérimentales portent

principalement sur la localisation des électrons suprathermiques créés par l'onde, leur rayonnement, ainsi que sur les conséquences indirectes de la génération de courant sur les paramètres locaux ou globaux de la décharge (profil de la densité de courant totale, chauffage du plasma, mesures magnétiques). Les deux autres causes sont théoriques et tiennent aux caractéristiques d'un problème d'une part non-séparable, la propagation en géométrie toroïdale, et d'autre part fortement non-linéaire, tant l'absorption de l'onde dépend de la distribution spatiale et énergétique des électrons rapides qu'elle génère.

IV.I.1 Propagation stochastique de l'onde hybride.

D. Moreau et K. Kupfer [KML93], [MRS89] ont proposé une théorie permettant de décrire l'évolution spectrale de l'onde dans un Tokamak par un processus diffusif.

Dans la limite cylindrique, le champ électromagnétique peut être analysé à l'aide de ses composantes de Fourier suivant les deux coordonnées angulaires, toroïdale et poloïdale, chacune de ses composantes étant par ailleurs indépendante. Les équations de Maxwell sont alors séparables. La géométrie toroïdale induit un fort couplage entre les harmoniques poloïdaux qui peut donner à la propagation de l'onde un caractère irrégulier ou chaotique lorsque le rapport d'aspect du tore devient inférieur à un certain seuil de stochasticité et que l'absorption de l'onde requiert de multiples passages à travers le plasma. Ce phénomène est appelé par D. Moreau [KM92], le chaos électromagnétique. Pour un rapport d'aspect voisin de trois, les deux précédentes conditions sont généralement remplies. Il devient difficile de décrire la propagation de façon déterministe car le tracé de rayons suivant les prescriptions de l'optique géométrique est caractérisé par une grande instabilité aux petites variations des paramètres ou des conditions initiales. La divergence exponentielle des rayons voisins rend d'ailleurs le concept de front d'onde peu applicable dans de telles circonstances.

Il convient de souligner que l'hypothèse d'une absorption de l'onde requérant de multiples passages dans le plasma est essentielle. Une approche diffusive de l'onde dans le

plasma ne convient pas quand cette onde est absorbée en un seul passage comme c'est le cas sur les grandes machines fonctionnant à de hautes températures électroniques (par exemple, sur JET).

Cette théorie du chaos électromagnétique est détaillée dans les publications [MRS88] et [MRS89]. La dynamique de l'onde est décrite comme un transfert irréversible d'énergie entre ses divers harmoniques poloïdaux. Cette théorie permet de fournir une explication au phénomène du "gap" spectral [MRS88]. Un écart relativement grand existe entre les vitesses de phase des ondes excitées par les antennes et les distributions de vitesses des électrons dans les plasmas de Tokamaks. **La diffusion spectrale de l'énergie électromagnétique est un mécanisme irréversible qui permet à l'indice parallèle de l'onde de remplir de façon continue la fraction de l'espace des phases qui lui est offerte jusqu'à ce que cet indice ait suffisamment augmenté pour que l'énergie soit absorbée par effet Landau sur une population d'électrons résonnants.** On peut aussi supposer intuitivement que l'existence d'un bruit intrinsèque (fluctuations, turbulences) suffirait à passer d'une évolution déterministe à un processus probalistique avec production d'entropie.

Un moyen pragmatique de décrire cette propagation et absorption d'onde est de définir son domaine de diffusion. Dans la mesure où les résonances ondes-particules établissent une correspondance entre la vitesse v des électrons et le nombre d'onde poloïdal m , on considère que l'onde diffuse à travers le domaine jusqu'à un certain nombre poloïdal où l'énergie de l'onde est totalement absorbée par les électrons.

IV.I.2 Cartographie du domaine de diffusion

Sur Tore-Supra, la propagation de l'onde hybride est de type multi-passages dans la mesure où le coefficient d'absorption de cette onde par les électrons est très faible [KML93], [Lit96a], [Lit96b].

La cartographie du domaine de diffusion de l'onde hybride est la base d'une approche statistique de la propagation et de l'absorption de l'onde. Le domaine de propagation dépend

beaucoup du champ magnétique. Notamment, nous montrerons que sa dépendance en champ poloïdal est essentielle. Les surfaces magnétiques et le champ poloïdal peuvent être obtenus par le code Ident-D. Les profils de température et de densité sont obtenus par le programme Prof [Ani97] de données supertraitées de Tore Supra. L'équilibre torique peut aussi être plus simplement modélisé en utilisant l'approche faite par Bonoli [Bon86]. Un domaine global de propagation est défini. Ce domaine est la somme discrète d'un ensemble de domaines de propagation, chacun obtenu pour un angle poloïdal fixé en résolvant l'équation de dispersion (fig. IV.1). Le domaine global de propagation de l'onde dans l'espace des phases $n_{||}(r)$ se déforme de manière continue suivant l'angle poloïdal θ (fig. IV.2.)

On définit les composantes $k_{||}$ et k_{\perp} du vecteur d'onde \mathbf{k} telles que :

$$\begin{aligned} k_{||} &= \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 / |\mathbf{B}_0| \\ k_{\perp} &= |\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0| / |\mathbf{B}_0| \end{aligned} \quad (\text{IV.1})$$

On en déduit les composante de l'indice de réfraction $n_{||}$ et n_{\perp} par la relation :

$$\mathbf{n} = \mathbf{k}c / \omega. \quad (\text{IV.2})$$

Le domaine de propagation est obtenu à partir de l'équation de dispersion. Elle est résolue numériquement dans notre code en tenant compte des effets plasmas chauds [Bar96].

$$\mathbf{D}(r, \mathbf{k}, \omega) = \delta n_{\perp}^6 + A n_{\perp}^4 - B n_{\perp}^2 + C \quad (\text{IV.3})$$

Avec

$$\begin{aligned} \delta &= -3[(\omega_{pi} / \omega)^2 (T_i / m_i c^2) + 0.25(\omega \omega_{pe} / \omega_{ce}^2)^2 (T_e / m_e c^2)] \\ A &= S \\ B &= (P_{tot} + S)(S - n_{||}^2) - D^2 \\ C &= P_{tot} ((S - n_{||}^2)^2 - D^2) \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

où $P_{tot} = P + iP_i$, et S, P, D, sont les éléments du tenseur diélectrique détaillés dans la partie II

de cette thèse (II.10, II.11, II.12). L'élément $P_i = -\frac{\pi}{v_e^2} \frac{\omega_{pe}^2}{k_{||}^2} \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}}$ représente le transfert

d'énergie de l'onde hybride vers les électrons résonnants comme nous l'avons montré en (II.18). Les fréquences $\omega_{pe}(\mathbf{r}) = e\sqrt{n_e(\mathbf{r}) / (\varepsilon_0 m_e)}$, $\omega_{pi}(\mathbf{r}) = Z_i e\sqrt{n_i(\mathbf{r}) / (\varepsilon_0 m_i)}$ correspondent aux fréquences plasmas respectivement électronique et ionique. La constante $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ représente la permittivité dans le vide.

On rappelle que les solutions de cette équation dans l'approximation plasma froid ($\delta = 0$) s'écrivent :

$$n_{\perp\pm}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4SC}}{2S} \quad (\text{IV.5})$$

La solution $n_{\perp+}$ est appelée onde lente car sa vitesse de phase (c/n) est faible devant celle de l'onde correspondant à la solution $n_{\perp-}$, appelée onde rapide. Les deux modes de propagation sont différents sauf lorsque le discriminant devient localement nulle. Dans ce cas l'onde rapide (lente) subit une conversion de mode et se transforme en onde lente (rapide).

En géométrie torique, l'origine du référentiel est le centre magnétique R_0 . Les coordonnées appropriées sont $(\mathbf{x}, \mathbf{k}) = (r, \theta, \phi, k_r, m, n)$ où r est le petit rayon, θ l'angle poloïdal, et ϕ l'angle toroïdal [KML93].

Dans cette base, le vecteur d'onde s'écrit :

$$\mathbf{k} = k_r \mathbf{e}_r + (m/r) \mathbf{e}_\theta + (n/R) \mathbf{e}_\phi \quad (\text{IV.6})$$

où $R = R_0 + r \cos \theta$. Ainsi k_r est associé à r , m est associé à θ , et n est associé à ϕ .

Un des aspects essentiels de la géométrie torique par rapport à la géométrie cylindrique est d'induire des inhomogénéités poloïdales brisant la conservation du nombre poloïdal m . Pour prendre en compte cet élément, le domaine de propagation de l'onde est défini dans une géométrie pseudo-cylindrique par un ensemble de sous-domaines. Chaque sous-domaine est déterminé à partir de l'équation de dispersion pour un angle θ fixé et où la coordonnée ϕ est ignorée. Le nombre toroïdal n est conservé et reste fixé par les conditions initiales $n = n_{/0} \omega R / c$ avec $n_{/0}$ l'indice de réfraction du spectre injecté de l'onde hybride (Sur Tore-Supra, il vaut typiquement entre 1.6 et 2).

L'espace $(r, \theta, \phi, k_r, m, n)$ se réduit à l'espace (r, k_r, m) . Avec ces coordonnées, l'équation de dispersion devient:

$$D_r(r, k_r, m, \omega) = 0$$

Le vecteur d'onde s'écrit aussi :

$$\mathbf{k} = k_{//} \mathbf{e}_{//} + k_{\perp} \mathbf{e}_{\perp} \quad (\text{IV.7}) \text{ avec } k_{//} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 / |\mathbf{B}_0|, \quad (\text{IV.8})$$

\mathbf{B}_0 étant le vecteur champs magnétique de confinement

d'où

$$k_r^2 + (m/r)^2 + (n/R_0)^2 = k_{//}^2 + k_{\perp}^2 \quad (\text{IV.9})$$

avec $k_{\perp} = n_{\perp} \omega / c$ la solution onde lente de l'équation de dispersion

et

$$k_{//} = \left[k_r B_r + (m/r) B_{\theta} + (n/R_0) B_{\phi} \right] / |\mathbf{B}_0|. \quad (\text{IV.10})$$

Le domaine de propagation est défini sur l'espace (r, k_r, m) . La frontière du domaine de propagation est définie par l'équation $k_r = 0$. A partir des équations précédentes, dans la mesure où k_{\perp} est une fonction de $k_{//}$ et que le nombre toroïdal n est constant, on obtient deux solutions pour $m(r)$, m_1 et m_2 que l'on nomme respectivement frontière basse et haute du domaine de propagation.

Le domaine de propagation (r, k_r, m) de l'onde lente $m_1 < m(r) < m_2$ est défini par les solutions de ces équations telles que $k_r^2 \geq 0$. Notons que l'espace (r, k_r, m) est équivalent à l'espace $(r, n_{//})$. Dans le cas où le domaine est ouvert, on le ferme arbitrairement dans notre code en prenant une valeur limite pour $n_{//}$, $n_{//\text{lim}}$ suffisamment grande pour être sûre d'absorber toute la puissance.

Comme on le voit sur les figures IV.1 et IV.2, le domaine de propagation présente une forte asymétrie champ fort / champ faible. Dans ce domaine, l'onde diffuse dans des régions d'absorptions différentes suivant l'angle poloïdal.

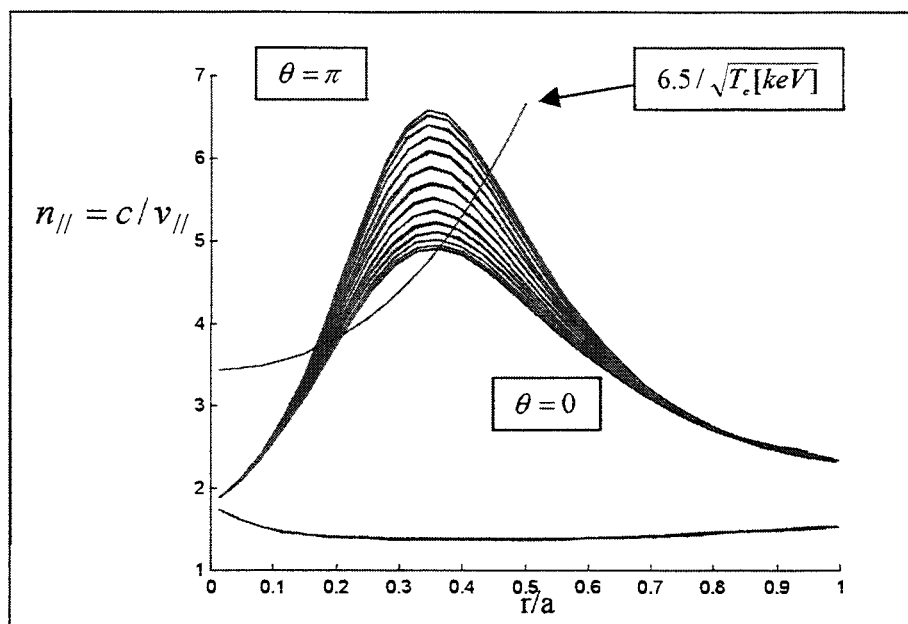


Figure IV.1

Domaine de propagation de l'onde hybride projeté dans le plan de l'espace des phases $(r/a, n_{||})$

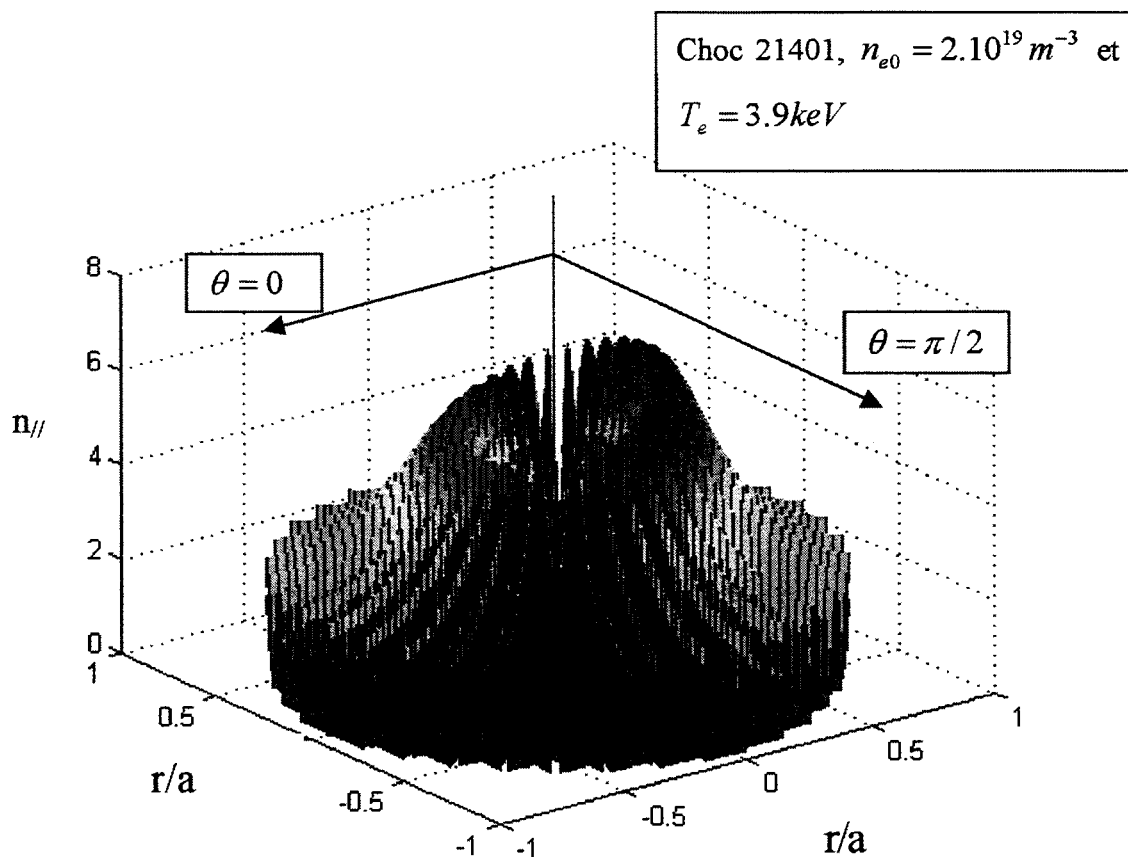


Figure IV.2 Déformation du domaine de propagation de l'onde hybride.

La cartographie complète du domaine de propagation nous permet d'envisager la réalisation d'une cartographie du coefficient d'absorption. Ces cartographies nous servent à définir un dépôt moyen de la puissance LH et une fonction de distribution électronique moyenne.

Dans ce qui suit, chaque domaine $(r, k_r, m)_\theta$, défini pour un angle poloïdal θ , est traité indépendamment des autres dans l'approximation de la géométrie pseudo-cylindrique.

L'équation de dispersion précédente s'écrit en séparant la partie réelle de la partie imaginaire [IVJ94] :

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_r + i\mathbf{D}_i \quad (\text{IV.11}) \quad \text{où } \mathbf{D}_i(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\partial \mathbf{D}_r(\mathbf{n}, \omega)}{\partial P} P_i \quad (\text{IV.12})$$

L'absorption de la puissance par les électrons par effet Landau est décrite par l'équation :

$$dP_W / dt = -2\gamma_e P_W \quad (\text{IV.13})$$

où $\gamma_e = \frac{\mathbf{D}_i(\omega, \mathbf{k})}{\partial \mathbf{D}_r(\omega, \mathbf{k}) / \partial \omega}$ est le coefficient d'absorption. En négligeant l'absorption collisionnelle γ_c , on montre que ce coefficient s'écrit :

$$\gamma_e = \gamma_L + \gamma_c \approx \gamma_L = -\frac{\pi \omega_{pe}^2}{v_e^2 k_{||}^2} \frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial P} \frac{1}{\frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial u_{||}}} \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} \Big|_{v_{||}=\omega/k_{||}} \quad (\text{IV.14})$$

$$\gamma_e \underset{S \rightarrow 0}{=} -\pi \frac{c^2 \omega_{pe}^2}{v_e^2 \omega^2} (n_{\perp}^2 + n_{||}^2) \frac{1}{\frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial \omega}} \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} \Big|_{v_{||}=\omega/k_{||}}$$

Autrement dit, ce coefficient est proportionnel à un terme lié au domaine de propagation et à la dérivée de la fonction de distribution parallèle par rapport à l'impulsion parallèle.

$$\gamma_e = -\Gamma \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} \quad (\text{IV.15})$$

A partir de la cartographie du domaine de propagation, une cartographie du coefficient d'absorption est définie à la dérivée de la fonction de distribution parallèle près.

En supposant que la fonction de distribution est la Maxwellienne, la figure IV.3 donne les courbes d'iso-absorption. Chaque courbe C_k correspond à la valeur $\max(\gamma_e^{(0)})/k$ avec k entier allant de 1 à 1000. On remarque que les courbes iso-absorption ont la même courbure que le critère $6.5/\sqrt{T_e}$. Les forts coefficients d'absorption sont localisés.

Choc 21401, $n_{e0} = 2.10^{19} m^{-3}$, $T_{e0} = 3.9 keV$, $\theta = \pi$

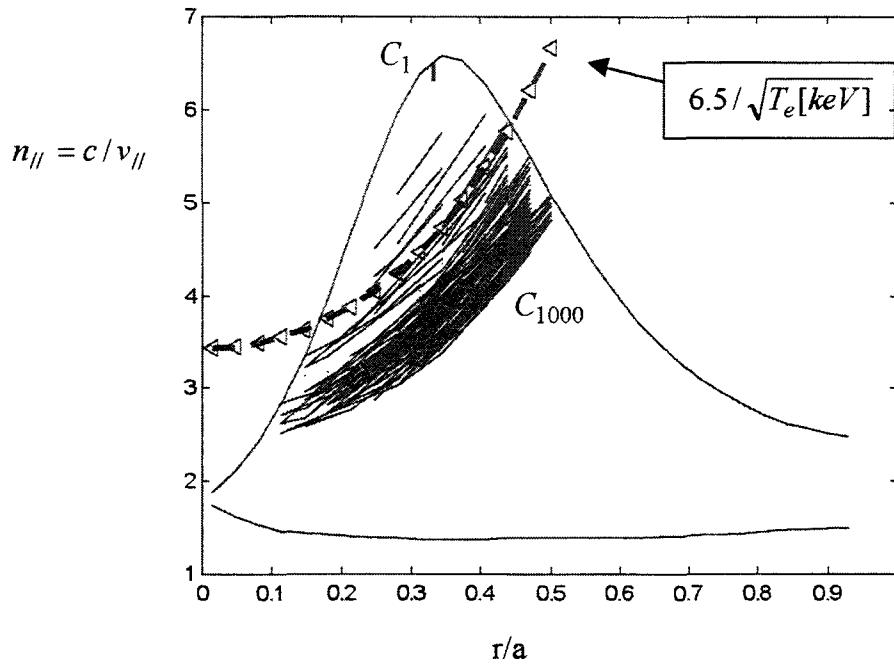


Figure IV.3. Courbes iso-absorption avec $f = f_M$ et $C_k = \max(\gamma_e^{(0)})/k$, k entier allant de 1 à 1000.

Finalement, nous allons aussi donner une cartographie du coefficient de diffusion quasi-linéaire $D_{ql}(r, u_{||})$ associé à chaque domaine $(r, k_r, m)_\theta$.

La puissance P_W cédée par effet Landau dans le domaine $(r, k_r, m)_\theta$ vérifie :

$$\left(\frac{dP_W}{dt}\right)_L = -2\gamma_L P_W = 2\Gamma \frac{df_{||}}{du_{||}} P_W \Big|_{v_{||}=\omega/k_{||}} \quad (\text{IV.16})$$

La densité de puissance absorbée par effet Landau par les électrons s'écrit [Bon86] :

$$S_{rf}(r) = n_e \int_{-\infty}^{+\infty} m_e c^2 (\gamma - 1) \frac{1}{p_e^2} \frac{\partial}{\partial u_{||}} D_{ql}(r, u_{||}) \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} du_{||} \quad (\text{IV.17})$$

avec $\left(\frac{\partial f_{||}}{\partial t}\right)_{LH} = \frac{\partial}{\partial u_{||}} \frac{D_{ql}}{p_e^2} \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}}$ la contribution des ondes hybrides au terme de flux

d'électrons et l'énergie cinétique $E_c = m_e c^2 (\gamma - 1)$ avec $v/c \ll 1$. On trouve après une intégration par partie :

$$S_{rf}(r) = -\frac{n_e(r)}{m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_{||}}{\gamma} D_{ql}(r, u_{||}) \frac{\partial f_{||}(r, u_{||})}{\partial u_{||}} du_{||} \quad (\text{IV.18})$$

En caractérisant l'absorption Landau en un point du domaine de propagation par un dirac $\delta(\omega - k_{||} v_{||})$, la densité de puissance absorbée ΔS_{rf} :

$$\Delta S_{rf}(r) = -\frac{n_e(r)}{m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_{||}}{\gamma} D_{ql}(r, u_{||}) \frac{\partial f_{||}(r, u_{||})}{\partial u_{||}} \delta(\omega - k_{||} v_{||}) du_{||} \quad (\text{IV.19})$$

soit

$$\Delta S_{rf} = -\frac{n_e}{m_e} \frac{\omega}{k_{||}^2} D_{ql}(r, u_{||}) \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} \Big|_{v_{||}=\omega/k_{||}} \quad (\text{IV.20})$$

La puissance cédée par l'onde pendant le temps Δt est égale à celle absorbée par les électrons pendant ce même temps dans le volume $\Delta V(r)$ avec $\Delta V(r) = 4\pi^2 R_0 r \Delta r$.

$$\left(\frac{dP_W}{dt}\right)_L = \frac{-\Delta S_{rf}}{\Delta t} \Delta V(r) \quad (\text{IV.21})$$

Le coefficient de diffusion quasi-linéaire, $D_{ql}(r, u_{||})$, vérifie l'équation :

$$2\Gamma \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} P_W \Big|_{v_{||}=\omega/k_{||}} = \frac{\Delta V}{\Delta t} \frac{n_e}{m_e} \frac{\omega}{k_{||}^2} D_{ql} \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial f_{||}}{\partial u_{||}} \Big|_{v_{||}=\omega/k_{||}}$$

On en déduit l'expression pour l'élément D_{ql} à considérer dans l'élément de phase $\Delta r \Delta u_{||}$.

$$D_{qt}(r, u_{||}) = 2 \frac{\pi}{\varepsilon_0} e^2 \frac{\partial \mathbf{D}_r / \partial P}{\omega \partial \mathbf{D}_r / \partial \omega} \frac{\Delta t}{\Delta V} P_W \Big|_{v_{||} = \omega/k_{||}} \quad (\text{IV.22})$$

P_{LH} est la puissance restant à prendre en compte. Ce coefficient s'écrit aussi en fonction de la

$$\text{vitesse de groupe radiale } dr/dt = v_{gr} = \partial \omega / \partial k_r = \frac{\partial \mathbf{D}_r / \partial k_r}{\partial \mathbf{D}_r / \partial \omega} \quad (\text{IV.23})$$

soit

$$D_{qt}(r, u_{||}) = 2 \frac{\pi}{\varepsilon_0} e^2 \frac{\partial \mathbf{D}_r / \partial P}{\omega \partial \mathbf{D}_r / \partial k_r} \frac{P_W}{S} \Big|_{v_{||} = \omega/k_{||}} \quad (\text{IV.24})$$

avec la surface $S = 4\pi^2 R_0 r$

Ainsi, connaissant les composantes du domaine de propagation, une cartographie du coefficient de diffusion quasi-linéaire peut être définie au terme de puissance P_W près. Le coefficient quasi-linéaire est une fonction implicite du coefficient d'absorption Landau et de la fonction de distribution électronique. L'équation de Fokker-Planck est résolue avec un coefficient de diffusion quasi-linéaire consistant avec l'absorption local.

IV.1.3 Dépôt de puissance de l'onde hybride.

Le modèle développé dans la partie III de cette thèse nous permet de déterminer le dépôt de puissance de l'onde hybride et la fonction de distribution solution de l'équation de Fokker-Planck 2D en régime stationnaire. Coupler un modèle diffusif de l'onde hybride et une solution analytique de l'équation de Fokker-Planck nous permet d'obtenir très rapidement la forme du dépôt de puissance, la fonction de distribution électronique et le coefficient de diffusion quasi-linéaire de manière auto-cohérente.

Dans le cas d'une forte diffusion RF et dans la limite des grandes vitesses (on néglige les termes en $(1/u^2)$), l'équation de Fokker-Planck s'écrit d'après (III.26) en régime stationnaire de la façon suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial u_{||}} D \frac{\partial f}{\partial u_{||}} + \frac{u_{||}^2}{u^3} \frac{4\gamma(Z_{eff} + 1)}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial u_{\perp}^2} + u_{\perp}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial u_{\perp}^4} \right) + \xi_{||} \frac{\partial f}{\partial u_{||}} = 0$$

où

$$\text{avec } D(u_{||}) = \begin{cases} D_0 & u_1 \leq u_{||} \leq u_2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{et} \quad \xi_{||} = \frac{eE_{||}}{v_c p_t}$$

Le terme lié au champ électrique résiduel peut être traité sous forme d'une perturbation comme nous l'avons montré dans le chapitre III.IV « effet du champ électrique résiduel ». Dans ce paragraphe, nous supposons que le champ électrique résiduel est nul. La même démarche est possible avec un champ électrique non nul.

Comme précédemment, chaque domaine $(r, k_r, m)_{\theta}$ est traité indépendamment des autres dans l'approximation de la géométrie pseudo-cylindrique.

La densité de puissance absorbée par les électrons s'écrit :

$$S_{rf}(r) = \pi \int_0^{+\infty} du_{\perp}^2 \int_{u_1}^{u_2} du_{||} m_e c^2 (\gamma - 1) \frac{1}{p_e^2} \frac{\partial}{\partial u_{||}} D_{ql}(r, u_{||}) \frac{\partial f_s}{\partial u_{||}} \quad (\text{IV.25})$$

D'après les expressions (III.67) (III.68), (III.69), (III.69b), cette équation s'écrit :

$$S_{rf}(r) = A \pi m_e v_c \left(\frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \right) \int_0^{+\infty} du_{\perp}^2 \int_{u_1}^{u_2} du_{||} m_e c^2 (\gamma - 1) \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial u_{||}^2} \exp\left(\frac{\psi_s}{D_0}\right) \exp(-a u_{\perp}^2 - b u_{\perp}^4)$$

Or d'après (III.34)

$$\frac{\partial \psi_s^2}{\partial u_{||}^2} = \frac{u_{||}^2}{u^3} \eta_0(u_{\perp}^2)$$

D'où :

$$S_{rf}(r) = A \pi m_e v_c \left(\frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{b}{\pi}} \right) \int_0^{+\infty} du_{\perp}^2 \int_{u_1}^{u_2} du_{||} m_e c^2 (\gamma - 1) \frac{u_{||}^2}{u^3} \eta_0(u_{\perp}^2) \exp\left(\frac{\psi_s}{D_0}\right) \exp(-a u_{\perp}^2 - b u_{\perp}^4) \quad (\text{IV.26})$$

En tenant compte des expressions de η_0 (III.44), de la température perpendiculaire (III.62), de (III.60), de (III.58), la densité de puissance s'écrit :

$$S_{rf}(r) = An_e v_c (\alpha + 2\beta T_{\perp sn}) \int_{u_2}^{u_1} du_{||} m_e c^2 (\gamma - 1) \frac{u_{||}^2}{u^3} \exp\left(\frac{\psi_s}{D_0}\right) \quad (IV.27)$$

avec α, β exprimés en (III.45) $T_{\perp sn}$ exprimée en (III.62), $A = 1/\sqrt{2\pi}$ pour une densité d'électrons rapides très inférieure à la densité d'électrons ($n_{supra} < n_e$), et $u = \sqrt{u_{||}^2 + 2T_{\perp sn}}$.
 On voit clairement l'importance dans cette expression de l'aspect deux dimensions en impulsion de notre modèle.

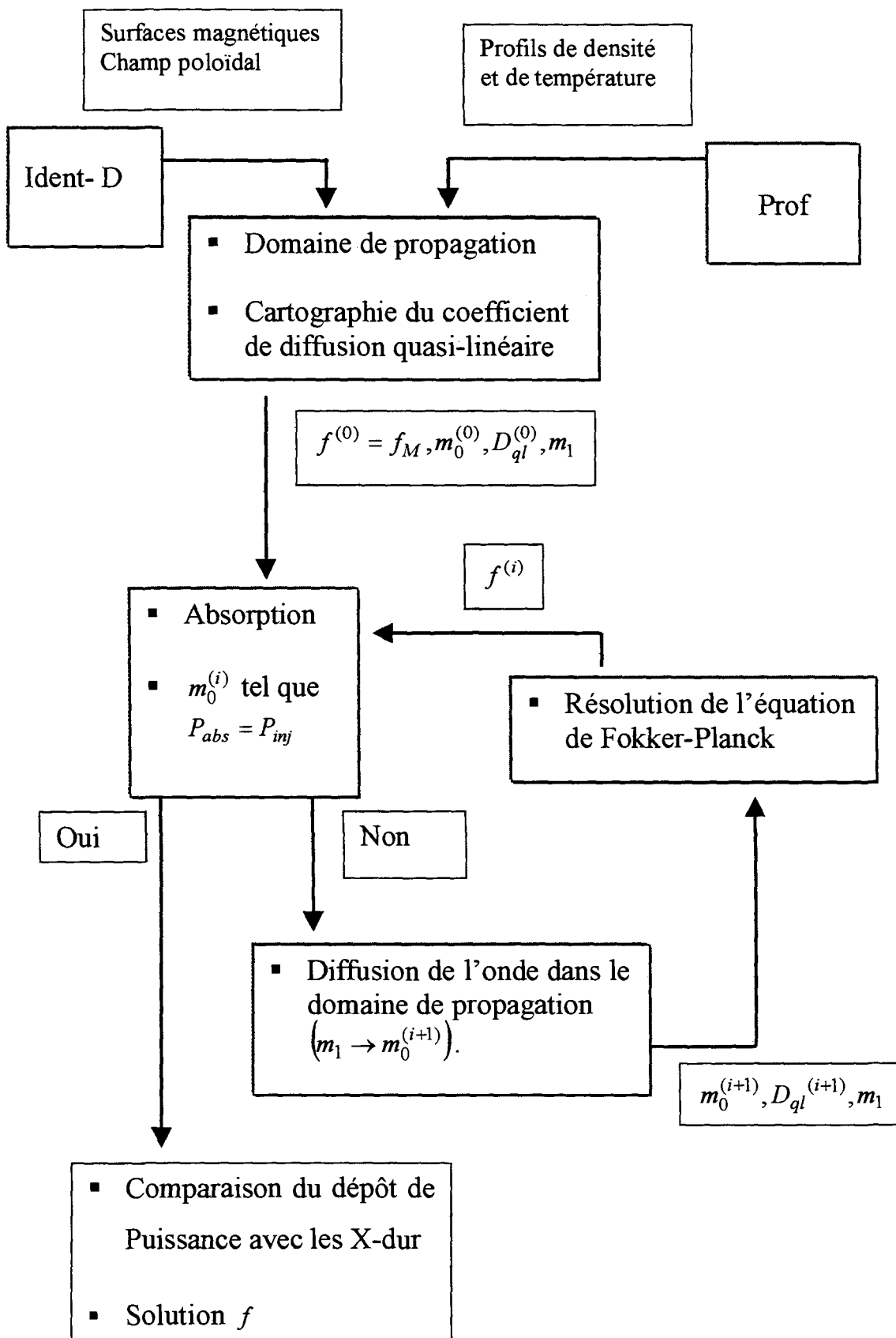
Sur l'ensemble du domaine (r, k_r, m) , composé des N sous domaines $(r, k_r, m)_{\theta n}$, la puissance totale absorbée est égale à :

$$P_{abs} = 4\pi^2 R_0 \frac{\sum_{\theta n=1}^N \int_0^a S_{rf}(r)_{\theta n} r dr}{N} \quad (IV.28)$$

Nous avons écrit un programme qui couple l'approche stochastique de la diffusion de l'onde hybride dans le domaine de propagation et la résolution de l'équation de Fokker-Planck (2D) réduite.

L'onde se propage dans le domaine de propagation du nombre poloïdal m_{1dif} (maximum entre la frontière basse du domaine de propagation m_1 et l'accessibilité) jusqu'à un nombre poloïdal m_0 par pas successifs Δm (figure IV.4). Cette limite est obtenue lorsque la puissance totale absorbée par les électrons est égale à la puissance injectée. Ce nombre poloïdal m_0 caractérise la frontière basse en impulsion u_1 . La frontière du domaine m_{1dif} correspond à la frontière haute en impulsion du domaine de diffusion (u_2)

Organigramme IV.1 Code de dépôt de puissance LH



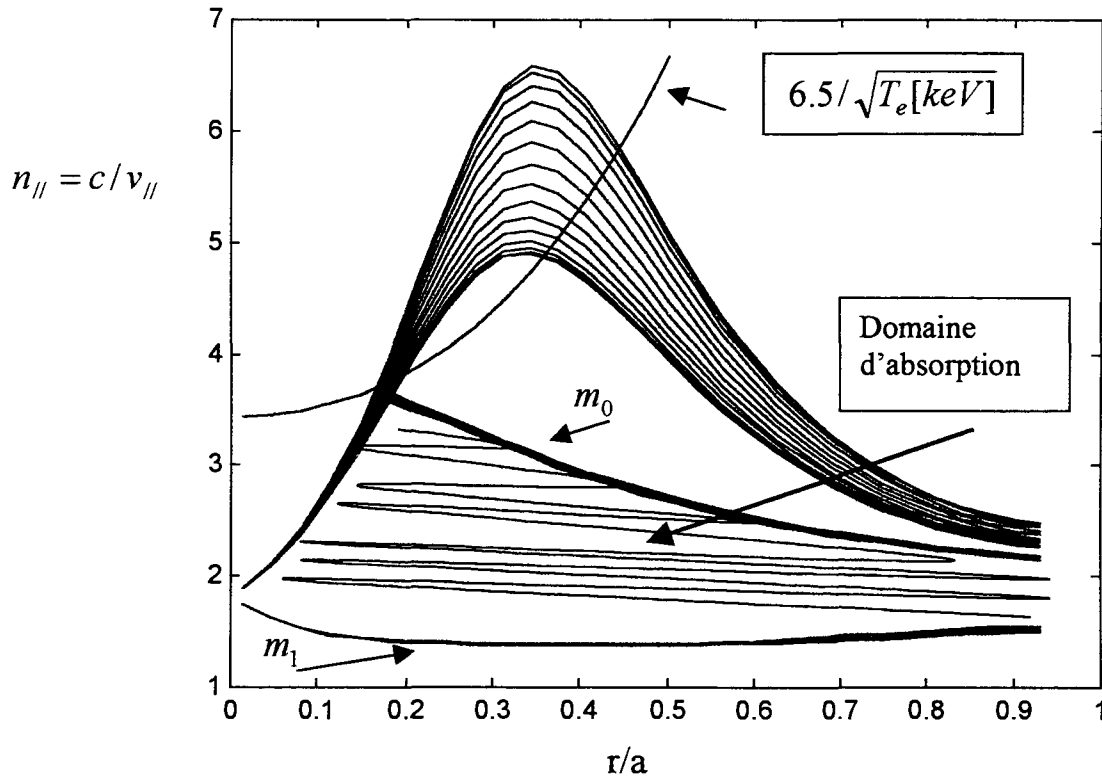


Figure IV.4 Domaine de propagation et d'absorption de l'onde hybride basse. # 21401

Les résultats obtenus par notre code de dépôt de puissance sont comparés avec les profils donnés par la tomographie X-dur [Pey98], [PI99]. Les trois chocs suivants vont nous servir de choc de références.

Choc 21401 : $n_{e0} = 2.10^{19} m^{-3}$, $T_{e0} = 3.9keV$, $I_p = 0.8MA$, $P_{LH} = 0.8MW$

Choc 21402 : $n_{e0} = 4.10^{19} m^{-3}$, $T_{e0} = 2.8keV$, $I_p = 0.8MA$, $P_{LH} = 0.8MW$

Choc 21406 : $n_{e0} = 6.10^{19} m^{-3}$, $T_{e0} = 1.9keV$, $I_p = 0.8MA$, $P_{LH} = 0.8MW$

La figure IV.5 présente pour ces chocs les profils obtenus par la tomographie X-dur.

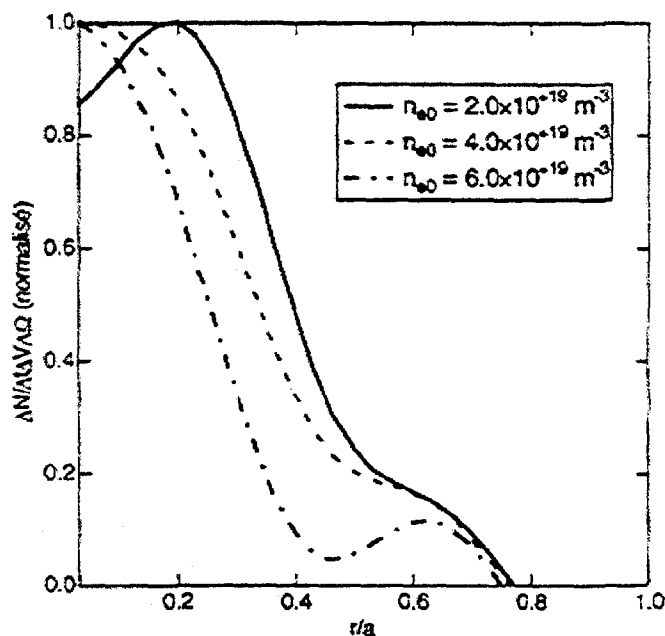


Figure IV.5 : Profils du dépôt de puissance donnés par la tomographie X-dur. # 21401, # 21402, # 21406

- Dans la grande majorité des cas ($n_{e0} \approx 2.10^{19} m^{-3}$), le dépôt de puissance est situé entre $\rho = 0.2$ et $\rho = 0.3$. Il dépend assez faiblement des paramètres plasma. La figure IV.6 présente le profil théorique du dépôt de puissance hybride pour le choc 21401.

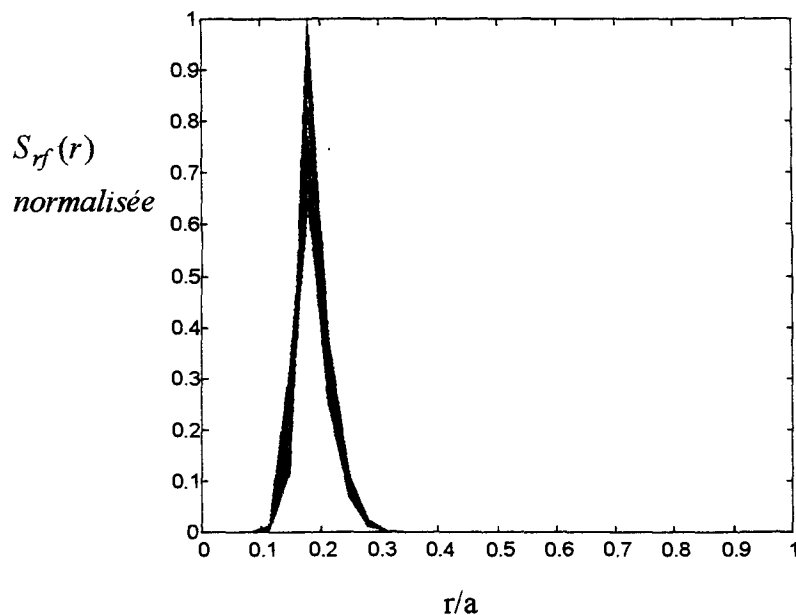


Figure IV.6. Profils du dépôt de puissance hybride. # 21401. $P_{LH} = 0.8MW$, $n_{e0} = 2.10^{19} m^{-3}$

Ce profil de la densité de puissance absorbée par les électrons pour une densité centrale de $n_{e0} = 2.10^{19} m^{-3}$ est qualitativement proche du profil donné par la tomographie X-dur (figure IV.6). La position du pic obtenue dans notre simulation correspond qualitativement à celle donnée par la tomographie. Cependant, la largeur du dépôt de puissance n'est pas convenablement décrite. Notons que les profils X-durs pour $\rho \approx 0.7$ ne sont pas correctement décrits par le traitement d'inversion d'abel des données du diagnostic. Le second pic en $\rho \approx 0.7$ n'a pas de sens physique.

On retrouve la même limite que celle des codes basés sur des techniques de tracé de rayons. Plusieurs éléments pourraient concourir à élargir ce dépôt comme une diffusion radiale des électrons rapides [Gir93] plus importante que celle mesurée jusqu'ici sur Tore Supra. Ce coefficient de diffusion est pris égale à $0.1m^2/s$ bien que des mesures de turbulences magnétiques [CZP98] pourraient laisser penser qu'il est sous estimé. Des fluctuations de densité ou le ripple [Pey96] pourraient aussi élargir ce dépôt.

- Le dépôt est d'autant plus large que la température est haute.
- Lorsque la densité électronique augmente pour un courant plasma I_p constant et pour une puissance injectée constante, on s'aperçoit que le pic du dépôt de puissance se déplace vers le centre du plasma (figure IV.5). Dans le même temps, la température électronique diminue.

Ce comportement peut sembler étonnant dans la mesure où dans le cadre de la théorie de la diffusion d'onde, lorsque la température diminue, le dépôt de puissance tend à s'éloigner de l'axe magnétique (en vertu du critère d'absorption de Bonoli : $6.5/\sqrt{T_e}$).

Cependant, ce raisonnement n'est valable qu'à densité constante. En augmentant la densité, la figure IV.7 montre que la caustique du domaine de propagation de l'onde et les différentes composantes du domaine d'absorption ont évolué. Cette variation suffit à comprendre pourquoi le dépôt de puissance tend à se rapprocher du centre du plasma.

Nos simulations des profils de densité de puissance, présentées sur la figure IV.8, confirment cette approche du problème.

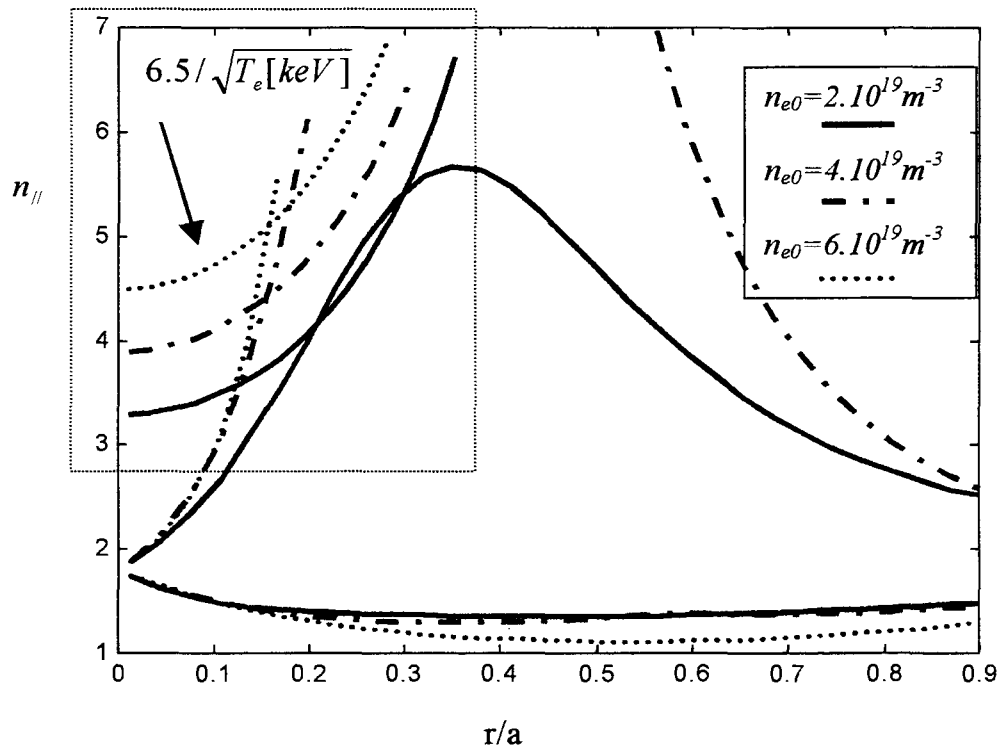


Figure IV.7 Comportement de la frontière haute du domaine moyen de propagation en fonction de la densité et déplacement de la zone d'absorption représentée par l'intersection entre cette frontière et le critère $6.5/\sqrt{T_e}$ (#21401, #21402, #21406)

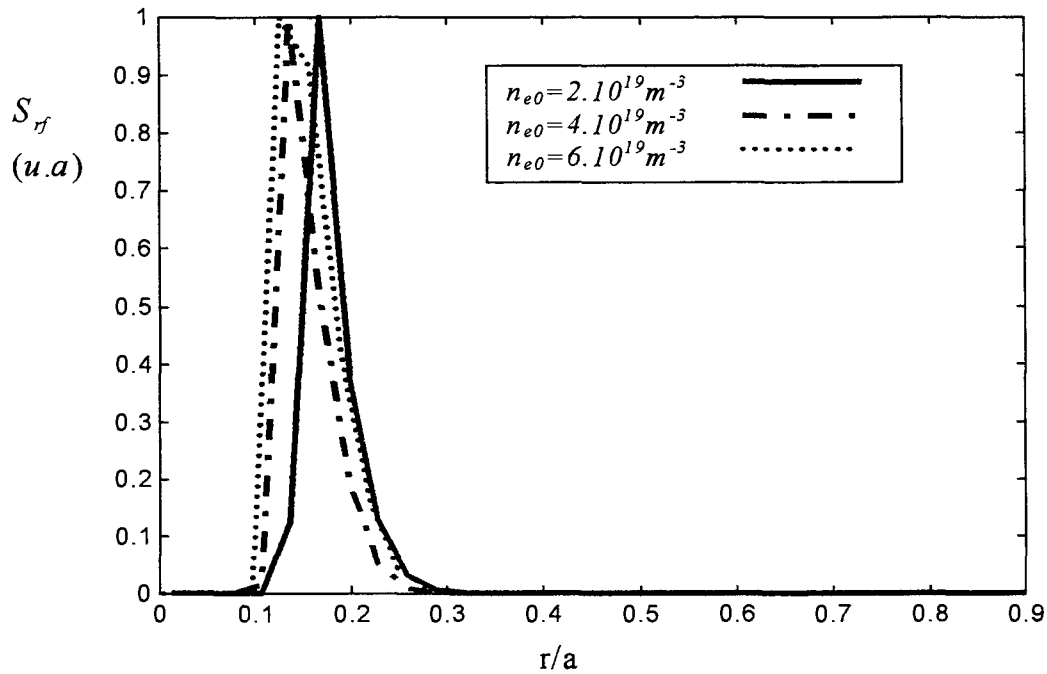


Figure IV.8 Comportement de la modélisation de la densité de puissance déposée moyenne suivant la densité #21401, #21402, #21406

La fonction de distribution moyenne, solution de l'équation de Fokker-Planck réduite, est décrite sur la figure IV.9

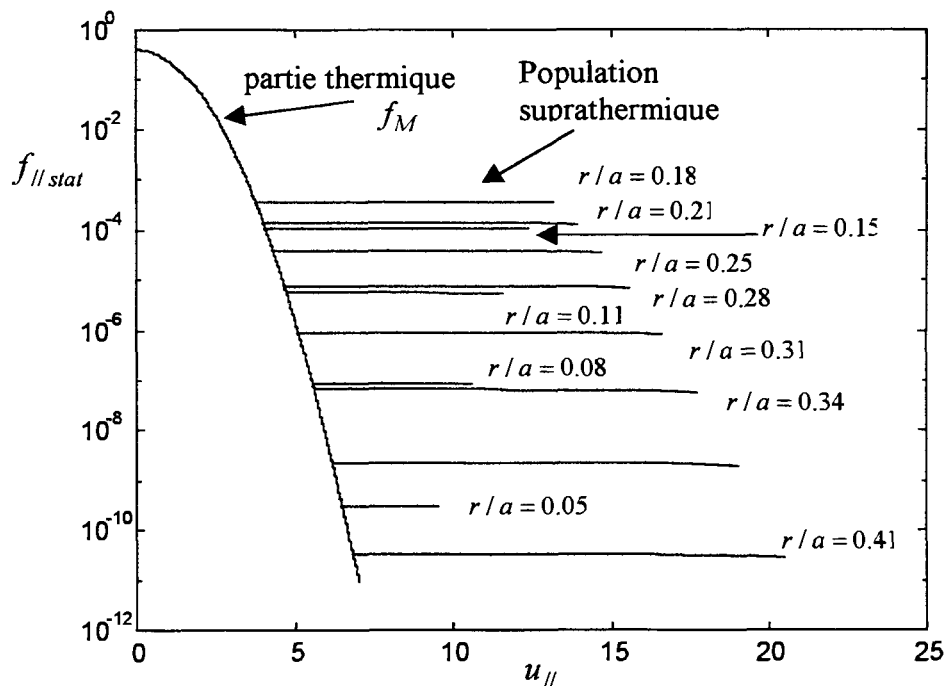


Figure IV.9. fonction de distribution électronique moyenne en fonction de r et de $u_{||}$. # 21401

La présence d'un électrique résiduel n'a pas beaucoup d'influence sur le dépôt de puissance. Sa présence augmente un peu la densité d'électrons rapides comme on le voit sur la figure IV.10.

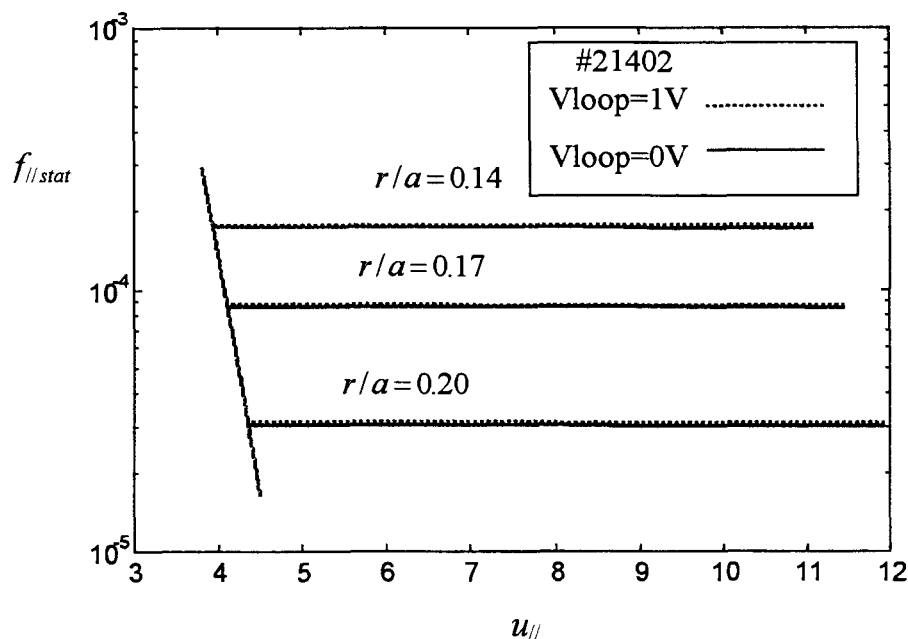


Figure IV.10 Dépendance en fonction du champ électrique résiduel de la fonction de distribution

Les fonctions de distribution des électrons, obtenues par notre code « dépôt de puissance LH », sont directement injectées dans un code d'émission cyclotronique électronique.

Chapitre II

Rayonnement cyclotronique électronique et température des électrons.

L'émission cyclotronique électronique (ECE) est un phénomène naturel qui est la source du rayonnement non thermique des galaxies, et qui a permis notamment la découverte des quasars. Ce rayonnement peut aussi être utilisé comme source de rayonnement X dans l'étude de la matière condensée.

L'étude de l'émission cyclotronique électronique d'un plasma de Tokamak commença dès les premières recherches dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée. On craignait que les pertes par rayonnement cyclotron remettent en cause le bilan final de l'énergie et la faisabilité d'un réacteur thermonucléaire. Cette inquiétude levée, les études sur l'émission cyclotronique électronique ont été reprises à des fins de diagnostics du plasma. Le plasma, très absorbant et émettant à la fréquence cyclotronique électronique (et ses harmoniques), est à l'équilibre thermodynamique. Le rayonnement est donc équivalent à celui d'un corps noir dans cette gamme de fréquence (centaine de gigahertz). Compte tenu que l'énergie du photon émis $\hbar\omega$ est très inférieure à la température électronique, l'intensité du rayonnement du corps noir est égale dans l'approximation de Rayleigh-Jeans à :

$$I = \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^2} T_e \quad (\text{IV.30})$$

Le calcul pour obtenir cette expression est le même que celui effectué dans la partie III chapitre V donnant le terme source (III.204) dans l'équation de transport du rayonnement. Le rayonnement cyclotronique électronique est **directement** proportionnel à la température. Les Tokamaks ont été peu à peu équipés de diagnostics ECE afin de compléter les diagnostics déjà existants de mesure de températures, comme par exemple la diffusion Thomson [Ago91]. Le succès de ces diagnostics est lié au fait que dans la plupart des Tokamaks actuels, la densité du plasma est suffisante pour que le phénomène d'électrons découplés soit pratiquement négligeable. En effet, dans le cas contraire le rayonnement cyclotron serait entièrement dominé par l'émission de cette petite fraction d'électrons relativistes. Le rayonnement observé n'aurait plus de lien aussi direct avec la température des électrons.

Plus généralement, le rayonnement cyclotron subit l'influence de toute population d'électrons relativistes. Dans ce chapitre, nous étudierons l'influence de la population d'électrons relativistes générée par l'injection de puissance à la fréquence hybride basse sur le rayonnement cyclotron.

IV.II.1 Le radiomètre Superhétérodyne

Le Superhétérodyne (figure IV.11) est un instrument de mesure de la température électronique par radiométrie sur Tore Supra [TSG99], [SGG97], [Seg93]. Il remplace une génération de radiomètre tels que le Fabry Pérot et le Michelson. Ce diagnostic est le radiomètre le plus performant tant en terme de coûts que de résolutions temporelle et spatiale.

Le principe de la détection superhétérodyne repose sur la translation du spectre haute fréquence reçu par l'antenne vers des fréquences intermédiaires où le signal pourra être amplifié. Afin d'effectuer une analyse spectrale de la puissance, le signal est aiguillé sur plusieurs voies par un diviseur de puissance. Un filtre passe-bande, suivi d'un détecteur quadratique et enfin d'un filtre vidéo nous permet d'obtenir une tension vidéo en sortie proportionnelle à la puissance de la raie analysée.

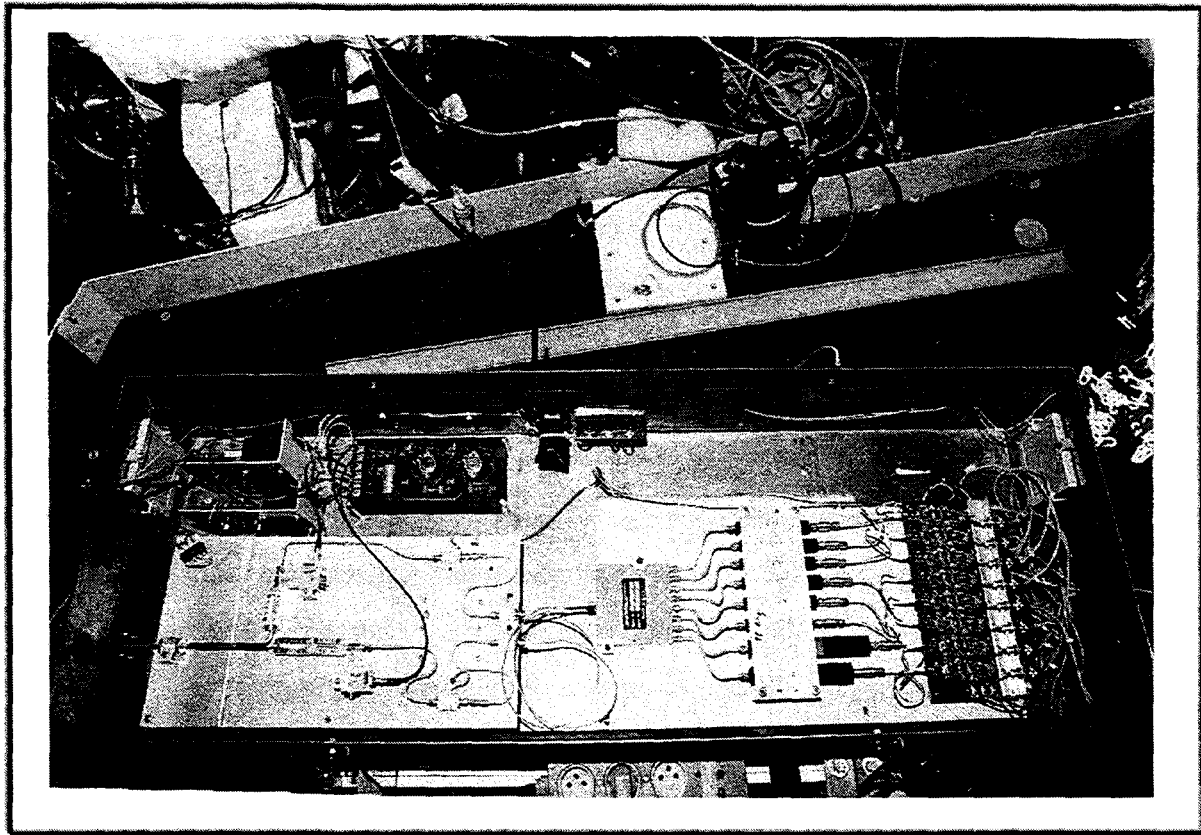


Figure IV.11 Le radiomètre Superhétérodyne

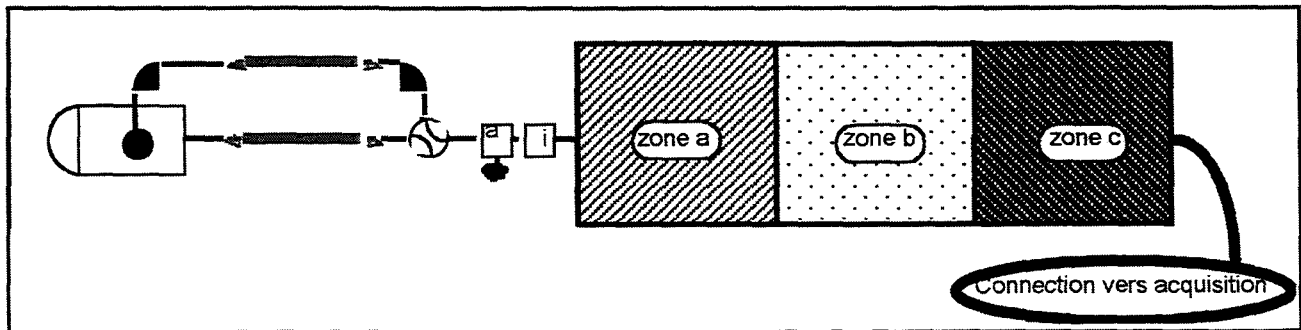


figure IV.11bis Schéma de principe des constituants micro-ondes du radiomètre

De la gauche vers la droite sur la figure IV.11bis, nous trouvons:

- Une antenne Gaussienne munie d'une lentille de focalisation dont le foyer se situe sur les deux cornets de réception (mode O et mode X séparés par un polariseur). Le faisceau coté chambre est un faisceau quasi parallèle.
- Les sorties axiale (mode ordinaire) et latérale (mode extraordinaire) se font par des guides fondamentaux dans la bande de fréquence 75 - 110 GHz. Une

transition permet de passer en guide surdimensionné afin de minimiser les pertes. On repasse ensuite en guides fondamentaux pour attaquer un aiguilleur programmé en fonction des caractéristiques du plasma :

- mode ordinaire (O) pour des courants toroïdaux compris entre 1350 et 730 A
 - mode extraordinaire (X) pour des courants inférieurs à 730 A.
- Le symbole 'a' représente un atténuateur réglable étalonné destiné à diminuer le signal d'entrée lors des mesures sur plasma afin de ne pas saturer les voies les plus sensibles pour des valeurs de températures électroniques comprises entre 0 et 10 Kev. Les voies les plus sensibles sont atténuées individuellement.
 - Le symbole 'i' est un isolateur à ferrite dont la fonction est de limiter le taux d'ondes stationnaires côté réception (partie droite du schéma).

Les zones nommées a, b, c sur le schéma représentent le cœur du diagnostic : L'électronique micro-ondes. Elles sont détaillées sur les figures IV.12, IV.13, IV.14

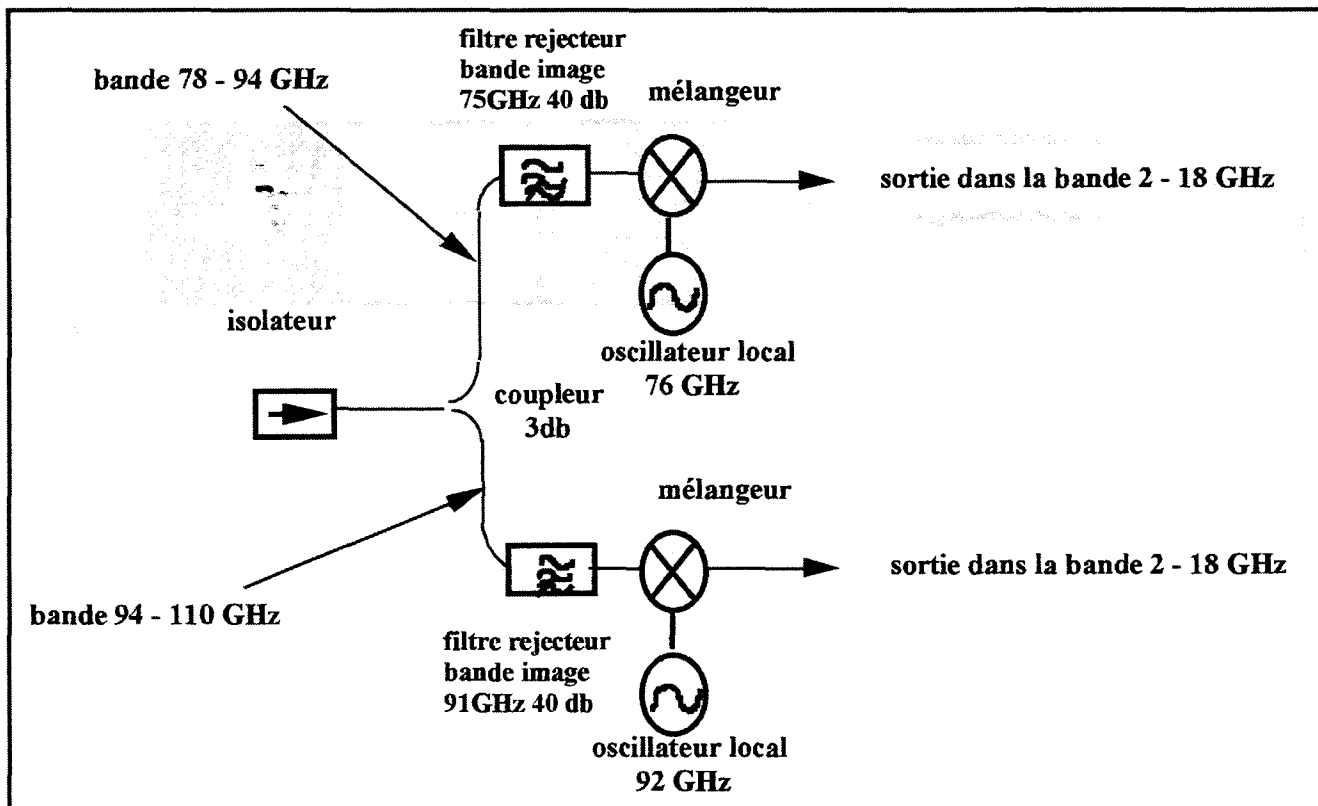


Figure IV.12 Détails de la partie micro-ondes.

Le signal reçu est divisé en deux branches par un coupleur, puis un filtre réjecteur passe haut supprime la bande image afin d'avoir un changement de fréquence à bande latérale unique (SSB). La bande latérale supérieure est alors descendue vers des fréquences intermédiaires (bande FI: 2 - 18 GHz), grâce à un module mélangeur/ oscillateur local. L'utilisation de deux modules permet d'analyser les bandes 78-94 et 94-110 GHz.

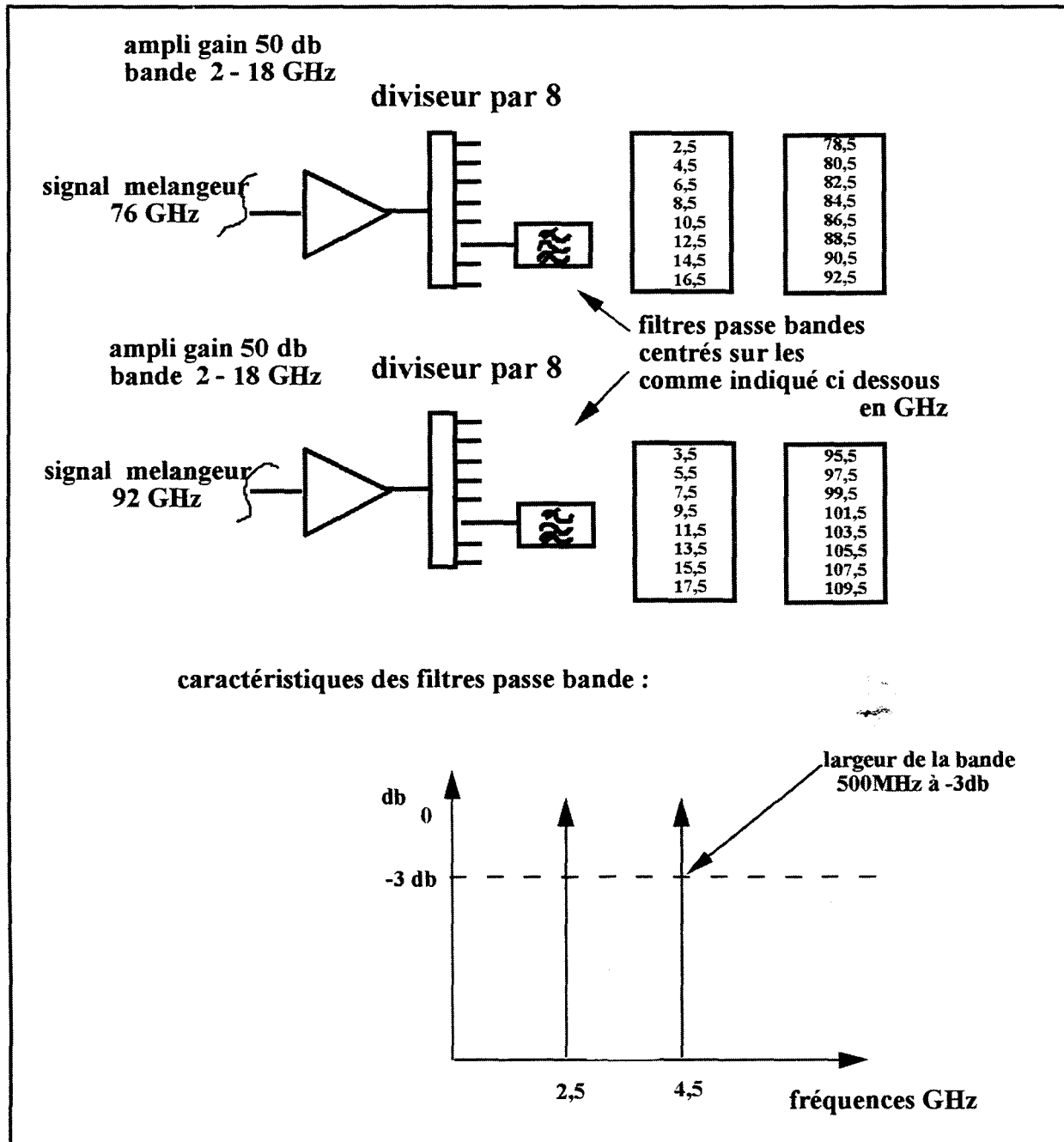


Figure IV.13 La partie micro-ondes dans la bande 2-18 GHz

Le signal de fréquences intermédiaires (FI) issu des deux bandes analysées est amplifié par un gain de l'ordre de 50db puis séparé en 8 voies. Ces voies passent ensuite dans des filtres passe bandes (BP 500 MHz) centrés sur les fréquences 2,5 à 16,5 GHz par pas de 2 GHz pour la bande 78-94 GHz et 3,5 à 17,5 GHz par pas de 2 GHz pour la bande 94-110 GHz. La mesure de la puissance de chaque voie est effectuée par un détecteur à diode schottky dont le temps de réponse est inférieur à la nanoseconde. On obtient finalement un analyseur spectral multi-canaux temps réel.

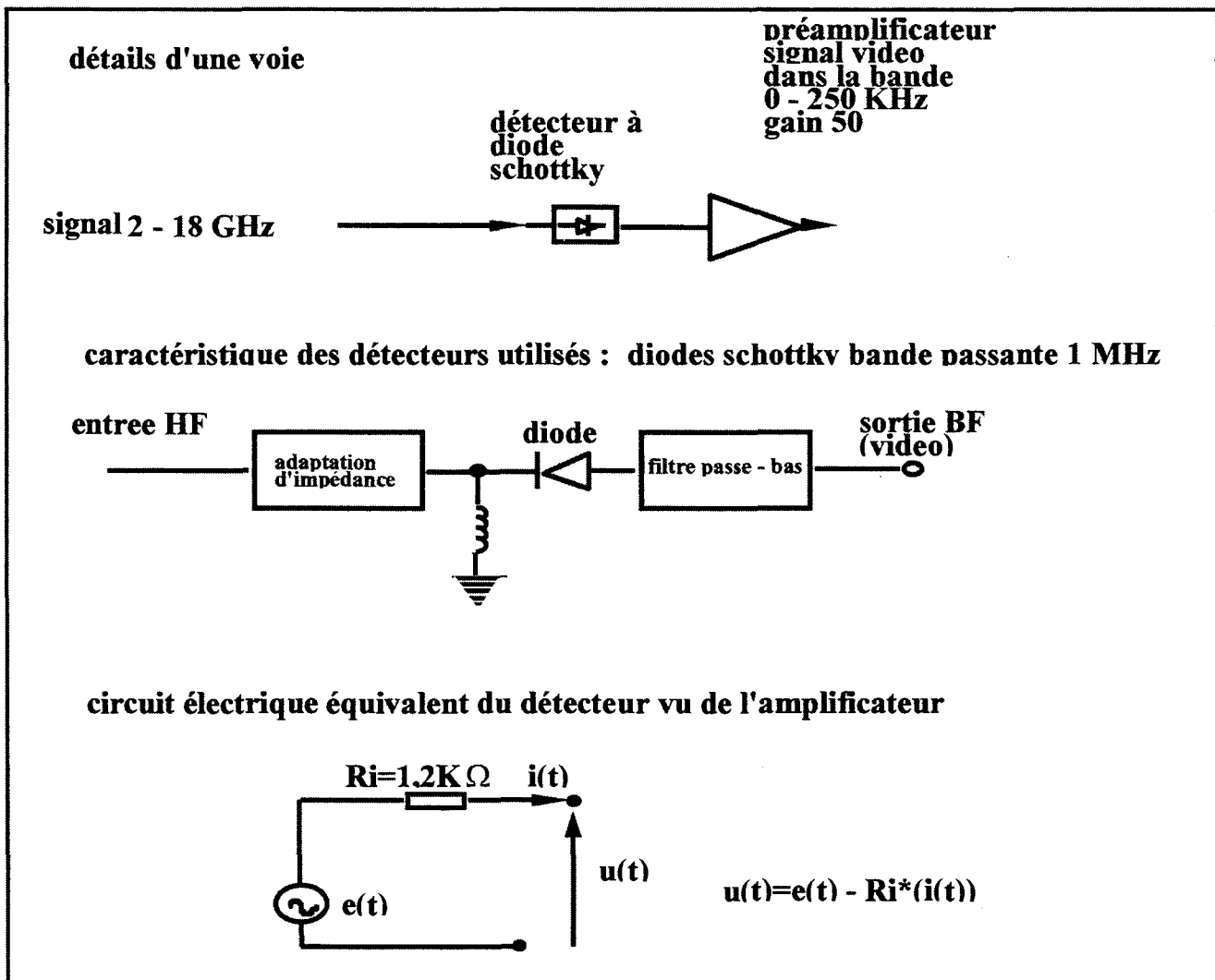


Figure IV.14 Détection et amplification

Le détecteur est décomposé en 4 circuits fondamentaux :

- Le circuit d'adaptation d'entrée
- Le circuit de bouclage de la composante continue qui évite également la mise à la masse du signal HF

- La diode hyperfréquence qui est la partie active du détecteur
- Le circuit de filtrage passe-bas qui élimine toute ondulation hyperfréquence venant du processus de détection

Nota : La diode, soumise à une source HF, se comporte comme un bolomètre et délivre une tension proportionnelle au carré de la 'tension HF' donc proportionnelle à la puissance HF. Cette tension est continue et linéaire sur une plage de mesures n'excédant pas 0 - 20 mV en sortie. Au delà, les caractéristiques du filtre passe-bas ne permettent plus d'obtenir une réponse linéaire.

Le signal de sortie basse fréquence est ensuite pré-amplifié d'un gain de 50 avec une bande passante de 0 - 250 kHz à sortie différentielle afin de l'amener jusqu'à la baie d'acquisition avec un bon rapport signal sur bruit (70 mètres de câble).

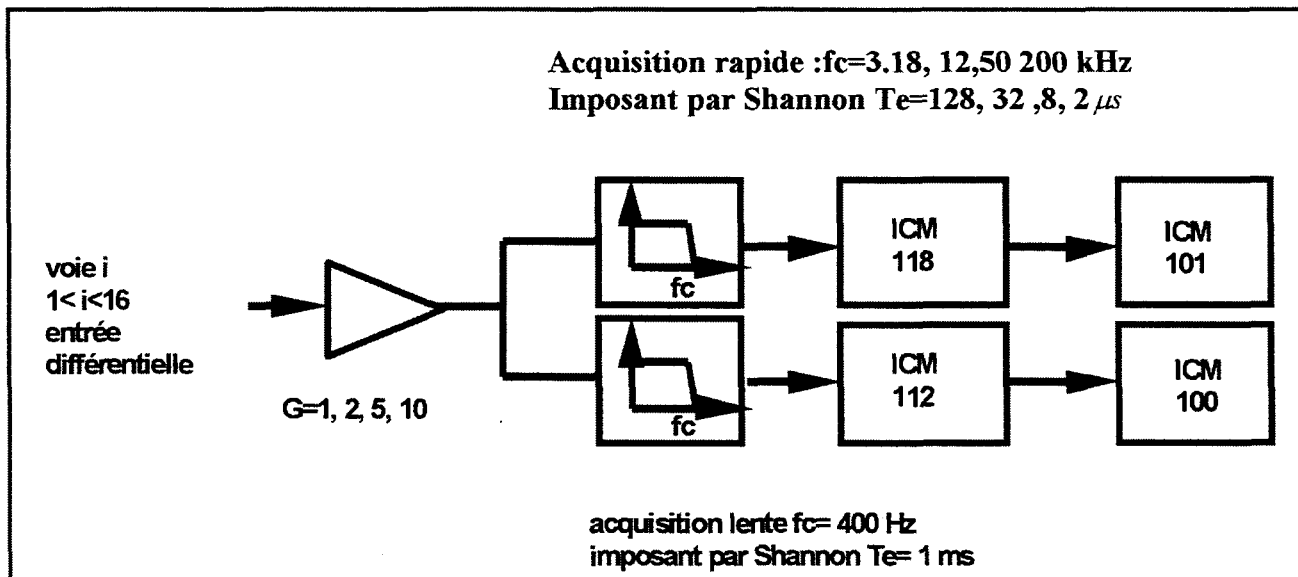


Figure IV.15 Acquisition lente/rapide

IV.II.2 Principe de calibration.

Les diagnostics basés sur l'émission cyclotronique électronique peuvent être calibrés de manière absolue en température à partir de sources de rayonnement corps noir à des

températures de l'ordre du millier de Kelvins. Le radiomètre est caractérisé par une fonction de transfert $F(f)$ telle que $I(f) = I_{cn}(f)F(f)$. Cette fonction peut être déterminée en utilisant un corps noir de référence.

$$F(f) = \frac{I(f)}{I_{ref}(f)} \quad (IV.31)$$

Sur Tore Supra, la calibration du radiomètre peut s'effectuer in situ en positionnant le corps noir au centre du Tokamak sur le trajet optique de l'antenne Gaussienne ou en retournant l'antenne et en ajoutant entre celle-ci et le corps noir de référence un hublot prismé identique à celui monté sur la machine (figure (IV.16)).

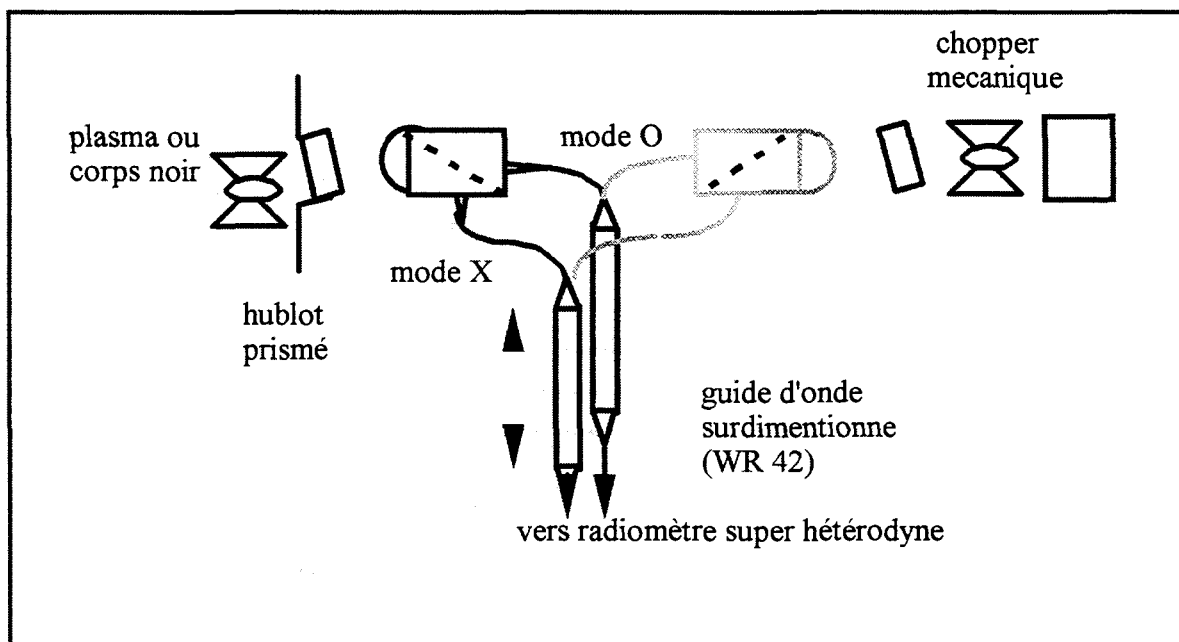


Figure IV.16 La calibration du Superhétérodyne

La mesure de température avec le Superhétérodyne est basée sur une mesure de variation de tension continue délivrée par le détecteur. En passant de 10 Kev (température du plasma) à 873 K (température du corps noir), le rapport sur les tensions mesurées est de l'ordre de 10^{-9} . Les valeurs des gains doivent être comprises entre 10^6 et 10^7 . Pour de telles valeurs, il est impossible de continuer à travailler avec des amplificateurs en continu (problèmes de stabilisation d'offset et de saturation d'ampli). La solution adoptée pour résoudre ce problème est de rendre l'intensité émise par le corps noir quasi-sinusoïdale avec

des passages à zéro. C'est la solution de type 'chopper', c'est à dire une pale de ventilateur qui laisse passer le signal successivement 2 fois par tour, ce qui revient à ne plus avoir un signal continu mais alternatif. La sinusoïde obtenue est centrée sur zéro par l'ajout d'une capacité qui supprime la composante continue (liaison AC).

La principale difficulté de ce genre de mesures est que le signal est noyé dans le bruit et ne peut pas être récupéré par une acquisition classique ou détecté à l'oscilloscope. La solution retenue est d'utiliser le principe dit de l'addition cohérente.

Les mesures sont acquises de façon synchrone par rapport au motif périodique généré par le chopper. Pour cela, le chopper est équipé d'un codeur optique qui donne une impulsion TTL en début et fin de motif et 1024 pulses répartis régulièrement. Pour limiter le flux de données, nous nous contenterons de 256 points par motif en prenant 1 point sur 4. Le bruit finit par disparaître et le signal émerge au bout de n fois l'addition du motif. Afin d'améliorer l'intercalibration des voies, les 16 voies sont calibrées en même temps.

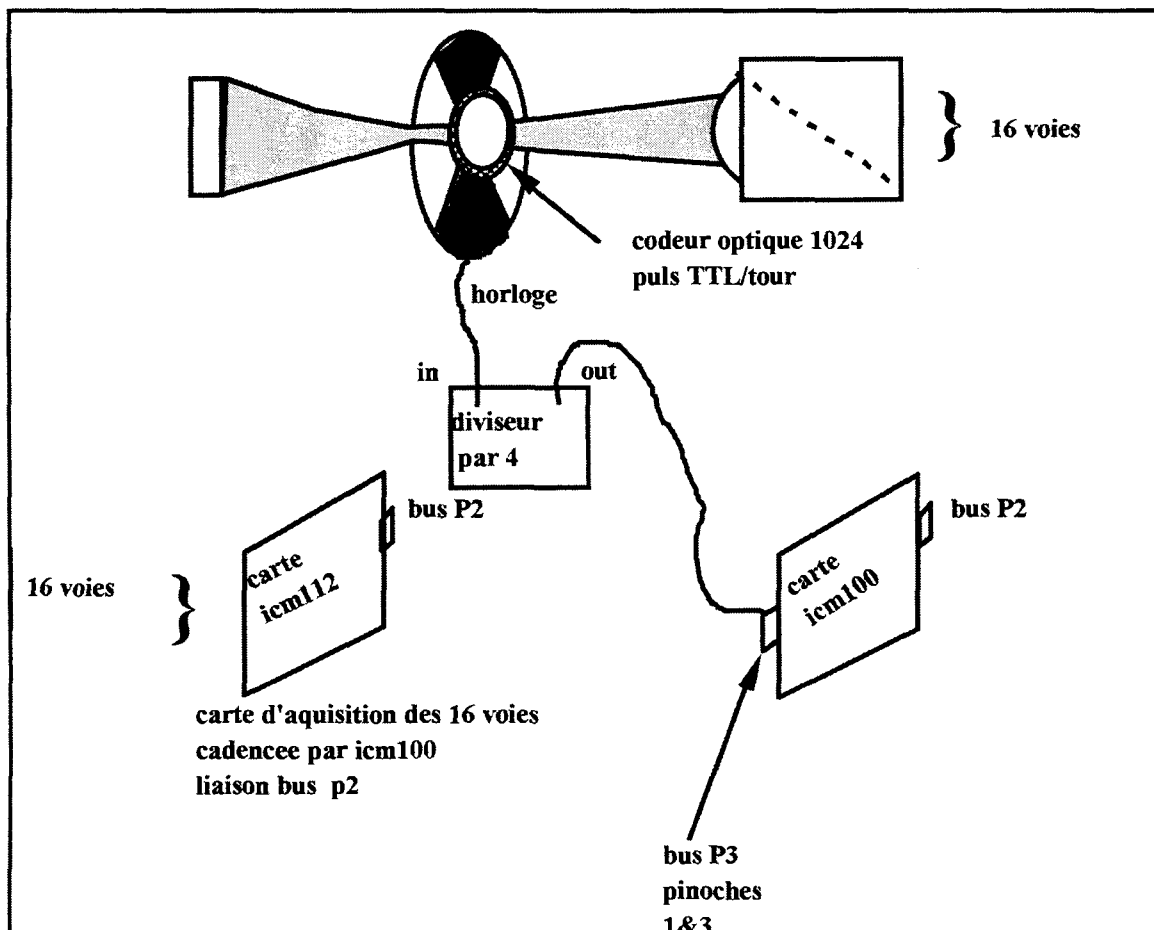


Figure IV.16bis Principe de la calibration

Si le nombre de sommations a été suffisant, on obtient un signal de la forme de celui de la figure IV.17. Cette figure représente la calibration d'une voie sur 256 points moyennée sur 5000 mesures. On constate alors que le signal n'est plus bruité et se situe à une amplitude comprise entre -0,377V et + 0,367V.

Le coefficient de calibration C de cette voie de mesures se déduit de la façon suivante

$$C = \frac{T_{cn} \varepsilon}{1.16 \times 10^7 (V_{\max} - V_{\min})} \quad (\text{IV.32})$$

avec ε l'émissivité du corps noir prise égale à 0.85, T_{cn} la température du corps noir 873 K (régulation à $\pm 1K$), le facteur 11600000 est le facteur de conversion des degrés Kelvin en kiloélectronvolt.

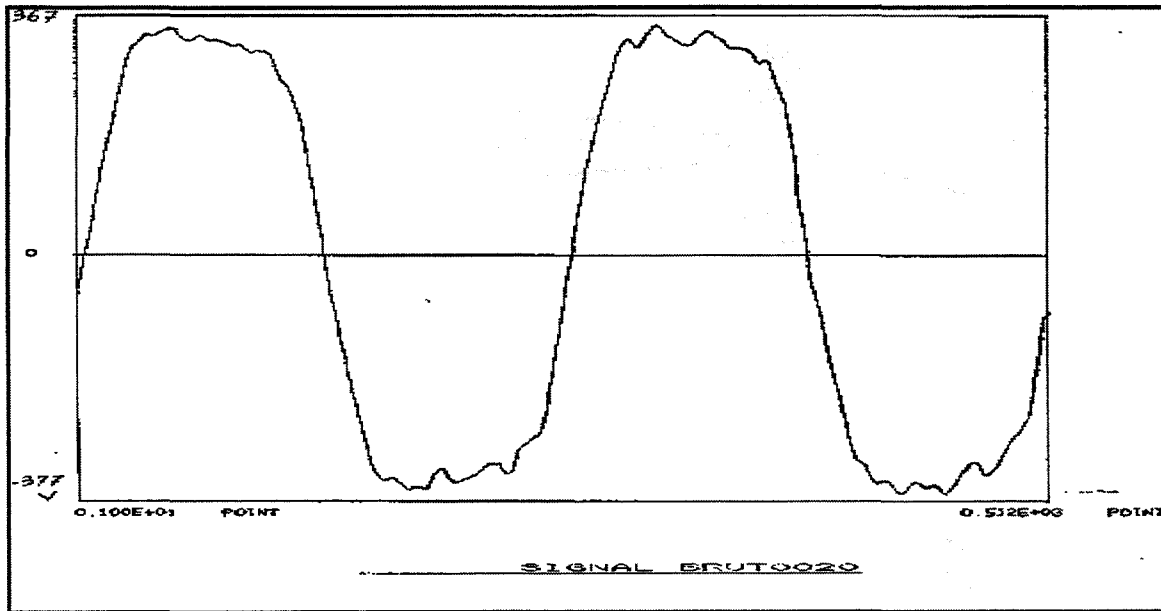


Figure IV.17 Courbe de calibration.

Afin de recevoir un mode pur, la direction de polarisation de l'antenne de réception doit être parallèle au champ magnétique total. En pratique, la direction de polarisation devrait être alignée sur le champ toroïdal. La présence du champ poloïdal peut introduire une erreur jusqu'à 2% sur la mesure de la température.

La résolution radiale de ce diagnostic est de cinq centimètres, la résolution temporelle est inférieure à la dizaine de microsecondes.

IV.II.3 Rayonnement cyclotron

Le rayonnement cyclotron est calculé à partir des coefficients d'absorption et d'émission en respectant l'équation du transport de l'énergie comme on l'a montré dans le chapitre V de la partie III.

Les calculs des coefficients thermiques d'émission et d'absorption sont effectués à partir de leurs expressions analytiques. Les expressions générales des composantes du tenseur diélectrique ont d'abord été données par Dnestrovskii [Dne64] et Bekefi [Bek66]. Les expressions analytiques des coefficients tant d'absorption que d'émission ont été fournies notamment par Fidone [Fid90] et Granata [Gra91].

Le coefficient d'absorption s'écrit dans le cas particulier qui nous intéresse dans cette thèse, la propagation perpendiculaire, mode ordinaire, harmonique n :

$$\alpha_{On} = \sqrt{2\pi} \frac{2^{n+5/2} (n+1)n^{2n}}{(2n+3)!} \frac{\omega}{cN_0} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \left(\frac{N_0\omega}{n\omega_{ce}}\right)^{2n} \left(\frac{m_e c^2}{T_e}\right)^{1-n} \left(\frac{m_e c^2}{T_e} \left(\frac{n\omega_{ce}}{\omega} - 1\right)\right)^{n+3/2} \times \exp\left(-\frac{m_e c^2}{T_e} \left(\frac{n\omega_{ce}}{\omega} - 1\right)\right)$$

(IV.33)

Le coefficient d'émission s'écrit :

$$j_{On} = \frac{\omega}{\omega_{ce}} \frac{\omega^2 m_e}{8\pi^3} \frac{T_e}{m_e c^2} \alpha_{On} \quad (IV.34)$$

Nous utiliserons dans notre code les expressions associées au mode fondamental.

Les expressions de ces coefficients sont calculées numériquement dans le cas d'une population d'électrons suprathermiques. On utilise les expressions (III.172) et (III.183) de la

partie III chapitre V et la fonction de distribution obtenue par le code « dépôt de puissance LH » (chapitre I de cette partie).

Ces équations font apparaître un point clef, la condition de résonance. Cette condition induit pour chaque énergie $E_+ = m_e c^2 (\gamma_+ - 1)$ un domaine de résonance dans l'espace $(u_{//}, u_{\perp})$ tel que :

$$\begin{cases} u_+ = \sqrt{u_{//}^2 + u_{\perp}^2} \\ u_+ = \sqrt{\frac{m_e c^2}{T_e}} \sqrt{(n\omega_{ce} / \omega)^2 - 1} \\ \gamma_+ = n\omega_{ce} / \omega \end{cases} \quad (\text{IV.35})$$

Cette condition de résonance décrite par une fonction de Dirac induit des pics d'émission infiniment étroits, ce qui bien sûr n'est jamais observé. Différents mécanismes conduisent à un élargissement de l'émission (et de l'absorption). L'élargissement radiatif traduisant la perte d'énergie de l'électron par rayonnement et l'élargissement collisionnel traduisant les collisions de tous les électrons avec les autres particules sont négligeables. L'effet relativiste induit pour une population Maxwellienne un élargissement de l'ordre de $\Delta\omega = 2n\omega(T_e / m_e c^2)$ [Lau83], [Bek66]. L'effet Doppler induit un élargissement de l'ordre de $\Delta\omega = \omega\sqrt{8T_e / m_e c^2} \cos\theta$ [Lau83],[Bek66] où θ est l'angle entre la direction d'observation et le champ magnétique de confinement. Notons dès à présent qu'il n'y a pas d'élargissement Doppler pour un angle perpendiculaire au champ magnétique.

Les expressions (III.172) et (III.183) sont intégrées suivant $u_{\perp+} = \sqrt{u_+^2 - u_{//}^2}$. Notons que la fonction de distribution perpendiculaire (III.69b) n'est pas Maxwellienne dans ce modèle.

Le coefficient d'absorption s'écrit

$$\alpha_{0n} = \frac{-2\pi^2 \omega_{pe}^2 n\omega_{ce} m_e c^2}{c\omega^2 T_e} \int du_{//} u_{//}^2 J_n^2 \left(\frac{\omega}{\omega_{ce}} \sqrt{\frac{T_e}{m_e c^2}} u_{\perp+} \right) \gamma_+ m_e c^2 \frac{1}{u_{\perp+}} \frac{\partial f(u_{\perp+}, u_{//})}{\partial u_{\perp}} \quad (\text{IV.36})$$

Et le coefficient d'émission

$$j_{On} = \frac{\omega_{pe}^2 m_e \omega}{4\pi c} \int du_{||} u_{||}^2 J_n^2 \left(\frac{\omega}{\omega_{ce}} \sqrt{\frac{T_e}{m_e c^2}} u_{\perp+} \right) f(u_{\perp+}, u_{||}) \quad (IV.37)$$

Avec $\int d\mathbf{u} f(\mathbf{u}) = 1$, les autres fréquences et grandeurs sont explicitées dans le chapitre V de la partie III.

On suppose que le plasma est faiblement inhomogène. En effet la grandeur caractéristique d'inhomogénéité est le petit rayon a qui est très petit devant la longueur d'onde étudiée. L'approximation de l'optique géométrique est complètement justifiée pour le rayonnement cyclotron.

Dans le cas de plasmas dont la température électronique est de quelques keV, le rayonnement est pratiquement isotrope. Ainsi, pour des raisons de simplifications du terme d'émissivité, le radiomètre est placé de manière à mesurer un rayonnement perpendiculaire au champ magnétique. Les parois du Tokamak tendent aussi à isotropiser le rayonnement.

IV.II.4 Cas d'un plasma Maxwellien

Partant d'un profil théorique de la température électronique, on écrit la fonction de distribution des électrons qui n'est autre que la fonction de distribution Maxwellienne. A partir de cette fonction, les coefficients d'émission et d'absorption sont calculés. En respectant l'équation du transport de l'énergie, on calcule le rayonnement cyclotron reçu par le radiomètre superhétérodyne. On en déduit le profil de la température radiative par la loi du corps noir.

Ce profil est comparé sur la figure IV.18 à celui de la température électronique. Nous avons choisi un cas théorique de plasma Maxwellien: $T_{e0} = 3.9 \text{ keV}$, $n_{e0} = 2.10^{-19} \text{ m}^{-3}$, $B_0 = 3.9 \text{ T}$.

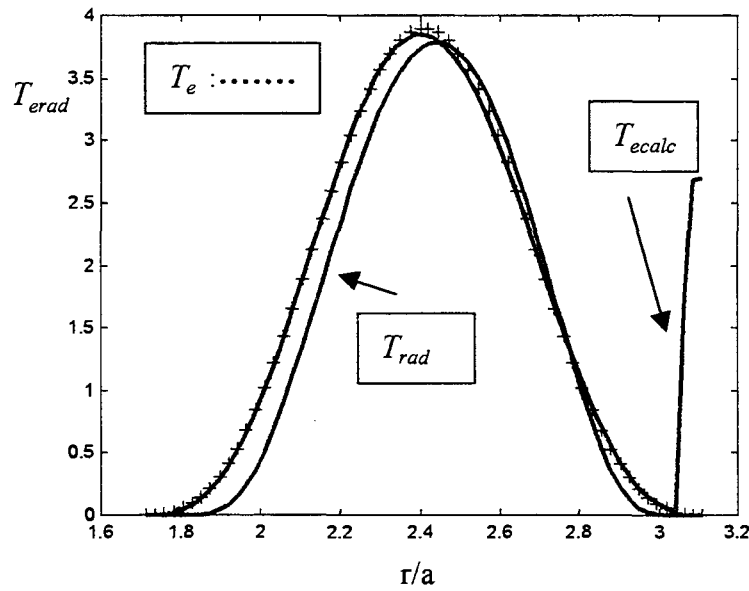


Figure IV.18 Profil de la température calculé par le code de rayonnement cyclotron

Du rayonnement cyclotronique électronique, on déduit une température radiative en supposant que le plasma se comporte comme un corps noir.

$$T_{rad} = \frac{\omega_{ce}}{\omega^3} 8\pi^3 c^2 I_{mes} \quad (IV.37)$$

où :

$$I_{mes} = \frac{\int_0^{\tau_0} d\tau S_\omega \exp(\tau - \tau_0)}{1 - C_R \exp(-\tau_0)}$$

Toujours en supposant que le plasma se comporte comme un corps noir, la température radiative s'écrit finalement:

$$T_{rad} = T_e \frac{1 - \exp(-\tau_0)}{1 - C_R \exp(-\tau_0)}$$

La température mesurée ou calculée se déduit respectivement de l'intensité mesurée par le superhétérodyne ou calculée par notre code.

$$T_{emes/calc} = T_{rad} \frac{1 - C_R \exp(-\tau_0)}{1 - \exp(-\tau_0)} = \frac{\omega_{ce}}{\omega^3} 8\pi^3 c^2 \frac{1 - C_R \exp(-\tau_0)}{1 - \exp(-\tau_0)} I_{mes/calc} \quad (IV.38)$$

où τ_0 est l'épaisseur optique du plasma pour le mode ordinaire et C_R le coefficient de réflexion des parois (chapitre V de la partie III).

Un décalage relativiste du profil de température radiative est présent même pour des températures de seulement quelques kilo d'électronvolts. Ce décalage doit être corrigé.

L'émission a lieu pour des fréquences légèrement inférieures à la raie fondamentale ω_{ce} . On montre que pour l'harmonique n du mode ordinaire, cette correction s'écrit [Lau83]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = (n + 3/2) \frac{T_e}{m_e c^2} \quad (\text{IV.39})$$

soit, pour l'harmonique fondamental, une correction de la position du profil de température radiative égale à :

$$\Delta R = -\frac{5}{2} \frac{T_e}{m_e c^2} R \quad (\text{IV.40})$$

Le profil calculé de la température T_{ecal} est équivalent au profil de la température électronique tant que l'épaisseur optique est importante. Près des bords du plasma, la température radiative n'a plus de sens dans la mesure où le modèle du corps noir ne peut plus s'appliquer. On remarque que la correction en position est judicieuse.

IV.II.5 Cas d'une population relativiste générée par une injection de puissance hybride

Le code de calcul, décrit sur l'organigramme IV.2, est utilisé dans le cas d'un plasma non Maxwellien. Le code de dépôt de puissance, décrit dans le premier chapitre de cette partie, fournit une fonction de distribution des électrons cohérente avec la localisation expérimentale du pic du dépôt de puissance. A partir de cette fonction de distribution, les coefficients d'absorption et d'émission sont calculés. Le rayonnement cyclotron est alors

calculé en satisfaisant l'équation du transport de l'énergie. On en déduit le profil de la température radiative d'après (IV.38) et (IV.40). Ce profil est alors comparé aux mesures expérimentales obtenues par le radiomètre Superhétérodyne (paragraphe II.I de cette partie). L'influence des électrons sur la mesure de la température est déduite de la comparaison du profil de la température radiative et du profil Maxwellien introduit, au départ, dans le code de dépôt de puissance. Ce profil Maxwellien est défini de telle manière que le profil radiatif soit le plus proche du profil expérimental.

Les fréquences d'analyses du radiomètre sont associées à des positions dont les coordonnées grand rayon R sont supérieures à deux mètres trente. Pour de telles positions dans le plasma, nos mesures peuvent être perturbées par le rayonnement d'électrons rapides qui aurait franchi la raie d'absorption fondamentale pour le mode ordinaire. Ce franchissement est possible si l'épaisseur optique du plasma est suffisamment faible, c'est à dire si la température et la densité ne sont pas trop importantes. Nous avons donc choisi des chocs où la densité est faible pour illustrer notre propos.

Les figures IV.19 et IV.20 présentent les profils des températures calculées (T_{ecalc}) par notre code et mesurées (T_{emes}) par le radiomètre pour le choc 21401 où la densité centrale d'électrons est de $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

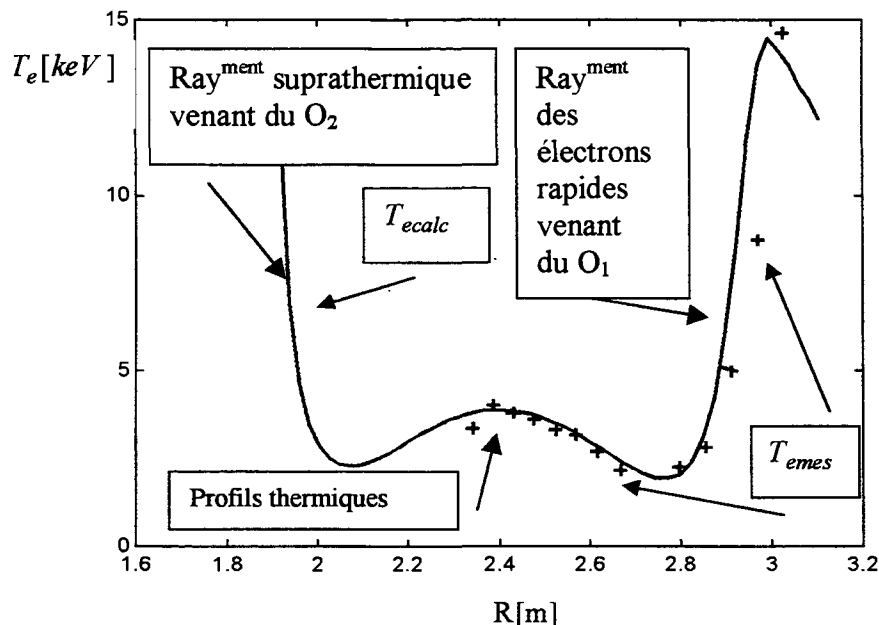


Figure IV.19 Comparaison entre les profils des températures calculées (T_{ecalc}) et mesurées (T_{emes}) dans les zones influencées par la présence d'électrons rapides. #21401

Le code nous permet de simuler le profil de la température radiative, corrigé des effets des réflexions sur les parois, dans la zone où l'épaisseur optique du plasma pour le fondamental du mode ordinaire est assez faible, comme le montre la figure IV.19. Le rayonnement suprathermique côté fort champ ($R < 2.2\text{m}$) vient essentiellement du second harmonique. L'épaisseur optique de la raie d'absorption du fondamental est si importante qu'aucun rayonnement suprathermique ne peut la traverser. Du côté faible champ ($R > 2.8\text{m}$), l'épaisseur optique est plus faible, ce qui permet à une partie du rayonnement suprathermique provenant du fondamental de franchir la raie d'absorption.

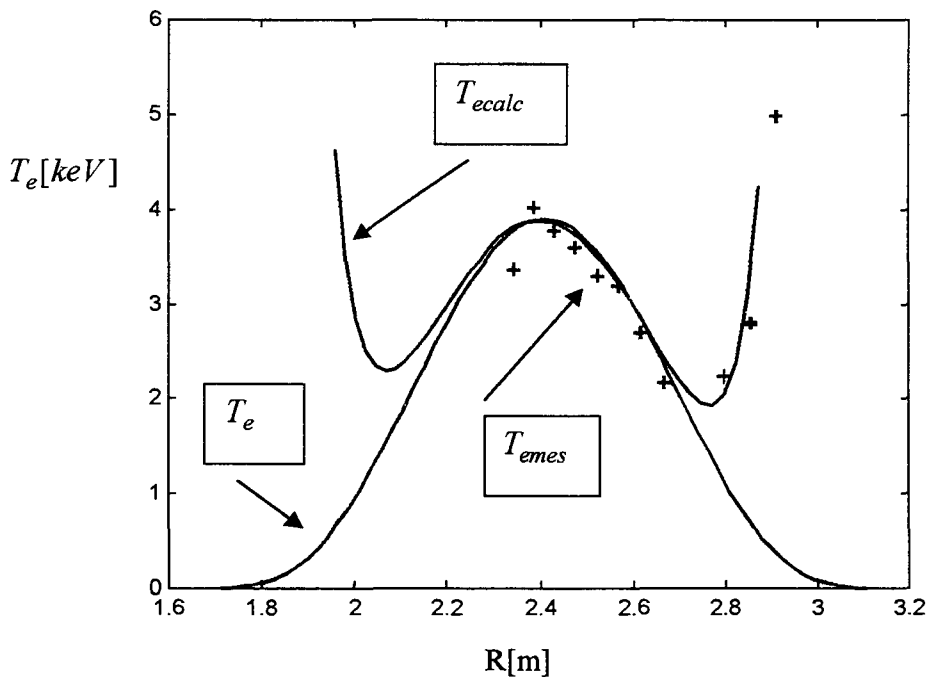


Figure IV.20 Comparaison au centre du plasma entre les profils des températures radiatives calculées ($T_{e\text{calc}}$) et mesurées ($T_{e\text{mes}}$) et le profil de la température (T_e). #21401: $n_{e0} = 2.1 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, $P_{LH} = 0.8 \text{MW}$

Sur ces deux figures IV.19 et IV.20, le profil théorique de la température radiative, obtenu en présence d'une population d'électrons rapides générée par l'onde hybride, peut être identifié au profil expérimental. La figure IV.20 montre que le profil de température obtenu par le radiomètre n'est pas perturbé jusqu'à 2.6 mètres pour une densité de $2.1 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ et une puissance hybride de 0.8 MW.

La figure IV.21 présente les profils des températures calculées et mesurées du choc 24018 où la densité centrale d'électrons vaut $2.7 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, le champ magnétique vaut 3.7 T et la puissance hybride est de 2 MW.

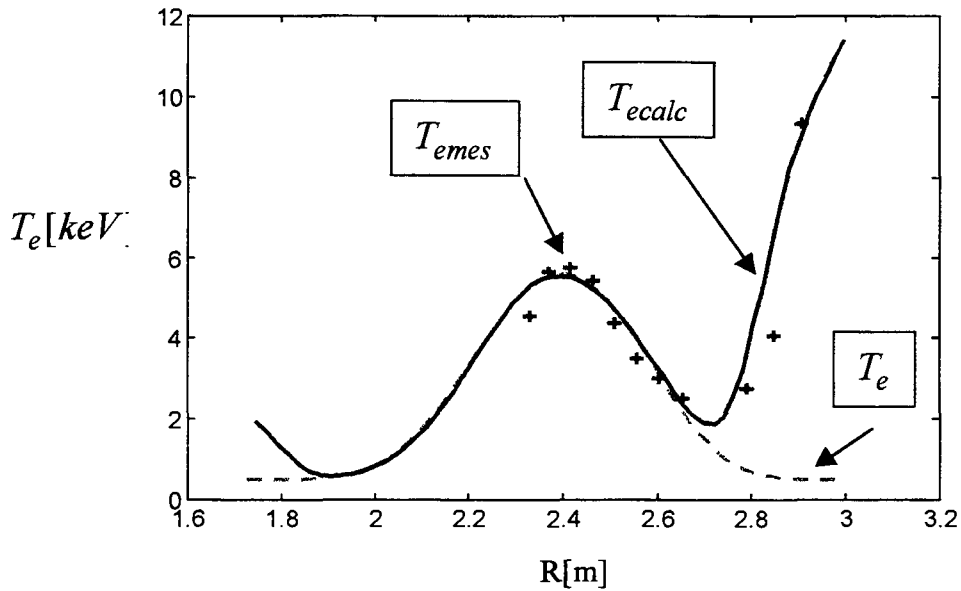
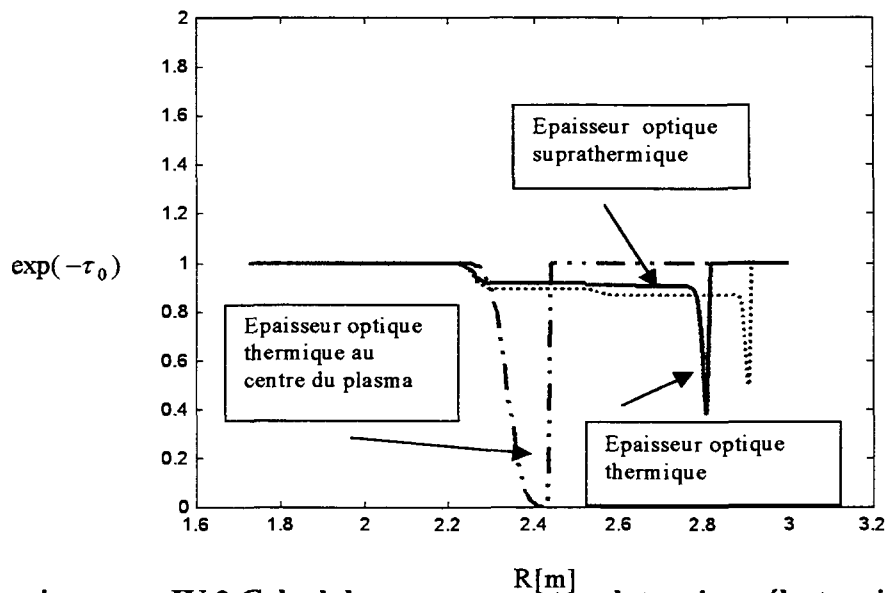


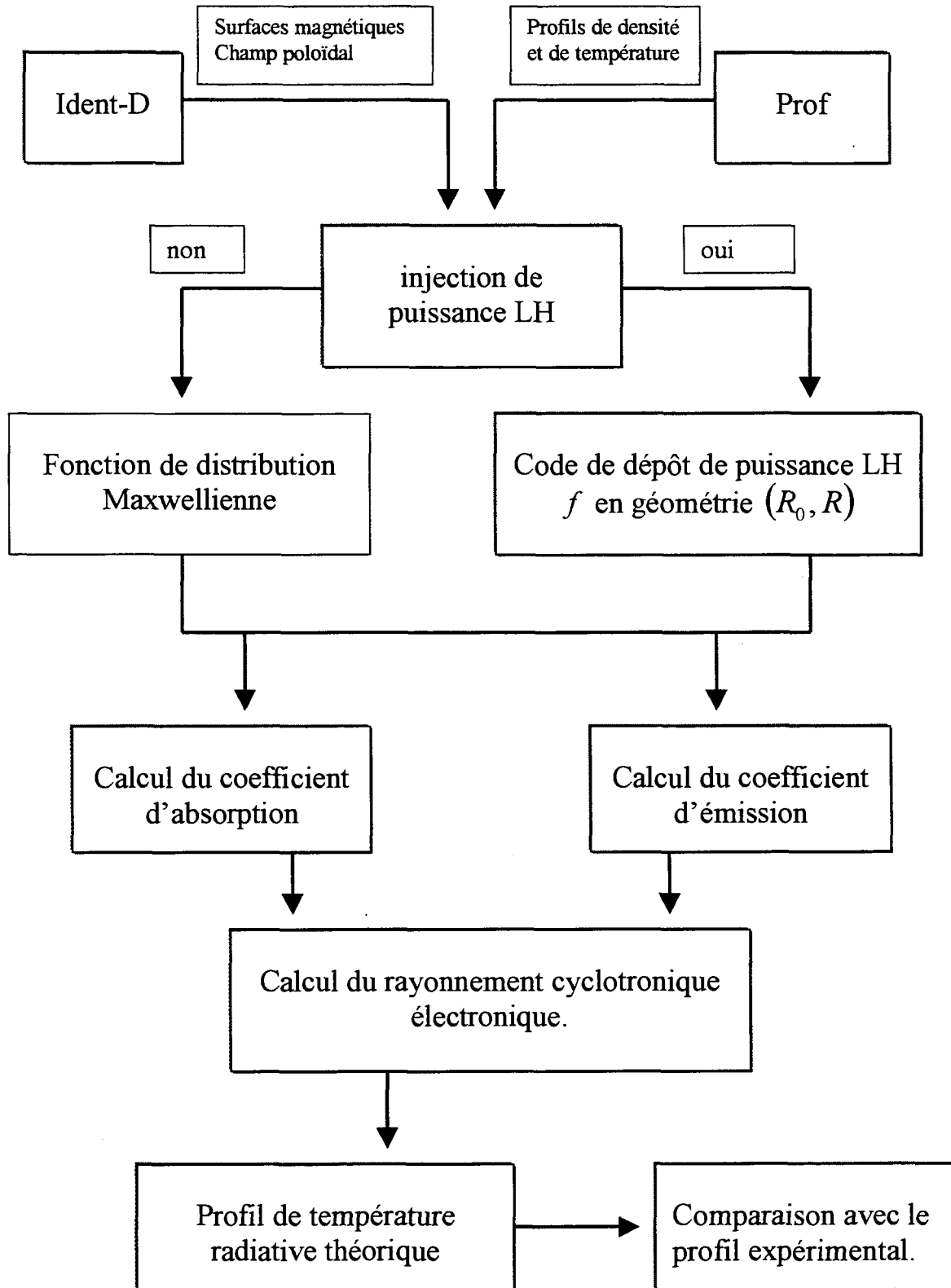
Figure IV.21 Comparaison entre les profils des températures radiatives mesurées (T_{emes}) et calculées ($T_{e\text{calc}}$) et la température électronique (T_e). #24018 $n_{e0} = 2.7 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $P_{LH} = 2MW$

On retrouve pour le choc 24018 les mêmes résultats que précédemment. Le profil calculé est toujours aussi proche des mesures expérimentales. Notons ici que le piquage de la température et le profil de la densité sont des données importantes pour préciser la zone où l'émission cyclotron d'origine suprathermique influence nos mesures de la température. Sur la figure IV.22, l'épaisseur optique est précisée pour trois fréquences d'analyses mesurant la température en trois positions ($R=2.4m$, $R=2.8m$, $R=2.90m$) dans le plasma. L'épaisseur optique est effectivement assez faible pour des positions supérieures à deux mètres quatre vingt, ce qui permet au rayonnement suprathermique de franchir la raie d'absorption.



Organigramme IV.2 Calcul du rayonnement cyclotronique électronique.

Profil de la température électronique.



En coupant la puissance hybride en quelques millisecondes, l'analyse des temps de relaxations des profils de température vont nous permettre de valider notre code. Toujours pour le choc 24018, la puissance est coupée en seize millisecondes. Divers travaux, comme ceux de G. Giruzzi [Gir95], ont montré que les intensités radiatives mesurées pour chaque fréquence du radiomètre relaxent sur des temps très différents suivant l'importance du rayonnement provenant de la population d'électrons rapides. Ainsi, nous pouvons déterminer expérimentalement quelles fréquences sont perturbées par l'injection de puissance hybride et vérifier les résultats de notre code.

Typiquement, une mesure sous influence des électrons rapides relaxera sur un temps caractéristique, associé à cette population, de quelques millisecondes [Gir95]. Une mesure non influencée par la présence d'électrons rapides relaxera sur un temps caractéristique de quelques centaines de millisecondes (l'échelle du temps de confinement de l'énergie).

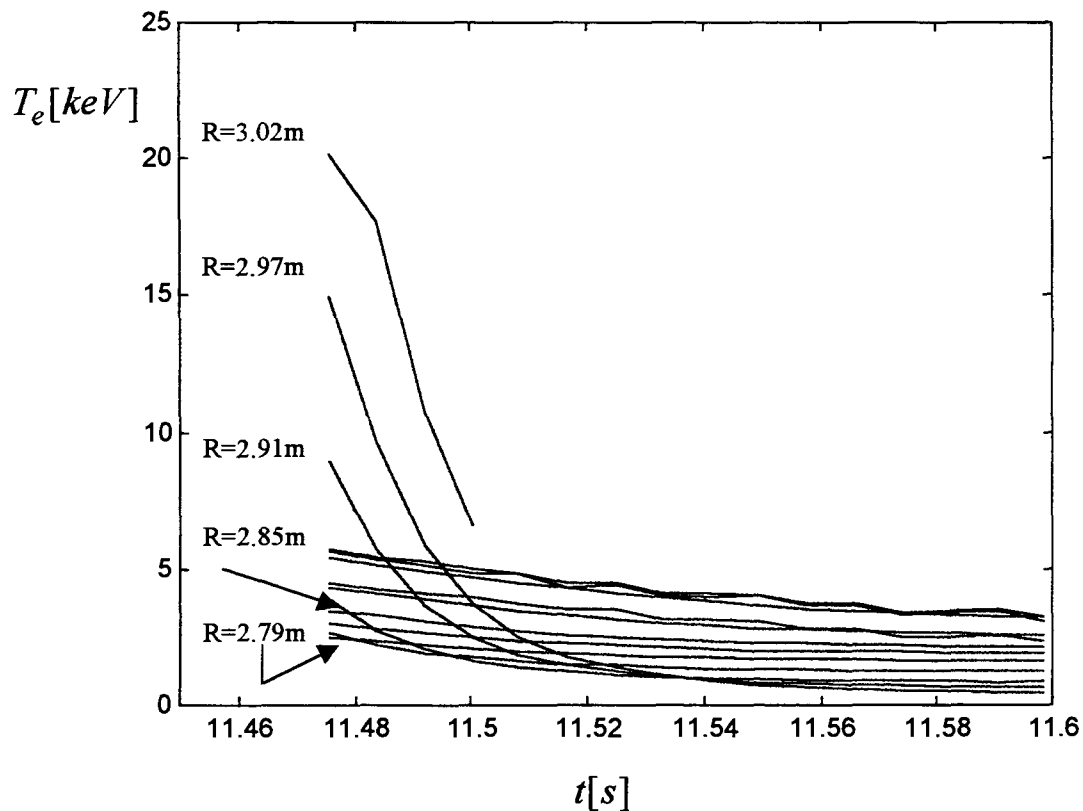


Figure IV.23 Relaxations des profils temporels de la température mesurée par le radiomètre à partir du moment où on a coupé la puissance hybride

Il existe un tel écart de temps caractéristiques entre les voies sous influences des électrons rapides et celles qui ne le sont pas, que la figure IV.23 suffit déjà à les distinguer. Les positions mentionnées sur cette figure sont celles dont les relaxations sont les plus rapides.

Le profil radial de la température mesuré par le radiomètre au moment où l'on coupe la puissance est présenté sur la figure IV.24.

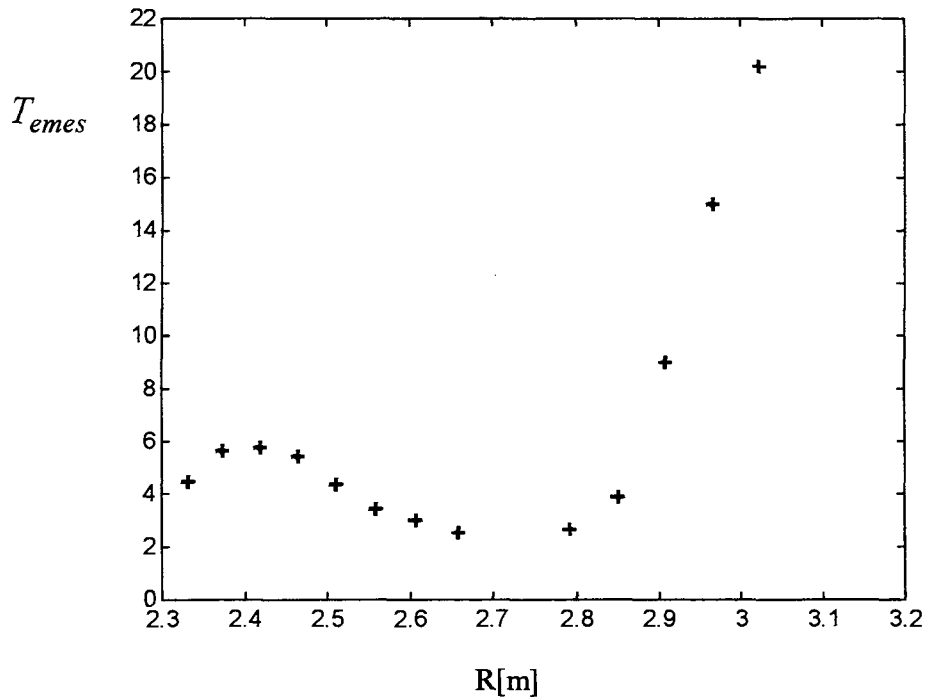


Figure IV.24 Profil radial de la température mesurée par le radiomètre au moment où la puissance LH est coupée

La figure IV.25 donne les temps caractéristiques des profils de la température en utilisant une modélisation classique de la relaxation

$$T = T_0 \exp(-(t - t_0)/t_c)$$

soit

$$t_c = (t - t_0) / \ln(T_0 / T)$$

On distingue nettement sur la figure IV.25 les voies dont le temps caractéristique de relaxation vaut quelques dizaine de millisecondes et celles dont le temps vaut plusieurs centaines de millisecondes.

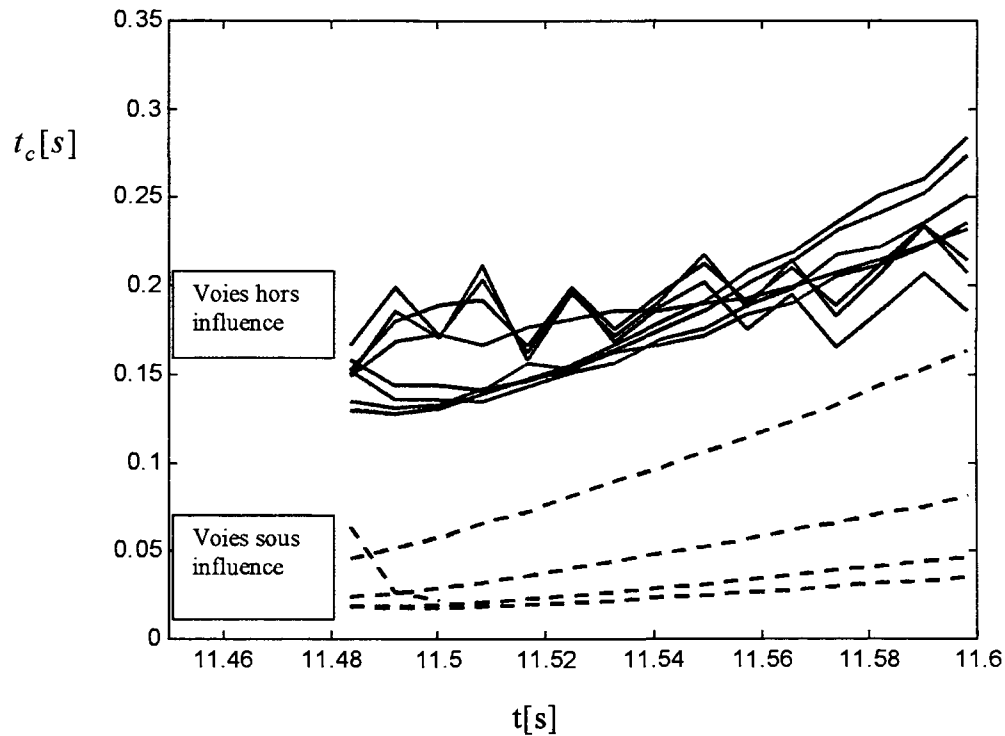


Figure IV.25 Temps caractéristiques de relaxation des profils temporels de la température radiative lorsque la puissance hybride est coupée en 16 millisecondes #24018 $t_c = (t - t_0) / \ln(T_0 / T)$.

Deux types de voies se distinguent expérimentalement sur les figures IV.24 et IV.25. Les voies du radiomètre associées aux positions dont les coordonnées grand rayon R sont comprises entre deux mètres trente trois et deux mètres soixante six sont des voies hors de l'influence des électrons rapides car leur temps caractéristique est de l'ordre de cent cinquante millisecondes (l'échelle du temps de confinement de l'énergie). Les voies associées aux positions dont les coordonnées grand rayon sont supérieures à deux mètres quatre vingt sont sous l'influence des électrons rapides. Leur temps caractéristique vaut entre vingt et cinquante millisecondes.

On retrouve expérimentalement les résultats de notre code, ce qui nous permet de valider nos simulations donnant une description de l'influence de la population d'électrons rapides générée par l'onde hybride. Les mesures de température électronique par radiométrie, au premier harmonique du mode ordinaire, du centre du plasma ne sont pas perturbées pour des densités centrales de l'ordre de $2-3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et pour une puissance hybride de l'ordre de deux mégawatts. Ces résultats ont fait l'objet d'une première publication [SGG97]. On rappelle cependant que notre modélisation de la fonction de distribution ne donne pas la largeur du dépôt de la puissance hybride diagnostiquée par la tomographie X-dur.

Références bibliographiques

- [Ago91] Agostini M., Thèse, Université d'Aix Marseille III (1991)
- [Ani97] Th. Aniel, V. Basiuk, A.Bécoulet, G.T Hoang, communication privée, NT n°121 Association Euratom cea/ DRFC (1997)
- [Bar96] Yu. F Baranov, A. Ekedahl, P. Froissard, C. Gormézano, M. Lennholm, F.G Rimini, F.X Söldner, Nuclear Fusion, Vol.36, No 8 p1031 (1996)
- [Bek66] Bekefi G., Radiation processes in plasmas ,Wiley, New York, (1996)
- [Bon86] Paul T Bonoli, Phys. Fluids **29** (9), September (1986)
- [CZP98] L. Colas, X.L Zou , M. Paume, et al., Nucl. Fusion, 38 (1998) 903
- [Dne64] Dnestrovskii Yu.N., Kostomarov D.P., Skrydlov N.V, Sov. Phys. Tech. Phys. **8** (1964) 691
- [Fid90] Fidone I., Meyer R.L., Nucl. Fusion **30** (1990) 1220
- [Gir93] G. Giruzzi, Plasma Phys. Control. Fusion **35** A123 (1993)
- [Gir95] Giruzzi G., Ségui J.L, Dudok de Wit T. , Michelot Y., Peysson Y., Moreau D., Talvard M, Phys Rev. Lett. **74** (1995)
- [Gor85] C. Gormezano, P. Briand, G. Brifford, G.T Hoang, T.K. Nguyen, D. Moreau, G. Rey, Nuclear Fusion **25** (1985) 419
- [Gra91] Granata G., Fidone I., J. Plasma Physics **45** (1991) 361
- [IVJ94] D.W. Ignat, E.J. Valeo, S.C. Jardin, Nuclear Fusion, vol.34, No.6 (1994)
- [KM92] K. Kupfer, D. Moreau, Nuclear Fusion **32** 1845 (1992)
- [KML93] K. Kupfer, D. Moreau , and X. Litaudon, Phys. Fluids **B5** (12), p4391 (1993)
- [Lau83] Laurent L., Thèse, Université de Paris-Sud, centre d'Orsay (1983).

- [Lit90] X. Litaudon, Thèse de Doctorat, Université de Provence, Aix-Marseille I, (1990)
- [Lit92] X. Litaudon, G. Berger-By, P. Bibet, J.P Bizarro, J.J Capitain, J. Carrasco, M. Goniche, G.T. Hoang, K. Kupfer, R. Magne, D. Moreau, Y. Peysson, J.M. Rax, G. Rey, D. Rigaud, G. Tonon, Nuclear Fusion **32** (1992) 1883
- [Lit96a] X. Litaudon, R. Arslanbekov, C.T Hoang, E. Joffrin, F Kazarian-Vibert, D. Moreau, Y. Peysson and al., Plasma Phys. Control Fusion **38** p 1603 (1996)
- [Lit96b] X. Litaudon and Tore Supra Team, Plasma Phys. Control. Fusion **38** A251 (1996)
- [MN84] D. Moreau et T. K. Nguyen, Rapport EUR-CEA-FC-1246, Centre d'études nucléaires de Grenoble, (1984).
- [MRS88] D. Moreau, J. M. Rax, A. Samain, in proceedings of the 15th Eur. Conf. On Contr. Fusion and Plasma Heating, Dubrovnik, Vol. III, 995 (1988)
- [MRS89] D. Moreau, J. M. Rax, A. Samain, Plasma Physics and Controlled Fusion **31** 1895 (1989)
- [Pey96] Y. Peysson, R. Arslanbekov, V. Basiuk, J. Carrasco, X. Litaudon, and D. Moreau, Phys. Plasma **3** (10), October (1996)
- [Pey98] Y. Peysson et al., 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama (Japan), oct (1998)
- [PI99] Y. Peysson, F. Imbeaux, Rapport EUR-CEA-FC-1665, Centre d'étude nucléaire de Cadarache, (1999)
- [Seg93] Ségui J.L, communication privée, Association Eur-CEA/DRFC, n^o72 (1993)
- [SGG97] J.L Ségui, P. Gomez, G. Giruzzi. In proceedings of the Tenth Joint Workshop on ECE, Ameland (1997).

- [TSG99] Thouvenin D., Ségui J.L., Gomez P., communication privée, Association Eur-CEA/DRFC, n^o72, à publier

PARTIE V

Dynamique de l'absorption de l'onde hybride basse par le plasma vue par l'émission cyclotronique électronique

L'objectif

Un nouvel outil est développé pour étudier la dynamique des électrons rapides. Plus précisément, on cherche à mesurer les caractéristiques fondamentales décrivant l'évolution de la population d'électrons en présence du chauffage à la fréquence hybride basse.

- Identifications et mesures des temps caractéristiques du processus de diffusion quasi-linéaire et du processus de diffusion angulaire de type collisionnel dans l'espace des impulsions.
- Mesure du coefficient de diffusion quasi-linéaire. Détermination du régime de diffusion des ondes hybrides.
- Estimation de la zone radiale où se dépose l'essentiel de la puissance hybride par l'émission cyclotronique électronique.
- Estimation de la température perpendiculaire.

Introduction

La description de la population électronique par une fonction de distribution maxwellienne ne suffit plus dans de nombreux domaines de la recherche tels que l'interaction plasma-laser [Jor84], les lasers X [Glo95], l'astrophysique [PA92]. Dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée, la génération de courant induit par de fortes puissances additionnelles comme le chauffage à la fréquence hybride basse [Fis87], ou par un champ électrique toroïdal, crée aussi une fonction de distribution des électrons non-maxwellienne. Une queue anisotrope d'électrons suprathermiques, dans la direction parallèle au champ magnétique de confinement, s'ajoute au corps maxwellien de la fonction de distribution. La dynamique de cette fonction de distribution est toujours gouvernée par les collisions coulombiennes et la turbulence qui induit un transport radial, auxquels s'ajoutent les phénomènes physiques générant le courant induit, comme par exemple l'absorption de l'onde hybride basse que nous allons étudier.

La description de cette absorption par la théorie quasi-linéaire est aujourd'hui encore largement discutée [PK99]. Cependant, cette théorie utilisée dans de nombreux codes Fokker-Planck [PS98], permet d'obtenir des résultats, comme le profil du dépôt de puissance, en accord avec les mesures données par le diagnostic de tomographie X-durs. Comme nous l'avons montré dans la partie III de cette thèse, la théorie quasi-linéaire permet d'introduire des temps caractéristiques dans l'évolution temporelle de la fonction de distribution électronique. Une question importante se pose à laquelle nous allons essayer de répondre : *Pouvons nous mesurer un temps caractéristique du processus de diffusion quasi-linéaire, et même en déduire une valeur du coefficient de diffusion ?*

Lors de l'absorption des ondes à la fréquence hybride basse par les électrons, la dynamique de leur fonction de distribution dépend des opérateurs relativistes de collision, de diffusion quasi-linéaire et de champ électrique résiduel dans l'espace des impulsions. L'opérateur de collision décrit les phénomènes de friction, de diffusion en énergie et de diffusion angulaire. La diffusion angulaire de type collisionnel, à laquelle nous nous sommes particulièrement intéressés, décrit une redistribution entre les degrés de liberté perpendiculaire et parallèle au champ magnétique de confinement. La diffusion quasi-linéaire décrit l'interaction entre l'onde à la fréquence hybride basse et les électrons qui crée la queue d'électrons suprathermiques. L'opérateur prenant en compte le champ électrique résiduel décrit l'accélération des électrons dans le sens toroïdal. En se limitant aux premières millisecondes suivant l'injection de puissance, notre étude se restreint volontairement aux processus de diffusion quasi-linéaire et de diffusion angulaire.

Cette dynamique est analysée par le biais de l'émission cyclotronique électronique de la population d'électrons suprathermiques. Une stratégie est mise en place afin de mettre en évidence le processus de diffusion quasi-linéaire, notamment afin de donner une estimation expérimentale du coefficient de diffusion quasi-linéaire. Ce travail repose sur une hypothèse assez délicate. Chaque fréquence d'analyse du radiomètre doit être corrélée à une seule énergie électronique. Cela restreint l'étude expérimentale à des chocs où l'essentiel de la puissance hybride se dépose sur une largeur radiale assez fine. Cette position radiale doit aussi être suffisamment excentrée pour que la population suprathermique observée par le radiomètre soit dans le domaine de diffusion, c'est à dire dans la zone où va s'établir le plateau de la fonction de distribution électronique. Ces hypothèses sur le dépôt de puissance sont vérifiées à forte densité électronique, température électronique modérée et à puissance hybride relativement faible comme le montre les profils donnés par le diagnostic des X-durs.

Afin de faciliter l'analyse du rayonnement cyclotronique électronique (ECE) reçu par le radiomètre Superhétérodyne, le champ magnétique est choisi de manière à mesurer le rayonnement au premier harmonique en mode ordinaire (mode O_1). Dans ce cas, le rayonnement est proportionnel à la fonction de distribution parallèle que multiplie la température perpendiculaire [Gir84], même avec une fonction de distribution perpendiculaire non-maxwellienne, comme nous l'avons montré dans le chapitre V de la partie III. Trois

fréquences d'analyses sont utilisables. Nous aurons donc sur un même choc la possibilité d'étudier avec le radiomètre les différents phénomènes à des énergies distinctes. Nous déterminerons aussi le type de régime de diffusion rf suivant les paramètres du plasma : Faible diffusion rf si le terme décrivant les collisions est plus important que le terme décrivant la diffusion quasi-linéaire et forte diffusion dans le cas contraire. Nous caractériserons le processus de diffusion angulaire (pitch angle scattering) et donnerons une valeur de température perpendiculaire.

Nos résultats sur le dépôt de puissance sont comparés aux profils donnés par le diagnostic des X-durs. Et ceux sur les temps caractéristiques de la diffusion angulaire sont comparés à ceux obtenus lors d'expériences sur la relaxation du rayonnement cyclotronique électronique lorsqu'on coupe le chauffage hybride en moins d'une milliseconde [Mic95], [Gir95].

Chapitre I

La campagne expérimentale

Dans ce chapitre, nous définirons la stratégie et les paramètres du plasma qui vont nous permettre de réaliser nos objectifs.

- Dépôt de puissance hybride de manière à observer avec le radiomètre Superhétérodyne les électrons ayant une énergie de l'ordre de 100 keV.
- Temps caractéristiques en adéquation avec les résolutions temporelles de nos instruments et les contraintes technologiques.
- Paramètres du plasma choisis pour faciliter l'analyse du rayonnement cyclotronique électronique (ECE)

V.I.1 La stratégie

Le rayonnement cyclotronique électronique est mesuré dans le plan horizontal. Dans la partie III chapitre V, nous avons montré que l'intensité reçue par le radiomètre à une fréquence donnée est la somme, sur le trajet du rayon, des contributions thermiques et suprathermiques (gamme d'énergie importante). Nous désirons étudier, pour une fréquence d'analyse du radiomètre, le rayonnement suprathermique à une énergie fixée.

Pour éliminer la composante thermique tant du point de vue de l'émission que de l'absorption, le rayonnement est analysé à des fréquences suffisamment basses pour que le rayonnement thermique soit négligeable (une fréquence associée à la périphérie du plasma).

A cette fréquence, seul le rayonnement suprathérme du fait de la descente (down shift) en fréquence due au facteur relativiste est observable. Avec

$$f_0 = \frac{f_{ce}}{\gamma}$$

La densité étant négligeable à cette fréquence, l'absorption thermique l'est aussi. Le rayonnement mesuré est proportionnel au coefficient d'émission (Chapitre II de cette partie).

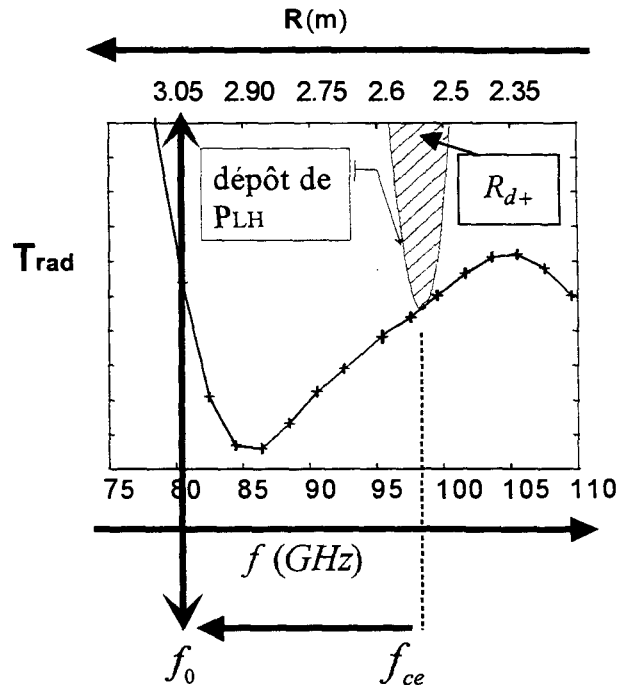


Figure V.1 Température radiative

Pour se restreindre à l'étude d'un rayonnement venant d'une population d'électrons rapides à une seule énergie par fréquence d'analyse, il faut que le dépôt de puissance soit localisé sur un rayon r_d donné. **Cela implique deux zones observables par le radiomètre. Une première dont la coordonnée grand rayon vaut $R_{d+} = R_{mag} + r_d$, et la seconde où $R_{d-} = R_{mag} - r_d$.** Ce dépôt doit être excentré par rapport au centre magnétique ($\rho \approx 0.2 - 0.3$) de manière à **pouvoir observer le rayonnement d'une population d'électrons autour de 100 KeV provenant de la zone R_{d+} , c'est à dire observer la formation du plateau de la fonction de distribution électronique. L'étude du rayonnement émis par une population d'électrons en R_{d+} , dont l'énergie est proche de l'énergie maximum sur le domaine de diffusion ($E_{max} \approx 140keV$), permet de supposer que le rayonnement émis par les électrons d'une position dont la coordonnée R est inférieure à R_{d+} , est observé par le radiomètre à une énergie suffisamment haute pour se trouver hors du domaine de diffusion.** La contribution du rayonnement des électrons émis de la

position R_{d-} sur le rayonnement total pourra être négligée dans notre analyse. Ainsi, pour une fréquence d'analyse du radiomètre f_0 et une position R_{d+} , le profil temporel du rayonnement cyclotronique électronique sera l'image de l'évolution de la population d'électrons à une seule énergie.

Ces hypothèses sont vérifiées pour des décharges où la densité centrale est forte ($n_{e0} \approx 5 - 6 \times 10^{19} m^{-3}$), la température électronique est modérée ($T_{e0} = 2.5 keV$) et la puissance hybride injectée est faible comme le montrent, sur la figure V.4, les profils de tomographie X-durs des expériences que nous avons réalisées.

Le diagnostic de tomographie des X-durs n'est pas adapté pour étudier l'évolution temporelle du dépôt de puissance sur une ou deux millisecondes, sa résolution temporelle étant d'une dizaine de millisecondes. En revanche, ce diagnostic donne une bonne image de la largeur radial du dépôt [Pey99]. Le radiomètre a une excellente résolution temporelle (moins de dix microsecondes). Ce diagnostic est le complément indispensable de la tomographie pour toutes les études sur l'évolution temporelle des profils de densité de puissance.

Le dépôt de puissance semble intimement lié à la surface magnétique $q=1$. La corrélation entre le pic du dépôt de puissance et la surface $q=1$ est particulièrement intéressante dans le régime étudié, une forte densité et une faible puissance hybride injectée [Pey98], dans la mesure où les dents de scies du rayonnement cyclotron s'inversent sur cette surface (figures V.3 (a) et (b)). Cette surface présente l'avantage indéniable d'être facilement repérable sur nos signaux.

V.I.2 Expressions analytiques des temps caractéristiques des processus étudiés.

On va rappeler les expressions des temps caractéristiques vues dans la partie III chapitre I.

- La diffusion radiale :
 - de l'ordre de la seconde
 -
- La friction et la diffusion angulaire :

$$t_u = \frac{u^3}{\nu_c \gamma^2}$$

$$t_\mu = \frac{u^3}{(Z_{eff} + 1) \nu_c \gamma}$$

- Le champ électrique résiduel :

$$t_E = \frac{E_D}{\nu_c E_{||}} u_{||}$$

- La diffusion rf :

$$t_{D_{qf}} = \frac{u_{||}^2}{\nu_c D_0}$$

On remarque que, dans le régime étudié,

$$t_{D_{qf}} < t_\mu < t_u$$

On rappelle : La fréquence de collision s'écrit $\nu_c = (4\pi e^4 n_e \ln \Lambda) / (m_e^2 v_t^3)$
avec la vitesse thermique $v_t = (T_e/m_e)^{1/2}$.

V.I.3 Les paramètres du plasma

Pour obtenir une réponse du plasma la plus intéressante possible, la puissance hybride doit être injectée comme un quasi échelon par rapport aux différents processus physiques que nous allons étudier. Suivant les chocs, la puissance varie de 0.4 à 1.2 MW, ce qui permet de

caractériser le temps de diffusion associé à l'interaction entre l'onde hybride basse et les électrons en fonction de la puissance injectée.

En réalité, la puissance hybride n'est pas forcément injectée comme un échelon face au processus de diffusion quasi-linéaire. Etudions le front de montée de la puissance rf en sortie des klystrons.

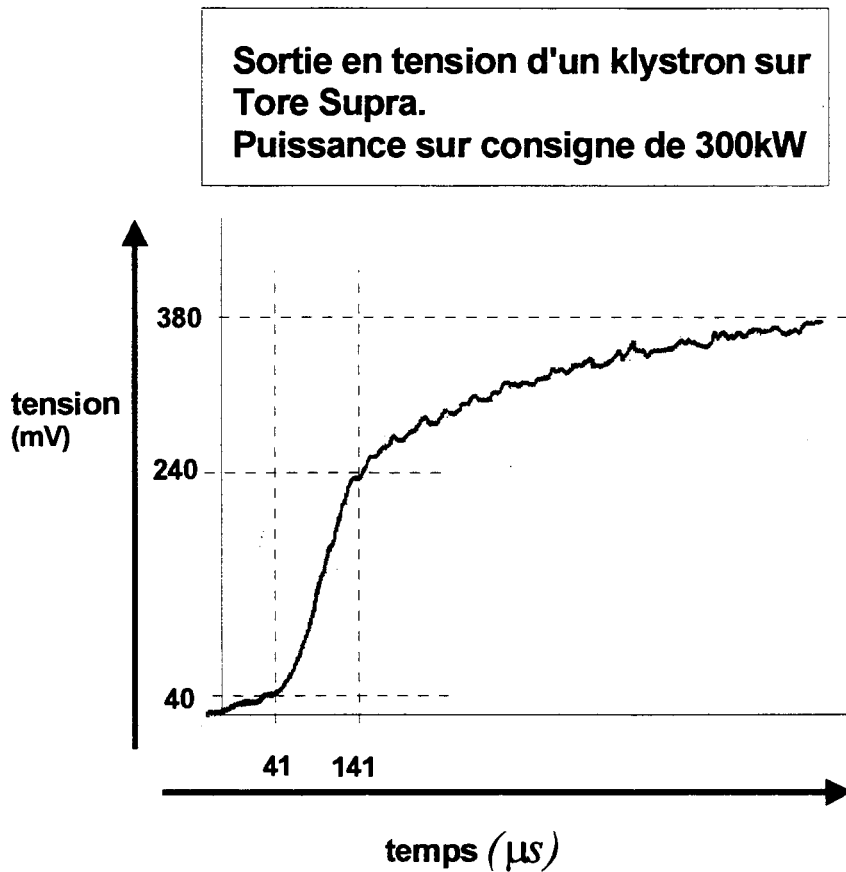


Figure V.2 Front de montée de la puissance hybride sur Tore Supra

Cette tension représente la puissance incidente. Elle s'écrit

$$V = V_0(1 - \exp(-t / \tau))$$

Dont on déduit τ , le temps caractéristique de la montée de la puissance incidente, en étudiant la partie linéaire du signal.

$$\tau \approx \frac{\Delta t}{\Delta V} (V_{\max} - 40) \approx 170 \mu s$$

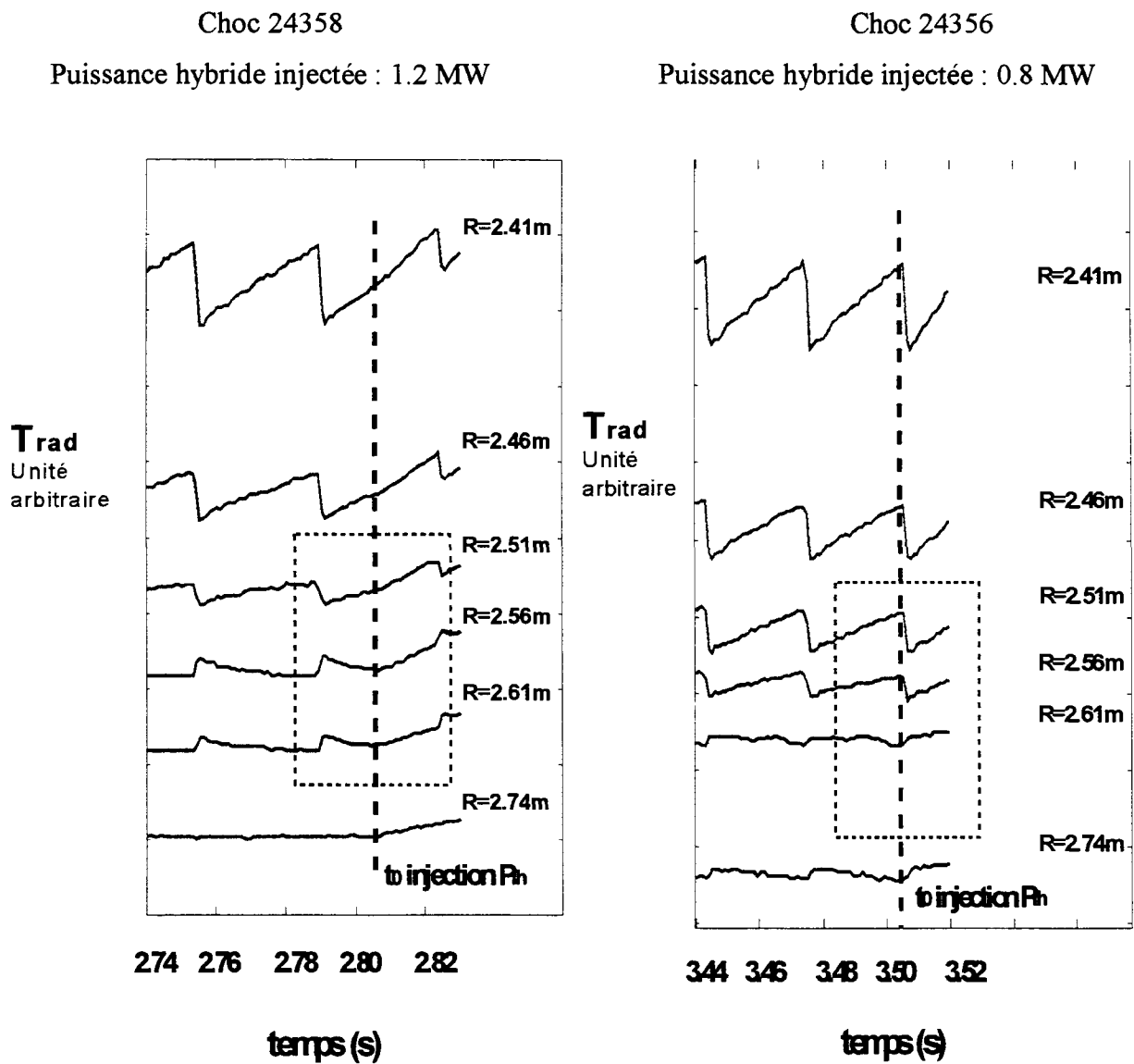
Technologiquement, le front de montée de la puissance sortant des klystrons nous limite dans la mesure des temps caractéristiques (autour de 300 microsecondes). Le temps caractéristique de la diffusion étant inversement proportionnel à la puissance injectée (chapitre II de cette partie), ce critère nous limite en puissance. Dans le cas de nos paramètres du plasma, on verra que cette limite est atteinte pour une puissance à peine supérieure à 1.2 MW.

Pour analyser le comportement du coefficient d'émission le plus facilement possible, le champ magnétique sera élevé (3.8T) de manière à observer ce rayonnement au premier harmonique du mode ordinaire. Ainsi le coefficient d'émission s'écrira en fonction de la température perpendiculaire, même si la fonction de distribution perpendiculaire n'est pas maxwellienne ([Gir84], chapitre V de la partie III)

Pour que le rayonnement cyclotronique puisse être associé au coefficient d'émission, on choisit des fréquences d'analyse où le radiomètre ne reçoit plus de rayonnement thermique, autrement dit des fréquences qui puissent être associées au bord du plasma, $f=78.5, 80.5, 82.5$ GHz.

En imposant une forte densité, le profil du dépôt de puissance est piqué pour de faibles puissances et une température électronique modérée. Pour tous les chocs, la densité centrale sera à peu près équivalente ($5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Le courant plasma est de 1.5 MA. La tension par tour est de l'ordre de 1.2V, et ne varie pas sur les 10 millisecondes qui vont être étudiées.

Un récent travail [Pey98] a montré que pour de faibles puissances ($P_{lh} < 2\text{MW}$) et de fortes densités, le dépôt de puissance est lié à la surface $q=1$. Les origines physiques d'un dépôt sur la surface $q=1$ ne sont pas identifiés. Il s'agit plutôt de constations expérimentales d'une corrélation sur Tore Supra entre la position du pic du dépôt de puissance et la surface $q=1$. La validation ultérieure de telles corrélations sur Tore Supra laisse envisager d'intéressantes perspectives d'études temporelles du dépôt de puissance par le diagnostic superhétérodyne. Les figures V.3 (a) et (b) nous permettent d'estimer la zone où les dents de scie s'inversent sur les profils de rayonnement cyclotronique électronique.



Figures V.3 (a) et (b)

Dans le cas du choc 24358, la puissance se dépose principalement vers $R=2.56$ m, la première voie où les dents de scies s'inversent. Cette position correspond à la fréquence 97.5 Ghz.

Dans le cas du choc 24356, la puissance se dépose principalement vers $R=2.61$ m, la première voie où les dents de scies s'inversent. Cette position correspond à la fréquence 95.5 Ghz.

Ce comportement se retrouve pour tous les chocs de nos expériences. Le pic du dépôt de puissance se trouve entre $2.56 \text{ m} < R < 2.61 \text{ m}$. Cette différence induit une incertitude sur l'énergie des électrons suprathermiques générés par l'onde hybride de seulement 15 keV .

Comparons cette estimation de la position du pic du dépôt de puissance avec celle donnée par les X-durs (résolution spatiale 5 cm , résolution en énergie 8 canaux de largeur 20 keV).

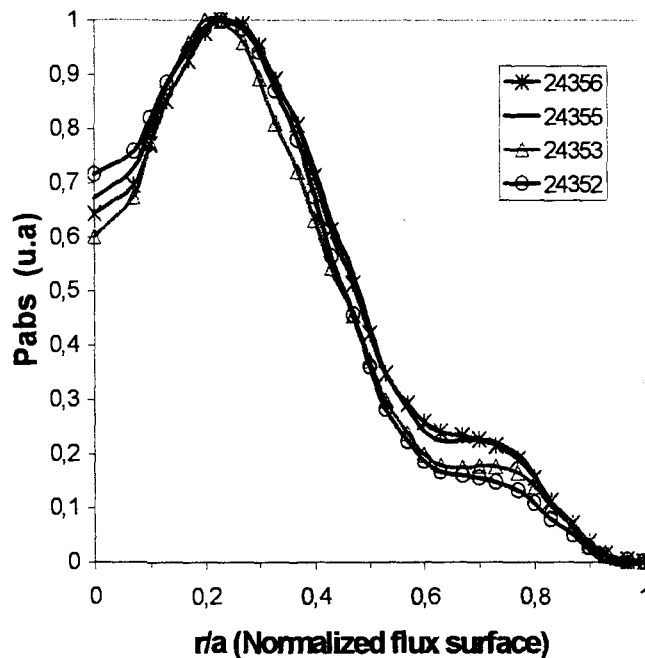


Figure V.4 Profils de tomographie X-durs

Sur la figure V.4, on note que les profils sont piqués et que le pic du dépôt de puissance se trouve en $\rho_d = \frac{r_d}{a} = 0.2 - 0.3$, avec un petit rayon $a = 0.75 \text{ m}$. Le centre magnétique pour les chocs étudiés vaut $R_{mag} = 2.39 - 2.41 \text{ m}$. La position du dépôt de puissance, côté champ faible, vaut $R_{d+} = 2.55 - 2.62 \text{ m}$. On retrouve le résultat obtenu avec l'émission cyclotronique électronique. Ce résultat corrobore les corrélations faites par Y. Peysson sur Tore Supra. Pour la suite de notre travail, conscient des faiblesses aujourd'hui d'une approche de la localisation du dépôt basée sur le radiomètre, nous utilisons que les profils donnés par la tomographie X-dur.

Notre principal objectif est d'étudier le développement du plateau quasi-linéaire de la fonction de distribution, autrement dit, une population d'électrons ayant une énergie de

l'ordre de la centaine de keV. Les voies les plus basses en fréquence (78.5 Ghz, 80.5Ghz, 82.5 GHz) correspondent à des positions $R > 2.96$ m, où la densité électronique est suffisamment basse pour négliger toute absorption thermique. A ces fréquences, seul le rayonnement suprathermique pourra être mesuré du fait de la descente en fréquence de l'émission cyclotronique électronique de la population suprathermique.

$$f = \frac{f_{ce}}{\gamma} \text{ avec } \gamma \text{ le facteur relativiste}$$

L'énergie des électrons s'écrit :

$$E = m_e c^2 (\gamma - 1) = m_e c^2 \left(\frac{f_{ce}}{f} - 1 \right)$$

Et les impulsions normalisées :

$$u = \sqrt{\frac{511}{T_e} \left(\left(\frac{f_{ce}}{f} \right)^2 - 1 \right)^{1/2}} \text{ et } u_{||} \approx \sqrt{u^2 - 2 \frac{T_{\perp}}{T_e}}$$

Appliquées aux positions des dépôts de puissance LH et des fréquence d'analyses, on en déduit le tableau V.1 : Equivalence fréquence d'analyse – Energie des électrons observés

Tab. V.1 Equivalence fréquence d'analyse – Energie des électrons observés

f_{ce} (Ghz)	97.5			95.5		
R (m) dépôt	2.56			2.61		
LH						
f (Ghz)	E (keV)	$u_{ }$ $T_e = 2keV$ $T_{\perp} / T_e = 15$	u $T_e = 2keV$	E (keV)	$u_{ }$ $T_e = 2keV$ $T_{\perp} / T_e = 15$	u $T_e = 2keV$
78.5	124	10.9	11.8	111	10.2	11.1
80.5	108	9.9	10.9	95	9.2	10.2
82.5	93	9	10.1	81	8.2	9.3

A fréquence d'analyse fixée, la largeur du dépôt induit une incertitude d'à peine 15 keV sur 100 keV. La population d'électrons que l'on va étudier se trouve bien dans le domaine de diffusion. Le domaine de propagation de l'onde, l'accessibilité sont définis comme dans le premier chapitre de la partie IV. Nous y reviendrons dans le chapitre III de cette partie.

On remarque pour les signaux de résolution temporelle très fine (32 microsecondes) que les voies associées aux fréquences 95.5 et 97.5 GHz sont celles où la température s'élève en premier.

V.I.4 Ordre de grandeurs des constantes de temps caractéristiques de la formation de la fonction de distribution

Pour nos expériences, tous les plasmas ont sensiblement les mêmes paramètres.

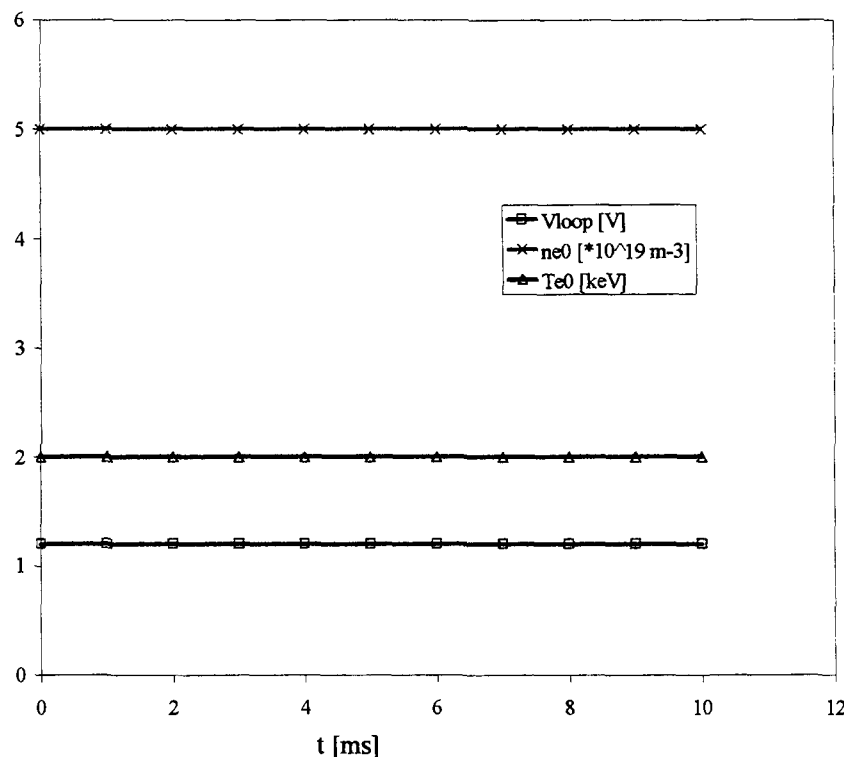


Fig V.4b Paramètres plasmas de nos expériences sur 10 ms

On considère que les paramètres du plasma n'évoluent pas sur la durée d'analyse ($\approx 10ms$) du rayonnement associé aux électrons suprathermiques. La densité électronique au centre du plasma est de $5-6 \cdot 10^{19} m^{-3}$, la température de 2 keV (à $R=2.55m$), la tension par tour de 1.2 V, le petit rayon de 0.75 m, la fréquence de collision $\tau_c = 1/\nu_c \approx 10\mu s$, une impulsion normalisée moyenne pour les fréquences qu'on va étudier de 10.5.

Pour ces paramètres du plasma, les ordres de grandeurs des temps caractéristiques des processus physiques impliqués sont obtenus en appliquant les expressions analytiques développées dans le chap. I de la partie III Modélisation.

- diffusion radiale : $\tau_R = 0.56s$
- champ électrique résiduel : $\tau_E = 14ms$
- friction : $\tau_f > 10ms$ Le temps associé à la diffusion en énergie est encore plus grand.
- diffusion angulaire : $\tau_{pa} = 4 - 5ms$
- diffusion quasi-linéaire : $\tau_{Dql} = 1000 / D_0 \mu s$

Ces ordres de grandeur valident les hypothèses qui nous ont fait sélectionner certains phénomènes physiques plutôt que d'autres, afin d'obtenir un modèle analytique convenable sur quelques millisecondes décrivant le comportement de la fonction de distribution parallèle et de la température perpendiculaire, autrement dit du rayonnement suprathermique.

L'influence du champ électrique résiduel devrait être négligeable, même en tenant compte des collisions. De plus, le champ électrique normalisé au champ de Dreicer est inférieur à 10^{-2} pour ces plasmas. Au chapitre suivant, nous verrons que, dans ce cas, son influence est bien négligeable.

Chapitre II

L'approche théorique

Ce chapitre détaille la méthode théorique d'analyse du rayonnement cyclotronique électronique reçu par le radiomètre. Les expressions analytiques obtenues dans la partie III « Modélisation » seront utilisées pour fiter le rayonnement expérimental. Cette analyse nous permet de déterminer les paramètres fondamentaux de l'évolution de la fonction de distribution électronique en présence du chauffage à la fréquence hybride basse. Enfin, nous montrerons la sensibilité du modèle en fonction des constantes caractéristiques.

V.II.1 Solution analytique de l'équation de Fokker-Planck (2-D).

La fonction de distribution que nous allons prendre en compte décrit l'évolution de la population d'électrons rapides soumis à la diffusion quasi-linéaire traduisant l'absorption de l'onde hybride basse et à la diffusion angulaire dans l'espace des vitesses de type collisionnel

traduisant une redistribution entre les degrés parallèle et perpendiculaire au champ magnétique de confinement.

Nous avons négligé la contribution de la diffusion radiale, la diffusion de type collisionnel en énergie et la friction. Nous avons montré dans le paragraphe V.I.4 que les constantes de temps caractéristiques associées à ces phénomènes sont supérieures à plusieurs dizaines de millisecondes et donc beaucoup plus grandes que les constantes de temps des phénomènes physiques que nous allons étudier dans cette thèse.

Reprenons les principaux résultats obtenus dans la partie III Modélisation chapitre II.

L'équation de Fokker-Planck s'écrit :

$$\frac{1}{\nu_c} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} D \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}} + \frac{u_{\parallel}^2}{u^3} \frac{4\gamma(Z_{eff} + 1)}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial u_{\perp}^2} + u_{\perp}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial u_{\perp}^4} \right) + E_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial u_{\parallel}}$$

avec

$$D(u_{\parallel}) = \begin{cases} D_0 = \frac{D_{qt}}{\nu_c P_i^2} & u_1 \leq u_{\parallel} \leq u_2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Où la solution générale vérifie la normalisation

$$2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} du_{\parallel} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f(\mathbf{r}, u_{\parallel}, u_{\perp}, t) = n_e(\mathbf{r}, t)$$

Avec la fonction de distribution parallèle qui s'écrit

$$f_{\parallel} = \frac{2\pi}{n_e} \int_0^{+\infty} du_{\perp} u_{\perp} f \quad (\text{V.1})$$

ce qui définit la fonction de distribution perpendiculaire

$$f_{\perp} = f / (n_e f_{\parallel}) \quad (\text{V.2})$$

Dans le cadre de nos expériences où $\nu_c \approx 10 \mu s$, $u_{||} \approx 10$, $u_1 \approx 3.5$, le champ électrique résiduel normalisé au champ de Dreicer satisfait :

$$E_{||} < 10^{-2}$$

D'où d'après l'expression analytique du temps t_E lié au champ électrique résiduel obtenue dans la partie III :

$$t_E = \frac{1}{\nu_c \frac{\eta_0(u_{\perp}^2)}{u_{||}} + \frac{E_{||}}{u_2 - u_1}} > 10ms \quad (V.3)$$

terme dû aux collisions

 terme dû au champ électrique résiduel

Dans la mesure où le rayonnement cyclotronique électronique sera étudié sur moins de 10 ms, l'influence du champ électrique résiduel sur l'évolution temporelle de la fonction de distribution électronique sera négligée.

En s'appuyant sur la modélisation développée dans la partie III de cette thèse, on obtient pour $u_{||} > u_1$:

$$f_{||} = f_{||stat} (1 - \exp(-t/t_{Dqt})) \quad (V.4)$$

Et

$$f_{\perp} = f_{\perpstat} + \left(\frac{1}{2\pi} \exp(-u_{\perp}^2/2) - f_{\perpstat} \right) \exp\left(-\frac{t}{t_{pa}}\right) \quad (V.5)$$

Avec $f_{||stat}$, la partie stationnaire de la fonction de distribution $f_{||}$ décrivant le processus de diffusion quasi-linéaire, et f_{\perpstat} , la partie stationnaire de la fonction de distribution f_{\perp} décrivant le processus de diffusion angulaire, définis dans la partie III chapitres II et III.

où

$$t_{pa} = \frac{u^3}{2\nu_c \gamma (Z_{eff} + 1)} \quad (\text{V.6}) \quad \text{est le temps caractéristique de la diffusion angulaire dans}$$

l'espace des vitesses (pitch angle scattering).

$$t_{Dql} = \frac{1}{\nu_c} \frac{(u_2 - u_1)^2}{D_0 \pi^2} \quad (\text{V.7}) \quad \text{est le temps caractéristique de la diffusion quasi-linéaire}$$

La température perpendiculaire se déduit simplement des expressions précédentes :

$$\frac{T_{\perp}}{T_e} = \frac{T_{\perp s}}{T_e} + \left(1 - \frac{T_{\perp s}}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{t}{t_{pa}}\right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \xrightarrow{\tau \rightarrow 0} 1 \\ \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} \frac{T_{\perp s}}{T_e} \end{array} \right. \quad (\text{V.8})$$

Avec les notations habituelles

$\nu_c = (e^4 n_e \ln \Lambda) / (4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_t^3)$ la fréquence de collision où n_e est la densité électronique, $\ln \Lambda$ est le logarithme Coulombien, Z_{eff} est la charge effective et m_e la masse de l'électron. Les impulsions u , $u_{//}$, u_{\perp} sont normalisées à l'impulsion thermique $u = p / p_t$ avec $p_t = m_e v_t$ où la vitesse thermique v_t s'écrit

$$v_t = \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2} = c \sqrt{\frac{T_e}{511}}$$

u_1, u_2 sont les frontières respectivement basse et haute du domaine de résonance

V.II.2 Intensité radiative

Sans reprendre tout le calcul effectué dans le chapitre V de la partie III, nous avons montré (d'après (III.211) et (III.213)) que :

$$I_{1\omega} = \frac{\int_0^{\tau_0} \frac{j_{1\omega \text{ supra}}}{\alpha} \exp(\tau - \tau_0) d\tau + \frac{\omega^3 T_e (1 - \exp(-\tau_0))}{\omega_{ce} 8\pi^3 c^2}}{1 - C_R \exp(-\tau_0)} \quad (\text{V.9})$$

Pour les fréquences d'analyses ω comprises entre 78.5 GHz et 82.5 GHz, le radiomètre mesure un rayonnement thermique provenant de la région du bord du plasma ($R > 2.95$ m) où la température est très faible ($T_e < 0.5 \text{ keV}$). Sur la dizaine de millisecondes qui vont nous intéresser, la température électronique peut être considérée comme une constante. On retranche de notre signal la valeur de la température juste avant l'injection de puissance. L'intensité que l'on mesure n'est plus que l'intensité suprathermique. L'expression (V.9) devient :

$$I_{1\omega}^{\text{supra}} = \frac{\int_0^{\tau_0} \frac{j_{1\omega \text{ supra}}}{\alpha} \exp(\tau - \tau_0) d\tau}{1 - C_R \exp(-\tau_0)} \quad (\text{V.10})$$

Cette expression s'écrit avec le changement de variable $d\tau = \alpha dR$ (V.11)

$$I_{1\omega}^{\text{supra}} = \frac{\int_0^R dR j_{1\omega \text{ supra}} \exp(\int \alpha dR - \tau_0)}{1 - C_R \exp(-\tau_0)} \quad (\text{V.12})$$

Le dépôt de puissance est considéré comme localisé. Sur cette zone, le coefficient d'émission et d'absorption peuvent être pris constants. L'expression (V.12) s'écrit :

$$I_{1\omega}^{\text{supra}} = \frac{j_{1\omega \text{ supra}} \Delta R \exp(-\tau_0)}{1 - C_R \exp(-\tau_0)} \quad (\text{V.13}) \text{ avec } \Delta R \text{ la largeur du dépôt.}$$

avec l'épaisseur optique thermique :

$$\tau_0 = 1.9 \frac{n_e T_e}{B_0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \mu_0^1 \quad (\text{V.14})$$

où n_e, T_e sont respectivement la densité et la température électronique du plasma dont la coordonnée grand rayon vaut R , R_0 le centre magnétique, C_R le coefficient de réflexion sur les parois et μ_0^1 représentant les effets de densité finie.

L'intensité (V.13) reçue par le radiomètre ($f \leq 82.5 \text{ MHz}$ correspondant à des positions dans le plasma où $R > 2.95 \text{ m}$) est proportionnelle au coefficient d'émission de la population d'électrons qui se trouve dans la zone où se dépose principalement la puissance hybride.

V.II.3 Dynamique du rayonnement ECE

Dans la partie III chapitre V, nous avons donné l'expression du coefficient d'émission au premier harmonique du fondamental. Il s'écrit :

$$j_{1\omega}(u_+, t) = \frac{n_e e^2 \omega^3}{16\pi^2 \epsilon_0 \omega_c^2 c^3} u_+ f_{//}(u_+, t) T_{\perp}(u_+, t) \quad (\text{V.15})$$

avec e, ω, ω_c respectivement la charge de l'électron, la fréquence de mesure du radiomètre, la fréquence cyclotronique électronique.

Où l'impulsion normalisée résonnante vaut pour l'harmonique fondamental :

$$u_+ = \sqrt{511/T_e} \sqrt{(\omega_c / \omega)^2 - 1} \quad (\text{V.16})$$

Ainsi, comme le dépôt est localisé, chaque fréquence d'analyse mesure le coefficient d'émission correspondant à une population d'électrons ayant l'énergie $E_+ = m_e c^2 (\gamma - 1)$

$$(V.17)$$

On remarque que l'intensité radiative est proportionnelle à la fonction de distribution électronique parallèle, à la température perpendiculaire et à l'inverse d'un facteur qui dépend de l'épaisseur optique. Pour s'affranchir d'un maximum de paramètres, nous étudierons le rapport de l'intensité radiative sur cette même intensité mais à un temps fixé. L'épaisseur optique étant faible ($\tau_0 < 0.15$), le rayonnement suprathermique franchit la raie d'absorption.

Ce rapport permet de réduire la dépendance temporelle du rayonnement à seulement trois inconnus.

$$\frac{J_{10\omega}}{J_{10\omega}(t_i)} = \frac{f_{\parallel} T_{\perp}}{f_{\parallel}(t_i) T_{\perp}(t_i)}, \text{ pour un temps fixé } t_i \quad (V.18)$$

soit d'après (V.4) et (V.8)

$$\frac{I_{10\omega}(t)}{I_{10\omega}(t_i)} = \frac{[1 - \exp(-t/t_{Dql})] \left[(T_{\perp s} / T_e) + (1 - (T_{\perp s} / T_e)) \exp(-t / t_{pa}) \right]}{[1 - \exp(-t_i / t_{Dql})] \left[(T_{\perp s} / T_e) + (1 - (T_{\perp s} / T_e)) \exp(-t_i / t_{pa}) \right]} \quad (V.19)$$

Il dépend explicitement des trois inconnues suivantes :

- t_{Dql}
- t_{pa}
- $T_{\perp s}$ qui correspond à la valeur stationnaire de la température perpendiculaire.

Une méthode itérative va être utilisée pour fiter le rayonnement expérimental avec juste deux inconnues. Cette méthode s'appuie sur l'hypothèse que les temps caractéristiques de la diffusion quasi-linéaire et de la diffusion angulaire ne sont pas du même ordre de grandeur.

- Sur l'échelle de temps des millisecondes : On fixe le temps de diffusion quasi-linéaire, (ce processus est considéré comme étant dans un état stationnaire). Le temps caractéristique de la diffusion angulaire et la valeur stationnaire de la température perpendiculaire sont fités avec notre modélisation du rayonnement suprathermique.
- Sur l'échelle de temps des centaines de microsecondes : Le temps de diffusion angulaire est fixé par le fit précédent. Le temps de diffusion quasi-linéaire et la valeur stationnaire de la température perpendiculaire sont fités.
- On se replace sur l'échelle des millisecondes : Cette fois ci, le temps de diffusion quasi-linéaire est pris égal à celui obtenu au fit précédent. On obtient de nouvelles valeurs pour le temps de la diffusion angulaire et pour la température perpendiculaire.
- Et ainsi de suite jusqu'à ce que les deux temps caractéristiques et la valeur stationnaire de la température perpendiculaire soient constants d'un fit à l'autre.

La figure V.1 représente l'évolution temporelle théorique du rayonnement en fixant certaines valeurs pour nos trois inconnues.

Au delà de quatre ou cinq millisecondes, le processus de diffusion quasi-linéaire peut être considéré comme achevé. En se plaçant sur cette échelle de temps de quelques millisecondes, le rayonnement expérimental pourra être fité indépendamment de la connaissance du temps de diffusion quasi-linéaire, c'est à dire en tenant compte que du temps de la diffusion angulaire et de la valeur stationnaire de la température perpendiculaire normalisée.

En pratique, nous fixerons le temps de diffusion quasi-linéaire sur cette échelle de temps à 700 microsecondes, cest à dire l'ordre de grandeur de son temps caractéristique.

Même sur une ou deux millisecondes, l'impact du temps de diffusion angulaire n'est pas négligeable sur l'évolution du rayonnement.

Etudions à présent la sensibilité de notre modélisation.

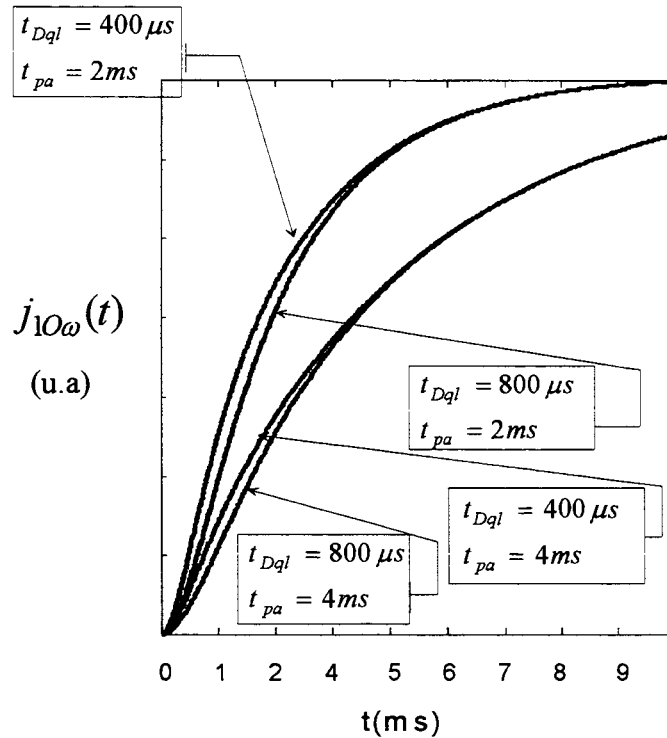


Figure V.5 : Evolution temporelle du rayonnement théorique en fonction des constantes caractéristiques avec $T_{\perp s} / T_e = 15$

La figure V.7 représente l'évolution du rapport des intensités (V.19) en fonction de la valeur stationnaire de la température perpendiculaire. Ces courbes montrent la sensibilité de notre modèle aux différents temps caractéristiques. On a fixé la valeur de la température perpendiculaire, et un temps caractéristique. On fait varier le second.

On s'aperçoit aisément sur la figure V.7 que plus la valeur stationnaire de la température perpendiculaire $T_{\perp s}$ est importante (notamment pour $T_{\perp s} > 25$), plus il sera difficile de fiter cette valeur, car l'évolution du rayonnement sera similaire pour des températures finalement assez différentes. Mais dans la mesure où l'on s'attend à trouver, dans

le cadre de nos expériences, une température perpendiculaire normalisée entre 10 et 20, la sensibilité du fit sera suffisante.

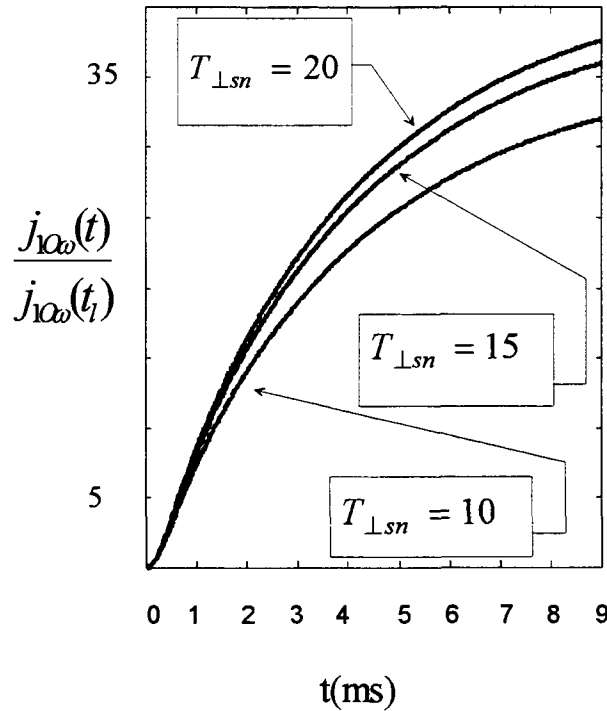


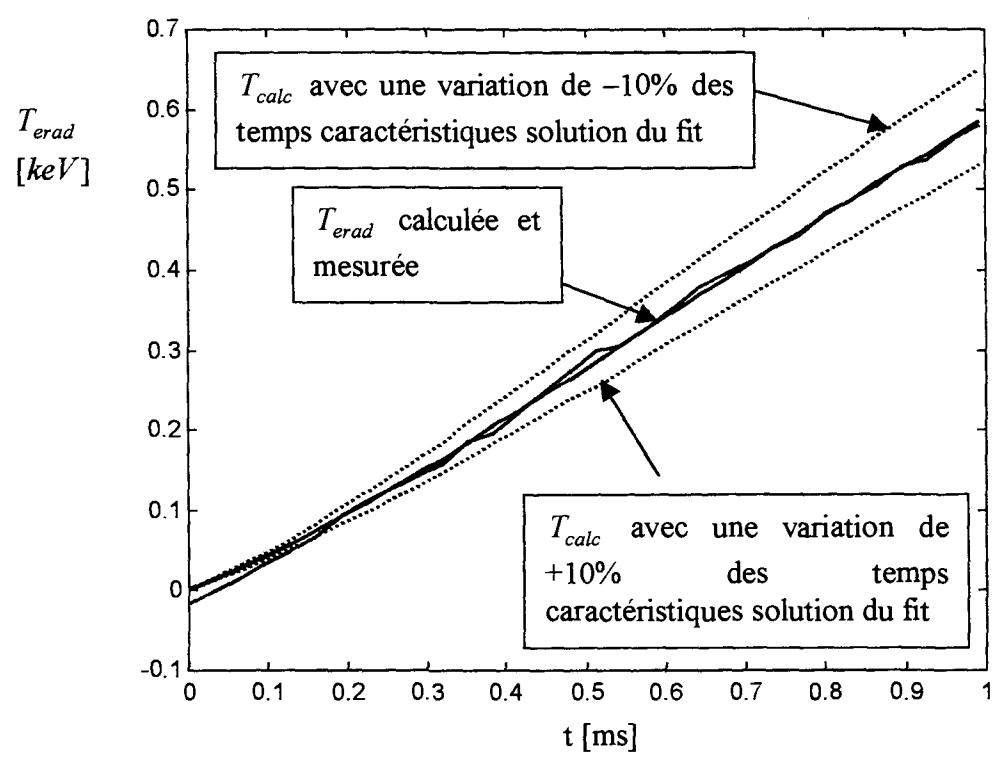
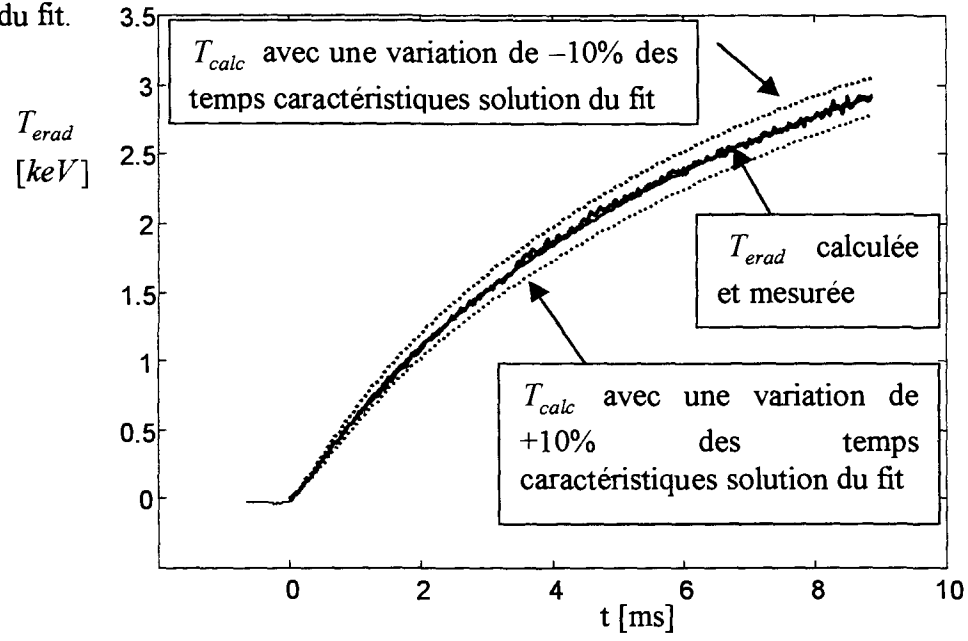
Figure V.7 : Evolution temporelle du rapport des intensités en fonction de la température perpendiculaire normalisée $T_{\perp sn}$ pour $t_1 = 350 \mu\text{s}$, $t_{pa} = 4 \text{ms}$ et $t_{Dql} = 400 \mu\text{s}$

Le temps caractéristique de la diffusion angulaire et la valeur stationnaire de la température perpendiculaire seront déterminés en fitant le rayonnement expérimental sur des temps supérieurs à quatre ou cinq millisecondes.

En se plaçant sur une échelle de temps de quelques centaines de microsecondes, la figure V.7 montre que le rayonnement est indépendant de la valeur stationnaire de la température perpendiculaire. Ce qui nous permet, en fitant le rayonnement expérimental, de déterminer le temps caractéristique de diffusion quasi-linéaire et de préciser celui de la diffusion angulaire. En pratique, on introduira la valeur de la température perpendiculaire obtenue avec l'analyse précédente.

Pour finir, les figures V.8 et V.9 comparent le profil du rayonnement expérimental et le profil obtenu par notre modélisation après quelques itérations sur les deux échelles de temps.

Le fit suit le rayonnement expérimental sur ces deux échelles de temps. Ces figures montrent la qualité de l'analyse et la sensibilité de notre modélisation. Les courbes respectivement au-dessus et au-dessous de la courbe expérimentale et du fit solution sont les courbes où les temps caractéristiques ont respectivement moins et plus dix pour-cent des temps caractéristiques solutions du fit.



Figures V.8 et V.9: Qualité de la mesure du rayonnement cyclotronique électronique et du fit sur les deux échelles de temps $T_{\perp} / T_e = 15, t_{Dq1} = 620 \mu s, t_{pa} = 7 ms$

Chapitre III

Résultats Expérimentaux

Et Interpretations

Nous avons obtenu pour une dizaine de chocs les résultats suivants :

Tab V.2 : Résultats du fit du rayonnement expérimental reçu par le radiomètre

Numéro de choc	Voie f (GHz)	t_0 (s)	t_{Dql} (μ s)	t_{pa} (ms)	P_{LH} (MW)	$n_e(0)$ $\cdot 10^{19} m^{-3}$	T_e (keV) $R = 2.5 - 2.6m$
24347	82.5	3.50155	-	-	0.4	5.2	2.0
	80.5		1380	4.8-4.9			
	78.5		1250	5.8			
24352	82.5	3.50604	820	5.3	0.6	5.1	2.1
	80.5		870	6			
	78.5		920	6.8			
24353	82.5	3.50455	900	4.8	0.6	5.1	2.1
	80.5		900	6			
	78.5		910	7.2			

Numéro de choc	Voie $f(\text{GHz})$	t_0 (s)	t_{Dql} (μs)	t_{pa} (ms)	P_{LH} (MW)	$n_e(0)$ $\cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$T_e(\text{keV})$ $R = 2.5$ -2.6m
24354	82.5	3.50543	-	-	0.85	5.1	2.1
	80.5		640	6.3			
	78.5		620	7.1			
24355	82.5	3.50493	630	4.9	0.8	5.2	2.0
	80.5		680	5.5			
	78.5		690	5.5			
24356	82.5	3.50353	620	4.4	0.8	5.2	2.0
	80.5		660	5.0			
	78.5		710	5.7			
24357	82.5	3.49845	630	5.1	0.8	5.1	2.1
	80.5		710	6.2			
	78.5		700	7.2			
24358	82.5	2.80585	400	4.1	1.2	5.3	1.8
	80.5		440	4.8			
	78.5		470	5.3			
24359	82.5	2.80859	450	4.0	1.2	5.5	1.8
	80.5		420	4.7			
	78.5		460	5.3			

Pour tous ces chocs, le champ magnétique toroïdal est de 3.78 T. Le courant plasma est de 1.5 MA. Le centre magnétique varie de 2.39 m à 2.41 m. La tension par tour est de 1.2 V.

La résolution temporelle de nos mesures du rayonnement cyclotronique électronique est de 32 microsecondes sauf pour le choc 24347 où la résolution est de 128 microsecondes.

La résolution radiale est de 5 centimètres, la barre d'erreur sur la mesure de la température radiative est de 10%.

La température perpendiculaire est obtenue par le fit. Elle vaut 30 ± 10 keV. Pour préciser cette mesure, il sera nécessaire d'utiliser un autre diagnostic. Par exemple, le diagnostic de transmission [Mic95] qui nous donnerait le coefficient d'absorption. Avec le coefficient d'émission mesuré par notre radiomètre Superhétérodyne, nous aurions accès à une mesure de la température perpendiculaire par la loi de Kirchhoff généralisée [Bek66], [Gir84]. Ainsi, nous pourrions même évaluer par le biais du fit la fonction de distribution sur le plateau correspondant au domaine de diffusion quasi-linéaire.

On rappelle l'équivalence en énergie des électrons observés à une fréquence donnée par le radiomètre Superhétérodyne (Tab V.1).

$\backslash f_{ce}$ (Ghz)	97.5			95.5		
R (m) dépôt	2.56			2.61		
LH						
f (Ghz)	E (keV)	$u_{//}$ $T_e = 2keV$ $T_{\perp} / T_e = 15$	u $T_e = 2keV$	E (keV)	$u_{//}$ $T_e = 2keV$ $T_{\perp} / T_e = 15$	u $T_e = 2keV$
78.5	124	10.9	11.8	111	10.2	11.1
80.5	108	9.9	10.9	95	9.2	10.2
82.5	93	9	10.1	81	8.2	9.3

A fréquence d'analyse fixée, l'incertitude sur le pic du dépôt de puissance induit une incertitude d'à peine 15 keV sur 100 keV.

En utilisant la modélisation du domaine de propagation de l'onde hybride présentée dans la partie IV, appliquée aux paramètres du plasma qui nous intéressent, le calcul de la frontière haute du domaine en impulsion parallèle u_2 donne : (n_2 étant l'accessibilité)

N° choc	24347	24352	24353	24354	23455	24356	24357	24358	24359
n_2	1.73	1.73	1.73	1.73	1.74	1.73	1.73	1.75	1.76
u_2	11	11	11	11	10.9	11	11	11.7	11.6

$$u_2 = 11-12$$

Cette limite correspond à la limite haute en vitesse parallèle du plateau de la fonction de distribution électronique. L'énergie maximum des électrons dans le domaine de diffusion vaut

$$E_{\max} = 140 \text{ keV}$$

pour $u_2 = 11.5$ et une population d'électrons ayant une température de 2 keV et une température perpendiculaire normalisée de 15.

D'après le tableau V.1, les fréquences d'analyses du Superhétérodyne nous permettent d'étudier une population d'électrons ayant une énergie entre 80 et 130 keV. La population étudiée est donc bien dans le domaine de diffusion.

La figure V.10 donne l'évolution du temps caractéristique associé à la diffusion quasi-linéaire en fonction de la puissance hybride injectée. Ce temps caractéristique est inversement proportionnel à la puissance injectée comme le laissait supposer son expression analytique. En revanche, il semble indépendant de l'énergie. Ce temps dépendrait plutôt de la largeur du domaine de diffusion, c'est à dire de la largeur de l'interaction. Notons que l'on n'étudie pas ici le comportement du temps caractéristique quand on s'approche de la limite basse du domaine de diffusion, mais plutôt de la limite haute ($u > 8$).

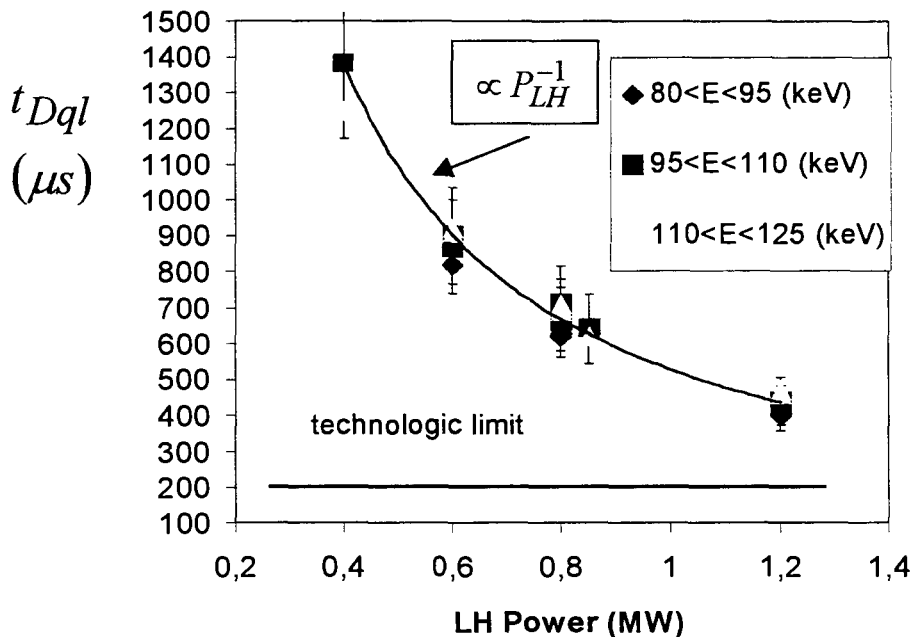


Figure V.10 : Dépendance du temps caractéristique de la diffusion quasi-linéaire en fonction de la puissance hybride injectée .

La limite technologique est imposée par le temps de montée de la puissance injectée à la sortie du klystron. Ce temps d'après la figure V.2 "Sortie en tension d'un klystron" est d'environ 200 microsecondes.

Une expression du coefficient de diffusion normalisé est déduite en reprenant l'expression analytique du temps de diffusion quasi-linéaire :

$$t_{Dql} = \frac{1}{\nu_c} \frac{(u_2 - u_1)^2}{D_0 \pi^2} \text{ avec } \nu_c = (e^4 n_e \ln \Lambda) / (4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 \nu_t^3) \quad (\text{V.20})$$

et les notations présentées dans V.II.

Le plateau est suffisamment étendu ($u_2 = 11-12$) pour pouvoir prendre comme approximation pour la limite basse du domaine de propagation :

$$u_1 = 3.5 \quad (\text{V.21})$$

Le coefficient de diffusion normalisé peut être déduit de nos mesures du temps de diffusion quasi-linéaire. Il s'écrit :

$$D_0 = \frac{(u_2 - u_1)^2}{\nu_c t_{D_{ql}} \pi^2} \quad (\text{V.22})$$

L'onde hybride est absorbée par effet Landau par des électrons ayant des vitesses non thermiques, typiquement supérieures à 3.5 fois la vitesse thermique. C'est pourquoi, le régime d'absorption doit être caractérisé par un coefficient normalisé à la vitesse de la population qui absorbe la puissance hybride ($u_1 = 3.5$).

$$\bar{D}_0 = \frac{D_{ql}}{\nu p_i^2} = D_0 u_1^3 \quad (\text{V.23}) \quad \text{où} \quad \nu = \frac{\nu_c}{u_1^3} \quad (\text{V.24})$$

La figure V.11 présente une estimation du coefficient de diffusion quasi-linéaire normalisé \bar{D}_0 pour la population électronique dont l'impulsion vaut $u_1 = 3.5$ avec une densité centrale d'électrons de 5.10^{19} m^{-3} et une température électronique de 2 keV

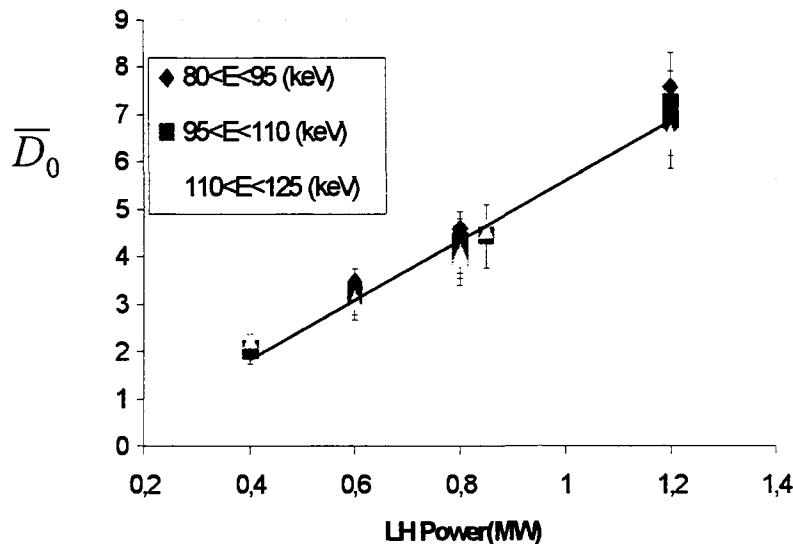


Figure V.11 Coefficient de diffusion quasi-linéaire normalisé \bar{D}_0 en fonction de la puissance LH injectée

avec $\bar{D}_0 = D_{ql} / (\nu p_i^2)$ où $\nu = \nu_c / u_1^3$

Ce coefficient est bien linéaire en fonction de la puissance LH injectée. Pour une densité de $5 \cdot 10^{19}$, le coefficient de diffusion \bar{D}_0 est supérieur à 1, ce qui caractérise un régime de forte la diffusion radiofréquence. Le terme lié à la diffusion quasi-linéaire est prépondérant sur le terme lié aux collisions.

La figure V.12 donne les résultats expérimentaux pour le temps caractéristique de la diffusion angulaire (le pitch angle scattering).

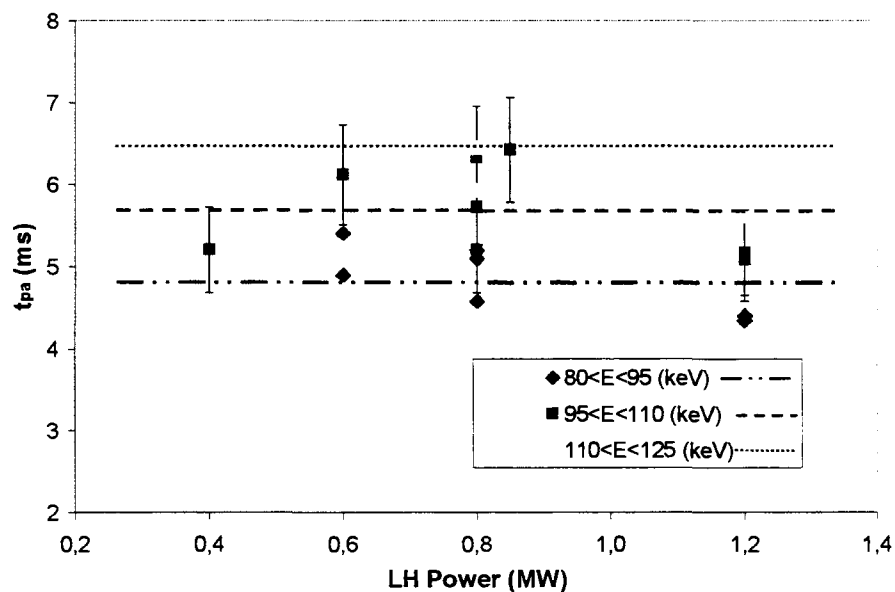


Figure V.12. : Estimation du temps de diffusion angulaire

Les temps obtenus sont assez proches les uns des autres, de l'ordre de 5ms. D'après l'expression analytique de ce temps caractéristique, il dépend de la densité et de l'énergie des électrons observés. Ce temps semble indépendant de la puissance hybride injectée.

- $\bar{t}_{pa} = 4.8 \text{ ms}$, $80\text{keV} < E < 95\text{keV}$
- $\bar{t}_{pa} = 5.7 \text{ ms}$, $95\text{keV} < E < 110\text{keV}$
- $\bar{t}_{pa} = 6.5 \text{ ms}$, $110\text{keV} < E < 125\text{keV}$

La figure V.13 montre que ce temps caractéristique n'a pas la dépendance en énergie de notre modèle. Cette dépendance est plutôt linéaire en énergie qu'à la puissance trois demi.

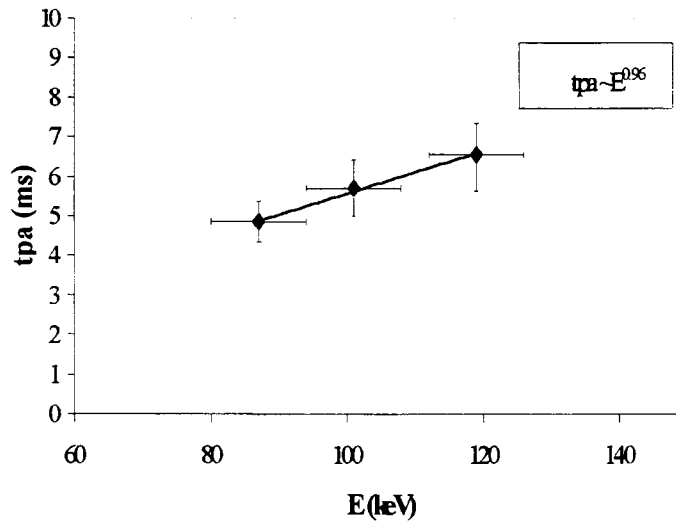


Figure IV.13 Dépendance en énergie du temps de diffusion angulaire

L'impulsion résonnante des électrons observés sur chaque voie d'analyse du radiomètre, ainsi que leur facteur relativiste peuvent être déduits de ces mesures.

$$u \approx (t_{pa} C (Z_{eff} + 1) \nu_c \gamma_d)^{1/3} \quad (\text{V.25})$$

C, est un coefficient correcteur. Suivant l'expression de Fisch [Fisch80] où celle obtenue dans la partie III "Modélisation" de cette thèse, ce coefficient vaut 1 ou 2.

Fréquences d'analyse f (Ghz)	78.5	80.5	82.5
C=1	$E = 125 \pm 10 \text{keV}$	$E = 114 \pm 7 \text{keV}$	$E = 103 \pm 6 \text{keV}$
C=2	$E = 166 \pm 12 \text{keV}$	$E = 151 \pm 10 \text{keV}$	$E = 137 \pm 10 \text{keV}$
Estimation d'après le dépôt de puissance -profils X-durs-	$E = 111 - 124 \text{keV}$	$E = 95 - 108 \text{keV}$	$E = 81 - 93 \text{keV}$

Tab V.2 Dédutions expérimentales des énergies observées sur les fréquences d'analyses du radiomètre suivant les modélisations et le rayonnement ECE et suivant les profils X-durs.

Le facteur relativiste est pris égal à $\gamma_d \approx 1.2$ pour les trois fréquences étudiées. La charge effective, $Z_{eff} = 1-1.5$. On en est déduit l'énergie des électrons qui sont observés sur chaque fréquence d'analyse (Tab V.2):

Il semblerait que notre modélisation surévalue l'énergie des électrons observés. Cela revient à voir le dépôt de puissance plus près du centre que celui observé par les X-durs.

Les temps de diffusion angulaire semblent cependant plus élevés que ceux obtenus lors d'expériences précédentes sur l'étude des temps de relaxation du profil de la température, notamment lorsque la puissance radiofréquence est coupée en moins d'une milliseconde. Dans la thèse de Y. Michelot [Mic95] et les travaux de G. Giruzzi [Gir95] (figure IV.14), ce temps est évalué autour de trois à quatre millisecondes pour une densité centrale d'électrons de $2.10^{19} m^{-3}$. Précisons que les méthodes de fit sont différentes. On retrouve cependant le même comportement cinétique. Dans le domaine d'énergies que nous étudions, le temps caractéristique de la diffusion angulaire croît avec l'énergie, alors que celui de la friction décroît avec celle-ci. Dans ces travaux, le temps caractéristique de la diffusion angulaire n'a pas lui aussi une dépendance en énergie en puissance trois demi.

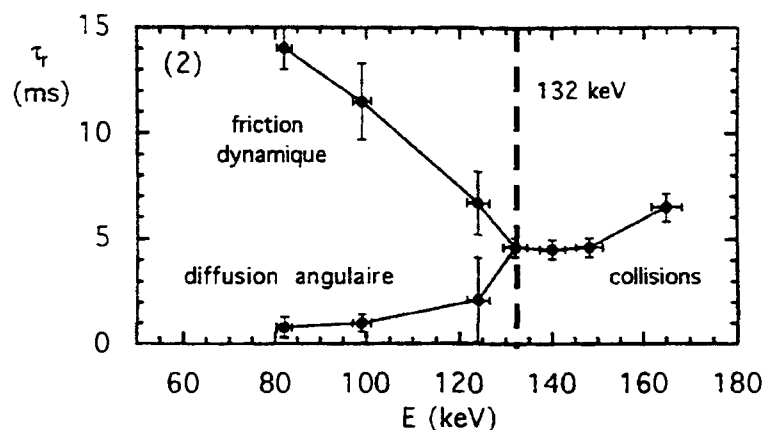


Figure IV.14 Temps de relaxation quand on coupe la puissance rf en moins d'une milliseconde [Gir95] pour une densité centrale d'électrons de $2.10^{19} m^{-3}$

Conclusion

Soulignons dans un premier temps que la technique expérimentale utilisée dans cette partie V est délicate et complexe. Nous avons aussi négligé tous phénomènes liés à la turbulence. Cependant, de ces expériences, nous avons pu obtenir plusieurs résultats. Tout d'abord, une mesure du coefficient de diffusion quasi-linéaire, ainsi que de son temps caractéristique. Le coefficient de diffusion vérifie bien l'hypothèse d'une forte diffusion radiofréquence. Son temps caractéristique vaut quelques centaines de microsecondes. Sans trop de surprises, ce temps dépend de l'inverse de la puissance injectée. En revanche, il semble indépendant de l'énergie. Il dépendrait plutôt de la largeur du domaine de diffusion. Nos mesures de temps de diffusion angulaire semblent un peu élevées par rapport à de précédentes expériences. Précisons que cette fois-ci, nous avons étudié le rayonnement cyclotron au moment de l'injection de la puissance, et non au moment de l'arrêt de la puissance hybride. Cependant, cela ne devrait pas amener de différences sur les temps mesurés. Une autre possibilité peut venir de la méthode utilisée pour fiter nos signaux. Cependant, on obtient sensiblement le même comportement en fonction de l'énergie. La dépendance en énergie ne semble pas être classiquement en puissance trois demi. Cet effet purement cinétique n'est pas modélisé dans notre approche théorique. Il serait sans doute intéressant de résoudre l'équation de Fokker-Planck en gardant les termes en $1/u^2$. Ces résultats ont donné lieu à trois publications [GSG99a], [Gom99], [GSG99b].

Références bibliographiques

- [Bek66] Bekefi G., Radiation processes in plasmas ,Wiley, New York, (1996)
- [Fis87] Fisch N.J.,Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 175
- [Gir84] Giruzzi G., Fidone I., Granata G., Meyer R.L., Phys.Fluids **27** (1984) 1704
- [Gir95] Giruzzi G., Ségui J.L., Dudock deWit T., Michelot Y, Peysson Y., Moreau D., Talvard M., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 550.
- [Glo95] Glover T.E., Crane J.K., Perry M.D., Lee R.W., Falcone R.W., Phys Rev. Lett., **75** (1995) 445
- [Gom99] Gomez P., Ségui J.L, Giruzzi G., Froissard P., Peysson Y, Thouvenin D.,in proceedings of the 13th Topical Conference on Radio Frequency Power Plasmas, Annapolis Maryland (1999)
- [GSG99a] Gomez P., Ségui J.L, Giruzzi G., in the proceedings of the 11th Joint Workshop on ECE, Japan, (1999)
- [GSG99b] Gomez P., Ségui J.L, Giruzzi G, Nuclear Fusion, à publier (1999)
- [Ign94] D.W. Ignat, E.J Valeo, S.C. Jardin, Nuclear Fusion **34** N°6 (1994) 837
- [Jor84] Jorna S, Wood L, Report on interactions and transport in laser-plasmas Orsay 24 sept - 6 oct 1984, 89
- [Mic95] Thèse de Y. Michelot, La transmission d'ondes cyclotroniques électroniques, (1995)
- [PK99] Pavlo P. and Krlin L., Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) 541.

- [Pey98] Peysson Y. et al., 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama (Japon)
(1998)
- [Pey99] Y. Peysson, F. Imbeaux, Rapport EUR-CEA-FC-1665, Centre d'étude
nucléaire de Cadarache, (1999)
- [PS98] Peysson Y., Shoucri M., *Comp. Phys. Comm.* **109** (1998) 55
- [PA92] Peyraud-Cuenca N., *Astron. Astrophys* **261** (1992) 633

Conclusion et perspectives

Une description de l'onde hybride dans les plasmas de Tokamak par une méthode de diffusion d'onde, comme par une méthode de tracé de rayons, ne permet pas de donner une modélisation complète de sa dynamique. Notamment, la largeur du dépôt de puissance que laissent supposer les profils donnés par la tomographie X-dur n'est pas obtenue dans nos simulations. Plusieurs éléments pourraient concourir à cet élargissement, comme le ripple [Pey96], les fluctuations de densité, la diffusion des électrons rapides [Gir93]. Le coefficient de diffusion radiale des électrons rapides mesuré sur Tore Supra est faible ($0.1\text{m}^2/\text{s}$). Notons que des mesures de turbulences magnétiques pourraient remettre en cause cette valeur [CZP98]. Une série de simulations sur des expériences de génération de courant ont été effectuées. L'absorption de l'onde par effet Landau est déterminée par une solution analytique de l'équation de Fokker-Planck relativiste à deux dimensions couplée à un modèle de diffusion de l'onde dans son domaine de propagation défini dans une géométrie torique. Ce modèle permet de rendre compte de manière réaliste de la position du pic du dépôt de puissance et de ses variations en fonction des paramètres plasmas. Précisons qu'à la différence des méthodes de tracé de rayons, la méthode de diffusion d'onde ne requiert pas les hypothèses de l'optique géométrique qui conviennent au demeurant parfaitement aux ondes hautes fréquences comme les ondes cyclotroniques électroniques.

Cette série de simulations d'expériences de génération de courant nous permet d'obtenir une série de fonctions de distribution moyenne des électrons. Ces fonctions de

distribution sont utilisées dans un code calculant le rayonnement cyclotronique électronique afin de déterminer l'influence de l'injection de puissance hybride sur le rayonnement cyclotron. L'objectif final consiste à déterminer les fréquences de mesure du radiomètre superhétérodyne qui risquent de donner une mesure perturbée de la température des électrons. Nos simulations et des analyses expérimentales des temps de relaxation du rayonnement cyclotron, où l'injection de puissance hybride est arrêtée rapidement, ont montré que les mesures de température du centre du plasma ne sont pas perturbées à des densités supérieures à $2-3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. En outre, nous avons montré que la présence d'un champ électrique résiduel n'a pas beaucoup d'influence sur les mesures de rayonnement. Ces simulations peuvent déterminer au cas par cas un profil de température radiative. Ces profils sont en bon accord avec les profils expérimentaux obtenus par le radiomètre. Ces simulations peuvent donc nous permettre de déterminer quelles fréquences du radiomètre sont perturbées par l'injection de puissance hybride. Typiquement, les profils, côté champ faible, entre le centre du plasma et 2.6 m sont faiblement perturbés et peuvent permettre une déduction de la température des électrons par la loi du corps noir. En mode ordinaire, il semble préférable de mesurer la partie du spectre côté champ fort qui semble moins sensible aux électrons rapides. Dans ce cas, la difficulté est de bien caractériser le modèle des réflexions sur les parois et de corriger les mesures du décalage relativiste. Ce travail pourrait être poursuivi en modélisant plus convenablement la fonction de distribution au delà du plateau du domaine de diffusion en prenant en compte notamment l'augmentation de la température perpendiculaire [FCS85], [Ars95]. Une loi d'échelle sur l'influence des électrons rapides générés par la puissance hybride pourrait être obtenue par nos simulations. Cependant, cette influence dépend de nombreux paramètres, notamment, de paramètres expérimentaux comme le piquage de la température et le profil de la densité qui sont assez difficiles à connaître.

Un modèle original a été développé pour obtenir une solution analytique de l'équation de Fokker-Planck dynamique et relativiste à deux dimensions. Cette description nous a permis d'analyser les profils temporels du rayonnement cyclotron associés à la population d'électrons rapides. Les temps caractéristiques des phénomènes de diffusion quasi-linéaire et de la diffusion angulaire de type collisionnel ont été mis en évidence. L'ordre de grandeur du temps de diffusion quasi-linéaire est la centaine de microsecondes, celui de la diffusion angulaire de plusieurs millisecondes. Le coefficient de diffusion quasi-linéaire lui-même a été mesuré. Ce

coefficient normalisé à la vitesse de la population qui absorbe la puissance hybride vaut environ cinq unités pour une densité de 5.10^{19} m^{-3} . Cette valeur caractérise une condition de forte diffusion radiofréquence. Le terme lié à la diffusion quasi-linéaire est prépondérant sur le terme lié aux collisions. Cet outil est assez difficile d'utilisation car il demande des conditions expérimentale assez sévères. Cependant, en complément des profils de tomographie X-dur, il peut donner d'autres types de renseignements sur les processus d'absorption, notamment grâce à son excellente résolution temporelle (jusqu'à la microseconde). Il pourrait être intéressant de poursuivre ce travail pour une densité réduite à 2.10^{19} m^{-3} afin de pouvoir généraliser nos résultats et peut être en déduire quelques dépendances intéressantes des différents processus physiques impliqués. Les temps caractéristiques expérimentaux associés à la diffusion angulaire (pitch angle scattering), que nous avons obtenus, n'ont pas la dépendance en énergie à la puissance trois demi attendue dans notre modélisation. C'est un effet cinétique qui pourrait peut-être être modélisé en gardant dans l'équation de Fokker-Planck les termes en $1/u^3$.

Références bibliographiques

- [Ars95] Arslenbekov R., Thèse de doctorat, Université de Provence, Aix-MarseilleI, (1995)
- [CZP98] L. Colas, X.L Zou , M. Paume, et al., Nucl. Fusion, 38 (1998) 903
- [FCS85] Fuch V., Cairns R.A, Shoucri M.M, et al, Phys. Fluids **28** 3619, (1985)
- [Gir93] G. Giruzzi, Plasma Phys. Control. Fusion **35** A123 (1993)
- [Pey96] Y. Peysson, R. Arslenbekov, V. Basiuk, J. Carrasco, X. Litaudon, and D. Moreau, Phys. Plasma **3** (10), October (1996)

Annexe 1

Dans cette annexe, nous avons regroupé par sous chapitres les développements algébriques complets pour obtenir les résultats analytiques du chapitre III.III

III.III.1 Définition de la fonction décrivant le processus de diffusion quasi-linéaire.

La solution du problème serait :

$$F_t = \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n \exp(-D_0 \kappa^2 \tau) \quad (\text{III.94})$$

On utilise une méthode généralement associée aux séries de Fourier et de Bessel. [CJ59].

□ On va démontrer l'orthogonalité de X_n .

L'équation (III.86) avec F_t définie en (III.94) devient :

$$\frac{d^2 X_m}{du^2} + \kappa_m^2 X_m = 0 \quad (\text{III.95})$$

d'où la relation :

$$(\kappa_m^2 - \kappa_n^2) \int_0^l X_m X_n = \left[X_m \frac{dX_n}{du} - X_n \frac{dX_m}{du} \right]_0^l$$

En tenant compte des conditions initiales (III.88) et (III.89), on obtient finalement

$$(\kappa_n^2 - \kappa_m^2) \int_0^l X_m X_n = 0$$

Donc si $m \neq n$, on a montré que $\int_0^l X_m X_n = 0$

Autrement dit, $\{X_n\}$ définit une base orthogonale. **(III.96)**

□ A présent, définissons le produit scalaire associée. $\int_0^l X^2 du$

Intégrons **(III.95)** * X_n

$$\kappa_n^2 \int_0^l X_n^2 dw = - \int_0^l X_n \frac{d^2 X_n}{dw^2} dw = - \left[X_n \frac{dX_n}{dw} \right]_0^l + \int_0^l \left(\frac{dX_n}{dw} \right)^2 dw \quad \text{(III.97)}$$

Or

$$\begin{cases} \kappa_n X_n = \kappa_n \cos(\kappa_n w) - u_1 \sin(\kappa_n w) \\ \frac{dX_n}{dw} = -\kappa_n \sin(\kappa_n w) - u_1 \cos(\kappa_n w) \end{cases} \quad \text{d'après (III.93)}$$

d'où

$$\kappa_n^2 X_n^2 + \left(\frac{dX_n}{dw} \right)^2 = \kappa_n^2 + u_1^2 \quad \text{(III.98)}$$

On intègre **(III.98)** :

$$\kappa_n^2 \int_0^l X_n^2 dw + \int_0^l \left(\frac{dX_n}{dw} \right)^2 dw = (\kappa_n^2 + u_1^2) l$$

En utilisant cette équation et **(III.97)** on obtient :

$$2\kappa_n^2 \int_0^l X_n^2 dw = l(\kappa_n^2 + u_1^2) - \left[X_n \frac{dX_n}{dw} \right]_0^l \quad \text{(III.99)}$$

Calculons le terme $\left[X_n \frac{dX_n}{dw} \right]_0^l$

Les conditions initiales s'écrivent :

$$\text{On a en } \begin{cases} w = 0 \\ w = l \end{cases}, \quad \begin{cases} dX_n/dw = -u_1 X_n \\ dX_n/dw = -u_2 X_n \end{cases} \quad \text{(III.100)}$$

En tenant compte de **(III.98)**, on obtient les résultats:

$$\begin{cases} X_n^2 = 1 & w = 0 \\ X_n^2 = \frac{\kappa_n^2 + u_1^2}{\kappa_n^2 + u_2^2} & w = l \end{cases} \quad \text{en} \quad (III.101)$$

En utilisant les conditions initiales (III.100) * X_n , on obtient :

$$\left[X_n \frac{dX_n}{dw} \right]_0^l = -u_2 \frac{u_1^2 + \kappa_n^2}{u_2^2 + \kappa_n^2} + u_1$$

Ce qui nous permet de développer (III.99) et d'obtenir le produit scalaire :

$$\int_0^l X_n^2 dw = \frac{l(\kappa_n^2 + u_1^2) - u_1 + u_2(u_1^2 + \kappa_n^2) / (u_2^2 + \kappa_n^2)}{2\kappa_n^2} \quad (III.102)$$

□ Calcul des coefficients A_n

On écrit la condition initiale à $t=0s$

$$F_{t0} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n$$

On intègre terme à terme. Ce qui nous permet d'écrire :

$$A_n = 2\kappa_n^2 \frac{\int_0^l F_{t0} X_n dw}{l(\kappa_n^2 + u_1^2) - u_1 + u_2(u_1^2 + \kappa_n^2) / (u_2^2 + \kappa_n^2)} \quad (III.103)$$

avec $l=u_2-u_1$

Ainsi la solution s'écrit :

$$F_t = \sum_{n=1}^{\infty} A_n X_n \exp(-D_0 \kappa_n^2 \tau) \quad (III.101)$$

avec κ_n solution de (III.92).

Ce qui nous permet de définir complètement F.

III.III.2 Définition de la fonction décrivant le processus de diffusion angulaire.

En tenant compte des différents changements de variable, la solution φ_t est du type

$$\varphi_t = AJ_0(2\beta\sqrt{x}) \exp(-ax - bx^2) \exp(-4\gamma Zu_{||}^2 \beta^2 \tau / u^3) \quad (\text{III.116})$$

qui permet de définir une famille de fonctions orthogonales. Nous allons chercher la solution qui tient compte des conditions initiales (III.74) et (III.75).

La condition initiale (III.74) en tenant compte du changement de variable (III.111) s'écrit :

$$g_0 = \exp(-x/2 + ax + bx^2) - 1 = \exp(-x/2) - 1 \text{ avec } a, b \ll 1 \quad (\text{III.117})$$

Dans la base des fonctions de Bessel solutions on écrit :

$$g_0 = \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_0(2\beta_n X) \quad (\text{III.118}),$$

où $X = \sqrt{x}$

Comme

$$\int_0^{u_{||}} X g_0 J_0(2\beta_n X) dX = a_n \int_0^{u_{||}} X J_0^2(2\beta_n X) dX = \frac{a_n u_{||}^2}{2} J_1^2(2\beta_n u_{||}) \quad (\text{III.119})$$

la solution générale φ_t s'écrit :

$$\varphi_t = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2u_{||}^2}{J_1^2(2\beta_n u_{||})} J_0(2\beta_n \sqrt{x}) \exp(-ax - bx^2) \exp(-\frac{4\gamma Zu_{||}^2}{u^3} \beta_n^2 \tau) \int_0^{u_{||}} X g_0 J_0(2\beta_n X) dX \quad (\text{III.120})$$

avec β_n solution de $J_0(2\beta_n u_{||}) = 0$ (III.121)

Le terme associé à $n=1$ est le terme prédominant dans cette somme.

D'où en tenant compte de (III.121)

$$\beta \equiv \beta_1 \approx 1/u_{II} \quad (\text{III.122})$$

La solution générale s'écrit alors :

$$\varphi_t = [B \exp(-x/2) - A \exp(-ax - bx^2)] \exp(-2\gamma(Z_{\text{eff}} + 1)\tau/u^3) \quad (\text{III.123})$$

D'où

$$\varphi = A' \exp(-ax - bx^2) + [B \exp(-x/2) - A \exp(-ax - bx^2)] \exp(-2\gamma(Z_{\text{eff}} + 1)\tau/u^3) \quad (\text{III.124})$$

Et A, A', B sont des coefficients de normalisation tels que :

$$\pi \int_0^{+\infty} dx \varphi = 1, \quad \forall t \quad (\text{III.125})$$