



FR9803330

98000186

DRFC/CAD

EUR-CEA-FC-1618

Développement d'un réflectomètre micro-onde
hétérodyne à balayage ultra rapide

Ph. Moreau

Decembre 1997



THÈSE



présentée par

Philippe MOREAU

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

de l'université de Provence

(Université Aix-Marseille I)

Spécialité rayonnement et plasmas

**Développement d'un réflectomètre micro-onde
hétérodyne à balayage ultra rapide**

**Etude de l'influence de la turbulence du plasma sur
la mesure des profils de densité électronique**

Soutenue le 17 Octobre 1997 devant la commission d'examen :

F. Clairret

F. Doveil

C. Laviron

J.M. Layet

G. Leclert

X.L. Zou

Responsable CEA

Rapporteur

Directeur de thèse

Président

Rapporteur

Rapporteur

A ma mère,

A François,

Et toute ma famille...

Remerciements

Je remercie J. Pamela pour m'avoir accueilli au sein du Département de Recherche sur la Fusion Contrôlée, et B. Saoutic responsable du Service de Physique des Plasmas de Fusion.

Même si ce mémoire de thèse ne porte que mon nom, le travail qui y est exposé représente le fruit de la collaboration de tout un groupe. A ce titre, je tiens à remercier :

F. Clairét qui s'est énormément investi tout au long de mon travail, qu'il ait été expérimental ou théorique. Ses connaissances, son intuition, ainsi que ses qualités humaines ont été une aide très précieuse à tout moment. Je tiens aussi à le remercier pour le temps qu'il m'a consacré sans jamais compter.

J.M. Chareau et M. Paume ont conçu le diagnostic qui a permis cette thèse. Ils ont été pour moi un support indispensable lors de la partie expérimentale de ce travail. Leur parfaite connaissance du domaine micro-onde et leur dévouement m'ont permis d'atteindre les buts qui m'étaient fixés. Bien souvent leur intervention a été cruciale que ce soit dans la phase de développement ou d'exploitation du réflectomètre. C'est aussi grâce à eux que j'ai pu acquérir des compétences dans ce domaine particulier que sont les micro-ondes.

C. Laviron qui a suivi mon travail durant ces trois années et a su guider mes recherches. L'intérêt qu'il a porté à mes recherches, sa science des diagnostics, ainsi que son esprit de synthèse et didactique ont été pour moi un support indispensable. Son intervention a toujours permis de résoudre les problèmes qui étaient posés.

X.L. Zou qui a suivi le développement et l'exploitation du réflectomètre. Sa gentillesse, ses connaissances théoriques dans les domaines des plasmas ou de la propagation des ondes m'ont été d'un grand secours, en particulier, lors de l'étude des paramètres plasmas de la base de données.

G. Leclert a accepté de faire parti des rapporteurs de ce travail. Ses connaissances théoriques sur la propagation des ondes dans les plasmas, ainsi que sa disponibilité durant ses séjours dans le groupe turbulence et réflectométrie à Cadarache, m'ont été très profitables.

F. Doveil m'a également fait l'honneur de rapporter ce manuscrit en y portant son regard d'expérimentateur. Ces nombreux conseils m'ont permis de parfaire ce travail de thèses.

D. Elbèze et B. Couturier dont l'intervention nous a permis d'effectuer les premiers tests à balayage rapide (100 μ s) grâce à l'installation d'une nouvelle carte d'acquisition. Pour ne pas perdre de temps, la demande de travaux a été réalisée après avoir obtenu les premiers résultats.

J.M. Layet pour avoir accepté de relire ma thèse et de présider mon jury.

Tout le groupe turbulence et réflectométrie qui m'a accueilli si chaleureusement, P. Devynck, A.L. Pecquet, Aldo Russello.

Tous les gens et thésard que j'ai eu l'occasion de côtoyer durant mes trois années au département de recherche sur la fusion contrôlée.

F. Moreau pour la relecture de ce rapport et les conseils judicieux qu'il m'a donné pour améliorer ce manuscrit.

A. Aliotti qui m'a fait découvrir et apprécier l'univers de la recherche.

J.C. Fabre m'a soutenu durant les périodes difficiles. Qu'il trouve ici toute ma reconnaissance.

Enfin, je remercie toute ma famille, en particulier, ma mère et Paul Cathala pour leur aide et leur soutien durant toutes mes études.

Table des matières

PARTIE I : GENERALITES SUR LA FUSION THERMONUCLEAIRE CONTROLEE

1. <u>LA FUSION THERMONUCLÉAIRE CONTRÔLÉE</u>	17
1.1. <i>Les sources d'énergie nucléaire</i>	17
1.2. <i>Les principes de la fusion thermonucléaire contrôlée</i>	19
2. <u>LA FILIÈRE TOKAMAK</u>	24
2.1. <i>Trajectoires des particules dans un champ magnétique</i>	24
2.2. <i>Des machines droites aux machines toriques</i>	25
2.3. <i>Création de la configuration tokamak</i>	28
2.4. <i>Le tokamak Tore Supra</i>	30
3. <u>CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES D'UN TOKAMAK</u>	31
3.1. <i>Bilan d'énergie</i>	32
3.2. <i>Les lois de confinement globales</i>	33
3.3. <i>Les régimes de confinement</i>	34
4. <u>INTÉRÊT DES MESURES DE DENSITÉ ÉLECTRONIQUE</u>	35
4.1. <i>Etude d'un plasma de tokamak</i>	35
4.1.1. <i>Comportement local du transport</i>	36
4.1.2. <i>Le plasma de bord</i>	37
4.2. <i>Mesures dans un tokamak</i>	38
4.3. <i>Diagnostics de mesure de la densité électronique</i>	41

PARTIE II : LES PRINCIPES DE LA REFLECTOMETRIE ET LES TECHNIQUES EMPLOYEES

1. <u>INTRODUCTION</u>	45
2. <u>PROPAGATION D'ONDE DANS LES PLASMAS</u>	46
2.1. <i>Equation de propagation d'onde</i>	46
2.2. <i>Relation de dispersion en mode O et en Mode X</i>	47
2.2.1. Définition du tenseur de perméabilité diélectrique	47
2.2.2. Propagation en mode ordinaire.....	50
2.2.3. Propagation en mode extraordinaire	51
3. <u>PRINCIPES THÉORIQUES DE MESURE EN RÉFLECTOMÉTRIE</u>	54
3.1. <i>Polarisation de l'onde sonde</i>	54
3.1.1. Mode ordinaire	55
3.1.2. Mode extraordinaire	56
3.2. <i>Déphasage introduit par le plasma</i>	58
3.2.1. Approximation W.K.B.....	58
3.2.2. Solution exacte proche de la coupure	60
3.2.3. Evaluation du déphasage introduit par le plasma.....	60
3.3. <i>Calcul de la position de la couche de coupure</i>	61
3.3.1. Définition de la fréquence de battement et du retard de groupe	61
3.3.2. Position de la couche de coupure en mode O	63
3.3.3. Position de la couche de coupure en mode X.....	64
4. <u>TECHNIQUES DE RÉFLECTOMÉTRIE UTILISÉES POUR MESURER DES PROFILS DE DENSITÉ</u> ...	64
4.1. <i>Systèmes à une fréquence sonde</i>	65
4.2. <i>Systèmes à plusieurs fréquences sonde</i>	66
4.3. <i>Impulsions radar</i>	68
5. <u>LES LIMITES DE LA RÉFLECTOMÉTRIE</u>	69
5.1. <i>Conditions d'accessibilité</i>	69
5.2. <i>Absorptions thermiques et supra-thermiques</i>	71
5.3. <i>Les effets relativistes</i>	72
5.4. <i>Initialisation du profil de densité</i>	75

6. <u>LA RÉFLECTOMÉTRIE SUR TORE SUPRA</u>	76
6.1. <i>Les moyens</i>	76
6.2. <i>Principe des réflectomètres homodyne de Tore Supra</i>	78
6.3. <i>Traitement du signal</i>	79

PARTIE III : INFLUENCE DE LA TURBULENCE DU PLASMA SUR LE SIGNAL DÉTECTÉ

1. <u>PROBLÈMES DE MESURE EN RÉFLECTOMÉTRIE</u>	87
1.1. <i>Approche expérimentale</i>	89
1.2. <i>Approche théorique</i>	89
1.3. <i>Approche numérique</i>	91
2. <u>ETUDE STATISTIQUE DE LA TURBULENCE</u>	93
2.1. <i>Critères de sélection pour la base de données</i>	93
2.2. <i>Exploitation de la base de données</i>	95
2.2.1. Effets du rayon de mesure	95
2.2.2. Effets des gradients	96
2.2.3. Effets du temps de confinement de l'énergie	98
2.2.4. Etudes adimensionnelles	99
3. <u>ACTION DE LA MICRO TURBULENCE SUR LE SIGNAL DÉTECTÉ</u>	102
4. <u>BILAN DES ÉTUDES DES RÉFLECTOMÈTRES À DÉTECTION HOMODYNE</u>	106

PARTIE IV : NOUVEAU REFLECTOMETRE A DETECTION HETERODYNE

1. <u>DESCRIPTION DU RÉFLECTOMÈTRE</u>	112
1.1. <i>Caractéristiques techniques</i>	112
1.2. <i>La source micro-onde</i>	114
1.2.1. Les sources Backward Wave Oscillator (BWO)	115

1.2.2. Les sources Yttrium Iron Garnet (YIG)	116
1.2.3. Les sources Hyper abrupt Tuned Oscillator (HTO).....	117
1.2.4. Bilan des sources hyperfréquences	118
<i>1.3. Le décalage en fréquence du signal sonde.....</i>	<i>119</i>
1.3.1. Notion de modulation de signal.....	119
1.3.2. Décalage en fréquence à l'aide d'un mélangeur.....	121
1.3.3. Le modulateur à bande latérale unique.....	122
<i>1.4. Détection avec un démodulateur I/Q.....</i>	<i>126</i>
1.4.1. Principe d'un démodulateur I/Q	126
1.4.2. Influence d'un écart à la quadrature	127
1.4.3. Influence d'une erreur d'amplitude	128
<i>1.5. Expression des signaux détectés.....</i>	<i>128</i>
2. <u>ETUDES PHYSIQUES AVEC LE RÉFLECTOMÈTRE HÉTÉRODYNE</u>	132
<i>2.1. Etude des profils de densité.....</i>	<i>132</i>
2.1.1. Mesure du profil de densité	132
2.1.2. Application à Tore Supra	133
2.1.3. Balayage en fréquence	134
2.1.4. Influence de la longueur de la ligne de compensation	140
<i>2.2. Etude des fluctuations de densité</i>	<i>142</i>
3. <u>PILOTAGE DU DIAGNOSTIC ET ACQUISITION</u>	143
<i>3.1. Paramétrage du diagnostic</i>	<i>145</i>
<i>3.2. Téléchargement du diagnostic.....</i>	<i>145</i>
<i>3.3. Contrôle du diagnostic pendant les chocs</i>	<i>145</i>
<i>3.4. Systèmes d'acquisition.....</i>	<i>146</i>
<u>ANNEXE I</u> : MESURE DE L'AMPLITUDE DES BANDES LATÉRALES APRÈS LES DOUBLEURS	
ACTIFS DE FRÉQUENCE	149
<u>ANNEXE II</u> : ETALONNAGE AUTOMATIQUE DE LA SOURCE HYPERFRÉQUENCE.....	151

PARTIE V : EXPLOITATION DU REFLECTOMETRE HETERODYNE

1. <u>TRAITEMENT DU SIGNAL</u>	159
1.1. <i>Filtrage du signal du réflectomètre hétérodyne</i>	160
1.1.1. Séparation de l'amplitude et de la phase des signaux	161
1.1.2. Forme des fenêtres de filtrage	163
1.2. <i>Méthodes de calcul du retard de groupe</i>	164
2. <u>MULTI-RÉFLEXIONS DU SIGNAL SONDE</u>	165
2.1. <i>Mise en évidence de la présence de multi-reflexions</i>	165
2.2. <i>Filtrage des signaux expérimentaux</i>	167
3. <u>COMPARAISON DES DÉTECTIONS HOMODYNE ET HÉTÉRODYNE</u>	170
4. <u>RECONSTRUCTION DES PROFILS DE DENSITÉ</u>	172
4.1. <i>Profil de densité par transformée de Fourier glissante</i>	174
4.2. <i>Profils de densité par différence de phase</i>	175
5. <u>AMPLITUDE ET PHASE DES SIGNAUX - EFFET DE LA TURBULENCE</u>	178
5.1. <i>Etude de l'influence de la vitesse de balayage</i>	178
5.2. <i>Séparation de l'amplitude et de la phase des signaux</i>	181

PARTIE VI : CONCLUSION

1. <u>BILAN DES ÉTUDES RÉALISÉES</u>	187
2. <u>PERSPECTIVES</u>	189
 RÉFÉRENCES	 191

LISTE DES FIGURES ET DES TABLEAUX	203
PHOTOGRAPHIES DE L'IMPLANTATION DES REFLECTOMÈTRES SUR TORE SUPRA	209

Résumé

Le diagnostic de réflectométrie permet de déterminer le profil de densité électronique d'un plasma de fusion. Le principe de la mesure est basé sur la technique radar de calcul du déphasage qu'une onde a accumulé lors de sa propagation aller-retour dans le plasma jusqu'à une couche de coupure. Cependant, le plasma est le siège de fluctuations qui perturbent la propagation et la réflexion de l'onde et affectent la mesure de la phase d'une façon encore mal comprise.

Nous avons cherché à caractériser les effets des fluctuations de densité sur le signal détecté pour comprendre les mécanismes qui le perturbent et empêchent, dans certaines conditions, de mesurer le déphasage du faisceau micro-onde. Ce travail comprend deux aspects complémentaires qui ont été menés en parallèle.

Tout d'abord, nous avons étudié la turbulence responsable des pertes d'information pour comprendre ses mécanismes et ses origines. Nous mettons en évidence le rôle de la collisionnalité ν^* et du rayonnement du plasma (par l'intermédiaire du nombre de Hugill $\mathcal{H}$) qui gouvernent l'instabilité responsable de la perturbation du signal. Il est aussi démontré que le déphasage du faisceau micro-onde est très sensible aux phénomènes MHD du plasma et qu'il paraît moins affecté par la micro-turbulence.

Le second aspect de ce travail a été le développement et l'exploitation d'un nouveau réflectomètre à détection hétérodyne afin d'étudier les caractéristiques à prendre en compte pour améliorer la technique de réflectométrie. Ce nouveau diagnostic opère en mode ordinaire sur la gamme de fréquences 26 - 36 GHz. Il offre une meilleure sensibilité que les précédents réflectomètres homodynes (60 dB au lieu de 30 dB) ainsi qu'une plus grande agilité en fréquence (vitesse de balayage pouvant atteindre 10 μ s au lieu de 1 ms). Sa détection hétérodyne permet de séparer les informations de phase et d'amplitude du signal, et ainsi d'étudier leur contributions respectives dans les mécanismes de perturbation du signal. Il émet simultanément dans le plasma deux fréquences séparées de 320 MHz et permet d'étudier séparément les signaux réfléchis ou de combiner leurs informations pour réaliser des mesures par différence de phase.

L'exploitation de ce réflectomètre a permis de mettre en évidence les points suivants :

- la nécessité d'avoir une grande dynamique car les pertes d'amplitude du signal traversant le plasma dépassent fréquemment 30 dB,
- la nécessité de wobuler¹ rapidement la source micro-onde afin de « figer » la turbulence du plasma,
- l'effet des multi-reflexions dans le plasma qui modulent l'amplitude et la phase du signal sonde si elles ne sont pas éliminées lors du traitement,
- la très bonne localisation des mesures de réflectométrie (de l'ordre du millimètre).

Le réflectomètre hétérodyne développé pour cette étude cumule les avantages de différentes techniques auparavant distinctes (balayages rapides, modulation d'amplitude, détection hétérodyne). Il peut être développé pour travailler sur d'autres bandes de fréquences et permettre ainsi la réalisation de réflectomètres performants couvrant tout le profil radial de densité.

Mots clés :

- | | |
|-------------------------------|-------------------------------|
| - <i>Plasma</i> | - <i>Tokamak</i> |
| - <i>Réflectométrie</i> | - <i>Radar</i> |
| - <i>Hyperfréquence</i> | - <i>Détection hétérodyne</i> |
| - <i>Densité électronique</i> | - <i>Turbulence</i> |
| - <i>Traitement du signal</i> | |

¹ Wobuler est utilisé pour signifier que la source est balayée en fréquence.

Abstract

The density profile of fusion plasmas can be investigated by the reflectometry diagnostic. The measurement principle is based on the radar techniques which calculate the phase shift of a millimeter wave propagating into the plasma and reflected at a cut-off layer. However, this propagation is perturbed by the plasma turbulence. These phenomena affect the phase delay measurement by not well understood process.

We have tried to describe the density fluctuation effects upon detected signal to understand the disturbing mechanisms which prevent, sometime, the measurement of the phase. This work proceeds with two complementary aspects studied simultaneously.

First, we have tried to understand the mechanisms and the origin of the turbulence which is responsible for phase disturbance. We point out the role of collisionality ν^* and plasma radiation (with the Hugill normalised parameter $\mathcal{H}$) which control the instability. We also demonstrate that the phase delay of the probing wave is very sensitive to the plasma MHD phenomena and is less affected by the micro-turbulence.

The second part of this work is the development and the use of a new heterodyne reflectometer. We point out the principal characteristics to take into account for improvement in the reflectometry technique. This new diagnostic uses O-mode beam polarisation and works on the 26-36 GHz frequency range. It launches simultaneously into the plasma two frequencies separated by 320 MHz and we can study them separately or with the amplitude modulation technique. It possesses a better sensitivity than the previous homodyne reflectometer (60 dB instead of 30 dB) and a higher frequency agility (sweeping time can reach 10 μ s instead of 1 ms). Its heterodyne detection allows us to separate phase and amplitude informations from the detected signal, and then, we can study their respective contributions to the mechanisms of signal perturbation.

The use of this reflectometer allows us to point out the following points:

- high dynamic necessity, because amplitude drops are often greater than 30 dB ,
- fast sweep operation requirement in order to « freeze » the plasma turbulence,
- multiple reflection effects which modulate the amplitude and phase of the probing wave if they are not suppress by filtering the detected signal,
- very good localisation of the measurement (of the order of millimeter).

The heterodyne reflectometer developed during this work offers several advantages of different distinct reflectometry techniques (fast sweep, absolute and differential phase measurement, heterodyne detection). It could be developed to work over higher frequency range so as to measure density profile over larger radial extension with very high performances.

Keywords :

- | | |
|-----------------------------|-------------------------------|
| - <i>Plasma</i> | - <i>Tokamak</i> |
| - <i>Reflectometry</i> | - <i>Radar</i> |
| - <i>Micro waves</i> | - <i>heterodyne detection</i> |
| - <i>Electronic density</i> | - <i>Turbulence</i> |
| - <i>Signal processing</i> | |

Introduction

La domestication de l'énergie de fusion est encore à un stade de recherche fondamentale pour laquelle l'aspect technologique doit aussi être pris en compte. Les expériences actuelles visent, entre autres, à définir et à caractériser les conditions dans lesquelles un futur réacteur industriel pourrait fonctionner.

Actuellement, la voie la plus prometteuse pour atteindre un tel objectif est constituée par la filière tokamak. La condition d'auto-entretien des réactions de fusion est définie par le critère de Lawson qui spécifie que pour une température de 10 à 20 keV (100 à 200 millions de degrés), le triple produit densité des ions n_i , température ionique T_i , et temps de confinement de l'énergie τ_E , doit être supérieur à $6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s}$. Afin de caractériser les performances des plasmas réalisés, il est extrêmement important de connaître chacun de ces trois paramètres. La mesure des profils de densité et de température permettant de déterminer le bilan d'énergie de la décharge plasma est donc primordiale.

La réflectométrie donne accès au profil de densité sur une large extension radiale. Son principe est identique à celui du radar. Une onde hyperfréquence (de l'ordre de 20 à 100 GHz) est envoyée dans le plasma où elle se réfléchit sur une couche de coupure. La position de cette dernière dépend uniquement de la fréquence du faisceau sonde, de la densité et du champ magnétique local du plasma. La mesure du déphasage de l'onde, introduit par son trajet dans le plasma, conduit à définir la position de la couche de réflexion associée à la fréquence sonde et donc le profil de densité pour un ensemble de fréquences. La réflectométrie possède une très bonne localisation spatiale ($< 1\text{ cm}$), et une très bonne résolution temporelle ($< 1\text{ ms}$). Cette méthode de mesure est aussi très attrayante car elle requiert peu de place à proximité de la machine : tous les éléments « sensibles » du montage peuvent être déportés, le rendant insensible au champ magnétique, aux rayonnements et aux neutrons.

Cependant, il arrive que la mesure du déphasage du signal soit complètement brouillée au point de rendre parfois impossible la reconstruction du profil de densité. Bien que les fluctuations de densité du plasma soient rendues responsables d'affecter la propagation et la réflexion de l'onde, les mécanismes physiques de la perturbation ainsi que l'origine de la turbulence sont encore mal compris.

Ce travail de thèse présente deux approches complémentaires menées en parallèle afin de comprendre comment la turbulence du plasma perturbe les mesures de la réflectométrie.

Tout d'abord, nous avons réalisé une base de données (densité, température, courant plasma, champ toroïdal, petit rayon plasma, grand rayon plasma, ...) à partir de nombreuses décharges plasma afin de caractériser cette turbulence et de définir les paramètres qui la gouvernent.

Le second aspect de ce travail consiste en l'étude et l'amélioration des techniques de réflectométrie. Nous avons alors développé, testé et installé sur Tore Supra, un nouveau réflectomètre à détection hétérodyne. Ce diagnostic présente de nombreux points originaux : sa détection lui donne une grande sensibilité, deux fréquences séparées de 320 MHz sont envoyées simultanément dans le plasma et le choix d'une source hyperfréquence solide permet d'atteindre de très grandes vitesses de balayage ($10\text{ }\mu\text{s}$). De plus, il travaille sur la même gamme de fréquences qu'un réflectomètre à détection homodyne déjà existant, ce qui rend possible la comparaison des résultats issus de ces deux systèmes.

Dans une première partie, nous rappelons les principes de la fusion thermonucléaire contrôlée et plus particulièrement la voie magnétique et la filière tokamak. Nous abordons les moyens permettant de faire le bilan d'énergie dans un tokamak et nous décrivons à cette occasion les différents diagnostics de mesure de densité présents sur Tore Supra.

Dans la seconde partie, nous abordons plus en détail les principes de la réflectométrie, et les techniques utilisées jusqu'à présent sur les différentes machines. Nous discutons aussi des limites de ce diagnostic liées aux conditions d'accessibilité du faisceau micro-onde, aux absorptions par les électrons thermiques et supra thermiques ou encore à l'influence des effets relativistes sur la position de la couche de coupure. Nous examinons ensuite quelques méthodes de trai-

tement du signal employées pour définir le déphasage du faisceau sonde et par la suite, reconstruire un profil de densité.

Dans la troisième partie, nous décrivons comment les problèmes de mesure du déphasage de l'onde réfléchie se traduisent sur le signal détecté. Nous avons analysé les signaux des réflectomètres à détection homodyne à partir d'une base de données de 300 chocs afin de mettre en évidence un lien entre les paramètres plasma et l'apparition de perturbations de phase du faisceau micro-onde.

Dans la quatrième partie, nous décrivons l'ensemble du nouveau réflectomètre développé et installé sur le tokamak durant cette thèse. Nous discutons en particulier de ses caractéristiques techniques en insistant sur les points originaux du montage, de son système d'acquisition et de pilotage. Nous définissons ensuite les techniques de traitement du signal utilisées pour mesurer le déphasage du signal sonde. Enfin, nous expliquons pourquoi ce diagnostic ne permet pas d'obtenir le spectre de la turbulence présente sur la couche de coupure.

Dans la cinquième partie, nous discutons de l'importance du filtrage des signaux complexes pour séparer correctement l'amplitude et la phase de chaque composante du signal. Nous étudions ensuite les résultats obtenus avec ce nouveau diagnostic. Par des comparaisons entre les signaux des réflectomètres homodyne et hétérodyne, nous mettons en avant l'importance de la dynamique de ce type de diagnostic. Nous discutons aussi de l'intérêt de réaliser des balayages rapides en fréquence pour figer la turbulence, et ainsi ne prendre en compte que son aspect spatial. Nous définissons alors le rôle de la turbulence en étudiant ses effets sur la phase et l'amplitude du signal détecté.

Enfin, dans une sixième et dernière partie, nous dressons un bilan des études réalisées. Nous donnons ensuite quelques propositions afin de définir l'évolution de la réflectométrie sur le tokamak Tore Supra.

PARTIE I :

GENERALITES SUR LA FUSION

THERMONUCLEAIRE CONTROLEE

1. La fusion thermonucléaire contrôlée

1.1. Les sources d'énergie nucléaire

La production et la recherche de nouvelles sources d'énergie sont des problèmes auxquels l'Homme est confronté depuis toujours. Cette prospection s'est traduite par la découverte de combustible dont la teneur énergétique (densité d'énergie par unité de volume de combustible) n'a cessé de croître avec la maîtrise de technologies de plus en plus sophistiquées. Au niveau physique, cette évolution nous a vu passer de l'échelle moléculaire au niveau atomique et enfin, subatomique.

Au niveau atomique, les électrons sont liés au noyau de l'atome par **une force électromagnétique**. Toutefois, la mécanique quantique nous apprend que les niveaux d'énergie des électrons sont quantifiés et que l'écart entre différents niveaux est de l'ordre de l'électronvolt ($1\text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19}\text{ J}$). Lors de réactions chimiques telles que la combustion du carbone, ce sont les **niveaux d'énergie électronique** qui entrent en jeu si bien que la quantité d'énergie récupérée n'est que de l'ordre de quelques *eV*.

En revanche, au niveau subatomique, les noyaux des atomes sont constitués de protons (chargés positivement) et de neutrons (neutres). La cohésion du noyau est assurée par une force d'interaction à courte portée : **l'interaction forte**. Dans le cas des noyaux, la différence d'énergie entre deux niveaux permis est cette fois de l'ordre du *MeV*. Pour avoir accès à une telle énergie, deux approches sont envisageables :

- la **fission** de noyaux lourds (fission de l'Uranium 235),
- la **fusion** de noyaux légers (fusion Deutérium-Tritium).

A titre comparatif, nous avons résumé dans le Tableau 1-1 les quantités d'énergie fournies par kilogramme de matière combustible [Cea87] :

Tableau 1-1 : Energies utiles pour 1 kg de combustible.

Type de combustible	Energie produite
Chimique : charbon	9 kWh
Fission : ^{235}U	$24 \cdot 10^6$ kWh
Fusion : D+T	$94 \cdot 10^6$ kWh

Au sein d'un noyau constitué de A nucléons (N neutrons et Z protons), la relation d'équivalence entre énergie et masse ($E=mc^2$) s'écrit :

$$M(A,Z) c^2 = Z m_p c^2 + N m_n c^2 - B(A,Z)$$

où m_n et m_p sont respectivement les masses des neutrons et protons libres,

$B(A,Z)$ est l'énergie de liaison du noyau.

Ainsi, une réaction nucléaire faisant passer d'un système de noyaux à un autre dont l'énergie moyenne par nucléon B/A est plus forte, est exoénergétique. La Figure 1-1 représente l'évolution de la quantité B/A en fonction du nombre de nucléons A . On constate que cette courbe passe par un maximum pour les éléments de masse atomique intermédiaire.

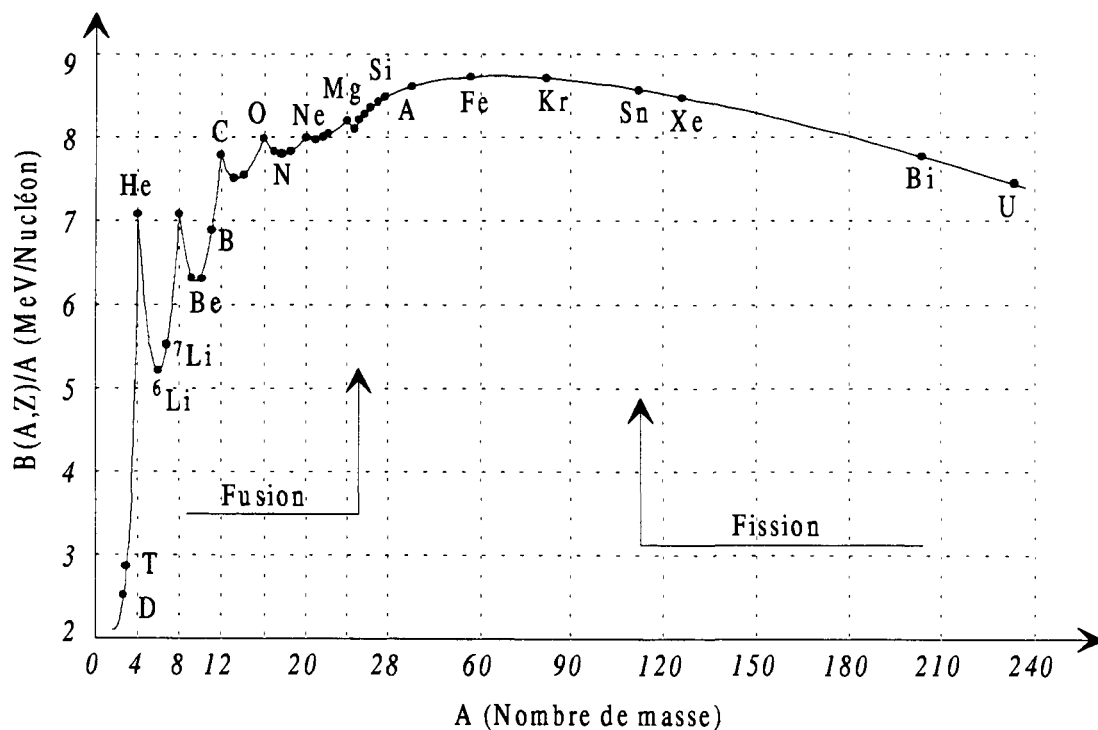


Figure 1-1 : Evolution des énergies de liaison par nucléon des noyaux en fonction du nombre de leur nucléon.

Alors que la production d'énergie par la fission est effectuée dans les centrales nucléaires « classiques », depuis les années 60, la fusion thermonucléaire contrôlée, beaucoup plus difficile à réaliser, n'est toujours pas maîtrisée. Après plusieurs dizaines d'années de recherche, cette dernière relève encore du domaine de la physique fondamentale bien que les aspects technologiques associés soient eux aussi largement étudiés.

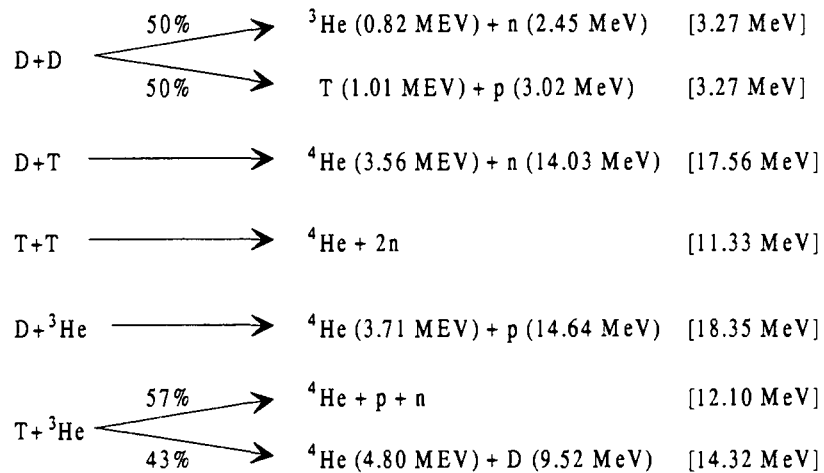
Pourtant, la fusion thermonucléaire contrôlée constitue une source d'énergie attrayante pour l'avenir, et ce, pour de nombreuses raisons :

- les ressources en combustibles sont considérables et très bien réparties sur le globe. Elles sont estimées à quelques milliers d'années si le combustible est un mélange Deutérium Tritium et plusieurs millions d'années si on utilise uniquement le Deutérium.
- les produits de fusion ne sont pas radioactifs, ce qui réduit les problèmes de déchets à stocker de manière substantielle.
- comme toute réaction nucléaire, la fusion ne rejette dans l'atmosphère ni polluant, ni gaz à effet de serre.
- le risque d'emballement d'un réacteur à fusion est nul.

Dans la suite de cette introduction, nous nous intéresserons plus particulièrement à la fusion thermonucléaire contrôlée. Nous décrirons les différentes voies envisagées aujourd'hui et principalement la filière **tokamak**. Enfin, nous aborderons l'importance des mesures des **profils de densité électronique** qui, en premier lieu, participent au calcul du bilan énergétique du plasma pour évaluer ses performances et permettent aussi de mieux comprendre l'origine des instabilités qui s'y développent.

1.2. Les principes de la fusion thermonucléaire contrôlée

A partir de la Figure 1-1 nous constatons qu'il existe un grand nombre de réactions de fusion exoénergétiques. Toutefois, celles qui possèdent une section efficace suffisamment importante pour être exploitées dans un réacteur à fusion sont peu nombreuses, et sont décrites ci-dessous :



La première réaction serait la plus intéressante car le Deutérium se trouve en abondance dans l'eau et constitue donc un combustible quasi inépuisable. Toutefois, le taux de réaction D-D, pour les températures envisagées dans les tokamaks (~ 10 keV), est très petit comparé à celui de la réaction D-T (Figure 1-2). Ainsi, bien que le Tritium n'existe pas à l'état naturel, les recherches actuelles s'orientent vers cette seconde réaction.

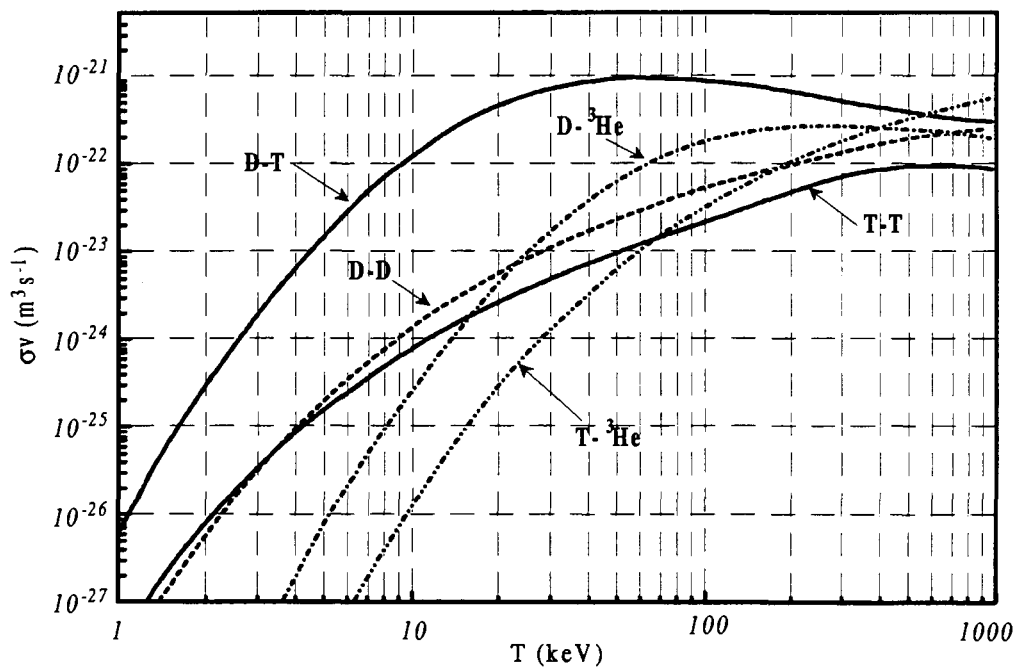


Figure 1-2 : Taux de réaction des principales réactions de fusion.

Afin de faire fusionner deux noyaux, il faut leur communiquer assez d'énergie pour vaincre leur répulsion coulombienne. Heureusement, cette énergie reste inférieure à la barrière de potentiel à franchir (~ 300 keV), car les particules ont une probabilité faible mais non nulle de la franchir par effet tunnel.

Toute la difficulté consiste à produire un plasma de D-T pour lequel l'énergie restituée sous forme de neutrons, puis transformée en électricité, est supérieure à celle investie pour entretenir les réactions de fusion. Le facteur d'amplification Q représente le gain en énergie de fusion par rapport à l'énergie investie. Il est défini par :

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

où P_{fusion} est la puissance fournie par les réactions de fusion,

$P_{fournie}$ est la puissance investie pour engendrer la fusion du mélange.

A l'heure actuelle, un tokamak européen (JET) et un tokamak américain (TFTR) ont produit, sur des temps courts ($<1s$), presque autant d'énergie que celle consommée pour chauffer le plasma ($Q=1$) (Figure 1-4). Un seuil psychologique appelé le « Break even » a ainsi été atteint. La prochaine étape consiste à obtenir une réaction auto entretenue pour laquelle l'énergie investie pour entretenir le plasma est nulle ($Q \rightarrow \infty$). Cette condition est appelée « l'ignition ». Pour atteindre cet objectif, il faut pouvoir contenir à une température aussi élevée que possible une forte densité de particules le plus longtemps possible. Ces conditions sont en fait résumées par le critère de Lawson [Law57] :

$$n_i T_i \tau_E > f(T_i) \quad (1-1)$$

où n_i est la densité d'ions combustibles,

T_i est la température des ions,

τ_E est le temps de vie ou de confinement de l'énergie. C'est, en fait, le temps caractéristique de décroissance de l'énergie dans le plasma si on arrête de l'alimenter en puissance.

f est une fonction qui dépend de la section efficace de fusion $\langle \sigma v \rangle$ et donc principalement de la température et de la nature des réactions recherchées.

Ainsi, pour un mélange D-T, la section efficace de fusion est maximale à une température proche de 13 keV . Pour ce mélange, la condition pour atteindre le « Break even » s'écrit :

$n_i T_i \tau_E > 6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$, et celle pour « l'ignition » est $n_i T_i \tau_E > 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ (Figure 1-3).

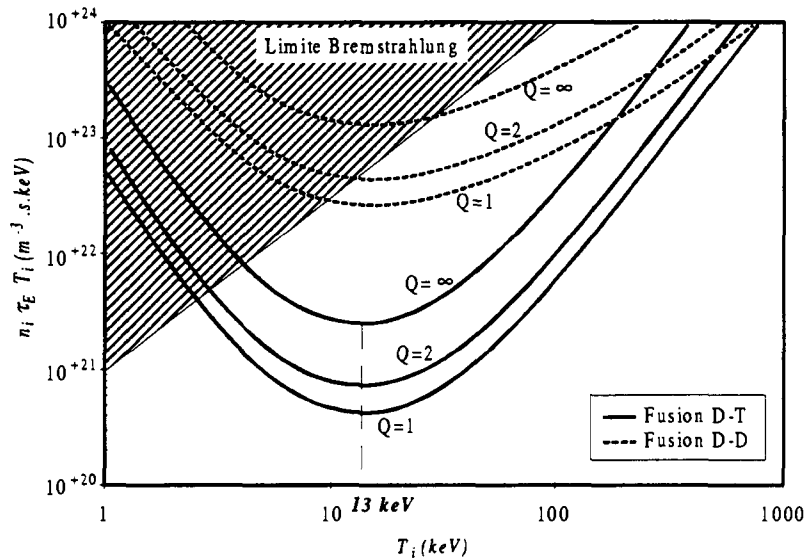


Figure 1-3 : Evolution du produit $n_i T_i \tau_E$ en fonction de la température pour des réactions D-T et D-D et pour différents facteurs d'amplification Q .

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 » :

1 - **La voie de la fusion inertielle.** On choisit ici de travailler à des densités 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 D-T est comprimée par l'intermédiaire du rayonnement X émis par l'interaction de faisceaux laser 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.

2 - **La voie de la fusion magnétique.** On cherche cette fois à maximiser le temps de vie de l'énergie τ_E à 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 :

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

avec $P_{cin} = 2 n k_b T$ est la pression cinétique du plasma,

n , T sont respectivement la densité et la température du plasma,

k_b est la constante de Boltzmann, $k_b = 1.23 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

Il existe différentes formes de structure magnétique pour confiner le plasma. Dans la suite de ce rapport, nous nous intéresserons plus particulièrement à la **filière tokamak**. C'est, en effet, la plus étudiée et celle qui permet d'obtenir les plasmas les plus performants en terme de confinement. Depuis 1968 où, pour la première fois, une température de plasma supérieure à 1 keV était obtenue dans le tokamak russe T3, les performances en terme de produit $n_i T_i \tau_E$ de ces machines n'ont cessé de croître au cours des décennies pour finalement placer l'état des recherches actuelles au seuil du « Break even » (Figure 1-4).

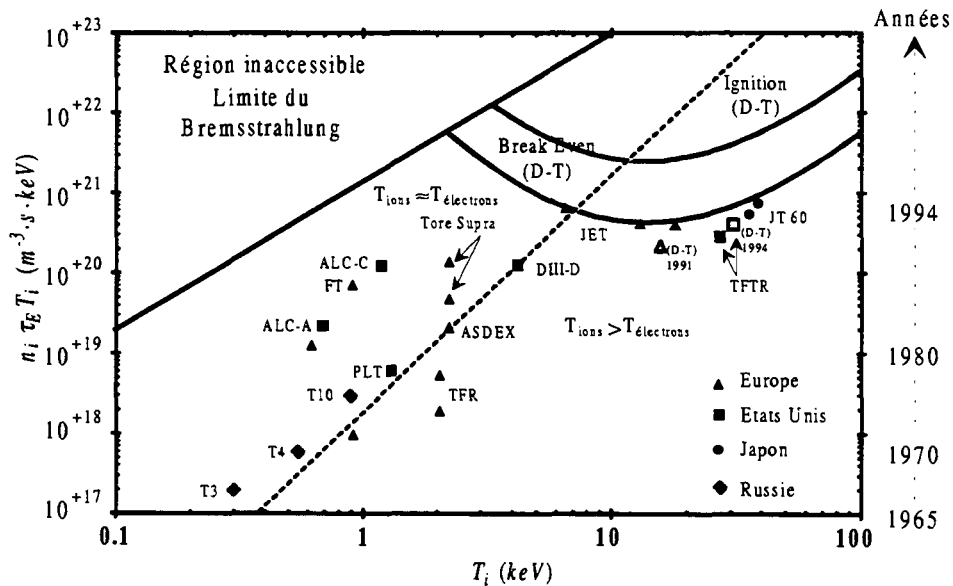


Figure 1-4 : Evolution des performances des tokamaks vers « l'ignition » dans le diagramme $T_i - n_i \tau_E T_i$.

2. La filière tokamak

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord les trajectoires des particules chargées dans un champ magnétique. Nous faisons ensuite un bref historique dans lequel nous insistons sur les faits marquants qui nous ont fait passer des configurations magnétiques à miroir à la configuration tokamak. Ensuite, nous décrivons comment la topologie magnétique de ces derniers est générée. Pour terminer, nous détaillerons les caractéristiques du tokamak Tore Supra.

2.1. Trajectoires des particules dans un champ magnétique

Des particules chargées, placées dans un champ magnétique homogène, possèdent une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ (Figure 2-1).

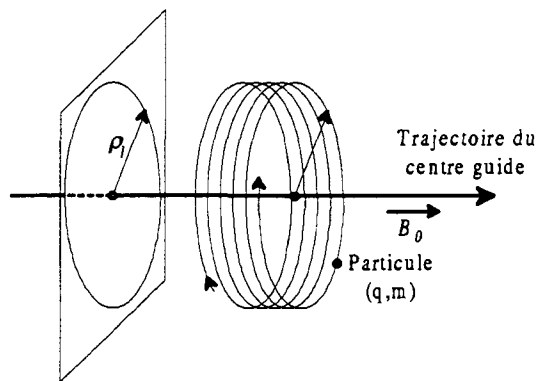


Figure 2-1 : Mouvement d'une particule chargée placée dans un champ magnétique uniforme.

Ce mouvement peut être décomposé en 2 parties :

1 - Dans un plan perpendiculaire aux lignes de champs, une particule chargée possède un **mouvement circulaire uniforme** dont la fréquence de rotation est appelée **fréquence cyclotronique** f_c , et le rayon (ou distance à la ligne de champ) est son **rayon de Larmor** ρ_l . Ces 2 quantités sont définies par : $\omega_c = 2 \pi f_c = \frac{e Z B_0}{m}$ et $\rho_l = \frac{m V_{\perp}}{e Z B_0}$.

où e est la charge élémentaire,

Z est le nombre de charge de la particule,

m est la masse de la particule,

B_0 est le champ magnétique auquel la particule est soumise,

$V_{\perp}$ est la vitesse des particules perpendiculairement aux lignes de champ.

2 - Le long de la ligne de champ. Le point autour duquel la particule tourne (avec un rayon de giration ρ_l) est attaché à une ligne de champ. Il porte le nom de **centre guide** et possède un mouvement **rectiligne uniforme** le long du champ magnétique.

Typiquement, dans un tokamak, la fréquence cyclotronique ionique est de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, celle des électrons de quelques dizaines de gigahertz. Quant au rayon de Larmor des ions, il est de l'ordre de quelques millimètres et celui des électrons de quelques dizaines de microns.

Les particules chargées resteraient éternellement attachées à leur ligne de champ s'il n'y avait pas de collision. En fait, ces dernières leur permettent de se déplacer perpendiculairement aux lignes de champ avec un pas égal à leur rayon de Larmor. Ainsi, tout se passe comme si elles subissaient une marche au hasard dont le coefficient de diffusion associé est donné par :

$$D = \rho_l^2 \nu$$

où ν est la fréquence de collision.

Le plasma est alors complètement libre le long du champ magnétique et diffuse perpendiculairement aux lignes de champ avec un coefficient D .

2.2. Des machines droites aux machines toriques

Les premières expériences sur les plasmas de fusion ont été réalisées dans des « machines » droites avec, à chacune de leurs extrémités, des miroirs magnétiques qui réfléchissent les particules chargées. Tout ion ou électron placé dans un champ électromagnétique possède deux invariants : son énergie $E = \frac{1}{2} m V_{||}^2 + \mu B$ et son moment magnétique

$\mu = \frac{1}{2} m \frac{V_{\perp}^2}{B}$. Ainsi, la configuration magnétique présentée sur la Figure 2-2 crée un puits magnétique dans lequel une particule reste confinée.

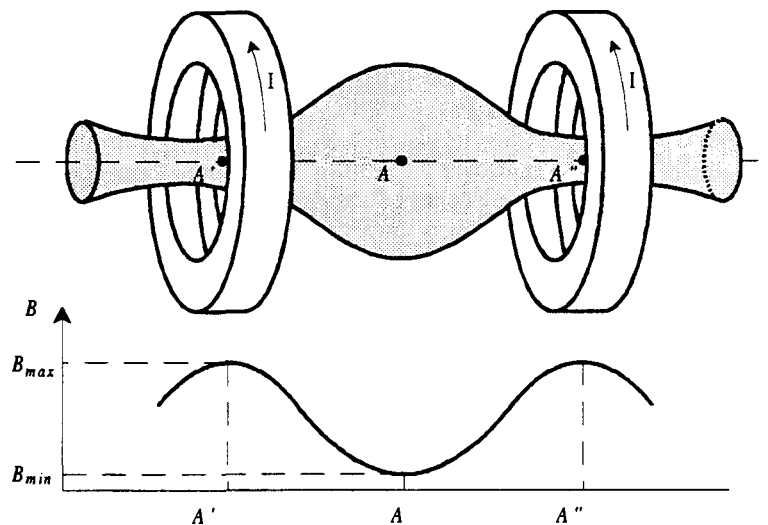


Figure 2-2 : Principe d'une machine à miroir.

Ce type de configuration a rapidement été abandonné car le confinement des particules n'était pas suffisant, en particulier, les pertes aux extrémités de la machine étaient trop importantes.

Pour remédier à ce problème, des machines toriques pour lesquelles « il n'y a pas d'extrémité » ont été créées. La configuration la plus simple est celle d'un solénoïde torique où les lignes de flux sont des cercles de rayon R . En première approximation, le centre guide des particules suit les lignes de champ. Le confinement n'est pourtant pas assuré car la courbure des trajectoires introduit un **mouvement de dérive** dans un plan perpendiculaire aux trajectoires des particules (Figure 2-3).

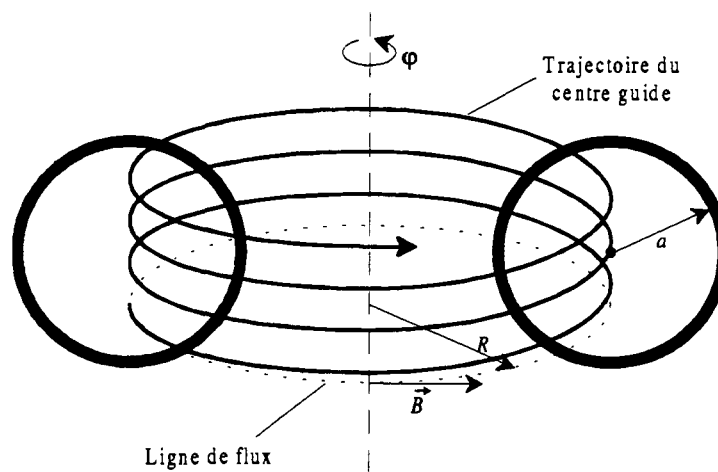


Figure 2-3 : Dérive verticale d'une particule chargée positivement placée sur des lignes de flux circulaires.

La vitesse de dérive $\vec{V}_d$ est liée à la force centrifuge $\vec{F}_\perp$, et s'exprime de la façon suivante :

$$\vec{V}_d = \frac{\vec{F}_\perp \wedge \vec{B}}{e Z B^2} = \frac{m V_{//}^2}{e Z} \frac{\vec{R} \wedge \vec{B}}{R^2 B^2}$$

Le temps de confinement pour une machine de petit rayon a est alors $\tau_E = \frac{a}{V_d}$. En choisissant des valeurs typiques pour les différents paramètres ci-dessus ($R=2.5m$, $a=1m$, $V_{//}=8 \cdot 10^5 \text{ m s}^{-1}$), τ_E reste inférieure à quelques millisecondes ce qui est très insuffisant pour satisfaire le critère de Lawson.

De plus, ce genre de machine ne peut pas conduire à la réalisation d'un réacteur à fusion, car il y a séparation des charges : les ions vont dériver, par exemple, vers le haut de la machine et les électrons, qui sont chargés négativement, vers le bas.

Ce phénomène de dérive ne peut être supprimé, il faut donc le compenser. L'idée est de faire passer les particules tantôt en haut de la machine tantôt en bas. Ainsi, pour un ion dérivant vers le haut, sa dérive verticale tend à le faire sortir de la machine quand il se trouve dans sa partie supérieure et à le faire entrer quand il est dans la partie inférieure si bien qu'en moyenne, sa dérive est nulle (Figure 2-4).

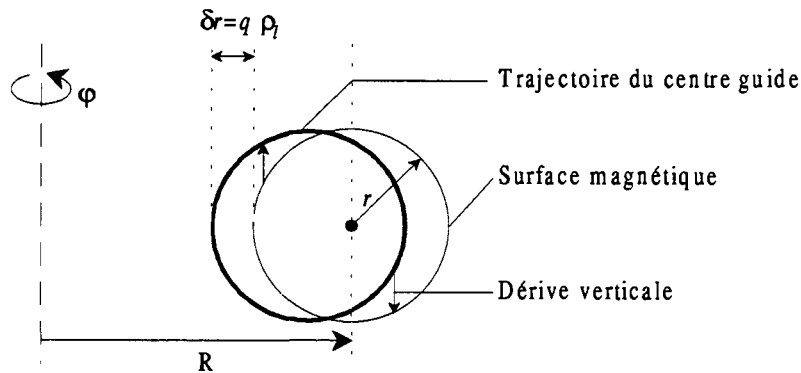


Figure 2-4 : Compensation de la dérive verticale des particules passantes.

Pour réaliser une telle configuration, il faut superposer au champ magnétique toroïdal principal un champ dit poloïdal (autour de l'axe secondaire du tore r) de telle façon que les lignes de champ résultantes forment des tores emboîtés avec une hélicité définie par le facteur

de sécurité noté q (Figure 2-5). Le pas de cette hélice, q , varie du centre ($q_0 \approx 1$) vers le bord du tokamak ($2 < q_a < 15$), il représente le nombre de tours toroïdaux que fera la particule pour une seule révolution poloïdale. Dans l'approximation des grands rapports d'aspect ($r \ll R$), ou approximation cylindrique, il s'écrit :

$$q = \frac{r B_\phi}{R B_\theta}$$

où θ et ϕ désignent les coordonnées angulaires dans les directions poloïdales et toroïdales de la machine.

B_θ et B_ϕ sont les composantes poloïdales et toroïdales du champ magnétique total.

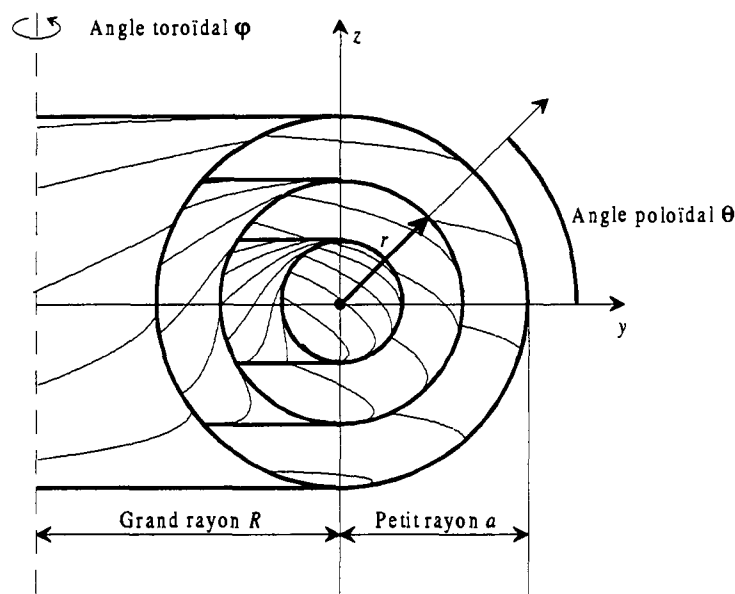


Figure 2-5 : Configuration magnétique d'un tokamak après superposition des champs toroïdal et poloïdal.

2.3. Création de la configuration tokamak

Nous venons de démontrer que pour bien confiner un plasma de fusion, il fallait « l'emprisonner » dans un champ magnétique dont les lignes de champ forment des hélices de pas différents s'enroulant sur des tores emboîtés (Figure 2-5). Cette configuration peut être obtenue de différentes façons :

- avec un jeu de bobines de forme assez complexe pour créer la configuration magnétique voulue. Ce type de machines est appelé stellarator.

- en combinant un champ magnétique toroïdal produit par un jeu de bobines réparties régulièrement autour du tore et un champ poloïdal engendré par la circulation d'un fort courant I_p dans le plasma (machines tokamak Figure 2-6).

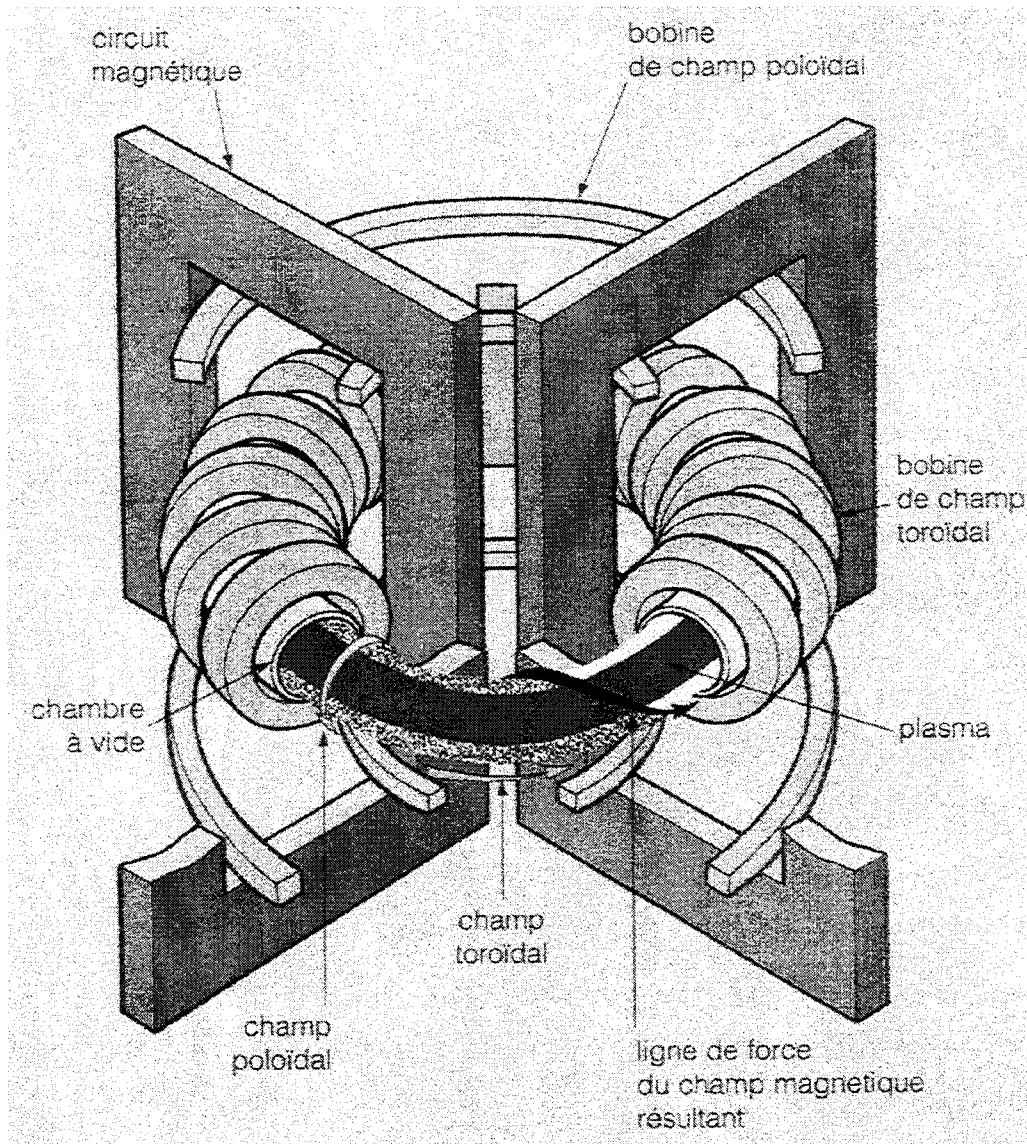


Figure 2-6 : Principe du confinement dans un tokamak.

C'est à ce dernier type de configuration que nous allons nous intéresser dans la suite de cet exposé.

Le courant I_p est induit dans le plasma par effet transformateur où les bobines poloïdales jouent le rôle de primaire et le plasma celui de secondaire. Ce courant permet de générer un champ magnétique B_θ qui se déduit de l'équation de Maxwell-Ampère :

$$B_{\theta} = \mu_0 \int_0^r j(r) dr$$

où $j(r)$ est la densité de courant au point r .

Le courant traversant le plasma peut aussi être engendré :

- par couplage d'ondes électromagnétiques chargées de rendre asymétrique la fonction de distribution des vitesses des particules dans la direction toroïdale,
- par injection de neutres rapides de quelques centaines de keV qui en s'ionisant cèdent une partie de leur énergie au plasma par collision.

Il est à noter que les bobines poloïdales n'ont pas pour seul rôle de générer du courant dans le plasma, elles contrôlent aussi son équilibre, sa forme et sa position en créant un champ magnétique vertical B_v .

2.4. Le tokamak Tore Supra

Le travail de recherche présenté dans cette thèse a été effectué sur le tokamak Tore Supra. Mis en service en 1988, c'est, à l'heure actuelle, le seul grand tokamak ayant un aimant toroïdal supra conducteur. Cette particularité limite l'échauffement des bobines par effet Joule et permet ainsi de réaliser des décharges plasma de longue durée, jusqu'à 120 s actuellement. La principale mission de Tore Supra est de produire des décharges longues et performantes afin d'étudier les problèmes physiques et technologiques qui s'y rapportent : contrôle de la densité, évacuation de la chaleur, génération de courant, stabilité du plasma à long terme. Ces études sont importantes pour la prochaine génération de tokamak, et en particulier pour le projet **ITER** (**I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor) où les aspects physiques et technologiques d'un futur réacteur à fusion seront étudiés.

La génération de courant et le contrôle du profil de courant sont réalisés par différents types de chauffages additionnels qui, au total, représentent une puissance de 20 MW. On trouve parmi ceux-ci un chauffage à la fréquence cyclotronique ionique ($40 < F < 60 \text{ MHz}$) dont la puissance totale est de 12 MW, un chauffage à la fréquence hybride basse (3.7 GHz) de

puissance 8 MW et un chauffage à la fréquence cyclotronique électronique (118 GHz) en développement.

Une autre particularité de Tore Supra est de posséder un divertor ergodique qui permet un meilleur contrôle du plasma de bord et l'évacuation de forts flux de chaleur.

Les principales caractéristiques de Tore Supra sont résumées dans le Tableau 2-1.

Tableau 2-1 : Caractéristiques du tokamak Tore Supra.

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

3. Caractérisation des performances d'un tokamak

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes approches pour définir les performances et la qualité du confinement d'une décharge plasma.

3.1. Bilan d'énergie

Pour devenir une source d'énergie, un plasma de fusion doit présenter un bilan d'énergie positif, c'est à dire que l'énergie dégagée par les réactions de fusion doit être largement supérieure à celle dépensée pour créer le plasma, le confiner et le chauffer. Un bilan d'énergie sommaire conduit au critère de Lawson (eq. (1-1)) dans lequel les pertes d'énergie sont rassemblées dans le paramètre τ_E qui est le temps de vie de l'énergie. Expérimentalement il est défini comme suit :

$$\tau_E = \frac{W}{P_{tot}} \quad (3-1)$$

où P_{tot} est la puissance totale investie pour chauffer le plasma, elle comprend en général la puissance ohmique et celle des chauffages additionnels mis en jeux.

W est le contenu énergétique du plasma :

$$W = \frac{3}{2} k_b (n_i T_i + n_e T_e) \quad (3-2)$$

il est **calculé à l'aide des profils de densité et de température** électronique et ionique expérimentaux.

Grâce à l'étude approfondie du confinement dans les tokamaks de première génération tels que TFR [TFR80], ALCATOR, ASDEX, ou DIII-D [Lie85], on s'est aperçu que le temps de vie de l'énergie τ_E est un à deux ordres de grandeur au-dessous de celui prédit par la théorie néoclassique [Hin76]. Ces pertes représentent une très sévère limitation au développement industriel de la fusion. Aussi, de nombreux travaux pour comprendre leur origine ont été menés. Actuellement, elles sont unanimement attribuées à une activité turbulente du plasma, (transport « anormal ») dont les mécanismes sont encore mal connus.

Ainsi, une étude très détaillée du bilan d'énergie dans le plasma est extrêmement importante pour pouvoir qualifier ses performances et constitue un point clé pour tous les travaux expérimentaux sur les dispositifs de fusion magnétique et en particulier les tokamaks. Des lois d'échelle ont été établies pour décrire le temps de vie de l'énergie τ_E et ainsi caractériser le confinement du tokamak. Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les principales approches utilisées pour définir de telles lois.

3.2. Les lois de confinement globales.

La façon la plus simple de caractériser le plasma dans son ensemble est de définir expérimentalement le temps de confinement de l'énergie τ_E (eq. (3-1)). Le comportement de ce dernier est souvent représenté par une **loi d'échelle** dépendant de nombreux autres paramètres globaux du plasma. Ces lois sont nombreuses et ne s'appliquent que sous certaines conditions, à titre d'exemple citons :

- *La loi d'Alcator*, qui caractérise le plasma en régime ohmique [Gon78]. Cette loi n'est valable que dans certains régimes dits LOC (« linear ohmic confinement ») :

$$\tau_E \propto n_e R^2 a q(a)$$

- *La loi de Goldston* qui fait apparaître une augmentation du confinement avec le courant plasma I_p et une dégradation avec la puissance additionnelle [Gol84] :

$$\tau_E \propto a^{1.38} \left(\frac{R}{a} \right)^{1.75} I_p P_{tot}^{-0.5}$$

- *La loi de Rebut Lallia Watkins* qui permet d'obtenir non plus le temps de vie de l'énergie mais le contenu énergétique des électrons, W_e [Reb87]. On distingue dans cette loi un terme de contribution ohmique et un terme réservé aux chauffages additionnels :

$$W_e = 2.6 \cdot 10^{-2} n_e^{0.75} Z_{eff}^{0.25} I_p \left(R \kappa a^2 \right)^{11/12} + 1.2 \cdot 10^{-2} P_{tot} Z_{eff}^{-0.5} I_p \left(R \kappa a^2 \right)$$

avec W_e en MJ, n_e en $10^{19} m^{-3}$, I_p en MA, R et a en m. Z_{eff} est la charge effective du plasma ou le nombre moyen d'électron par ion, κ est l'élongation du plasma (pour Tore Supra où le plasma est circulaire, $\kappa=1$).

Enfin, *la loi d'échelle de Tore Supra* [Hoa96] :

$$\tau_E = 0.0227 R^{1.84} I_p^{0.98} B^{0.2} n_e^{0.43} P_{tot}^{-0.75}$$

avec I_p en MA, n_e en $10^{19} m^{-3}$ et P_{tot} en MW.

3.3. Les régimes de confinement

Ils permettent de classer les performances des plasmas en grandes familles. Par exemple, en chauffage ohmique à basse densité, le temps de confinement τ_E croît linéairement avec la densité du plasma. Ce régime est appelé LOC pour Linear Ohmic Confinement, il est caractérisé par la loi d'Alcator. Au delà d'une certaine densité volumique, τ_E n'évolue plus, c'est le régime de confinement saturé SOC (Saturated Ohmic Confinement) (Figure 3-1).

Il existe aussi un régime appelé L pour Low Confinement qui traduit la dégradation de τ_E avec la puissance additionnelle. La loi d'échelle qui lui est associée est celle de Goldston.

Enfin, pour terminer ce bref aperçu des différents régimes de confinement, il existe aussi des modes de fonctionnement très intéressants pour lesquels les performances des tokamaks sont « améliorées » par rapport aux lois données par le transport anormal.

- *Le mode H* (High confinement regime) se caractérise par une mise en rotation du plasma en présence d'une forte puissance de chauffage additionnel. C'est le principal mode de confinement amélioré et, à ce titre, ce régime de fonctionnement est envisagé pour la prochaine génération de tokamaks.

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

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

De nombreux autres régimes à confinement amélioré ont été identifiés tels que les supershots sur TFTR qui se caractérisent par un changement des propriétés du bord du plasma.

La Figure 3-1 place chacun des modes de fonctionnement présentés ci-dessus dans un diagramme permettant de comparer leur temps de confinement (attention cela ne correspond en rien à la qualité du plasma en terme de produit $n_i T_i \tau_E$).

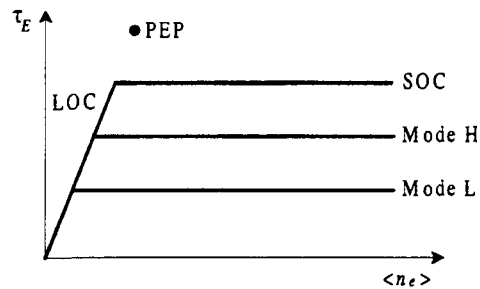


Figure 3-1 : Synthèse schématique des différents régimes de confinement du plasma en fonction de la densité volumique moyenne.

4. Intérêt des mesures de densité électronique

Outre l'aspect bilan d'énergie et caractérisation des performances des décharges plasma que nous venons de présenter, nous discutons dans ce chapitre de l'importance d'avoir des profils de densité électronique depuis l'extrême bord de la décharge jusqu'en son centre. Nous présentons ensuite les dispositifs ou diagnostics mis en place pour mesurer les différents paramètres plasma en insistant particulièrement sur la définition des profils de densité.

4.1. Etude d'un plasma de tokamak

Un plasma de tokamak peut être divisé en trois parties distinctes qui concernent des zones où les processus physiques dominants sont différents (Figure 4-1).

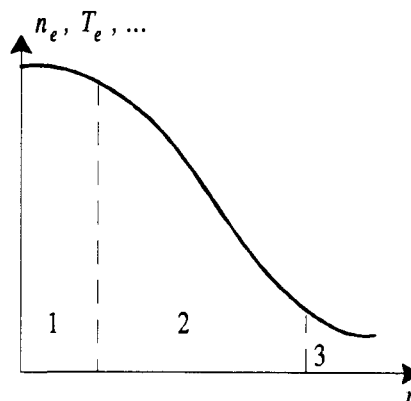


Figure 4-1 : Différentes régions du plasma.

- *Le plasma central.* Dans cette zone, les gradients de densité et de température sont très faibles. Elle peut être soumise à une forte instabilité magnéto hydrodynamique qui porte le nom de dent de scie et limite considérablement la température et la densité. Cette instabilité apparaît quand le facteur de sécurité au centre de la décharge est proche de un ou devient inférieur à cette valeur.

- *La zone de gradient.* C'est une zone intermédiaire de plasma confiné qui est responsable en grande partie du transport des particules et de l'énergie et donc de la diminution du temps de confinement de l'énergie τ_E .

- *Le bord et la surface dans l'ombre du limiteur (SOL ou Scrape Off Layer).* Dans cette zone, les lignes de champ sont connectées à la paroi, le plasma n'est plus confiné. Il faut aussi y évacuer les flux de chaleur et de particules. Leur modélisation est nécessaire pour pouvoir dimensionner les éléments de paroi.

4.1.1. Comportement local du transport

Toutes les lois d'échelles présentées dans le chapitre précédent essaient de prédire les performances d'un futur réacteur en fonction des paramètres globaux du plasma. En revanche, elles ne fournissent aucune information sur les phénomènes physiques mis en jeu dans les différents régimes de confinement. Pour caractériser ces derniers, on fait appel aux notions de transport de chaleur et de particules définis par [Cea87] :

$$\Gamma_e(r) = -D_e(r) \nabla n_e(r) \quad (4-3)$$

$$Q_e(r) = -n_e(r) \chi_e(r) \nabla T_e(r) + \frac{5}{2} T_e(r) \Gamma_e(r) \quad (4-4)$$

où $\Gamma_e(r)$ est le flux de particules à travers la surface de flux r ,

$Q_e(r)$ est le flux d'énergie des électrons à travers la surface de flux r ,

D_e est la diffusivité des particules,

χ_e est la diffusivité de la chaleur.

L'étude des diffusivités D_e et χ_e dans la zone de gradient du plasma ($r/a \approx 0.5$) est très importante car c'est cette région qui contribue en majorité au transport dans un tokamak. Heureusement, c'est dans cette zone qu'il est le plus facile d'évaluer ces deux coefficients. En effet, au centre de la décharge, les gradients sont trop faibles pour permettre de bonnes mesures et, au bord, il faut tenir compte du recyclage des particules. Expérimentalement, les diffusivités électroniques sont de deux ordres de grandeur supérieures à celles prédites par la théorie néo-classique. Ainsi, les pertes d'énergie se font principalement par le canal électronique ce qui est en complète contradiction avec la théorie néoclassique.

4.1.2. Le plasma de bord

Le bord du plasma est un milieu particulier car ses caractéristiques contrôlent les interactions plasma-paroi qui jouent un rôle fondamental pour l'obtention de décharges performantes. Il est extrêmement important de bien comprendre le comportement physique du plasma dans cette région pour diverses raisons :

- **le contrôle des impuretés.** Les parois d'un tokamak sont soumises à des flux thermiques très élevés, elles peuvent alors s'éroder ou s'évaporer et « polluer » le plasma de cœur avec des impuretés lourdes qui vont considérablement réduire la température centrale.

- **le contrôle de la densité et le pompage des « cendres ».** Dans un plasma de fusion, l'Hélium produit par la réaction Deutérium-Tritium, après avoir cédé son énergie, doit être extrait de la décharge.

- **l'évacuation des flux de chaleur.** La puissance injectée dans la machine est transportée ensuite vers le bord de la décharge où elle doit être évacuée.

Le plasma présent dans la zone non confinée est souvent collisionnel, mais les modèles réalisés à partir de cette hypothèse sous-estiment les coefficients de transport [Sta90].

Les évolutions de la densité et de la température au bord du plasma sont décrites par l'étude des longueurs caractéristiques de décroissance λ_T et λ_n qui leur sont associées. Ces dernières sont définies à partir des équations de continuité et s'écrivent :

$$\lambda_n \propto \sqrt{\frac{D_e L_c}{v_{th}}}$$
$$\lambda_T \propto \sqrt{\frac{\chi_e L_c}{n_e v_{th}}}$$

où L_c est le libre parcours moyen des particules dans la zone dans l'ombre du limiteur.

La connaissance des coefficients de diffusion des électrons D_e , de la chaleur χ_e ainsi que le flux de particules Γ_e (eq. (4-3)) et le flux thermique Q_e (eq. (4-4)) atteignant la paroi du tokamak passe par la connaissance des longueurs de décroissance λ_n et λ_T et donc des profils de densité et température au bord du plasma.

4.2. Mesures dans un tokamak

L'exploitation d'un tokamak comme Tore Supra repose pour une large part sur l'utilisation de différents équipements soumis à de très fortes sollicitations. Elle ne se conçoit pas sans un grand nombre de mesures destinées à assurer un fonctionnement optimal de l'ensemble des systèmes mis en jeu, à évaluer les performances des plasmas, mais aussi à assurer la sûreté radiologique de l'installation.

En ce qui concerne le contrôle des systèmes, les principales mesures sont :

- la température et le courant des bobines supra conductrices,
- le courant et la position du plasma (boucles magnétiques),
- le vide de la machine (spectromètre de masse),
- l'état de la paroi (analyse de surface, calorimétrie, thermographie),
- la puissance additionnelle injectée et réfléchiée par le plasma,
- la température de surface des injecteurs et antennes (thermographie).

L'analyse des performances du plasma requiert des diagnostics complémentaires permettant d'obtenir différents profils radiaux :

- densité (réflectométrie, interférométrie, diffusion Thomson, ...),

- température électronique et ionique (émission cyclotronique électronique ou diffusion Thomson et échange de charge sur faisceau de neutres),
- taux d'impuretés (spectroscopie).

Enfin, des mesures permettant de définir l'état du plasma sont aussi très utiles pour le caractériser plus finement. Quelques unes d'entre elles sont données ci-dessous :

- l'évolution des modes MHD et îlots magnétiques (boucles magnétiques, tomographie X),
- le profil de courant (rotation Faraday),
- la micro-turbulence (diffusion cohérente et dépolarisante, réflectométrie),
- la densité de neutres au bord de la décharge (spectroscopie),
- le rayonnement du plasma (bolométrie),
- la rotation du plasma (spectroscopie).

Les diagnostics permettant de caractériser le plasma peuvent être classés en deux catégories :

- *les diagnostics passifs* qui mesurent les caractéristiques du rayonnement ou des particules neutres émis par le plasma. Ils sont non intrusifs et ne perturbent en rien la zone de mesure.

- *les diagnostics actifs* pour lesquels les mesures réalisées proviennent d'une interaction avec le plasma (faisceau électromagnétique ou même interaction entre le plasma et une sonde électrostatique). La zone étudiée peut alors être plus ou moins perturbée.

Il faut noter qu'il n'existe pas de diagnostic universel, et qu'ils sont tous complémentaires car chacun d'eux possède ses propres caractéristiques (résolution spatiale, temporelle, mesure de bord ou de centre, etc.). Pour avoir accès à tous les paramètres définis ci-dessus, Tore Supra est équipé de plus de trente diagnostics (Figure 4-2).

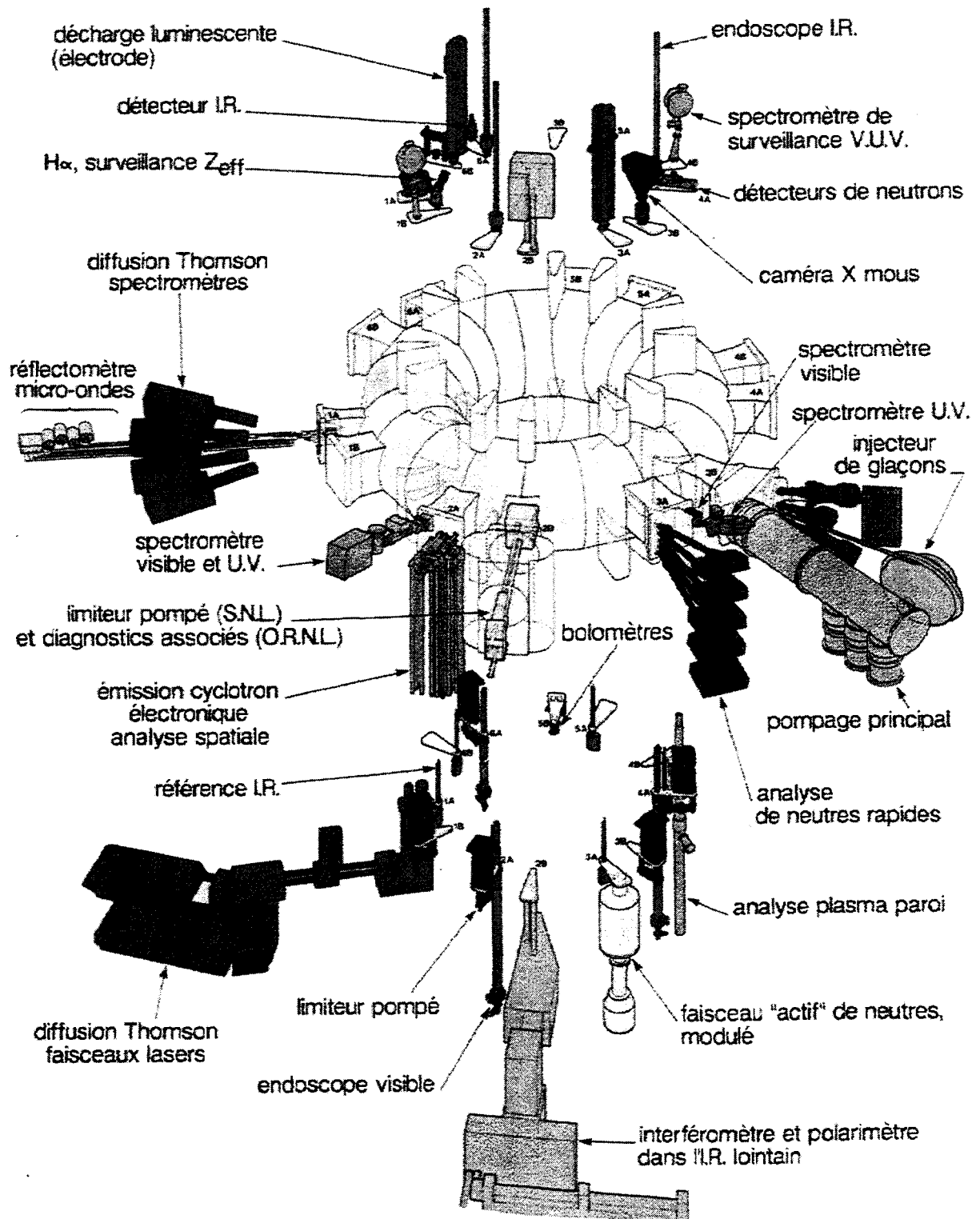


Figure 4-2 : Implantation des diagnostics autour du tokamak Tore Supra.

4.3. Diagnostics de mesure de la densité électronique

La connaissance des profils de densité électronique a une grande importance pour de nombreuses études physiques et l'amélioration des performances des tokamaks. Comme nous venons de le voir, il existe différentes méthodes pour réaliser de telles mesures et nous allons décrire ici celles qui sont utilisées sur Tore Supra.

Tore Supra est équipé de quatre diagnostics de mesure de densité électronique :

- Interféromètre infra rouge. Il utilise deux lasers infrarouge ($\lambda=118 \mu\text{m}$ et $\lambda=195 \mu\text{m}$) et possède cinq cordes de mesure permettant de sonder le plasma à différentes positions et une corde de référence. Le déphasage entre chacun des faisceaux ayant traversé le plasma et le faisceau référence, donne accès à la densité électronique intégrée le long de la ligne de visée de la corde de mesure. Une inversion d'Abel permet ensuite de déterminer le profil radial de densité.

- Diffusion Thomson incohérente. Le principe de ce diagnostic est basé sur la diffusion d'un faisceau laser par les électrons du plasma. En première approximation, l'intensité diffusée donne accès à la mesure de la densité électronique ($P_S \propto n_e$). Ce diagnostic donne aussi accès à la température électronique en mesurant la largeur spectrale (effet Doppler) du spectre diffusé ($\Delta\lambda \propto \sqrt{T_e}$). Tore Supra est équipé de douze spectromètres qui permettent d'obtenir douze points de mesure le long d'une corde verticale.

- Sondes de Langmuir. La sonde de Langmuir est une sonde électrostatique permettant de déterminer les paramètres du plasma qui la baigne. La polarisation de cette sonde par rapport au potentiel plasma lui permet de collecter les ions ou les électrons, et de définir une caractéristique qui permet de remonter à la densité et à la température électronique. Ce diagnostic est limité à l'étude de l'extrême bord du plasma.

- Réflectométrie micro-onde. Un faisceau de longueur d'onde de quelques millimètres est envoyé dans le plasma, où il se réfléchit sur une couche de coupure qui dépend de la fréquence sonde et de la densité. La mesure du déphasage de ce faisceau durant son trajet

aller-retour dans le plasma permet de déterminer la position de la couche de coupure. Le profil de densité est défini par une mesure sur un ensemble de fréquences sonde.

Le Tableau 4-1 nous résume les principales caractéristiques de ces diagnostics.

Tableau 4-1 : Caractéristiques des diagnostics de mesure de la densité électronique de Tore Supra.

Diagnostic	Quantité mesurée	Localisation des mesures	Résolution		Remarques
			Temporelle	Spatiale	
Interférométrie	$n_l^{(*)}$ et n_e	plasma confiné $0 < r/a < 0.8$	$10 \mu s$	Intégration sur une corde	Très bonne résolution temporelle, mais seulement 5 points pour obtenir un profil de densité (Inversion d'Abel)
Diffusion Thomson	T_e et n_e	plasma confiné $-0.9 < r/a < 0.9$	$37 ms$	$\sim 7 cm$	Il faut un très bon étalonnage pour faire de bonnes mesures de densité. Statistique de photons trop faible à basse densité
Sondes de Langmuir	$T_e, n_e, \tilde{T}_e, \tilde{n}_e$ et $\tilde{\phi}$	plasma de bord $r/a > 1.0$	$150 ms$	$\sim 2 mm$	Diagnostic perturbatif très localisé au bord du plasma. Donne accès à de nombreux paramètres
Réflexométrie micro onde	n_e et $\tilde{n}_e$	plasma confiné, plasma de bord $0.8 < n_e < 6.5 \cdot 10^{19} m^{-3}$	$< 100 \mu s$	$< 1 cm$	Obtention d'un profil de densité continu (mesure de gradients). La localisation des mesures dépend de la densité

(*) n_l est la densité linéique calculée le long d'une corde de l'interférométrie.

PARTIE II :

LES PRINCIPES DE LA REFLECTOMETRIE

ET LES TECHNIQUES EMPLOYEES

1. Introduction

La réflectométrie est un diagnostic très répandu pour mesurer les profils de densité électronique dans les plasmas de fusion. Un de ses principaux avantages est son **faible encombrement** proche de l'enceinte à vide car les faisceaux micro-ondes peuvent être transportés sur de grandes distances (plusieurs dizaines de mètres) par l'intermédiaire de guides d'onde. On peut alors déporter toutes les parties « sensibles » du montage hors de l'enceinte de confinement du réacteur et ne conserver que les antennes et guides d'onde près de la chambre à vide. Ainsi, sur le JET les faisceaux micro-onde sont transportés sur plusieurs dizaines de mètres avant d'être envoyés vers le plasma puis détectés [Pre86].

Outre l'aspect mesure de **profils de densité**, la réflectométrie permet aussi l'étude de l'amplitude et du spectre fréquentiel des **fluctuations de densité** [TFR85, Cla95, Est90, Doy90^b]. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéresserons plus particulièrement aux dispositifs nous donnant accès aux profils de densité.

Les premiers réflectomètres tel que celui de TFR [Sim85] ou du JET [Hub87] sondaient le plasma avec une seule fréquence sonde qu'ils faisaient varier linéairement au cours du temps. Un profil de densité pouvait ainsi être reconstruit toutes les *10 ms*. La principale limitation de ces systèmes était due aux fluctuations de densité qui peuvent perturber fortement le faisceau sonde empêchant toute mesure. Avec l'apparition de nouveaux composants micro-ondes, et l'évolution des techniques de détection, de nombreuses méthodes alternatives ont vu le jour. Elles sont principalement basées sur une augmentation de la vitesse de balayage des sources, sur l'envoi simultané de plusieurs fréquences dans le plasma ou sur une mesure directe de la position de la couche de coupure avec des impulsions de durée proche de la nanoseconde. Parmi les techniques de réflectométrie utilisées sur les différents tokamaks, on trouve principalement : le balayage linéaire en fréquence, la modulation d'amplitude ou de fréquence, la compression d'impulsion ou les pulses radar. Chacun de ces systèmes possède des avantages et des limitations.

Dans cette partie, nous décrivons tout d'abord la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu plasma. Nous rappelons ensuite les principes fondamentaux de la réflectométrie et faisons le bilan des principales techniques employées à ce jour. Nous décrivons alors leur principe de fonctionnement, leurs avantages et inconvénients et les difficultés techniques qu'elles peuvent présenter lors de leur mise en œuvre.

2. Propagation d'onde dans les plasmas

2.1. Equation de propagation d'onde

Considérons un milieu homogène, isotrope, placé dans le vide. On notera ρ sa densité volumique de charge, μ_0 sa perméabilité magnétique, ϵ_0 sa perméabilité électrique et $\vec{j}$ la densité de courant induite par le déplacement des charges. Dans ces conditions, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (2-1) \quad \text{div}(\vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2-2)$$

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2-3) \quad \text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2-4)$$

On a de plus : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ et $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$. Ici ϵ_0 est un scalaire car on suppose le milieu isotrope.

Où $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont respectivement les champs électriques et magnétiques de l'onde,

$\vec{D}$ et $\vec{B}$ sont respectivement l'induction électrique et magnétique de l'onde.

En prenant le rot de l'équation (2-4) et en y reportant (2-3), on arrive à :

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{E})) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2-5)$$

Supposons maintenant que les grandeurs électromagnétiques suivent des variations périodiques de pulsation ω , on peut alors écrire $\vec{E} = A(\vec{r}) e^{+i\omega t}$. Dans ce cas, il est possible

d'écrire $\mathbf{r\ddot{o}t}(\mathbf{r\ddot{o}t}(\vec{\mathbf{E}})) = \mathbf{gr\ddot{a}d}(\text{div}(\vec{\mathbf{E}})) - \Delta \vec{\mathbf{E}}$ et $\vec{\mathbf{j}} = \sigma \vec{\mathbf{E}}$. L'équation d'onde a la forme suivante :

$$\Delta \vec{\mathbf{E}} - \mathbf{gr\ddot{a}d}(\text{div}(\vec{\mathbf{E}})) = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{\mathbf{E}}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{E}}}{\partial t^2} \quad (2-6)$$

Elle peut encore s'écrire :

$$\Delta \vec{\mathbf{E}} - \mathbf{gr\ddot{a}d}(\text{div}(\vec{\mathbf{E}})) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{\mathbf{E}} = 0 \quad (2-7)$$

$$\text{où } \epsilon = 1 - i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (2-8)$$

$$\text{L'indice du milieu est défini comme : } N^2 = \epsilon \quad (2-9).$$

Dans le cas général décrit ici, la relation de dispersion du milieu a la forme suivante :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v_\phi^2} \text{ ou encore } k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} N^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \quad (2-10).$$

Remarque : Lorsque le milieu est anisotrope, par exemple un milieu soumis à un champ magnétique extérieur statique B_0 , les caractères fondamentaux de la description précédente restent inchangés. Les modifications essentielles apparaissent dans les relations de constitution du milieu, elles ne sont plus de simples relations de proportionnalité entre les composantes correspondantes des inductions et des champs comme dans le cas isotrope. Il faut maintenant écrire :

$$\vec{\mathbf{D}} = \vec{\vec{\epsilon}} \cdot \vec{\mathbf{E}} \text{ où } \vec{\vec{\epsilon}} \text{ est le tenseur de perméabilité diélectrique.}$$

2.2. Relations de dispersion en mode O et en Mode X

2.2.1. Définition du tenseur de perméabilité diélectrique

Pour caractériser au mieux la propagation d'une onde au sein du plasma, il faut maintenant définir plus précisément le tenseur de perméabilité électrique $\vec{\vec{\epsilon}}$. Pour cela, on va se placer dans l'approximation des plasmas froids, c'est à dire que les particules qui composent le plas-

ma sont supposées immobiles en l'absence de perturbation et qu'elles oscillent autour de leur position d'équilibre sous l'action du champ électrique de l'onde électromagnétique. Cette approximation permet de décrire correctement la diffraction des ondes mais pas les phénomènes d'absorption. En fait, ici, on s'intéresse surtout à la propagation du signal sonde et à son déphasage car il est à l'origine de toute mesure de réflectométrie.

Nous supposons que les particules de chaque espèce s du plasma sont caractérisées par une densité volumique $n_s(\vec{r}, t)$ et des vitesses moyennes $\vec{v}_s(\vec{r}, t)$ qui satisfont toutes deux aux équations fluides :

- la conservation du nombre de particules :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s) = 0, \quad (2-11)$$

- la conservation de la quantité de mouvement :

$$n_s m_s \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla} \right] \cdot \vec{v}_s = n_s q_s (\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}). \quad (2-12)$$

En appliquant la théorie des petites perturbations : on pose, à l'ordre 0, $n_0 \neq 0$, $\vec{v}_0 = 0$, $\vec{E}_0 = 0$ et $\vec{B}_0 \neq 0$, et en supposant que l'évolution temporelle des différentes grandeurs est périodique, les relations (2-11) et (2-12) s'écrivent :

$$-i\omega n_{1s} + in_{0s} \vec{k}_s \cdot \vec{v}_{1s} = 0 \quad (2-13) \text{ pour la conservation de masse,}$$

$$-i\omega m_s \vec{v}_{1s} = q_s (\vec{E}_1 + \vec{v}_{1s} \wedge \vec{B}_0) \quad (2-14) \text{ pour la conservation de la quantité de mouvement.}$$

En introduisant la densité de courant : $\vec{j}_{1s} = n_{0s} q_s \vec{v}_{1s}$, la relation (2-14) s'écrit :

$$(\vec{1} - i \vec{c}_s \wedge) \vec{j}_{s1} = i \omega \epsilon_0 p_s^2 \vec{E}_{1s} \quad (2-15)$$

où $\vec{1}$ est le tenseur unité,

$\vec{c}_s = \frac{\vec{\omega}_{cs}}{\omega}$ est le rapport entre la fréquence cyclotronique de l'espèce s $\left(\vec{\omega}_{cs} = \frac{q_s}{m_s} \vec{B} \right)$ et la

fréquence de l'onde,

$p_s = \frac{\omega_{ps}}{\omega}$ est le rapport entre la fréquence plasma de l'espèce s $\left(p_s^2 = \frac{n_s q_s^2}{\epsilon_0 m_s} \right)$ et la fré-

quence de l'onde,

$\vec{E}_{1s}$ est le vecteur champ électrique du faisceau électromagnétique.

En notant $\vec{\bar{A}} = (\vec{1} - i \vec{c}_s \wedge)$ et $\vec{j}_{1s} = \vec{\sigma} \vec{E}_{1s}$, le tenseur de perméabilité diélectrique du milieu s'écrit :

$$\vec{\bar{\epsilon}} = \vec{1} + \frac{\omega \epsilon_0 p_s^2}{\epsilon_0 \omega} \vec{\bar{A}}^{-1}$$

Il nous faut maintenant définir le tenseur $\vec{\bar{A}}^{-1}$. Pour cela, un repère orthonormé est choisi de telle façon que le champ magnétique du plasma soit orienté suivant l'axe Oz :

$$\vec{B}_0 = B_0 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; \text{ le vecteur } \vec{c}_s \text{ possède la même orientation. Après calcul, on a :}$$

$$\vec{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \chi_1 & i\chi_2 & 0 \\ i\chi_2 & \chi_1 & 0 \\ 0 & 0 & \chi_3 \end{pmatrix}$$

où les valeurs χ_i sont définies par :

$$\chi_1 = 1 - \frac{p_s^2}{1 - c_s^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\chi_2 = \frac{c_s p_s^2}{1 - c_s^2} = \frac{\omega_c}{\omega} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\chi_3 = 1 - p_s^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Le tenseur de perméabilité d'une onde électromagnétique quelconque se propageant dans un plasma froid vient d'être défini. Nous allons à présent nous intéresser au cas particulier d'une onde polarisée en mode ordinaire ou extraordinaire.

2.2.2. Propagation en mode ordinaire

Le champ électrique de l'onde est parallèle au champ magnétique de confinement du plasma $\vec{B}_0$ (orienté suivant Oz), on écrit $\vec{E} = (0; 0; E_z)$. On suppose que l'onde se propage suivant Ox (Figure 2-1).

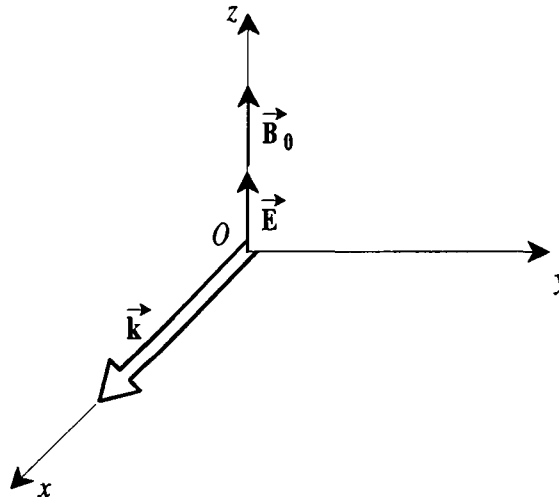


Figure 2-1 : Caractéristiques électromagnétiques d'une onde polarisée en mode ordinaire.

En reprenant l'équation (2-7) et en notant que la densité volumique de charge est nulle $\rho=0$ (milieu plasma), on a :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\omega^2 \chi_3}{c^2} E_z = 0 \quad (2-16)$$

On trouve l'indice de réfraction en mode O. Il est indépendant du champ magnétique puisque les courants excités par le champ électrique de l'onde (parallèle à $\vec{B}_0$) ne sont pas affectés par le champ magnétique du plasma. La relation de dispersion pour ce type d'onde s'écrit :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (2-17)$$

L'onde rencontre une coupure lorsque son nombre d'onde k tend vers 0, elle est en résonance si $k \rightarrow \infty$. Nous allons maintenant étudier plus précisément la relation de dispersion en mode ordinaire (Figure 2-2).

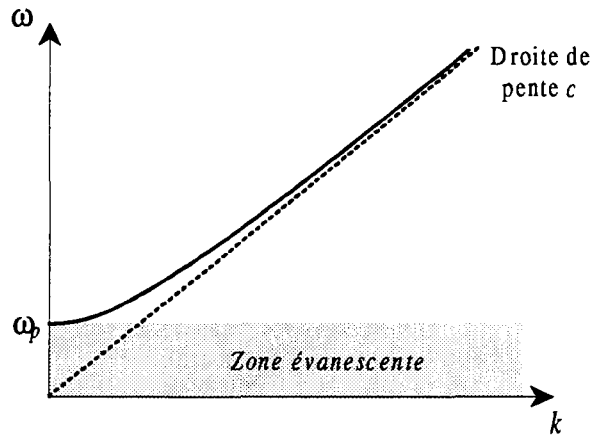


Figure 2-2 : Relation de dispersion d'une onde électromagnétique polarisée en mode ordinaire dans l'approximation des plasmas froids.

Lorsque ω tend vers ω_p , l'onde rencontre sa coupure, elle est réfléchie.

Lorsque $\omega > \omega_p$, k^2 est positif, l'onde se propage.

Lorsque $\omega < \omega_p$, k^2 est négatif, l'onde est dans une zone évanescente.

Si $\omega \rightarrow \infty$, l'indice tend vers 1. Il existe une asymptote définie par $k = \frac{\omega}{c}$.

Tout se passe comme si l'onde se propageait dans le vide.

2.2.3. Propagation en mode extraordinaire

Le champ électrique de l'onde est perpendiculaire au champ magnétique de confinement du plasma $\vec{B}_0$ (orienté suivant Oz), on écrit $\vec{E} = (E_x; E_y; 0)$. On suppose ici que l'onde se propage suivant Ox (Figure 2-3).

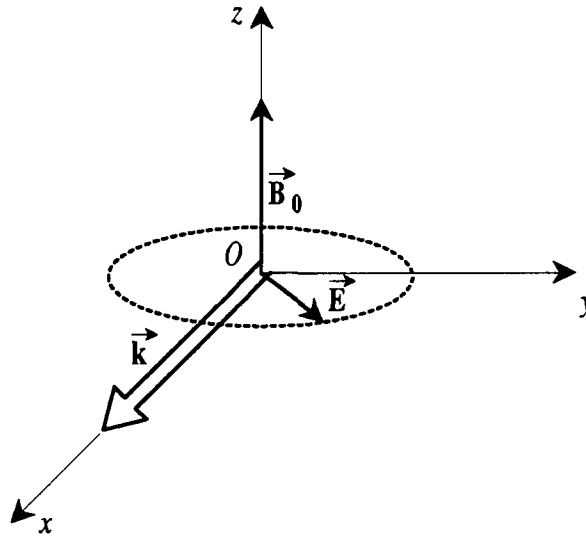


Figure 2-3 : Caractéristiques électromagnétiques d'une onde polarisée en mode extraordinaire.

En reprenant, l'équation (2-7) et la définition du tenseur de perméabilité diélectrique, on arrive à un système d'équations facilement soluble. On a :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\epsilon_{22} - \frac{\epsilon_{12}\epsilon_{21}}{\epsilon_{11}} \right) E_y = 0 \quad (2-18)$$

En remplaçant les paramètres ϵ_{ij} par leurs valeurs, on trouve l'indice du plasma pour une onde se propageant en mode extraordinaire. La relation de dispersion s'écrit :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} N_X^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \frac{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right) \quad (2-19)$$

La Figure 2-4 représente les zones de propagation et d'absorption d'une onde polarisée en mode extraordinaire.

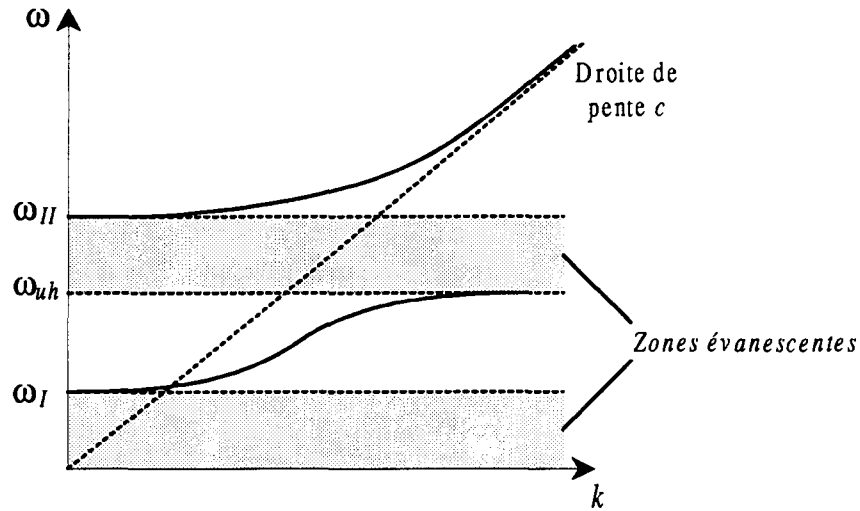


Figure 2-4 : Relation de dispersion d'une onde électromagnétique polarisée en mode extraordinaire dans l'approximation des plasmas froids.

Il existe deux coupures ($k=0$), obtenues pour : $\omega_p^2 = \omega^2 - \omega_c \omega$ et $\omega_p^2 = \omega^2 + \omega_c \omega$. En négligeant les deux solutions qui ne sont pas physiques, nous obtenons facilement la valeur des pulsations de coupure :

$$\text{une coupure haute pour } \omega_I = \frac{\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2}}{2} \quad (2-20)$$

$$\text{une coupure basse pour } \omega_{II} = \frac{-\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2}}{2} \quad (2-21)$$

$$\text{Il existe une fréquence de résonance : } k \rightarrow \infty \text{ pour } \omega = \omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2} \quad (2-22)$$

qui est la pulsation hybride haute.

Si $\omega \rightarrow \infty$ l'indice du milieu tend vers 1. Il existe donc, comme pour le mode ordinaire, une asymptote d'équation $k = \frac{\omega}{c}$.

3. Principes théoriques de mesure en réflectométrie

Le principe de la réflectométrie s'apparente à celui du **radar**. Une onde de fréquence F et d'indice N est envoyée dans le plasma. A l'endroit où $N=0$, le faisceau est réfléchi dans une zone appelée **couche de coupure**. La mesure du **déphasage** introduit par le trajet de l'onde dans le plasma permet de remonter à la mesure du **temps de vol**, encore appelé **retard de groupe** et enfin à la position de la **couche de réflexion** (Figure 3-1).

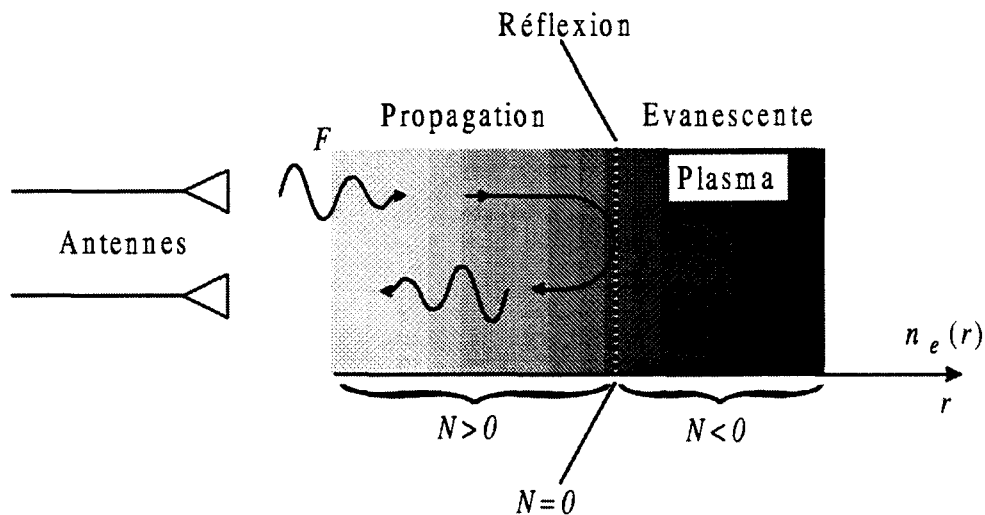


Figure 3-1 : Propagation d'un faisceau micro-onde jusqu'à la couche de coupure.

Nous allons à présent examiner en détail l'effet de la polarisation de l'onde sur son indice. Nous évaluerons ensuite le déphasage introduit par son parcours dans le plasma puis, nous expliquerons la méthode employée sur Tore Supra pour évaluer le retard de groupe et reconstruire le profil de densité correspondant.

3.1. Polarisation de l'onde sonde

L'indice N d'une onde se propageant au sein d'un plasma dépend de sa polarisation. En réflectométrie, deux modes de propagation sont considérés : **mode Ordinaire** et **Extraordinaire**. Nous allons maintenant examiner chacun d'eux. Cette étude pourra ensuite être étendue à tout autre type de polarisation en considérant que cette dernière est une combinaison linéaire de ces deux polarisations fondamentales.

3.1.1. Mode ordinaire

Ce mode de propagation porte aussi le nom de **mode O**. L'indice de l'onde dépend uniquement de la densité électronique n_e , il est donné par la relation (2-17). La couche de réflexion de l'onde étant définie par $N_O(F, n_e) = 0$, on obtient **pour chaque fréquence sonde l'expression de la densité électronique critique n_{ec}** associée à la couche de coupure sondée. On a :

$$n_{ec} = \frac{4 \pi^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} F^2 \quad (3-1)$$

En pratique, avec une onde polarisée en mode ordinaire, le profil de densité électronique ne peut être déterminé ni à l'extrême bord du plasma (envoi d'une fréquence nulle), ni au centre de la décharge (plus de couche de coupure car le gradient de densité est trop faible). Ainsi, sur Tore Supra, les mesures réalisées ne permettent pas d'atteindre des rayons inférieurs à $r/a=0.3$ (~ 20 cm du centre du plasma).

Les surfaces iso-indice d'une onde polarisée en mode ordinaire coïncident avec les surfaces iso-densité du plasma. A chacune de ces couches, il est possible d'associer la fréquence de l'onde qui permettra de l'étudier (Figure 3-2).

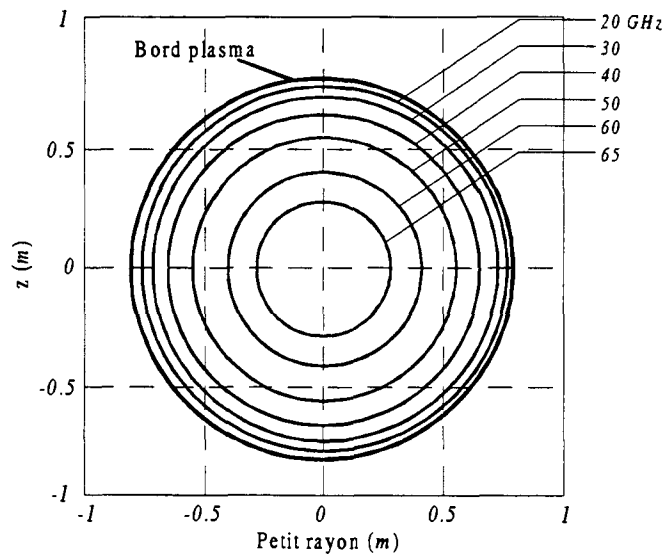


Figure 3-2 : Surfaces iso-indice pour une onde polarisée en mode ordinaire

se propageant dans un plasma typique de Tore Supra ($n_{e0}=6.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) et fréquences sonde associées.

3.1.2. Mode extraordinaire

Ce mode de propagation porte aussi le nom de **mode X**. L'indice de l'onde dépend non seulement de la densité électronique n_e , mais aussi du champ magnétique local du plasma

$$B(r, \theta) = \frac{B_0 R}{R + r \cos \theta} \text{ où } B_0 \text{ est le champ magnétique central, } R \text{ est le grand rayon plasma, } r$$

le petit rayon et θ l'angle poloïdal. Il est donné par l'équation (2-19). La couche de réflexion est définie lorsque $N_X(F, n_e, B)$ s'annule. Cette condition conduit à deux solutions distinctes notées F_{c+} et F_{c-} qui sont définies par (2-20) et (2-21).

Pour un plasma typique de Tore Supra ($n_{e0} = 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $B_0 = 4 \text{ T}$), la fréquence de coupure haute F_{c+} est de l'ordre d'une centaine de GHz alors que la fréquence de coupure basse F_{c-} ne vaut que quelques dizaines de GHz (Figure 3-3)

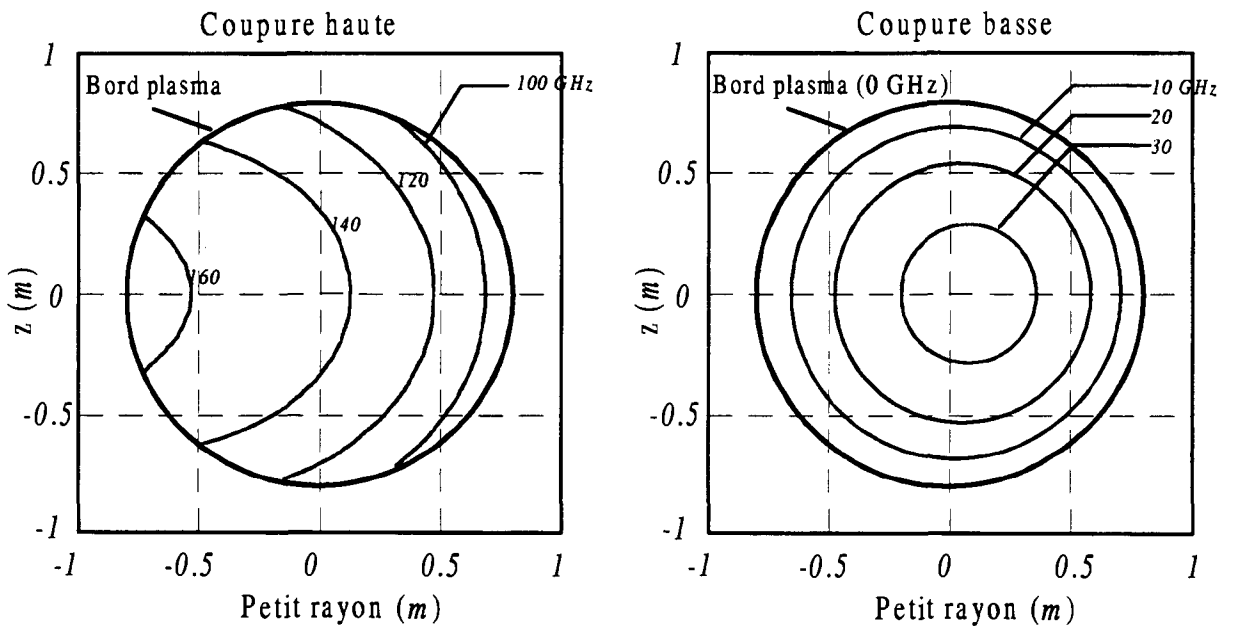


Figure 3-3 : Surfaces iso indice pour une onde polarisée en mode extraordinaire se propageant dans un plasma typique de Tore Supra, et fréquences sonde associées.

On constate qu'en travaillant à la fréquence de coupure haute, le plasma peut être sondé sur toute sa largeur ($-1 < r/a < 1$). De plus, il est possible de définir un profil de densité jusqu'à ce que la densité s'annule (c'est à dire très au bord du plasma) puisque, pour $n_e = 0$, la fré-

quence sonde vaut $F_{c+} = F_{ce} \neq 0$. Cette méthode présente toutefois l'inconvénient de travailler à haute fréquence ($F > 120 \text{ GHz}$) (Figure 3-4), domaine encore en plein développement (composants rares et coûteux). Pourtant, plusieurs réflectomètres travaillent en mode extraordinaire sur différentes machines à fusion, par exemple sur Tore Supra, W7-AS [Har92], PBX-M [Lun95], ou encore TFTR [Han95].

En ce qui concerne la fréquence de coupure basse, cette technique est adaptée à des réflectomètres travaillant coté champ fort (près de l'axe de la machine). Elle permet une plus grande souplesse liée à des fréquences de travail plus basses. En revanche, on ne peut ni sonder le plasma sur toute son extension radiale, ni mesurer de très faibles densités (mesures au bord) (Figure 3-4). Cette technique trouvera sa véritable utilité dans la future génération de tokamaks tels qu'ITER.

Remarque : Pour la reconstruction des profils de densité, les phénomènes **d'absorption partielle** de l'onde (absorption à la fréquence hybride haute Eq. (2-22)) sont peu gênants car l'information provenant de la couche de coupure n'est pas transformée, le niveau de signal est seulement plus faible. En revanche, la mesure des fluctuations de densité devient difficilement exploitable car, cette fois, c'est l'intégrale du spectre du signal qui nous donne le niveau de fluctuation (équivalent à la puissance de signal réfléchi).

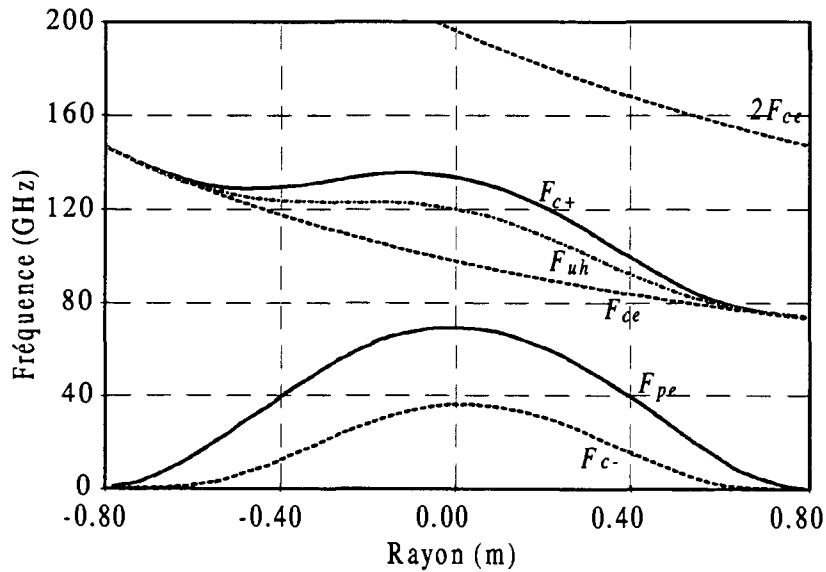


Figure 3-4 : Evolution des fréquences de coupure en mode O (F_{pe}), en mode X (F_{c+} et F_{c-}) et de l'absorption F_{uh} en fonction du petit rayon pour un plasma typique de Tore Supra ($n_{e0} = 6.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_0 = 4 \text{ T}$).

3.2. Déphasage introduit par le plasma

3.2.1. Approximation W.K.B.

Les caractéristiques d'un champ électrique oscillant se propageant dans un plasma froid (sans collision) sont décrites par l'équation d'onde d'Helmholtz. A une dimension, elle s'écrit :

$$\frac{\partial^2 E(r)}{\partial r^2} + \frac{\omega^2}{c^2} N(r)^2 E(r) = 0 \quad (3-2)$$

où ω est la pulsation de l'onde (ou du champ électrique)

N est l'indice de l'onde.

Dans un cas général, cette équation n'a pas de solution. Pour trouver une expression simple du champ électrique, il faut alors faire des approximations sur l'indice N du faisceau micro-onde. A titre d'exemple, dans un milieu homogène (N est constant), l'équation (3-2) conduit à un champ électrique de la forme :

$$E(r) = E_0 \exp\left[i \frac{\omega}{c} N r\right] + E_0 \exp\left[-i \frac{\omega}{c} N r\right]$$

Considérons maintenant un milieu faiblement inhomogène, c'est à dire dont les caractéristiques varient lentement sur une longueur d'onde du faisceau incident. Dans ces conditions, on peut prendre comme point de départ le cas d'un milieu homogène avec un indice variable. (3-2) s'écrit alors :

$$E(r) = E_0 \exp\left[i \frac{\omega}{c} \int_a^r N(r) dr\right] + E_0 \exp\left[-i \frac{\omega}{c} \int_a^r N(r) dr\right] \quad (3-3)$$

où a est le petit rayon plasma.

Cette solution n'est valable que sous certaines conditions [Gin64]. Pour cela, on suppose que le champ électrique $E(r)$ dans l'équation (3-2) peut être mise sous la forme :

$$E(r) = \left[E_{(0)}(r) + \frac{c}{\omega} E_{(1)}(r) + \frac{c^2}{\omega^2} E_{(2)}(r) + \dots \right] \exp \left[-i \frac{\omega}{c} \psi(r) \right] \quad (3-4)$$

où $\psi(r)$ et $E_{(i)}(r)$ sont des fonctions inconnues qui dépendent de la variable d'espace r .

En substituant (3-4) dans l'équation de propagation d'onde (3-2), on aboutit finalement à une suite de conditions :

$$(i) \quad \psi(r) = \int_a^{r_c} N(r) dr$$

$$(ii) \quad E_{(0)}(r) = \frac{C}{\sqrt{N(r)}}$$

$$(iii) \quad E_{(1)}(r) = \frac{1}{\sqrt{N(r)}} \int_a^{r_c} \frac{1}{2i\sqrt{N(r)}} \frac{\partial^2 E_{(0)}(r)}{\partial r^2} dr$$

La solution approchée (approximation W.K.B. ou de l'optique géométrique) définie par l'équation (3-3) est valable si :

$$\left| E_{(0)} \right| \gg \frac{c}{\omega} \left| E_{(1)} \right| \quad (3-5)$$

ainsi que :

$$\left| E_{(n-1)} \right| \gg \frac{c}{\omega} \left| E_{(n)} \right|.$$

En supposant que l'indice du plasma $N(r)$ est monotone, ce qui est généralement le cas dans un tokamak, la condition (3-5) s'écrit aussi :

$$F \gg \frac{c}{2\pi N^2} \frac{\partial N}{\partial r} \quad (3-6)$$

où F est la fréquence sonde.

Physiquement, cette condition traduit le fait que l'indice de l'onde doit évoluer lentement sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde.

3.2.2. Solution exacte proche de la coupure

Quand l'onde est proche de la couche de coupure, l'approximation de l'optique géométrique n'est plus valable, il faut résoudre l'équation d'onde de façon exacte.

On définit autour de la couche de coupure r_c une zone de largeur 2ε autour de laquelle on suppose que l'indice du plasma au carré, N^2 , varie linéairement. La solution exacte doit aussi se raccorder avec les solutions WKB aux points $r_c - \varepsilon$ et $r_c + \varepsilon$. Dans ce cas, l'équation d'onde (3-2) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 E(r)}{\partial r^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{r}{L} + b_0 \right) E(r) = 0 \quad (3-7)$$

où L et b_0 sont des constantes.

La relation (3-7) a pour solution les fonctions d'Airy. On écrit :

$$E(\chi) = a_I A_i(\chi) + b_I B_i(\chi) \quad (3-8)$$

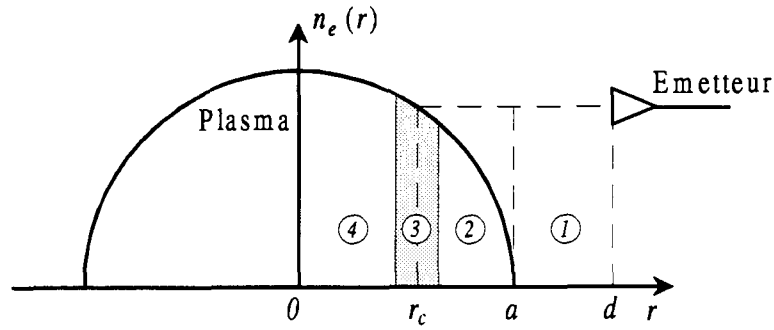
avec $\chi = \frac{l}{l_A} (r + L b_0)$, l_A est la longueur d'Airy : $l_A = (k_0^{-2} L)^{1/3}$ et $k_0 = \frac{\omega}{c}$.

a_I et b_I sont deux constantes,

A_i et B_i sont les fonctions d'Airy.

3.2.3. Evaluation du déphasage introduit par le plasma

En pratique, le trajet du faisceau incident est séparé en quatre parties distinctes (Figure 3-5).



- ① propagation dans le vide, $N=1$.
- ② propagation dans le plasma loin de la coupure, N est réel.
L'approximation WKB est valable.
- ③ couche de coupure, $N \rightarrow 0$. L'approximation WKB n'est plus valable.
- ④ zone évanescente, N est imaginaire. L'approximation WKB est valable.

Figure 3-5 : Schéma des différentes zones rencontrées par un faisceau micro-onde traversant le plasma.

En écrivant l'évolution spatiale du champ électrique dans chacune de ces zones et en assurant leur continuité, le déphasage ϕ_p d'une onde faisant l'aller-retour jusqu'à sa coupure s'écrit :

$$\phi_p = \frac{4 \pi F}{c} \int_a^{r_c} N(r) dr - \frac{\pi}{2} \quad (3-9)$$

Le premier terme de cette équation traduit la propagation d'un faisceau optique quelconque traversant un milieu d'indice N . Le second terme, quant à lui, exprime le caractère non métallique de la réflexion, lié à l'épaisseur de la couche de réflexion.

3.3. Calcul de la position de la couche de coupure

3.3.1. Définition de la fréquence de battement et du retard de groupe

Les variations temporelles de la phase du signal ont deux origines :

- si la fréquence du faisceau micro-onde change, la position de la couche de coupure évolue et le déphasage ϕ_p traduit le déplacement de la réflexion,
- les fluctuations du plasma perturbent la phase ϕ_p .

La quantité mesurée ϕ_p est alors une fonction du temps qui s'écrit :

$$\phi_p(t) = h(t) + \tilde{f}(t) + \phi_0 \quad (3-10)$$

où h traduit les déplacements de la couche de coupure,

$\tilde{f}$ est un terme fluctuant introduit par la turbulence du plasma,

ϕ_0 est un terme de phase indépendant du temps.

Le principe de la mesure des profils de densité en réflectométrie est basé sur un balayage en fréquence de la source micro-onde, afin de sonder différentes couches de coupure. Un signal de référence et le faisceau ayant traversé le plasma sont ensuite mélangés pour extraire l'information de phase ϕ_p .

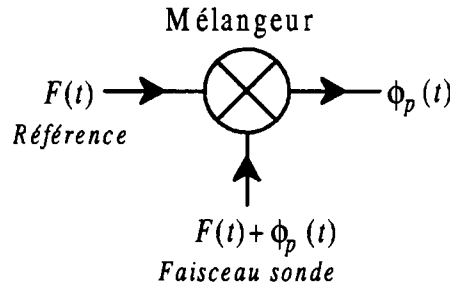


Figure 3-6 : Principe de mesure de la réflectométrie.

En notant A_p , l'amplitude du faisceau revenant du plasma, et en décomposant la fonction $h(t)$ sous la forme : $h(t) = 2\pi F_b(t)t$, le signal détecté s'écrit :

$$S(t) = A_p(t) \exp[j\phi_p] = A_p(t) \left\{ \exp[j(\tilde{f}(t) + \phi_0)] \cdot \exp[j2\pi F_b(t)t] \right\} \quad (3-11)$$

Le premier terme traduit les perturbations du signal induites par la turbulence du plasma, le second qui possède une fréquence variable dans le temps $F_b(t)$ dépend uniquement de la position de la couche de coupure.

En maintenant la fréquence sonde constante au cours du temps, on extrait uniquement l'information $\tilde{f}$: c'est le principe de la mesure des fluctuations de densité.

Le déphasage ϕ_p introduit par le trajet aller-retour dans le plasma donne accès à deux quantités essentielles pour la réflectométrie :

- **La fréquence de battement $F_b(t)$** . Elle peut être vue comme un « paramètre ingénieur » qui représente la fréquence du signal détecté. En négligeant les effets de la turbulence $\tilde{f}$ et en supposant que les variations de ϕ_p sont lentes, elle est définie par :

$$F_b(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_p(t)}{\partial t} \quad (3-12)$$

- **Le retard de groupe $\tau(t)$** . Il est défini par :

$$\tau(t) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial \phi_p}{\partial F} \right)_t = F_b(t) \frac{\partial t}{\partial F} \quad (3-13)$$

où $\frac{\partial F}{\partial t}$ est la variation de la fréquence sonde au cours du temps. Si le balayage est linéaire,

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\Delta F}{\Delta t}.$$

Il peut être vu comme le « paramètre du physicien » qui représente la durée du trajet aller-retour du faisceau dans le plasma.

Il faut désormais évaluer la position de la couche de coupure à partir de la connaissance de ce retard de groupe. Cette opération dépend de l'indice de l'onde et donc de sa polarisation. Nous allons maintenant traiter le cas des modes ordinaire et extraordinaire.

3.3.2. Position de la couche de coupure en mode O

En mode ordinaire, l'indice de l'onde est donné par l'équation (2-17). A chacune des fréquences sonde, on associe une unique densité électronique correspondant à la densité de la

couche de réflexion. Dans ce cas, il est possible de réaliser une **inversion d'Abel** de la relation (3-9) qui nous conduit à mesurer la position de la couche critique [Col73]. On a en effet :

$$a - r_c(F) = \frac{c}{\pi} \int_0^F \frac{\tau(F)}{\sqrt{F^2 - f^2}} df \quad (3-14)$$

La calcul de cette intégrale demande de connaître l'évolution du retard de groupe pour une fréquence sonde variant de 0 à F . En pratique, pour vérifier l'approximation WKB, la fréquence minimum envoyée dans le plasma est de l'ordre d'une vingtaine de GHz . Ainsi, l'équation (3-14) fait l'objet d'une approximation décrite au chapitre 5.4.

3.3.3. Position de la couche de coupure en mode X

En mode extraordinaire, l'indice de l'onde est donné par l'équation (2-19). Il dépend non seulement de la densité locale du plasma $n_e(r)$, mais aussi de son champ magnétique $B(r)$. Cette fois l'équation (3-9) ne peut être résolue que par des méthodes numériques [Bot87].

4. Techniques de réflectométrie utilisées pour mesurer des profils de densité

Dans cette partie, nous allons passer en revue les techniques de réflectométrie employées à ce jour pour la mesure des profils de densité. Chaque système possède ses propres avantages et ses propres limites [Lav96]. Nous examinons tout d'abord les systèmes sondant le plasma avec une unique fréquence, puis ceux utilisant simultanément plusieurs fréquences discrètes et enfin ceux qui envoient vers le plasma un spectre fréquentiel large.

4.1. Systèmes à une fréquence sonde

Cette technique a été employée sur les premiers réflectomètres [Sim85, Hub87] et reste encore, à l'heure actuelle, très utilisée. Son principe de base repose sur la mesure continue de la fréquence de battement F_b entre le signal ayant sondé le plasma et le signal de référence (Eq. (3-12)) (Figure 4-1).

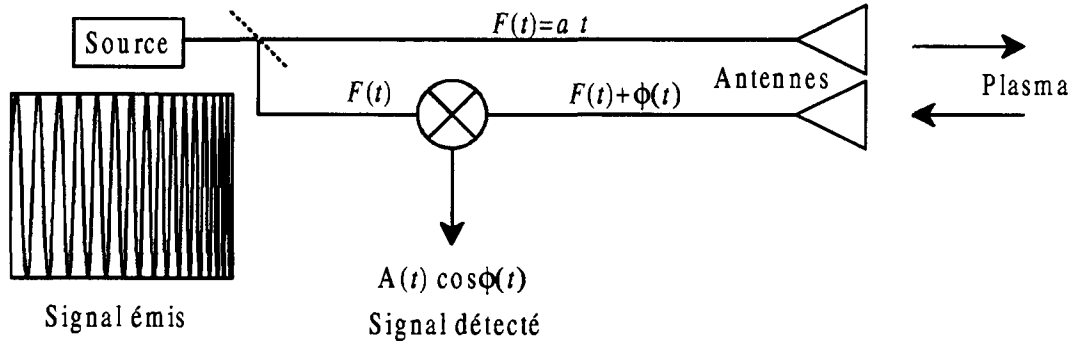


Figure 4-1 : Schéma de principe d'un réflectomètre émettant une seule fréquence dans le plasma.

Pour obtenir un profil de densité aussi complet que possible, il faut que l'excursion en fréquence du générateur soit maximale. Un des principaux problèmes auquel ce système est confronté est la durée du balayage qui est suffisamment longue pour permettre à la micro-turbulence ou aux phénomènes liés à la MHD d'interférer avec le faisceau et donc de perturber les mesures. Ce problème a fait l'objet de nombreuses études. Avec les nouveaux composants micro-onde, des profils de densité peuvent être définis en une dizaine de microsecondes. Tout se passe alors comme si le plasma était immobile. L'avantage de ce système est de permettre d'obtenir des profils de grande précision.

Ce système est utilisé, entre autres, sur Tore Supra [Pau92, Cla94], ASDEX [Man90], DIII-D [Doy90^a], ou encore JET [Pre86, Sip93].

Avec l'aide de synthétiseurs, la méthode dite de compression d'impulsion est apparue [Lav95]. Elle découle directement des techniques radar classiques. Elle est basée sur la relation qui existe entre la durée Δt d'un pulse micro-onde et sa bande passante ΔF ($\Delta t \Delta F = 1$). En

effet, la transformée de Fourier d'une impulsion peut être décomposée en fréquences discrètes. Si, pour chacune de ces fréquences, on peut mesurer l'amplitude et la phase du signal réfléchi, une transformée de Fourier inverse conduit à la forme de l'écho de plasma dans l'espace des temps.

Le principe de la mesure consiste à envoyer séquentiellement dans le plasma un ensemble de fréquences discrètes. Pour chacune de ces fréquences F_i , on mesure l'amplitude $A(F_i)$ et la phase $\phi(F_i)$ du signal réfléchi en utilisant une détection hétérodyne. On effectue alors la transformée de Fourier inverse du signal $A_i(F_i) \exp[j\phi(F_i)]$. L'écho déterminé correspond à celui obtenu avec un pulse gaussien de durée $\Delta t = 1/\Delta F$.

Remarque : Cette technique est équivalente à balayer une large bande en continu et à étudier le signal détecté sur des fenêtres temporelles étroites comme nous faisons sur Tore Supra (chapitre 5.2).

4.2. Systèmes à plusieurs fréquences sonde

Des techniques utilisant deux fréquences sonde ou de modulation d'amplitude ont été proposées [Ver87, Han92] à l'origine pour résoudre les problèmes liés aux fluctuations de densité pour lesquels les réflectomètres à une seule fréquence sonde sont très sensibles. Avec ce type de système, le retard de groupe τ est défini en mesurant le déphasage $\delta\phi$ entre deux fréquences envoyées simultanément dans le plasma et s'étant réfléchies sur deux couches de coupure très proches :

$$\tau(F) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\phi(F)}{F_m} \quad (4-15)$$

où F_m est la fréquence de modulation dans le cas d'une modulation d'amplitude et l'écart en fréquence entre les deux faisceaux sonde pour la technique à deux fréquences.

La Figure 4-2 représente le principe de mesure de ce type de réflectomètres.

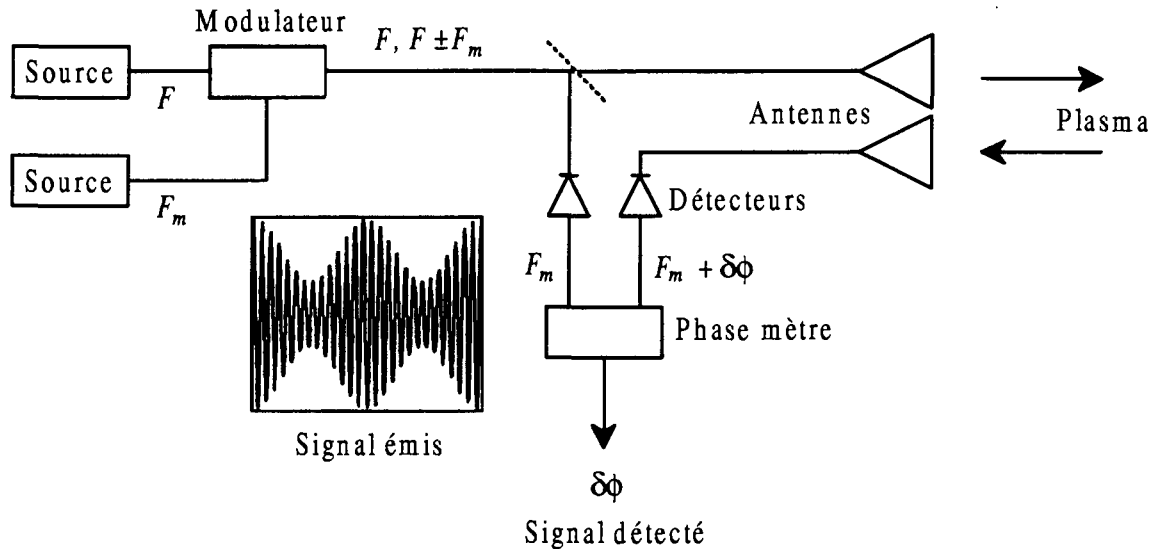


Figure 4-2 : Schéma de principe d'un réflectomètre à modulation d'amplitude.

Si la distance entre les deux réflexions est inférieure à la longueur de corrélation de la turbulence, on s'affranchit en partie des problèmes liés à cette dernière.

Un des principaux avantages de cette technique est de fournir une valeur du retard de groupe directement proportionnelle à la quantité mesurée $\delta\phi$. Avec cette technique, le déphasage à mesurer est beaucoup plus faible que celui obtenu avec un réflectomètre travaillant avec une seule fréquence puisque la mesure est faite sur le déphasage de l'enveloppe du signal sonde et du signal de référence. Ainsi, la détection est réalisée sur une bande étroite de fréquences ce qui améliore le rapport signal sur bruit. Il est essentiel d'apporter un soin tout particulier au choix de la fréquence de modulation car si elle est trop importante, la distance entre les deux couches de coupure devient grande voire supérieure à la longueur de corrélation de la turbulence. En revanche, si elle est trop petite, la différence de phase $\delta\phi$ devient inférieure au bruit de phase du détecteur. Typiquement, la fréquence de modulation choisie est de l'ordre de 50 à 200 MHz.

L'utilisation de réflectomètres à plusieurs fréquences sonde demande toutefois d'avoir très peu de réflexions parasites. La mesure n'est en effet possible que dans le cas où l'information en provenance du plasma est dominante, si bien que la plupart de ces systèmes possèdent deux antennes : une pour l'émission du signal, l'autre pour sa réception.

Cette technique est actuellement utilisée sur TFTR [Han95], W7-AS [Hir96], T10 [Ver94] ou encore DIII-D [Han94].

Le nouveau réflectomètre à détection hétérodyne de Tore Supra [Mor97, Cla97], faisant l'objet d'une partie de cette thèse, travaille aussi avec deux fréquences sonde. Il est décrit plus précisément dans la partie IV.

4.3. Impulsions radar

Le principe de mesure de cette technique de réflectométrie est basé sur une technique radar classique : le calcul du temps de vol d'une impulsion micro-onde de très courte durée Δt . Ceci est équivalent à envoyer un spectre continu en fréquence d'une largeur $\Delta F = 1/\Delta t$.

Sur la Figure 4-3 nous avons représenté un schéma de principe d'un réflectomètre de pulse.

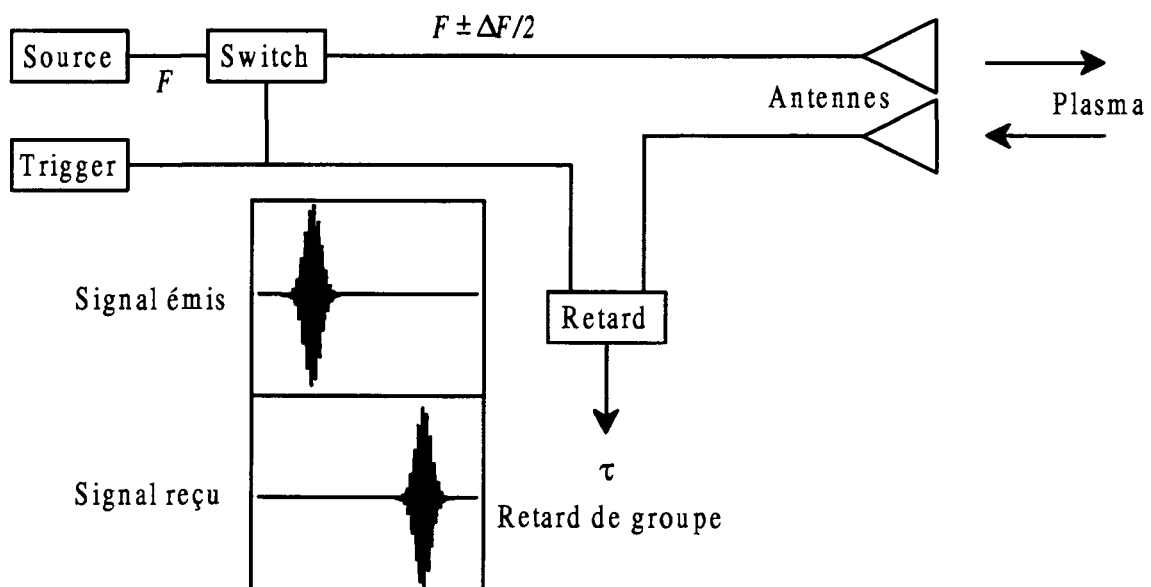


Figure 4-3 : Schéma de principe d'un réflectomètre de pulse.

Un avantage de cette technique est d'envoyer dans le plasma des impulsions micro-onde très brèves (environ 1 ns) si bien qu'il est possible de s'affranchir complètement de l'aspect temporel de la turbulence (le plasma est « figé » sur l'échelle de temps du pulse).

Toutefois, l'impulsion traversant le plasma subit un élargissement car elle traverse un milieu dispersif. L'aspect spatial de la turbulence (couche de coupure non plane) ne peut être supprimé, cela se traduit par :

- un élargissement supplémentaire de l'impulsion,
- une diminution de l'amplitude du signal (interférences destructives),
- l'apparition de réflexions parasites dues à la rétrodiffusion de Bragg du faisceau.

Ce type de système est utilisé sur RTP [Hei94], START [She95] ou T11M [She93].

5. Les limites de la réflectométrie

Dans cette partie nous décrivons les difficultés rencontrées lorsque l'on désire définir des profils de densité par réflectométrie. Le premier point à étudier est la condition d'accessibilité du réflectomètre, c'est-à-dire, le choix des fréquences sonde et le mode de propagation (O ou X) pour pouvoir définir un profil de densité électronique. Nous abordons ensuite les problèmes liés à l'absorption d'une onde sur une couche de résonance et les effets relativistes du plasma qui peuvent décaler la fréquence de coupure et donc modifier l'interprétation des données. Enfin, d'un point de vue pratique, nous discutons aussi des problèmes liés à l'initialisation des profils de densité et de l'importance de la linéarisation du balayage en fréquence au cours du temps.

5.1. Conditions d'accessibilité

Le principe de la réflectométrie est basé sur la propagation et la réflexion d'une onde de fréquence F dans un plasma. Il est très important de définir au mieux les conditions de propagation, absorption ou réflexion quelle que soit la polarisation de l'onde. Un moyen simple de visualiser les propriétés d'un faisceau micro-onde quelconque se propageant dans un plasma est d'utiliser le diagramme CMA du nom de ses auteurs Clemmow, Mullaly et Allis [Que68, Mic95]. Les paramètres portés dans ce diagramme sont :

- en abscisse, le rapport des carrés de la fréquence plasma électronique et de la fréquence de l'onde $\frac{F_{pe}^2}{F^2}$. Cette variable est équivalente à la densité du plasma.
- En ordonnées, le rapport des carrés de la fréquence cyclotronique électronique et de la fréquence sonde $\frac{F_{ce}^2}{F^2}$. Cette variable est proportionnelle au champ magnétique local du plasma au carré (B^2).

La Figure 5-1 permet de représenter la condition d'accessibilité d'une onde hyperfréquence émise dans un plasma de tokamak. Nous avons placé dans chacune des zones définies par les coupures, le mode de polarisation pouvant s'y propager. Les traits discontinus représentent les résonances (fréquence cyclotronique électronique F_{ce} et fréquence hybride basse F_{uh}).

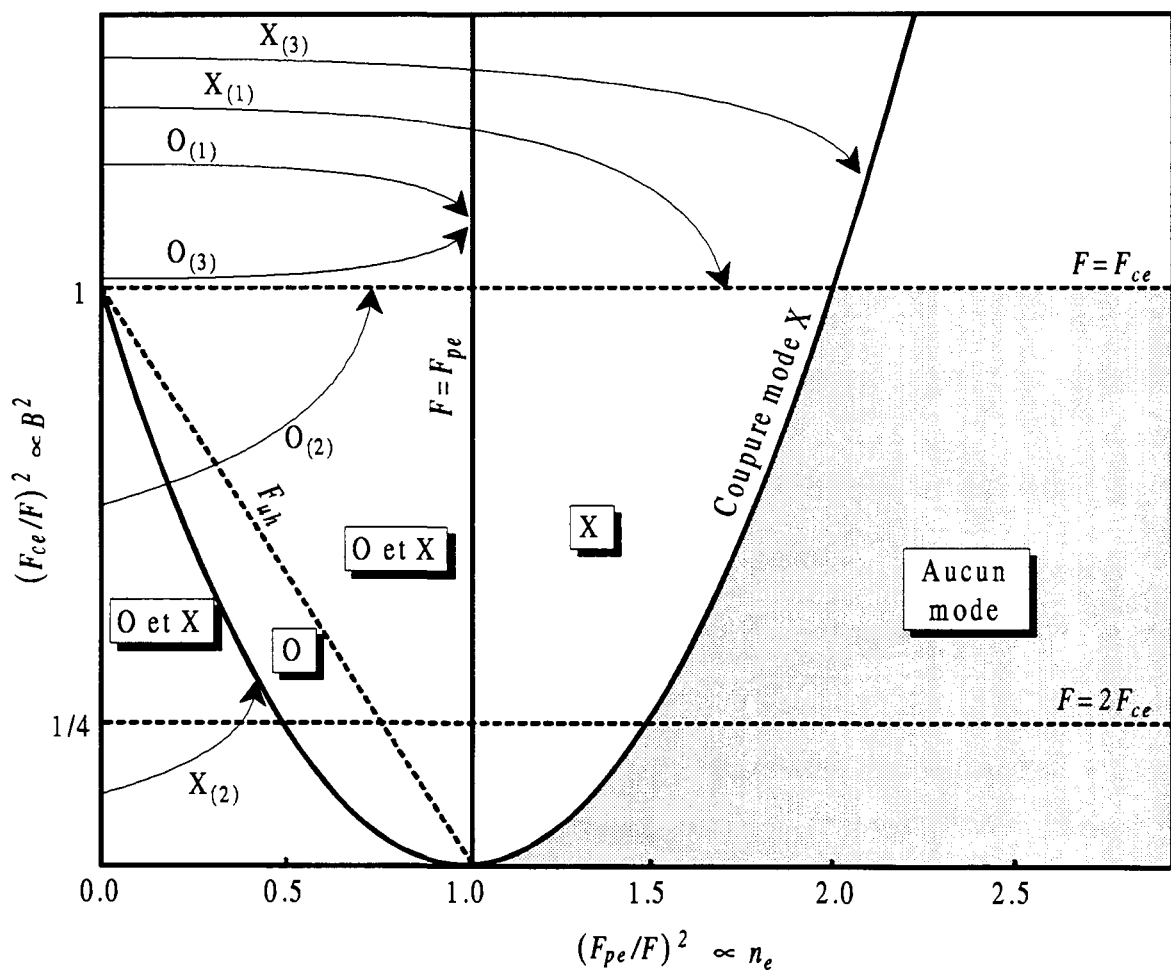


Figure 5-1 : Diagramme CMA permettant de visualiser les conditions de propagation des ondes haute fréquence en visée équatoriale.

Dans un tokamak, la configuration magnétique nous conduit à avoir un champ magnétique décroissant depuis l'axe du tore jusque vers l'extérieur. Ainsi, toute onde émise depuis le côté champ faible voit le champ magnétique local augmenter et donc le rapport $\frac{F_{ce}^2}{F^2}$ augmenter ($O_{(2)}$, $O_{(3)}$ et $X_{(2)}$). En revanche, une onde envoyée côté champ fort voit le champ magnétique local diminuer ($O_{(1)}$, $X_{(1)}$ et $X_{(3)}$).

Nous avons représenté sur la Figure 5-1 quelques exemples de « trajectoires » d'ondes présentant un intérêt particulier pour la réflectométrie :

- $O_{(1)}$: onde en mode O lancée côté champ fort rencontrant sa coupure,
- $X_{(1)}$: onde en mode X lancée côté champ fort absorbée sur la résonance cyclotronique électronique,
- $X_{(3)}$: onde en mode X lancée côté champ fort rencontrant sa coupure basse,
- $O_{(2)}$: onde en mode O lancée côté champ faible absorbée sur la résonance cyclotronique électronique,
- $O_{(3)}$: onde en mode O lancée côté champ faible rencontrant sa coupure,
- $X_{(2)}$: onde en mode X lancée côté champ faible absorbée sur l'harmonique d'ordre 2 de la résonance cyclotronique électronique puis rencontrant sa coupure.

A la vue de ce diagramme, on comprend l'importance du choix des fréquences sonde et de la polarisation du faisceau incident pour définir les mesures auxquelles on aura accès.

5.2. Absorptions thermiques et supra-thermiques

Dans le cas de la réflectométrie (en mode profils de densité ou fluctuations) l'absorption du faisceau micro-onde est un phénomène parasite qui ne nous fournit aucun renseignement a priori sur le plasma ; elle a plutôt tendance à détruire l'information utile. Ainsi, quand on désire réaliser des profils de densité, le niveau de signal détecté après absorption peut devenir très faible. Ce phénomène n'est pas trop gênant tant que la puissance du signal détecté reste au-dessus du seuil de détection du réflectomètre (importance de la dynamique du système). En revanche, avec de telles conditions, la mesure du niveau des fluctuations de densité

ne peut plus être réalisée puisqu'elle est directement proportionnelle à la puissance spectrale du signal réfléchi. La prise en compte de tels phénomènes passe par la compréhension des coefficients d'absorption du signal.

Dans un plasma froid, les charges à l'équilibre sont supposées fixes et le passage de l'onde électromagnétique les fait osciller. Dans les plasmas chauds, au contraire, il existe, à l'équilibre, des particules en mouvement même en l'absence de perturbation (onde électromagnétique par exemple). Ainsi, lorsqu'une onde se déplace dans le plasma, certaines particules se déplacent en phase avec elle (même vitesse, même direction). On dit qu'elles sont résonnantes. Ces dernières peuvent interagir très fortement avec l'onde et conduire à des phénomènes nouveaux (absorption) qui n'apparaissent pas dans la théorie des plasmas froids.

Les effets introduits par les électrons supra-thermiques sont identiques à ceux des électrons thermiques. La différence est simplement leur domaine d'énergie qui peut atteindre plusieurs centaines de keV .

La réfraction des ondes est bien décrite par le tenseur diélectrique défini dans l'approximation des plasmas froids. L'absorption, quant à elle, doit prendre en compte les effets thermiques du milieu [Mic95].

5.3. Les effets relativistes

Dans les grands tokamaks actuels, ou les futurs réacteurs, la température électronique est de l'ordre de 5 à 15 keV . Bien que l'énergie des électrons reste très inférieure à leur énergie de masse (511 keV ($m_e c^2$)), les effets relativistes sont importants et peuvent modifier la densité de coupure d'un facteur 2 ou plus [Bin93].

Nous avons vu au chapitre 2.1 que la réflexion d'une onde électromagnétique a lieu lorsque son indice de réfraction s'annule. Les relations (2-17) et (2-19) définissent les indices de réfraction d'une onde se propageant dans un plasma froid, et indiquent que ces derniers sont très sensibles aux conditions plasma près de la coupure.

La définition du tenseur de permittivité diélectrique du plasma dans le cas relativiste est décrite dans [Bin93]. Après quelques calculs, il est intéressant de noter que les indices de réfraction relativistes se déduisent de ceux obtenus dans l'approximation plasma froid en remplaçant simplement la masse des électrons m_e par [Maz92] :

$$m_e^{rel} = m_e \left(1 + \frac{5}{\mu} \right)^{1/2} \quad (5-1)$$

où $\mu = \frac{m_e c^2}{T_e}$ est le rapport de l'énergie de masse des électrons à leur énergie thermique. En pratique, on a $\mu \gg 1$ pour les températures typiques des tokamaks.

En reprenant les conditions de coupures, des modes O et X, on obtient la relation suivante :

$$\frac{F_{pe}^2}{F^2} + \alpha \frac{F_{ce}}{F} = 1 \quad (5-2)$$

où F_{pe} est la fréquence plasma électronique,

F_{ce} est la fréquence cyclotronique électronique,

F est la fréquence de l'onde envoyée dans le plasma,

α est une constante : si $\alpha=0$, on obtient la condition de coupure du mode O

si $\alpha=+1$, on obtient la condition de coupure haute du mode X,

si $\alpha=-1$, on obtient la condition de coupure basse du mode X.

Dans un plasma relativiste, on a :

$$\left(F_{pe}^{rel} \right)^2 = \frac{F_{pe}^2}{\left(1 + 5 / \mu \right)^{1/2}} \quad (5-3)$$

$$F_{ce}^{rel} = \frac{F_{ce}}{\left(1 + 5 / \mu \right)^{1/2}} \quad (5-4)$$

La densité à la coupure, en tenant compte des effets relativistes, est obtenue en reportant (5-3) et (5-4) dans l'expression (5-2). La correction relativiste est définie par $\Delta n_{ec} = n_{ec}^{rel} - n_{ec}$ que l'on normalise à la densité critique obtenue en plasma froid. On obtient alors :

$$\frac{\Delta n_{ec}}{n_{ec}} = \frac{\left(1 + \frac{5}{\mu}\right)^{1/2} - 1}{1 - \alpha \frac{F_{ce}}{F}} \quad (5-5)$$

Avec cette formule, on constate que l'erreur commise est importante pour une onde se réfléchissant sur la coupure X haute ($\alpha=+1$), un peu moins importante en mode O ($\alpha=0$) et plus faible encore pour la coupure X basse ($\alpha=-1$) (Figure 5-2).

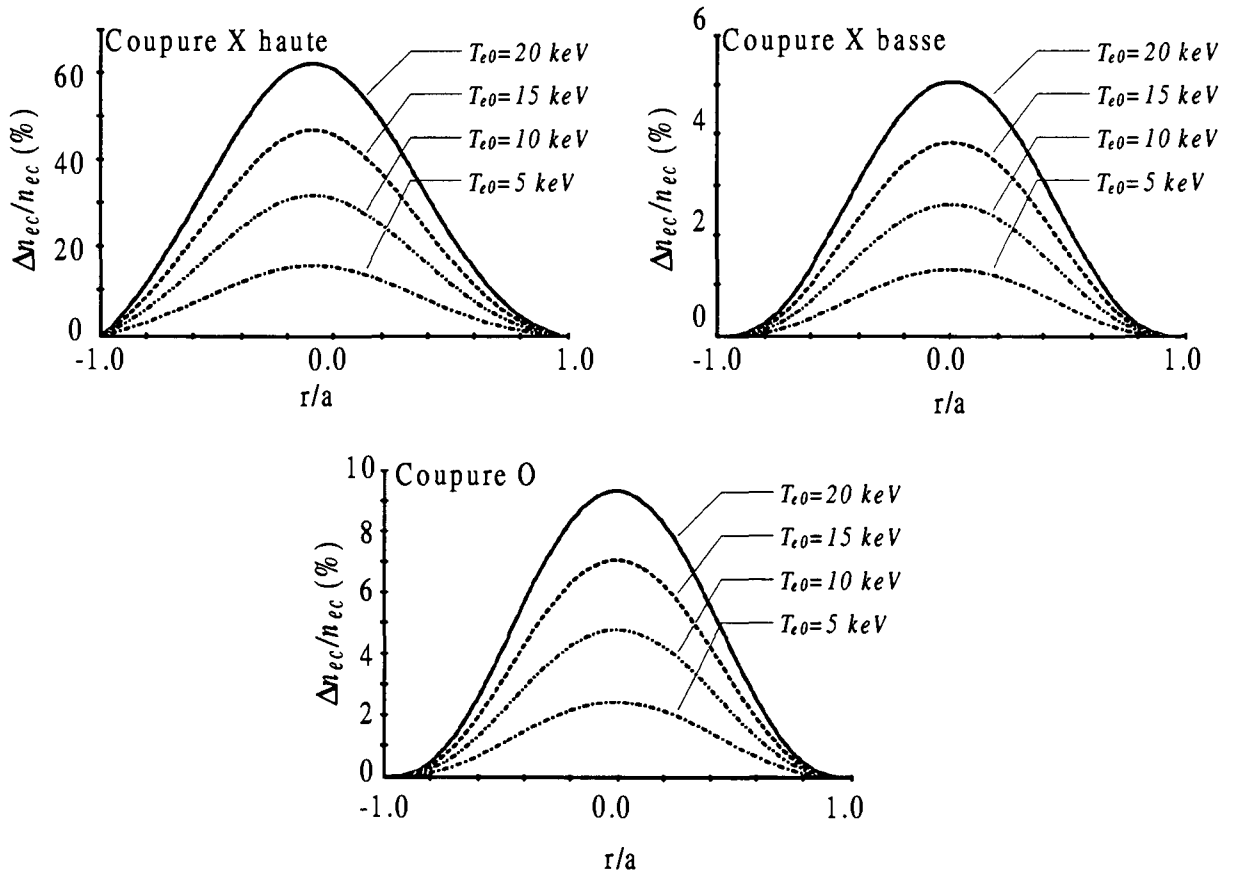


Figure 5-2 : Erreur sur la densité de coupure en négligeant les effets relativistes.

Les caractéristiques du plasma sont : $B_0=4$ Tesla, $n_{e0}=3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$

$5 < T_{e0} < 20 \text{ keV}$.

Pour les réflectomètres en mode ordinaire de Tore Supra, les effets relativistes sont peu importants et peuvent être négligés. En revanche, il est nécessaire de les prendre en compte pour tous les réflectomètres travaillant avec la coupure haute du mode X.

5.4. Initialisation du profil de densité

Pour calculer la position de la couche de coupure, à partir de la relation (3-14), il faut connaître la valeur du retard de groupe pour une fréquence sonde nulle (intégrale de 0 à F). En pratique, il faut vérifier l'approximation WKB (l'indice du faisceau sonde varie lentement sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde, Eq. (3-6)). La fréquence minimale envoyée dans le plasma est alors de l'ordre de 20 GHz. On décompose la relation (3-14) en deux parties :

$$a - r_c(F) = \frac{c}{\pi} \int_0^{F_{min}} \frac{\tau(F)}{\sqrt{F^2 - f^2}} df + \frac{c}{\pi} \int_{F_{min}}^F \frac{\tau(F)}{\sqrt{F^2 - f^2}} df \quad (5-6)$$

où F_{min} est la fréquence minimum des générateurs. Sur Tore Supra $F_{min}=25$ GHz.

La seconde intégrale ne pose, en pratique, pas de problème puisqu'il est possible de connaître $\tau(F)$ à partir du signal mesuré pour toutes les fréquences envoyées dans le plasma. La première, quant à elle, ne peut pas être déterminée à partir des données de la réflectométrie. Elle doit être estimée et fait l'objet d'une approximation dite « approximation de bord » qui consiste à faire une hypothèse sur la forme du profil de densité pour pouvoir évaluer $\tau(F)$ pour des fréquences F inférieures à F_{min} . Tout le problème consiste à définir le retard correspondant à ce profil fictif. Nous allons décrire ici l'approximation linéaire employée sur Tore Supra.

On suppose que le profil de densité décroît linéairement depuis le premier point de mesure ($F=25$ GHz ou $n_{ec}=0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) jusqu'au bord du plasma où elle est nulle. Cette hypothèse permet d'exprimer le retard de groupe de façon analytique. On a :

$$\tau(F < F_{min}) = \tau(F_{min}) \frac{F^2}{F_{min}^2} \quad (5-7)$$

En pratique, une telle approximation ne se justifie pas. Ainsi, sur Tore Supra, une procédure permettant de s'en affranchir a été mise au point [Mor93]. Elle utilise les données de l'interférométrie qui fournit un **profil de densité intégré le long d'une corde de mesure**. Connaissant la géométrie du plasma, les profils de densité obtenus avec la **réflectométrie** sont projetés sur cette corde et **intégrés** de façon à retrouver une **densité linéique**, n_l^{reflec} . En

comparant la valeur calculée n_l^{reflec} à celle définie par l'interférométrie n_l^{interf} , le profil de densité du réflectomètre est décalé jusqu'à obtenir l'accord désiré $|n_l^{interf} - n_l^{reflec}| < \varepsilon$ (Figure 5-3).

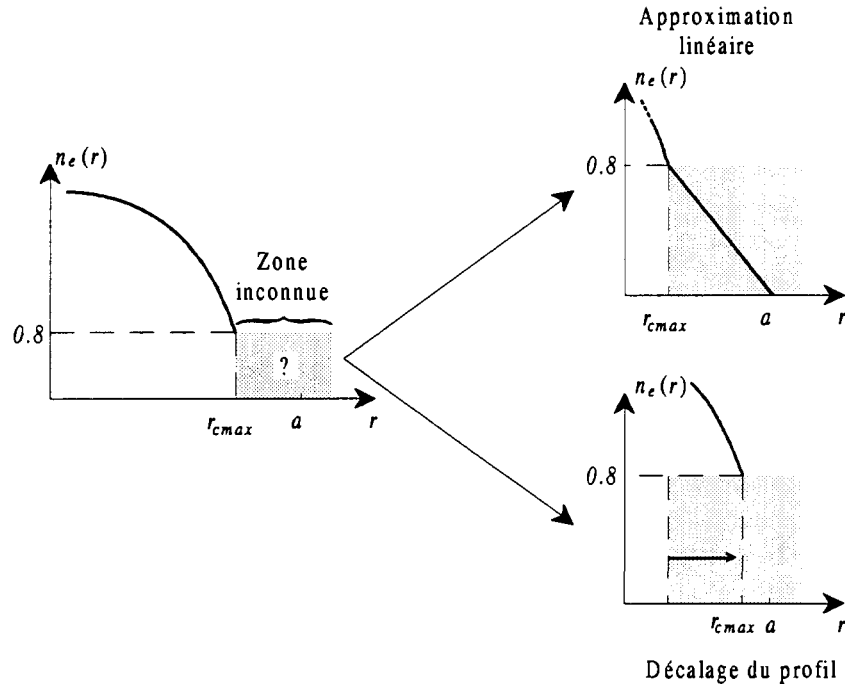


Figure 5-3 : Présentation des approximations de bord réalisées sur Tore Supra.

6. La réflectométrie sur Tore Supra

Dans cette partie, nous décrivons les moyens dont dispose la réflectométrie pour réaliser des mesures sur Tore Supra. Nous expliquons aussi quelles sont les techniques de traitement du signal qui permettent de définir le profil de densité à partir des signaux détectés.

6.1. Les moyens

Tore Supra est équipé de quatre réflectomètres à **détection homodyne** dont trois travaillent en mode ordinaire et un en mode extraordinaire (Tableau 6-1).

Les trois systèmes mode O sont utilisés pour fournir **en routine** les profils de densité durant les décharges plasma. Ils travaillent sur trois bandes de fréquences distinctes (Tableau 6-1)

Le système mode X ne fonctionne que de façon ponctuelle et permet de sonder le plasma dans son ensemble. Les fréquences utilisées avec ce réflectomètre varient de 78 à 118 GHz. Cette fois, la densité sondée dépend du champ magnétique.

Les sources micro-onde utilisées sont des BWO (Backward Wave Oscillator). La vitesse de balayage pleine bande ne peut pas descendre au-dessous de plusieurs centaines de microsecondes. Typiquement, sur Tore Supra, les générateurs hyperfréquence sont balayés simultanément pendant une milliseconde. L'acquisition est faite sur des tiroirs CAMAC 6810 ayant une résolution de 12 bits et une fréquence d'échantillonnage de 1 MHz.

Cette thèse présente le développement et l'implantation d'un nouveau réflectomètre travaillant en mode ordinaire dans la bande 26 - 36 GHz. Ce dernier possède une détection hétérodyne lui donnant une grande sensibilité (Partie IV). De plus, il travaille sur la même bande de fréquences que la première voie homodyne (Tableau 6-1), il est alors possible de comparer directement les résultats issus de ces deux réflectomètres.

Tableau 6-1 : Caractéristiques des réflectomètres de Tore Supra.

	Détection homodyne		Détection hétérodyne	
	Fréq. (GHz)	$n_e (10^{+19} \text{ m}^{-3})$	Fréq. (GHz)	$n_e (10^{+19} \text{ m}^{-3})$
Mode O	25 - 35	0.77 - 1.51	26 - 36	0.83 - 1.60
	35 - 50	1.51 - 3.09		
	50 - 75	3.09 - 6.94		
Mode X	78 - 118	Dépend du champ magnétique		

Le principe des quatre réflectomètres homodynes est décrit ci-dessous. Le réflectomètre hétérodyne fait l'objet de cette thèse, il est donc décrit en détail dans la partie IV.

6.2. Principe des réflectomètres homodynes de Tore Supra

Les réflectomètres à détection homodyne de Tore Supra sont assez simples à mettre en œuvre (Figure 6-1). Le faisceau micro-onde généré par la source est directement envoyé dans le plasma et va se réfléchir sur une couche de coupure. La référence de phase est obtenue en plaçant à l'extrémité de l'antenne une lame de mica semi-réfléchissante qui retourne une petite partie du faisceau incident. Cette référence et le signal réfléchi dans le plasma sont alors séparés de l'onde incidente par un coupleur directif puis mélangés grâce à un détecteur. Le signal résultant ne contient que le battement introduit par le trajet aller-retour dans le plasma. Ce réflectomètre ne possède qu'une seule antenne. Il faut donc, lors des traitements, tenir compte des réflexions parasites qui peuvent se produire dans les guides d'onde. Pour cela, on réalise l'acquisition d'un signal avant le début de chaque décharge plasma (le faisceau micro-onde se propage dans le vide jusqu'à la première paroi interne du tokamak où il est réfléchi).

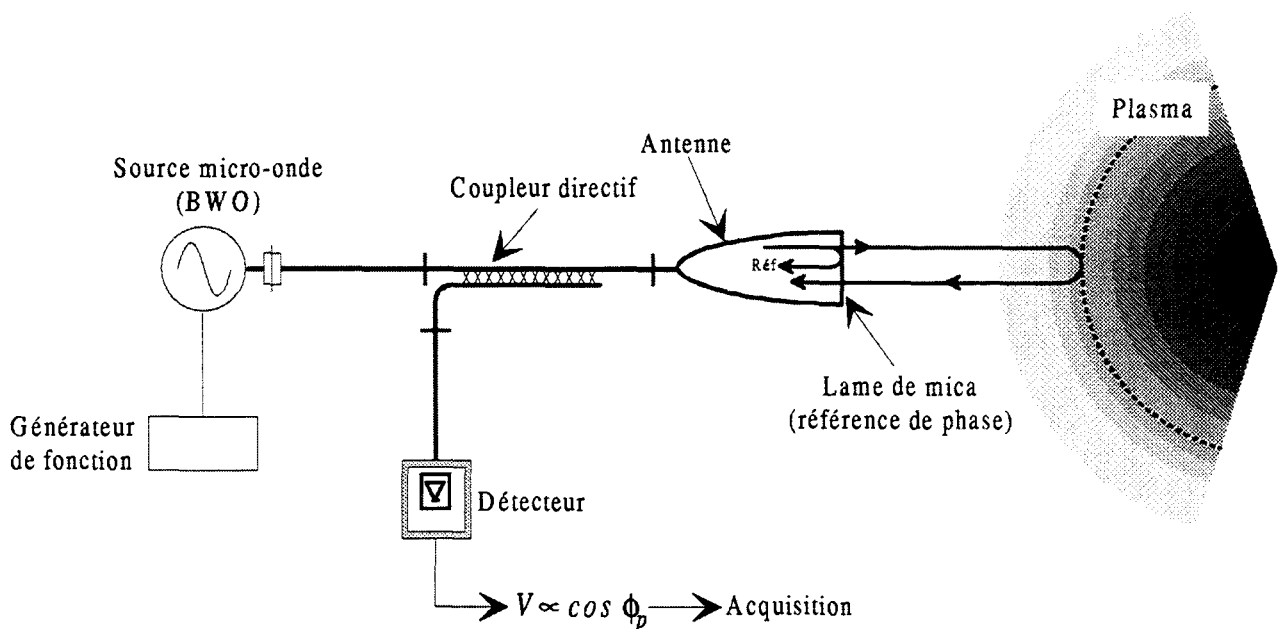


Figure 6-1 : Schéma d'un réflectomètre homodyne de Tore Supra.

6.3. Traitement du signal

Lorsque la réflectométrie est utilisée pour définir les profils de densité, le point le plus important est d'extraire du signal mesuré le retard de groupe. Par la suite, la localisation de la couche de coupure est définie par une inversion d'Abel dont le principe est décrit au paragraphe 3.3.2. **Une bonne mesure est donc conditionnée par une bonne évaluation du retard de groupe.**

Nous décrivons ici les différentes techniques utilisées pour déterminer cette quantité en insistant particulièrement sur celle employée à Tore Supra (FFT glissantes).

Pour simplifier le raisonnement suivant, nous traitons le cas d'une détection homodyne en supposant que les variations d'amplitude sont très lentes par rapport à celles introduites par la phase. Dans ces conditions, le signal détecté a la forme suivante :

$$S = A_i A_r \cos \phi(t)$$

où A_i et A_r sont respectivement les amplitudes des signaux de référence et sonde,

ϕ est le déphasage introduit par le plasma.

Tout le problème consiste à évaluer le déphasage du signal $\phi(t)$ au cours du temps pour pouvoir calculer la fréquence de battement F_b et le retard de groupe τ .

- *La transformée de Fourier glissante.* Celle-ci est utilisée pour traiter les données de la réflectométrie sur Tore Supra. Son principe est basé sur le calcul de la transformée de Fourier du signal sur une fenêtre temporelle qui est déplacée sur toute la durée de l'acquisition. La fréquence de battement $F_b(t)$ est alors déterminée pour la date correspondant au centre de l'intervalle temporel choisi.

Avec cette technique, il est possible de connaître $F_b(t)$ tout au long du balayage. Pour un balayage linéaire au cours du temps, elle est équivalente à la méthode de compression d'impulsion (méthode décrite au 2.1). Le choix de la largeur des fenêtres temporelles est très important, il correspond en fait à une sorte de moyennage des informations du signal sur une durée égale à celle de la largeur de la fenêtre. La fenêtre peut être vue comme un filtre passe bande qui coupe toutes les fréquences inférieures à l'inverse de sa longueur. Le choix de la fenêtre est donc un compromis :

- si celle-ci est trop étroite, le signal est peu moyenné, un problème de réception (perte de signal, parasite, ...) aura une grande importance et pourra introduire de grosses erreurs sur l'évaluation de la fréquence de battement et donc du retard de groupe,

- en revanche, si on choisit des fenêtres trop larges, la fréquence de battement peut ne pas être constante sur la fenêtre, le spectre que l'on observe est alors formé de plusieurs fréquences qui correspondent à des réflexions sur différentes couches de coupure.

Sur Tore Supra, pour définir un profil de densité, il existe une largeur de fenêtre optimum qui correspond à quelques *GHz* (de l'ordre de 200 points pour un signal de 1000 points). La quantité de laquelle les fenêtres sont décalées n'est pas trop importante, elle permet seulement de définir le nombre de fréquences de battement que l'on désire obtenir. En général, le décalage est choisi égal à la moitié de la largeur des fenêtres (les fenêtres se recouvrent les unes les autres) (Figure 6-2). Chacun de ces paramètres a été défini de façon empirique.

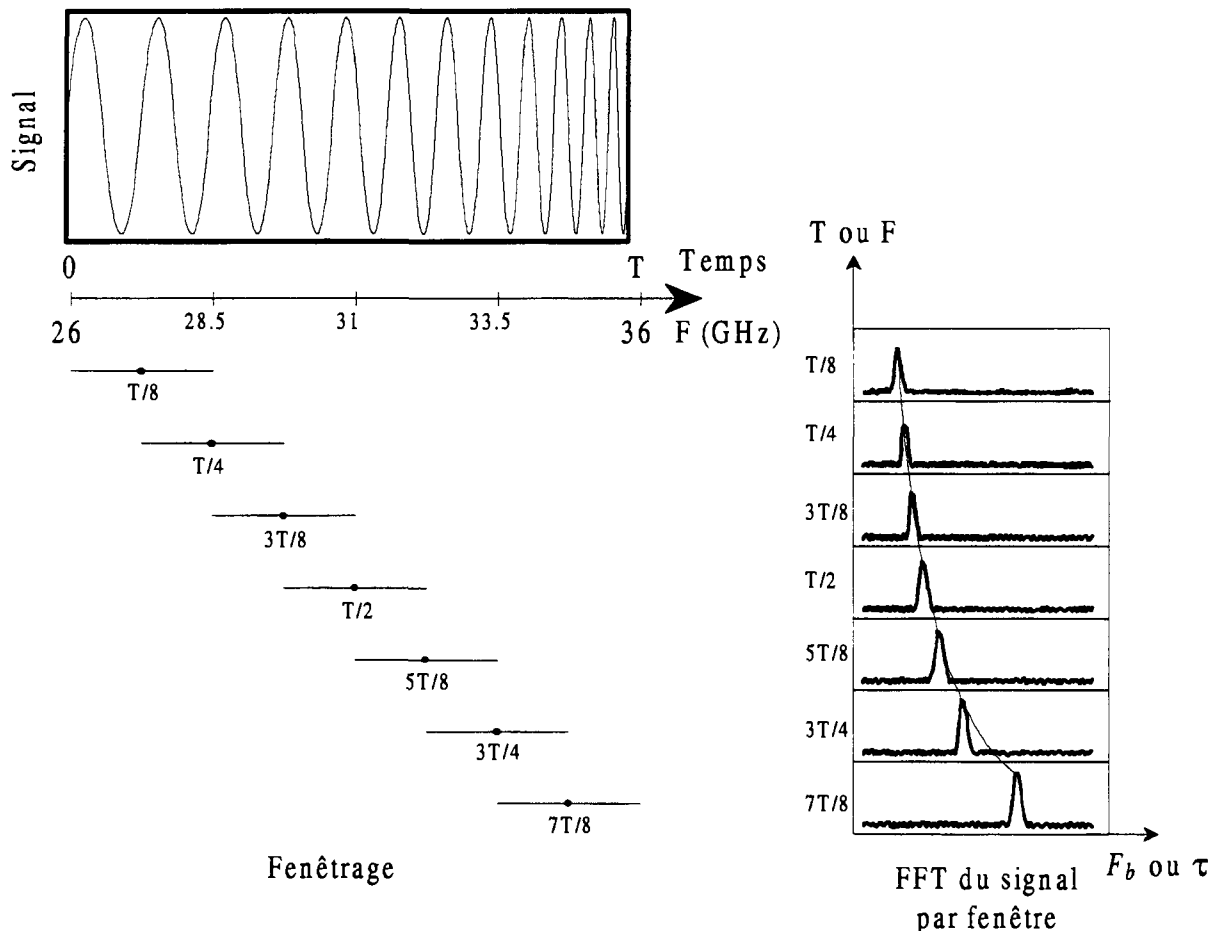


Figure 6-2 : Principe du calcul de la fréquence de battement par la méthode de la transformée de Fourier glissante.

- *La technique la plus ancienne consiste à compter les franges* du signal détecté. Pour cela, on note les dates auxquelles le signal passe par des valeurs nulles. Ceci permet de savoir quand la phase détectée a varié de π et donc de définir la fonction $\phi(t)$ (Figure 6-3).

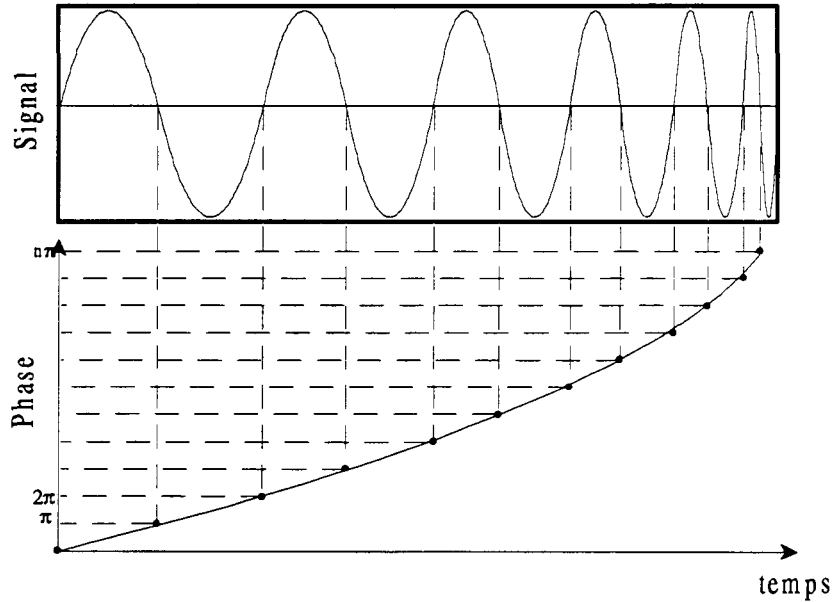


Figure 6-3 : Principe du calcul de la phase ou du retard de groupe par comptage de franges.

Cette technique n'est plus beaucoup employée de nos jours car elle est très sensible au bruit.

- *La technique de discrimination des fréquences* [Sil95]. Elle permet de retrouver directement la fréquence de battement F_b . Pour cela, le signal brut $S(t)$ est filtré pour soustraire sa composante continue et les fréquences parasites, il est ensuite retardé de la quantité $\frac{1}{4 F_m}$ où F_m est la fréquence de battement moyenne du signal, puis un filtre passe bas (LP) lui est appliqué. Le résultat est ainsi directement proportionnel à la fréquence de battement. On peut écrire :

$$F_b(t) = F_m \left[1 + LP \left(S(t) \cdot S \left(t - \frac{1}{4 F_m} \right) \right) \right]$$

Cette technique permet d'obtenir une évolution quasi-continue de la fréquence de battement au cours du balayage. Elle est très rapide puisqu'elle ne fait intervenir que des opéra-

tions élémentaires (sommes et produits). En revanche, elle est un peu moins précise que la transformée de Fourier glissante. Cette méthode de calcul est utilisée sur ASDEX.

- *La maximisation d'entropie.* Cette technique fait intervenir les notions de probabilité et d'entropie d'un système formé à partir de données quelconques. On cherche alors par itérations successives à maximiser l'entropie de l'ensemble des mesures pour déterminer le retard de groupe le plus probable [Pey92].

- *La démodulation complexe* [Kim95]. Elle permet, à partir du signal détecté, de créer numériquement un second signal en quadrature avec le premier et ainsi d'extraire plus facilement la phase.

- *La transformée en ondelettes.* Cette méthode est connue depuis longtemps, mais elle s'est surtout développée avec l'apparition de calculateurs puissants car elle demande une quantité de mémoire importante. La transformée en ondelettes d'un signal $S(t)$ est définie de la façon suivante :

$$T_S(b,a) = \frac{1}{a} \int S(t) \cdot \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt$$

où la fonction ψ est appelée ondelette, elle peut posséder différentes formes mais la plus connue est l'ondelette de Morlet qui est simplement définie comme une gaussienne modulée.

b est un paramètre temporel qui permet d'étudier le signal à la date b ,

a est le facteur d'échelle, il permet d'observer les différentes fréquences qui composent le signal.

Cette technique a été utilisée sur Tore Supra pour la réflectométrie [Mor95]. Elle ne peut pas mettre en valeur toutes ses capacités lors des reconstructions des profils de densité, car les fréquences de battement que l'on cherche à observer évoluent lentement au cours du temps sur une petite bande de fréquences. Ainsi, les résultats obtenus avec cette technique sont très similaires à ceux qui sont définis avec la méthode des transformées de Fourier glissantes.

La transformée en ondelettes trouve réellement son application dans l'étude des signaux turbulents où l'intermittence joue un rôle important, lorsque les fréquences peuvent être très diverses [Mor95].

Comme nous l'avons signalé ci-dessus, la position de la couche de coupure est évaluée par une inversion d'Abel. Nous nous intéressons maintenant à l'erreur sur sa position engendrée par une erreur lors de l'évaluation du retard de groupe. En effet, l'évaluation de la position de la couche de coupure se fait de proche en proche, si bien qu'une erreur sur une valeur du retard de groupe va se répercuter tout au long du calcul en s'atténuant toutefois.

Pour simplifier les calculs, nous supposons que l'erreur commise n'est faite que sur la première valeur du retard de groupe, mais ceci ne restreint en rien la généralité du calcul qui va suivre. Nous posons alors :

$$\tau_l(F_{min}) = \tau(F_{min}) + \delta\tau$$

où F_{min} est la première fréquence sonde,

τ_l est le retard de groupe perturbé,

τ est le retard de groupe non perturbé,

$\delta\tau$ est l'erreur commise sur le retard de groupe.

En utilisant les relations (5-6) et (5-7), il faut évaluer la quantité :

$$a - r_c(F) = \frac{c}{\pi} \left\{ \frac{1}{F_{min}^2} [\tau(F_{min}) + \delta\tau] \int_0^{F_{min}} \frac{f^2}{\sqrt{F^2 - f^2}} df + \int_{F_{min}}^F \frac{\tau(F)}{\sqrt{F^2 - f^2}} df \right\}$$

L'erreur sur la position de la couche de coupure est alors simplement :

$$\delta r_c(F) = \frac{c}{\pi F_{min}^2} \delta\tau \int_0^{F_{min}} \frac{f^2}{\sqrt{F^2 - f^2}} df$$

On constate que l'erreur sur la position de la couche de coupure sondée par la fréquence F ne dépend pas de la forme du profil de densité mais est directement proportionnelle à l'erreur $\delta\tau$ commise sur le retard de groupe. Tout calcul fait, on arrive à la relation :

$$\delta r_c(F) = \frac{c}{2\pi} \frac{F^2}{F_{min}^2} \left[\arcsin\left(\frac{F_{min}}{F}\right) - \frac{1}{2} \sin\left(2 \arcsin\left(\frac{F_{min}}{F}\right)\right) \right] \delta\tau \quad (6-1)$$

Quand $F=F_{min}$, le second terme de l'équation (6-1) est nul, l'erreur δr_c s'écrit :

$\delta r_c(F_{min}) = \frac{c}{4} \delta\tau = 7.5 \cdot 10^7 \delta\tau$. Lorsque la fréquence F augmente, l'erreur se réduit lentement (Figure 6-4).

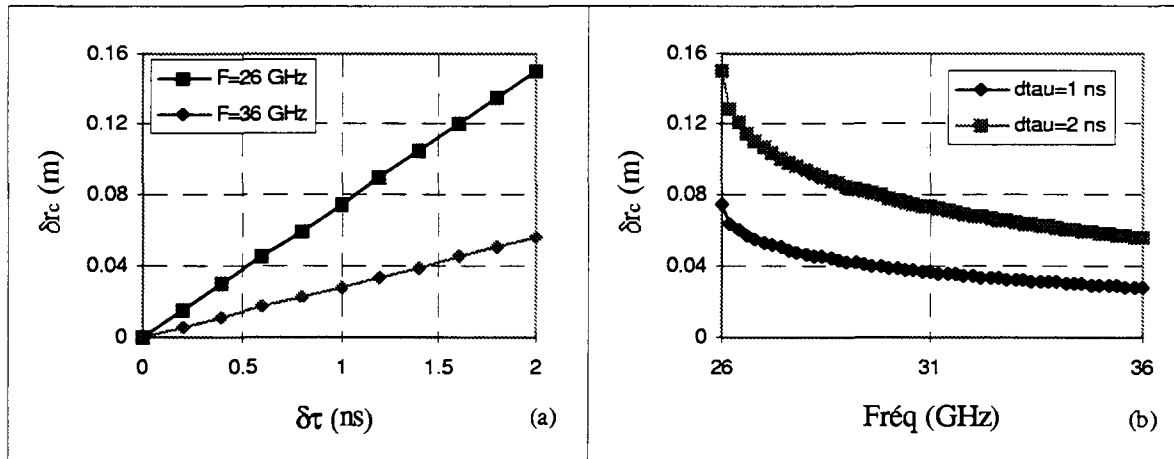


Figure 6-4 : Evolution de l'erreur sur la position radiale de la couche de coupure en fonction de l'erreur sur le retard de groupe (a) et de la fréquence sonde (b).

PARTIE III :

INFLUENCE DE LA TURBULENCE DU

PLASMA SUR LE SIGNAL DETECTE

La mesure des profils de densité par réflectométrie est parfois rendue très difficile car, dans certains cas, il n'est pas possible d'extraire la phase du signal sonde. Les fluctuations de densité du plasma sont supposées jouer un rôle important dans les problèmes rencontrés. Un aspect de cette thèse a donc consisté à étudier la turbulence pour pouvoir appréhender les difficultés de mesure. Dans cette partie, nous discutons tout d'abord des problèmes de mesure auxquels la réflectométrie est confrontée. Nous mettons en relief les paramètres plasma impliqués dans le développement de la turbulence à partir d'une étude statistique de nombreux chocs en phase ohmique. Nous discutons aussi de l'influence de la micro-turbulence et des modes MHD sur le signal détecté.

1. Problèmes de mesure en réflectométrie

La Figure 1-1 présente des résultats typiques obtenus avec les réflectomètres homodynes de Tore Supra.

Le plus souvent, l'écho de la couche de coupure est très bien défini (Figure 1-1a), le profil de densité correspondant est alors reconstruit facilement. Pourtant, dans certains cas, le signal est complètement brouillé (Figure 1-1b) et aucune réflexion ne peut être distinguée. Le profil de densité déterminé numériquement par inversion d'Abel n'a alors plus aucun sens.

L'évaluation du déphasage introduit par le trajet aller-retour de l'onde dans le plasma est sensible aux fluctuations de densité qui influencent la phase et/ou l'amplitude du signal détecté. La turbulence du plasma doit être vue sous deux aspects :

- temporel : la position de la couche de coupure oscille sous l'effet des fluctuations du plasma,
- spatial : la couche de réflexion n'est pas plane et possède une structure qui peut introduire des interférences destructives sur le signal réfléchi. De plus, l'onde peut subir une rétrodiffusion collective loin de la couche de coupure (résonance de Bragg). Nous montrons ci-après que ce dernier processus n'intervient dans les plasmas de fusion pour le diagnostic de réflectométrie.

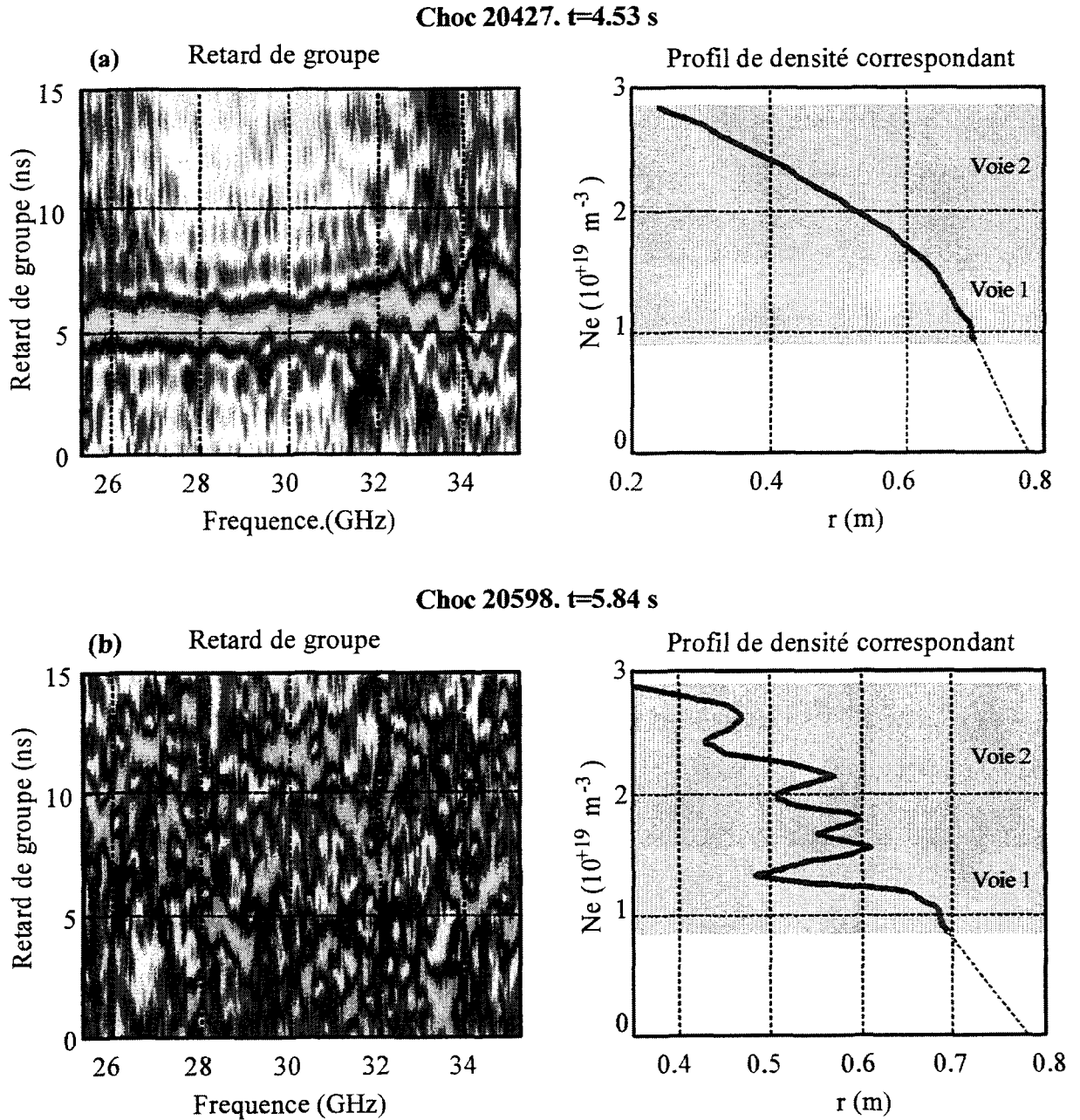


Figure 1-1 : Exemple de résultats obtenus avec les réflectomètres homodynes :

Evolution du retard de groupe défini à partir du signal de la voie 1 (25-35 GHz) et profil de densité reconstruit avec les données des deux premières voies (25-35 et 35-50 GHz) pour deux plasmas de caractéristiques différentes.

Il existe de nombreuses approches permettant de décrire la turbulence responsable des perturbations de la réflectométrie. Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire les principales.

1.1. Approche expérimentale

Des études expérimentales sont menées pour définir le rôle de la turbulence sur le signal détecté [Rho92] afin de mieux pouvoir la caractériser, comprendre son origine et ses modes d'action.

Elles sont menées dans de petites machines à plasma (le plus souvent des multipôles) pour pouvoir contrôler au mieux les paramètres du plasma et de la turbulence. Ces expériences permettent, en particulier, d'étudier les fluctuations de phase du faisceau micro-onde ayant sondé le plasma en fonction des caractéristiques de la turbulence.

1.2. Approche théorique

La turbulence présente dans le plasma génère, entre autres, des fluctuations de densité électronique qui perturbent le signal sonde et peuvent produire des sauts de phase sur le détecteur. Elle est caractérisée par un spectre $S(k_f, \omega_f)$ où k_f est le nombre d'onde et ω_f la fréquence de la perturbation. Cette turbulence est supposée être à l'origine du transport anormal et de très nombreuses recherches ont été conduites pour caractériser au mieux son spectre et comprendre ses mécanismes [Lie85]. Elle est la résultante du couplage de nombreux modes de caractéristiques différentes, si bien qu'elle présente un spectre $S(k_f, \omega_f)$ large en k_f et ω_f sur Tore Supra [Dev93] (Figure 1-2).

En notant δn_e les fluctuations de densité, on a : $\tilde{n}_e(r) = n_e(r) + \delta n_e(r)$. L'indice de l'onde en mode ordinaire (partie II) s'écrit :

$$N_O^2(F, r) = 1 - \frac{F_{pe}^2}{F^2} - \frac{\delta n_e(r)}{n_c(F)}$$

où F_{pe} est la fréquence plasma électronique,

F est la fréquence sonde,

$n_c(F)$ est la densité de la couche de coupure sondée par F .

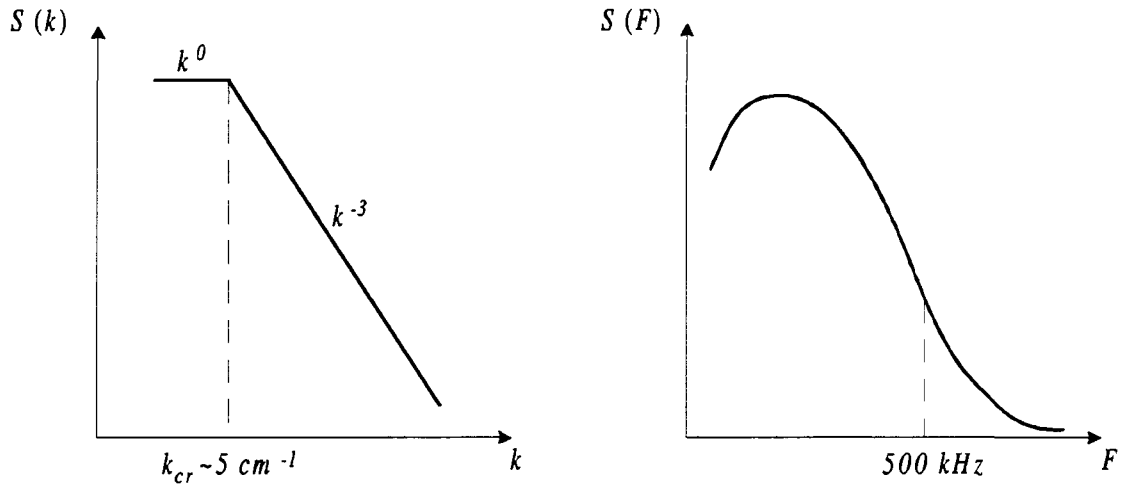


Figure 1-2 : Spectres typiques en nombre d'onde (k) et en fréquence (F) des fluctuations de densité électronique.

Différents processus physiques régissent l'interaction d'une onde avec une perturbation de densité et modifient la réponse en phase du réflectomètre. Pour une perturbation de densité localisée dans le plasma, deux effets physiques peuvent modifier la phase du faisceau incident [Zou91, Maz91]. D'un part, nous avons l'oscillation de la couche de coupure lorsque la perturbation est proche de celle-ci. Cet effet est prépondérant pour des perturbations à petit nombre d'onde. D'autre part, la rétrodiffusion de l'onde quand son vecteur d'onde est résonnant avec celui de la perturbation (règle de Bragg). Ce phénomène est dû à la propriété qu'ont les électrons (les ions également mais avec une intensité beaucoup plus faible) de diffuser une partie d'une onde électromagnétique, en rayonnant dans toutes les directions une onde de même fréquence. Si la longueur d'onde du faisceau incident est suffisamment grande, le mouvement d'ensemble des électrons contribue à la diffusion de l'onde. C'est la diffusion collective. Ce principe est utilisé par de nombreux diagnostics pour mesurer les fluctuations de densité électronique. Par exemple, à une oscillation des électrons caractérisée par une fréquence ω_f et un nombre d'onde k_f , il correspond deux ondes diffusées dont les pulsations ω_d et les vecteurs d'onde k_d sont donnés par les règles de sélection (Figure 1-3) :

$$\omega_d = \omega_i \pm \omega_f$$

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i \pm \vec{k}_f$$

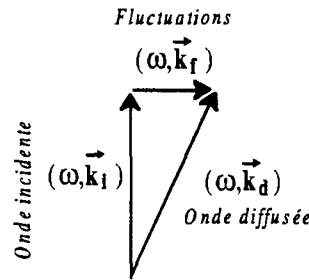


Figure 1-3 : Diffusion collective d'une onde $(\omega, \vec{k}_i)$ par une turbulence électronique $(\omega, \vec{k}_f)$.

Lorsque le vecteur d'onde des fluctuations est opposé et d'amplitude deux fois supérieure à celui de l'onde incidente, $\vec{k}_f = -2\vec{k}_i$, celle-ci est en partie rétrodiffusée. La relation précédente traduit la condition de résonance de Bragg.

Le vecteur d'onde d'un faisceau hyperfréquence se propageant depuis le bord du plasma jusqu'à une couche de coupure varie entre $\vec{k}_0$ (nombre d'onde dans le vide) et zéro. Or nous avons vu (Figure 1-2) que les fluctuations du plasma possèdent principalement des petits nombres d'onde. L'information portée par le signal réfléchi provient alors exclusivement de la couche de coupure [Fan96].

1.3. Approche numérique

Une seconde approche consiste à résoudre numériquement l'équation de propagation d'onde et à confronter les résultats obtenus avec ceux des expériences réalisées. Ces simulations permettent, en particulier, de définir l'évolution de la phase du signal sonde lorsque le plasma est soumis à une turbulence.

Des codes unidimensionnels ont alors été réalisés [Hut92, Cho92] (Figure 1-4 a). Ils sont assez simples à mettre en œuvre et demandent peu de temps de calcul, car ils sont basés sur la résolution d'une équation différentielle du second ordre (équation d'onde) qui est bien connue numériquement. Ainsi, [Fan96] a pu retrouver numériquement et interpréter des résul-

tats d'une expérience de laboratoire mal comprise auparavant [Rho92]. Des codes dits WKB, qui supposent que ce type d'approximation est toujours valable sur tout le trajet de l'onde [Zhu96], ont aussi été développés. L'avantage de ce type de simulations est de fournir très rapidement des résultats. Par contre, elles ne peuvent ni traduire une perte de signal (on reçoit autant d'énergie que celle envoyée), ni prendre en compte des déplacements poloïdaux de la couche de coupure.

Des simulations à deux dimensions sont ensuite apparues (Figure 1-4 b). Il est encore possible de résoudre numériquement l'équation d'onde complète mais, cette fois, les calculs sont très lourds [Lec97, Hut93]. De plus, ce type de code ne permet pas de prendre en compte l'aspect physique complet du problème de la propagation des ondes (décroissance du champ électrique par exemple). Pour cette raison, il existe aussi des modèles simplifiés, moins coûteux en temps de calcul, qui supposent que la perturbation de phase du faisceau incident est localisée sur la couche de coupure. L'approximation de l'optique géométrique est réalisée et la couche de réflexion est modélisée par un miroir rugueux dont les caractéristiques sont bien connues [Con96].

Remarque : A ce jour, il n'existe pas de code 3D résolvant complètement l'équation d'onde. La principale limitation de ce type de simulation est le temps de calcul et la quantité de mémoire à utiliser pour obtenir un résultat.

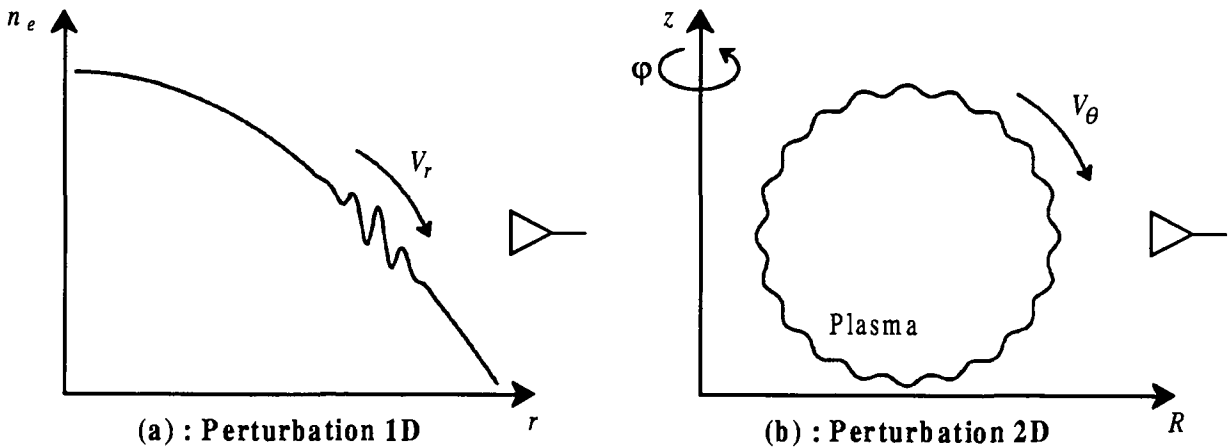


Figure 1-4 : Schéma d'une turbulence modélisée à une dimension (a) et à deux dimensions (b).

2. Etude Statistique de la turbulence

Les conditions plasma jouent un rôle important au regard des perturbations observées sur le signal de la réflectométrie (Figure 1-1).

Nous avons réalisé une base de données qui, par une étude statistique, va permettre de déterminer les paramètres plasma à l'origine des difficultés de mesures. Cette étude nous fournira aussi de précieux renseignements sur l'origine et les caractéristiques de la turbulence brouillant les mesures réalisées.

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord comment la base de données a été créée. Nous mettons ensuite en évidence les caractéristiques plasma pour lesquelles les mesures deviennent plus difficiles. Enfin, nous concluons sur cette étude.

2.1. Critères de sélection pour la base de données

La base de données présentée ci-dessous est constituée de plus de 300 chocs de la campagne plasma 1995. Nous ne nous sommes intéressés qu'aux phases dites ohmiques, c'est à dire pour lesquelles le chauffage du plasma est seulement assuré par son courant (pas de chauffage additionnel par onde ou par injection de neutres). Seul le réflectomètre homodyne travaillant dans la bande de fréquences 25-35 GHz a été pris en compte car il sonde la partie la plus externe et la plus turbulente du plasma (densité variant de 0.8 à $1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). C'est sur cette voie que la détermination du retard de groupe est la plus délicate.

La base de données regroupe un grand nombre de paramètres plasma (densité, courant, température, etc.) qui ont tous été définis aux points correspondants aux rayons des couches de coupures sondées par la première voie de la réflectométrie. Cette **étude** est donc principalement **locale**.

Chacune des décharges plasma est classée dans l'une des trois catégories suivantes :

1 - les chocs dits « non perturbés » notés RdG+ pour lesquels le retard de groupe est facile à définir pour toutes les fréquences sonde durant la phase ohmique considérée (Figure 2-1a),

2 - les chocs dits « perturbés » notés RdG- pour lesquels le retard de groupe est très agité et le profil de densité correspondant est difficile à extraire (Figure 2-1b),

3 - des chocs intermédiaires notés RdG0 qui n'ont pas pu être classés dans l'une ou l'autre des deux catégories précédentes.

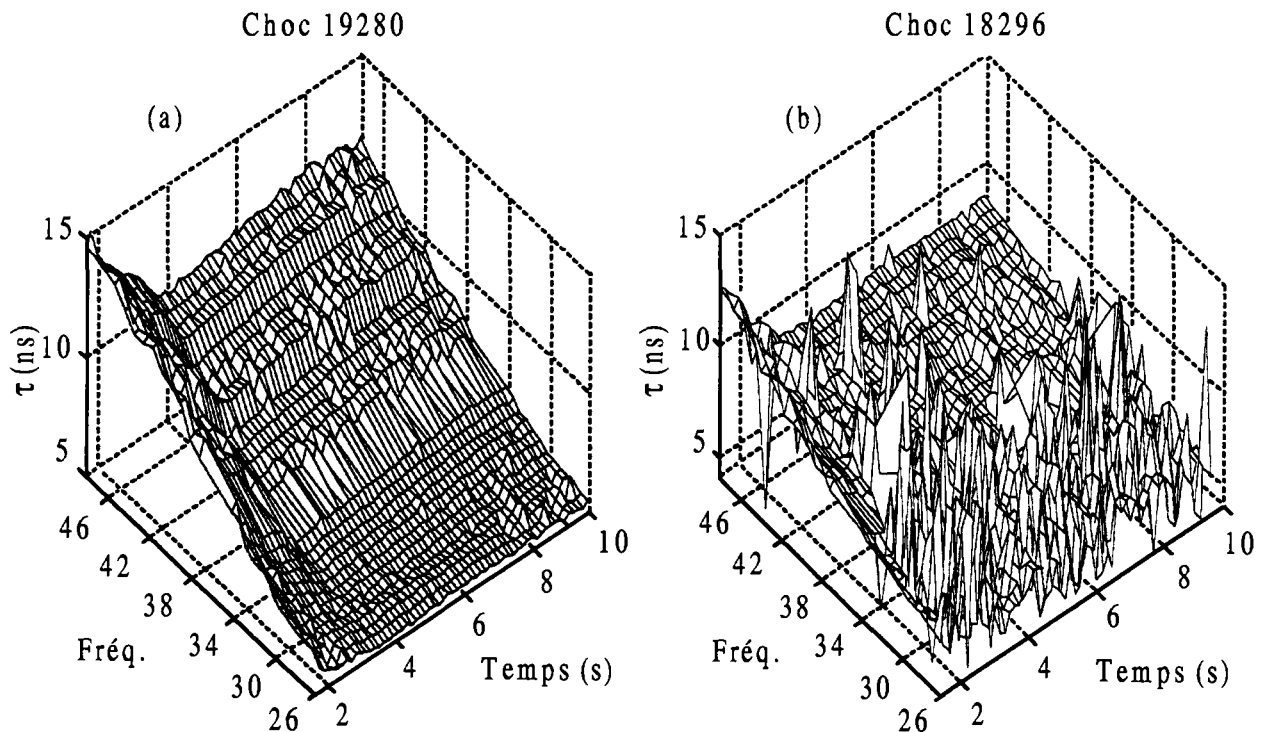


Figure 2-1 : Evolution du retard de groupe $\tau(F)$ au cours d'une décharge plasma mesuré à partir des deux premières voies (25-35 et 35-50 GHz) des réflectomètres homodynes.

(a) choc classé comme « non perturbé » : RdG+.

(b) choc classé comme « perturbé » : RdG-.

2.2. Exploitation de la base de données

2.2.1. Effets du rayon de mesure

Le générateur de la première voie étant wobulé¹ entre 25 et 35 GHz, les densités des couches de coupure sondées sont toujours les mêmes (0.8 à $1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Ainsi, lorsque la densité du plasma évolue, la localisation de la mesure de réflectométrie change (Figure 2-2).

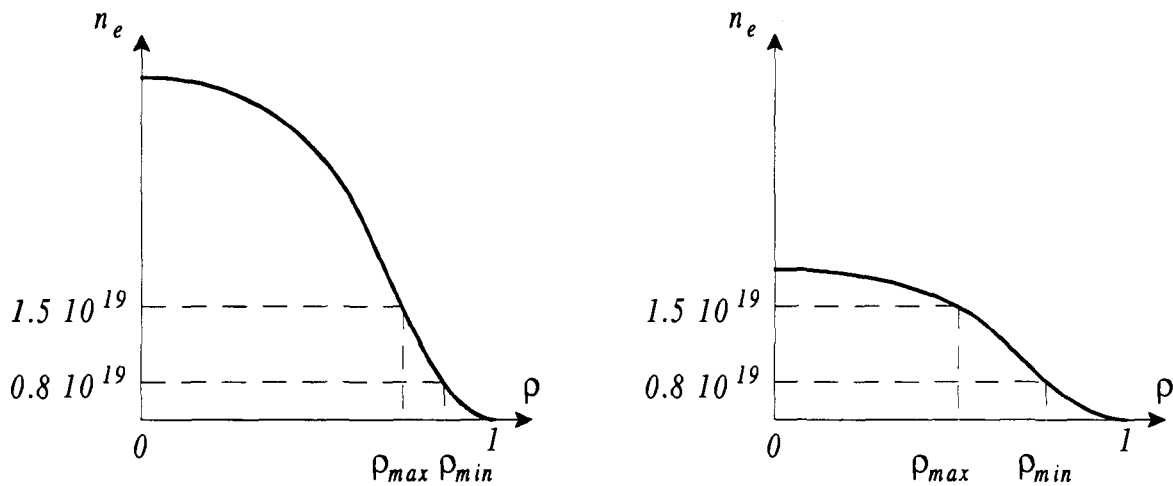


Figure 2-2 : Evolution de la localisation des mesures de la réflectométrie pour deux densités centrales différentes.

Afin d'étudier l'influence de la position de la couche de coupure sur les difficultés de mesure de la réflectométrie, nous avons « recalé » radialement chaque profil de densité à l'aide du diagnostic d'interférométrie (Partie 2 chapitre 5.4). Nous avons alors noté ρ_{min} le rayon de la couche de densité $0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (sondée par la fréquence 25 GHz) et ρ_{max} celui de la couche de densité $1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (sondée par la fréquence 35 GHz). Les résultats de cette étude sont présentés sur la Figure 2-3.

¹ Wobuler est utilisé pour signifier que la source est balayée en fréquence.

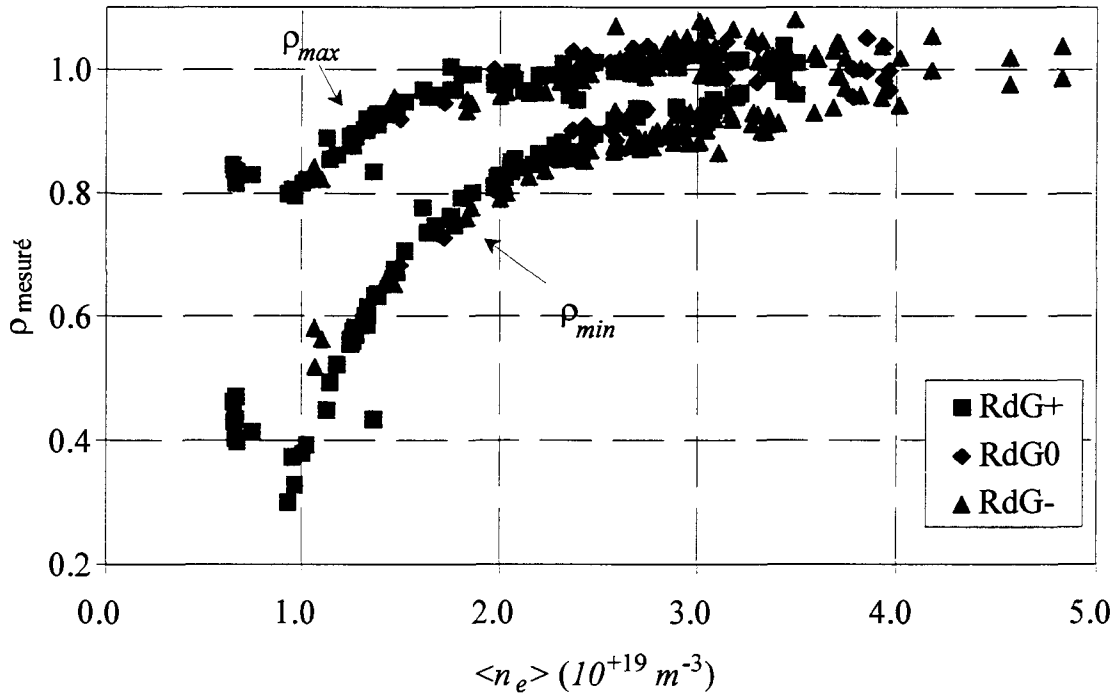


Figure 2-3 : Evolution des rayons de mesure en fonction de la densité volumique moyenne $\langle n_e \rangle$ pour toutes les décharges plasma de la base de données.

On constate alors que la position radiale de la couche de coupure ne permet pas d'expliquer le changement de comportement du signal de réflectométrie, le faisant passer d'un régime non perturbé à un régime perturbé (Figure 2-1).

2.2.2. Effets des gradients

Nous avons calculé les longueurs de gradient de densité L_n , température L_T , courant L_j et pression L_p à un rayon de mesure typique de la réflectométrie (en $\rho=0.9$) afin d'étudier leur influence sur les perturbations du signal détecté (Figure 1-1). Par définition, elles s'écrivent :

$$(L_X)^{-1} = \frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial r}$$

où X est respectivement la densité n_e , la température T_e , la densité de courant j et la pression p .

L'évolution de ces quantités est donnée sur la Figure 2-4.

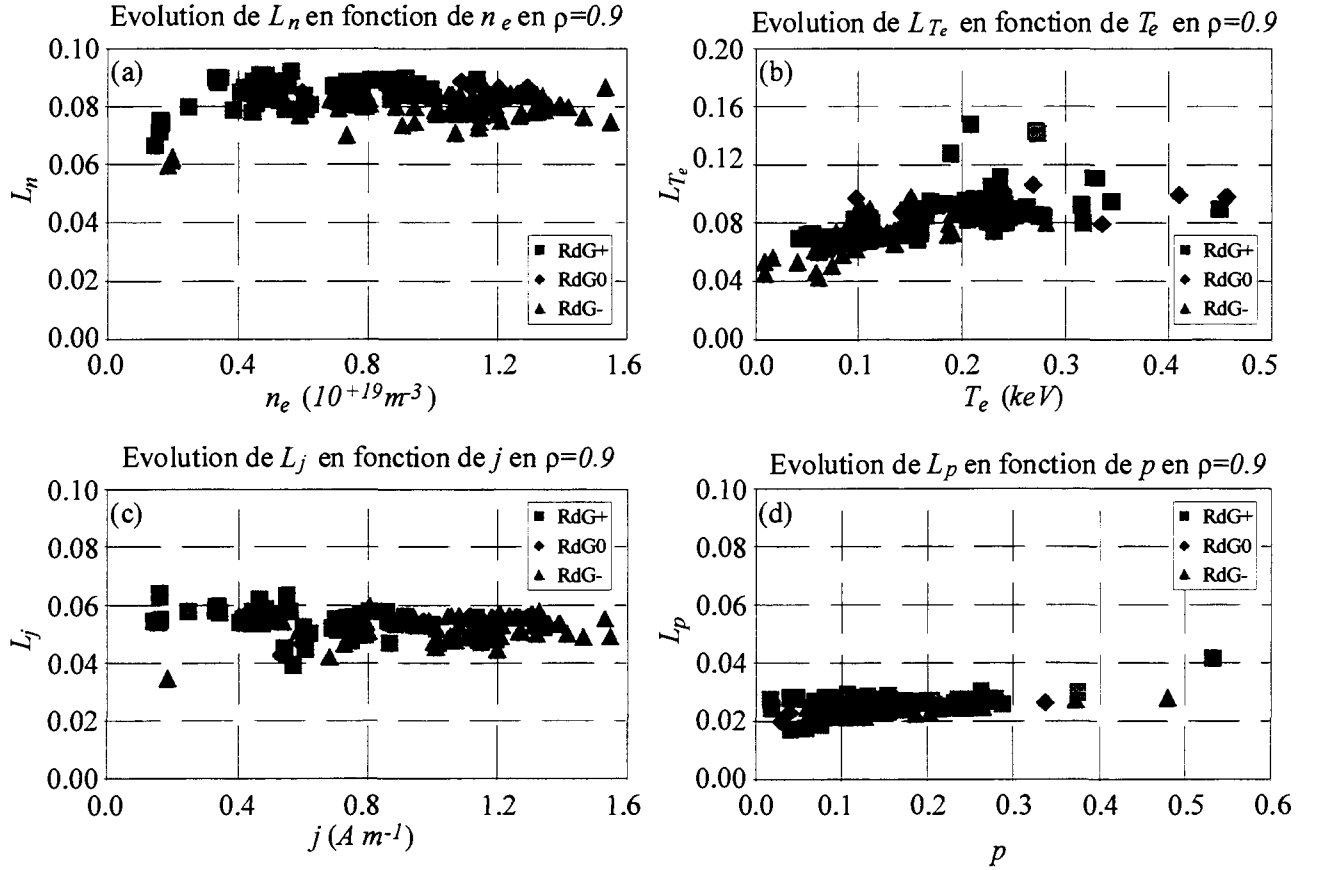


Figure 2-4 : Evolution des longueurs de gradient de la densité (a), température (b) densité de courant (c) et pression (d) en fonction de chacun de ces paramètres au bord du plasma.

Nous constatons tout d'abord que chacune de ces longueurs de gradient L_X ne dépend pas du paramètre X . Les profils de densité, température, courant et pression sont similaires comme cela a déjà été observé sur TEXT [Gen95]. **L'origine des perturbations observées ne peut donc pas être expliquée en faisant appel à ces paramètres.**

Dans la zone de plasma confiné, ces profils sont sujets à un phénomène d'auto-organisation du plasma. Lors d'une décharge plasma, les différents systèmes de contrôle sont asservis sur des paramètres globaux du plasma, mais l'équilibre atteint est grandement déterminé par la turbulence qui modifie le transport et donc les profils qui influencent à leur tour cette turbulence. Ceci indique aussi que les caractéristiques du plasma sont gouvernées par un petit nombre de paramètres sans dimensions [Zou97].

2.2.3. Effets du temps de confinement de l'énergie

Les différents régimes de confinement d'un plasma de fusion ont été décrits en I-3.3. Les études présentées ici ne prennent en compte que des chocs en phase ohmique, si bien que nous ne nous intéressons qu'aux régimes dits LOC (Linear Ohmic Confinement) et SOC (Saturated Ohmic Confinement) (Figure I-3-7). La densité de saturation, à partir de laquelle le temps de confinement n'évolue plus avec la densité (transition régime LOC-SOC) est donnée par la relation [Gar92] :

$$n_e^{Sat} = 0.4 \frac{B_t}{R q_\psi(a)} \sqrt{A_i}$$

où B_t est le champ magnétique toroïdal,

R est le grand rayon plasma,

$q_\psi(a)$ est le facteur de sécurité au bord de la décharge,

A_i est la masse atomique (rapport entre la masse des ions composant le plasma et celle d'un proton).

Nous avons tracé (Figure 2-5) l'évolution du temps de confinement τ_E en fonction de la densité du plasma normalisée à la densité de saturation.

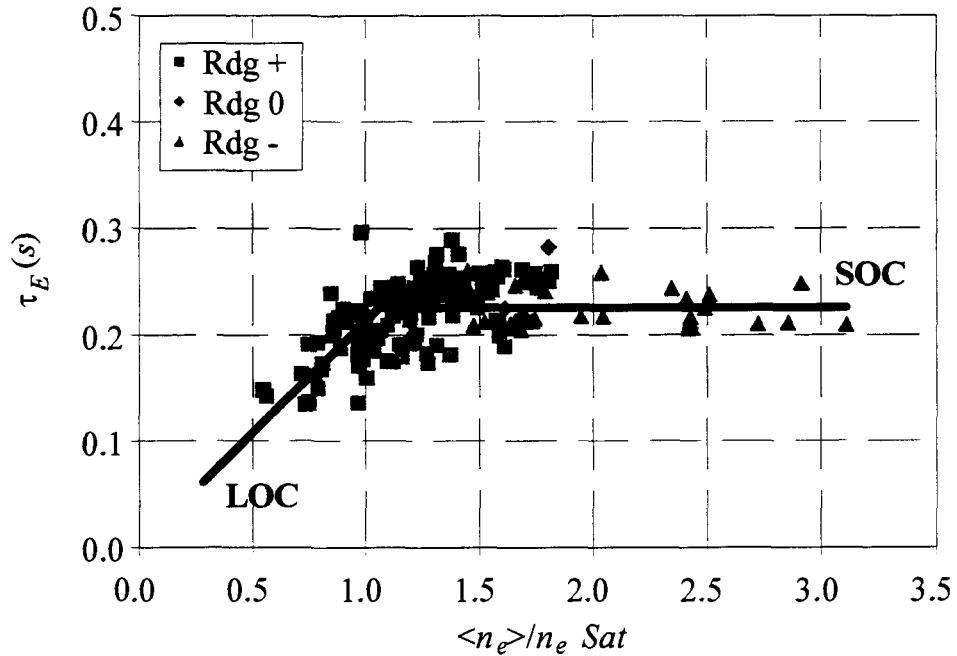


Figure 2-5 : Evolution du temps de confinement τ_E en fonction de la densité normalisée à la densité de saturation.

On constate qu'en régime de confinement linéaire (LOC), les mesures réalisées par la réflectométrie ne sont jamais perturbées. En revanche, en augmentant la densité, on se déplace dans la zone de saturation (SOC) et des problèmes apparaissent pour finalement se généraliser à haute densité ($n_e/n_e \text{ Sat} > 1.5$).

Les mécanismes aboutissant à une saturation du temps de confinement global ne sont pas encore compris. Toutefois, différentes explications peuvent être avancées :

- apparition d'une turbulence ionique lorsque la densité du plasma augmente [Big89, Pee91],
- saturation du temps de confinement des électrons [Gar92].

Cette expérience ne nous permet pas de conclure sur l'une ou l'autre de ces deux explications. Simplement, les caractéristiques de la turbulence du plasma ont évolué de telle façon que **la mesure du déphasage du faisceau sonde est de plus en plus perturbée** quand on traverse dans la zone de saturation (SOC).

2.2.4. Etudes adimensionnelles

De nombreux efforts sont faits pour comprendre les mécanismes du transport anormal dans les tokamaks et établir des lois d'échelle décrivant le confinement de l'énergie. Les méthodes d'analyse adimensionnelle [Kad75] permettent de réduire le nombre de paramètres gouvernant ces mécanismes, de réaliser des extrapolations fiables pour les futurs réacteurs et de mieux représenter les études théoriques. Cette approche est basée sur l'existence d'états similaires dans le plasma comme nous venons de le démontrer (longueurs de gradient constantes). Nous avons alors caractérisé les mesures de réflectométrie à partir de données de ce type.

2.2.4.1. Effets de la collisionnalité normalisée

Les phénomènes de transport dans les plasmas de fusion sont contrôlés par les collisions entre particules. La résistivité du milieu est alors non nulle. Elle permet, en particulier, le

chauffage par effet Joule et joue un rôle fondamental dans l'apparition de phénomènes magnéto hydro dynamiques (MHD) qui se développent dans le plasma.

Nous définissons la collisionnalité normalisée ν^* par la relation :

$$\nu^* = 6.94 \cdot 10^{-5} Z_{\text{eff}} \left(\frac{R}{a} \right)^{3/2} R q_{\text{eff}} \frac{n_e}{T_e^2} \quad (2-1)$$

Cette dernière est très utilisée dans la théorie néoclassique [Hin76] pour décrire la diffusion des particules. En effet, lorsqu'elle est faible, les particules piégées contribuent en grande partie au transport car l'extension radiale de leur trajectoire est bien plus grande que celle des particules circulantes. En revanche, à forte collisionnalité, c'est la diffusion parallèle aux lignes de champ qui induit le transport. Ainsi, on a classé les régimes de transport néoclassique en 3 catégories en fonction de leur collisionnalité (Figure 2-6).

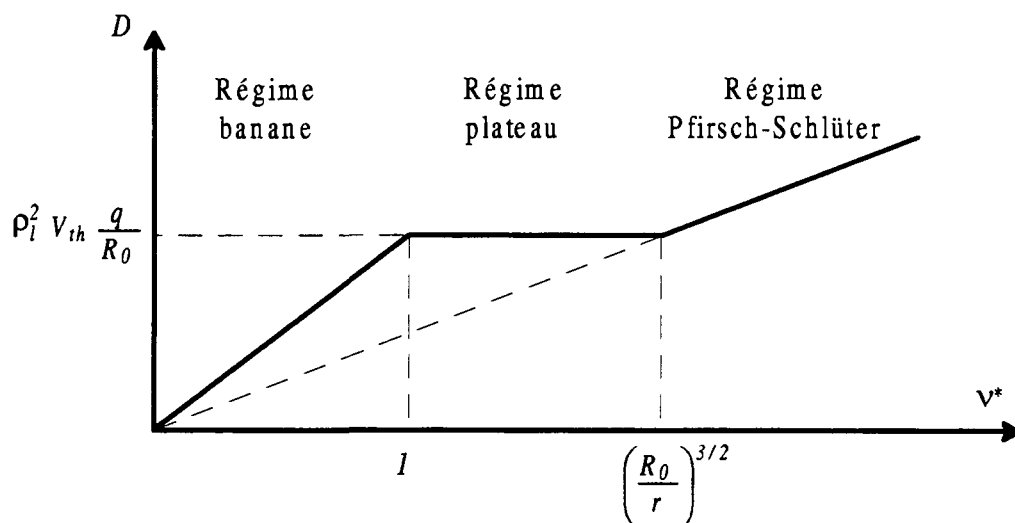


Figure 2-6 : Les différents régimes de diffusion néoclassique.

Pour étudier l'effet de la collisionnalité normalisée ν^* du plasma sur les mesures des réflectomètres, nous avons calculé localement cette quantité en définissant chacun des paramètres à la position de la couche de coupure (Figure 2-7).

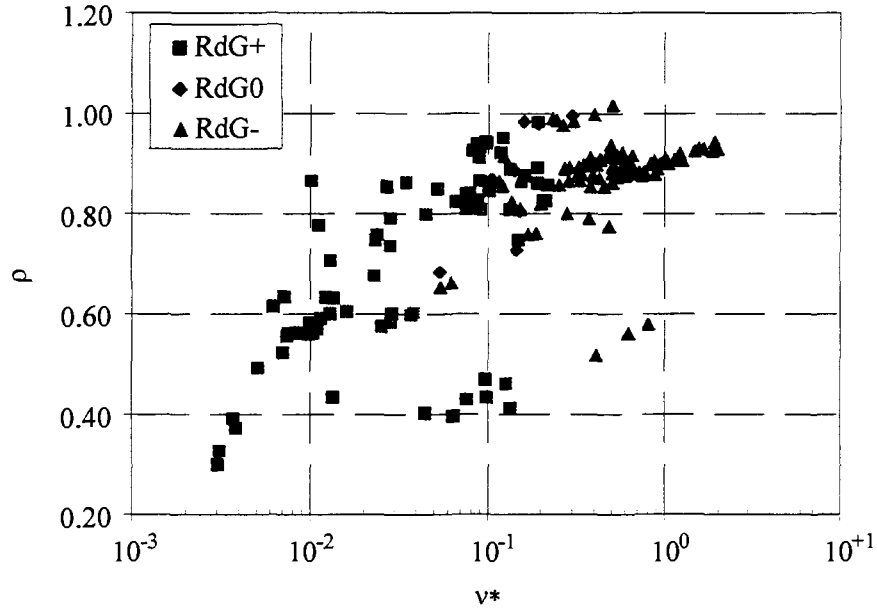


Figure 2-7 : Evolution du rayon de mesure normalisé ρ en fonction de la collisionnalité normalisée du plasma ν^* .

On observe Figure 2-7 une forte corrélation entre la collisionnalité et la qualité des résultats obtenus avec les réflectomètres. Il y a une **limite en collisionnalité au delà de laquelle les mesures de réflectométrie sont perturbées** : plus le plasma est collisionnel (haute densité et basse température), plus la phase des signaux mesurés est perturbée.

2.2.4.2. Effets du rayonnement

Le rayonnement du plasma est décrit par le nombre de Hugill H qui est défini par :

$$H = q_{eff} n_e \frac{R}{B} \quad (2-2)$$

Il représente le rapport entre la puissance rayonnée par le plasma et la puissance ohmique. Lors de cette étude, nous utilisons le paramètre sans dimension $\mathcal{H}$ défini par :

$$\mathcal{H} = \alpha \mu_0 \frac{e c}{\sqrt{\ln \Lambda}} H \propto H \quad (2-3)$$

où α est une constante $\alpha = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} = 137$

$\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien. Pour Tore Supra, $\ln \Lambda = 16$.

Nous avons évalué le paramètre $\mathcal{H}$ aux rayons correspondant aux couches de coupures sondées par le réflectomètre afin d'étudier son impact sur la turbulence responsable des difficultés de mesure (Figure 2-8).

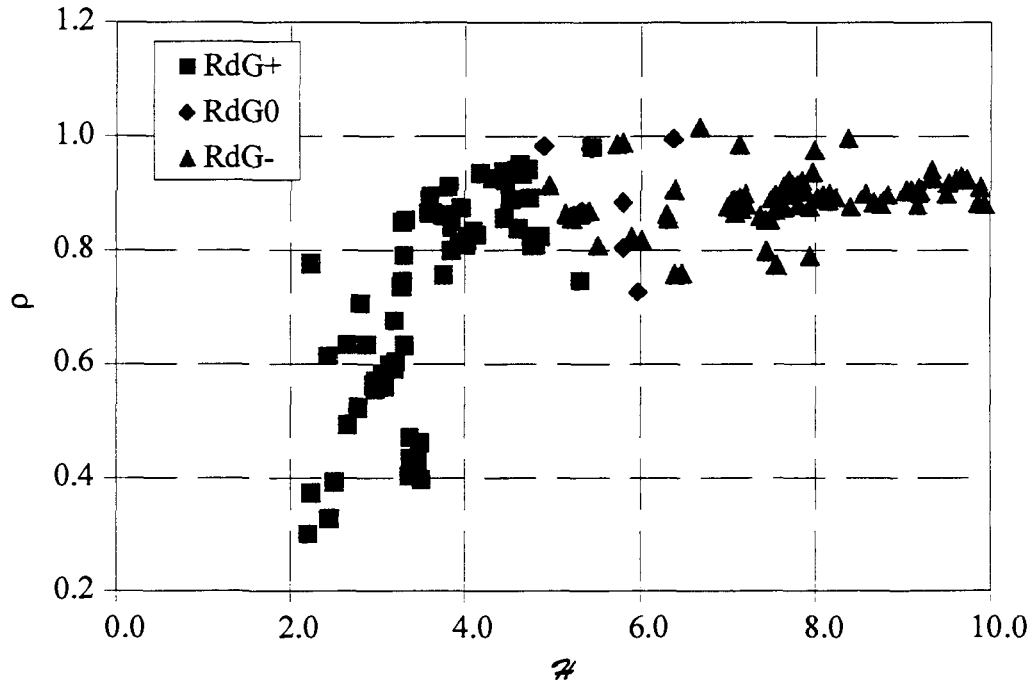


Figure 2-8 : Evolution du rayon de mesure normalisé ρ en fonction du paramètre de Hugill normalisé $\mathcal{H}$.

De la même façon qu'avec la collisionnalité du plasma, il existe une forte corrélation entre $\mathcal{H}$ et la transition entre le régime où le signal est perturbé et celui où il est facile d'extraire le déphasage du faisceau sonde. Il existe alors une limite en $\mathcal{H}$ qui traduit la transition entre les régimes calme et perturbé.

3. Action de la micro turbulence sur le signal détecté

Dans un tokamak, les perturbations magnétiques les plus importantes se développent autour des surfaces pour lesquelles le facteur de sécurité, q (taux d'enroulement des lignes de champ), est rationnel. De plus, elles peuvent se coupler entre elles pour donner naissance à de petits îlots intermédiaires [Fit93].

Pour préciser l'importance de la micro turbulence sur la dégradation des mesures, nous avons étudié une décharge plasma (Choc 9915) de très forte densité ($\langle n_e \rangle = 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), pour laquelle le facteur de sécurité $q_w(a)$ sur la dernière surface magnétique fermée reste inférieur à trois pendant toute la phase stationnaire. Ainsi, le rôle des modes MHD est grandement diminué dans la partie sondée par le réflectomètre, et seule la micro turbulence intervient.

Dans un plasma de fusion, le niveau de turbulence croît du centre vers le bord de la décharge. Ainsi, $\delta n_e / n_e$ reste très faible au centre du plasma pour croître très rapidement vers le bord et, δn_e croît rapidement jusqu'en $\rho \approx 0.8$ puis décroît au delà car la densité électronique devient très petite (Figure 3-1).

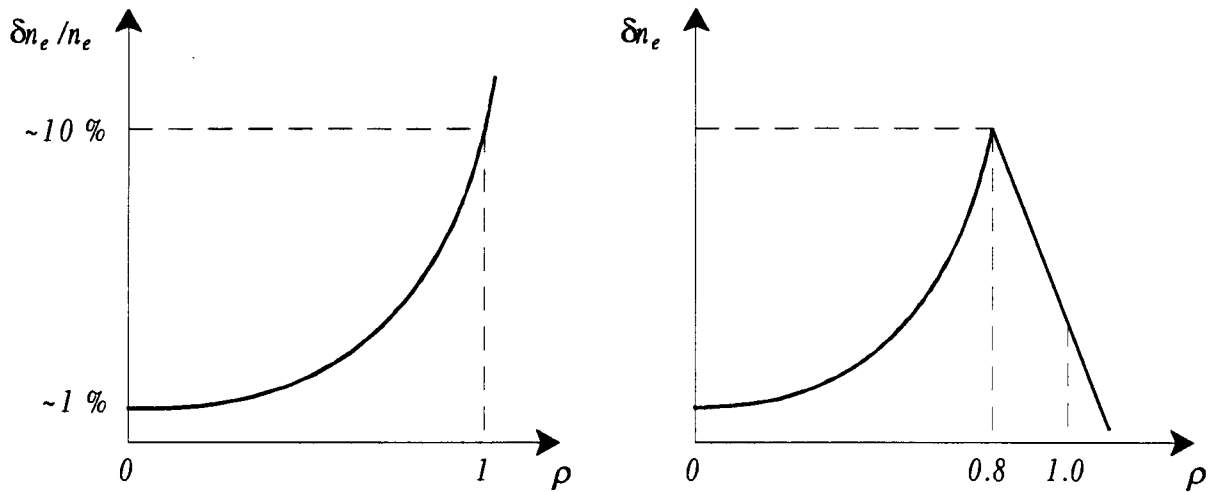


Figure 3-1 : Evolution des fluctuations de densité dans un tokamak en fonction du rayon normalisé ρ .

Le choc 9915 possède dans le diagramme (ρ, v^*) de la **Figure 2-7** les coordonnées suivantes : $\rho = 1.08$ et $v^* = 0.74$. Il est donc très nettement localisé dans les décharges où les difficultés de mesures sont importantes.

Tout d'abord, nous avons comparé cette décharge plasma avec une autre de même densité moyenne (mêmes rayons de mesure), mais avec un facteur de sécurité au bord supérieur à trois (Choc 10153) (Figure 3-2).

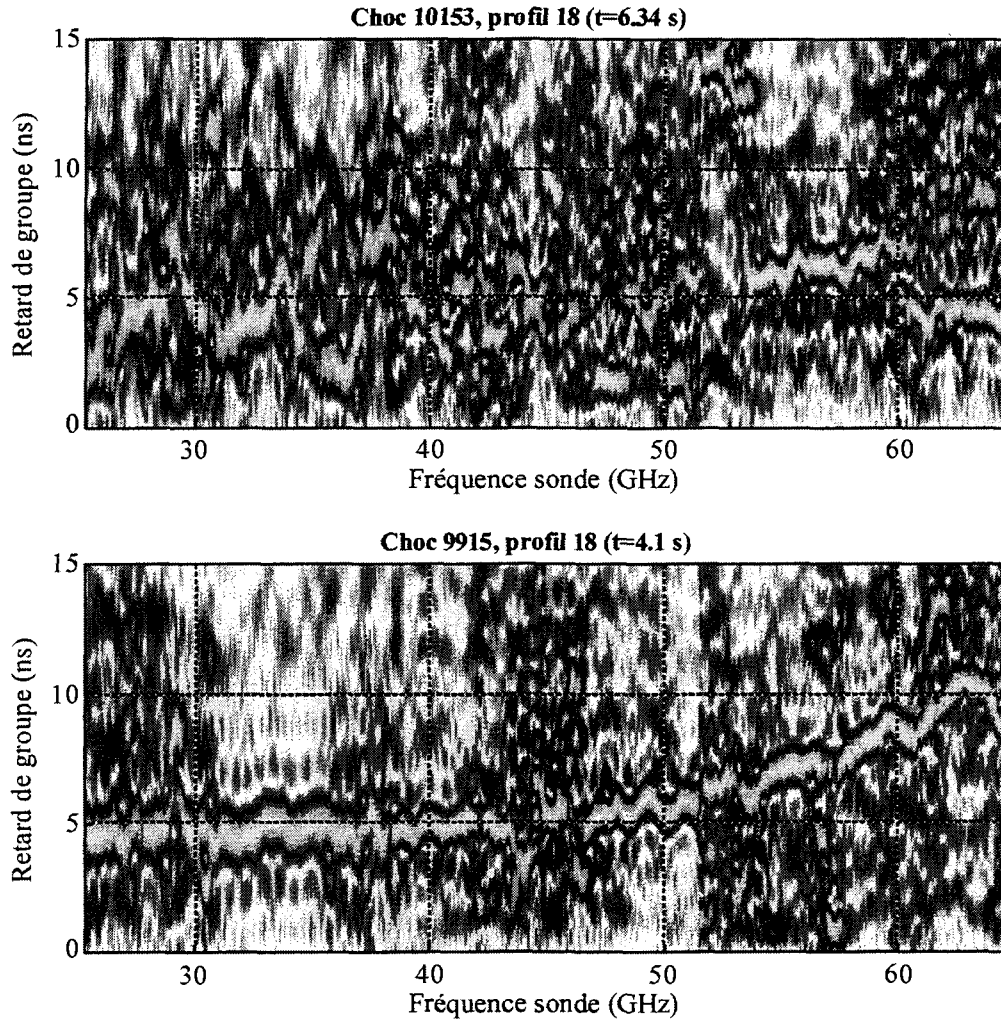


Figure 3-2 : Exemple de retard de groupe obtenu avec les réflectomètres homodynes pour deux chocs de même densité moyenne avec :
 (a) $q_\psi(a) > 3$ pour le choc 10153 et (b) $q_\psi(a) < 3$ pour le choc 9915.

Nous constatons que le retard de groupe du choc 9915 ($q_\psi(a) < 3$) est beaucoup moins perturbé que celui du choc 10153 ($q_\psi(a) > 3$). La principale différence entre ces deux décharges est le facteur de sécurité $q_\psi(a)$.

Nous avons alors étudié le rôle des instabilités magnéto-hydro-dynamiques (MHD) qui se développent sur les surfaces magnétiques rationnelles (q rationnel). Pour cela, nous avons évalué, pour chacune des fréquences sonde, la position de la couche de coupure correspondante à partir du profil de densité défini par la réflectométrie (Figure 3-3). Le profil de courant et du facteur de sécurité sont définis par le code IDENT-D [Jof93].

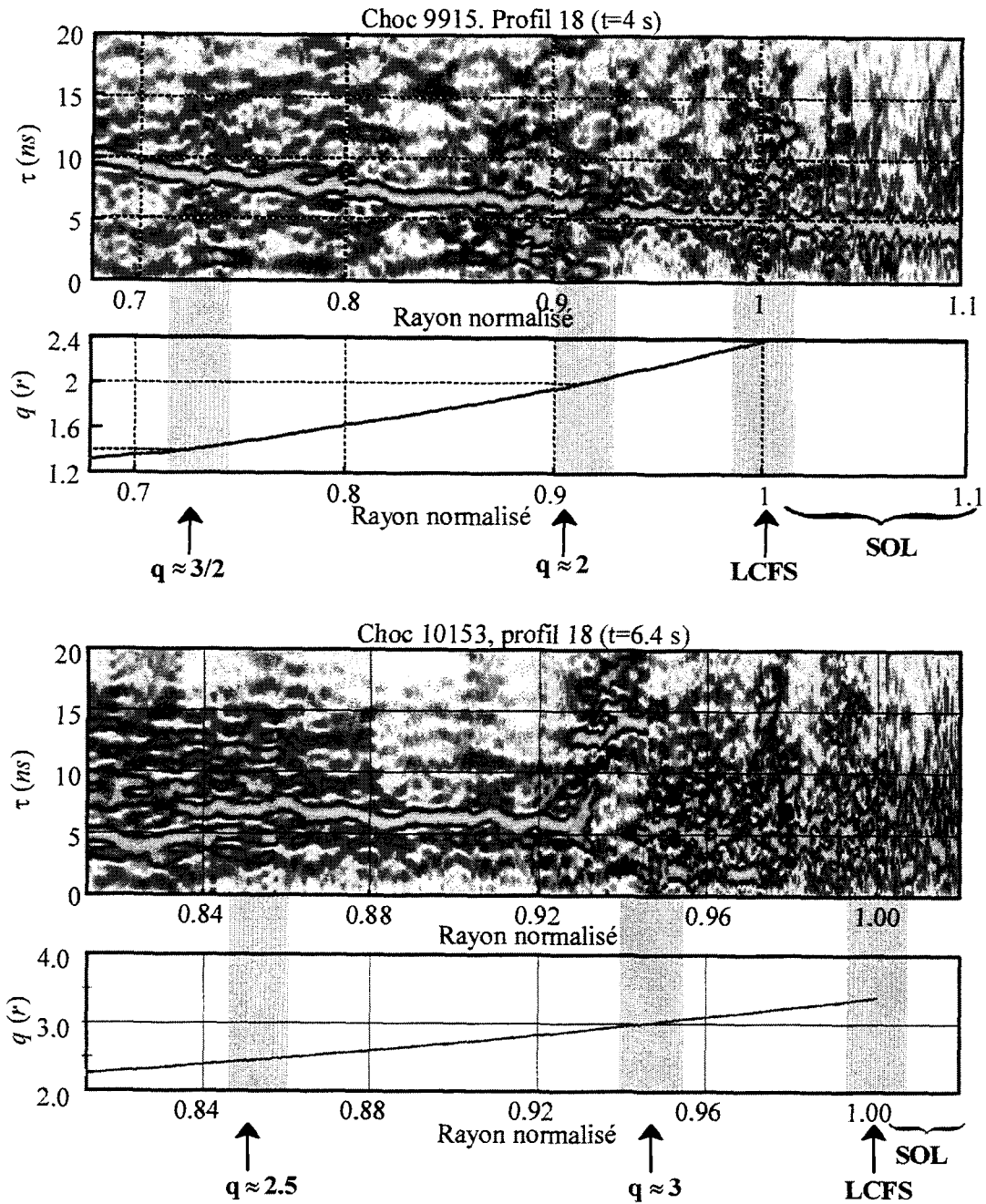


Figure 3-3 : Evolution du retard de groupe et du facteur de sécurité des chocs 9915 et 10153 en fonction du rayon de mesure normalisé (ρ).

Pour le choc 9915, l'évolution du retard de groupe n'est que très peu perturbée excepté autour des surfaces magnétiques où le facteur de sécurité est rationnel, (principalement $q=2$ et $q=3/2$). Le retard de groupe du choc 10153 est un peu perturbé sur le bord de la décharge avec, au passage des surfaces rationnelles (principalement $q=3$ et $q=2.5$) une importante perte d'information.

On peut alors conclure que la **micro turbulence influence assez peu les signaux** des réflectomètres. Ce sont principalement les **modes de type MHD ou les îlots magnétiques** qui perturbent les mesures.

4. Bilan des études des réflectomètres à détection homodyne

Toutes les études présentées ici ont été réalisées avec les réflectomètres homodynes présents sur Tore Supra et principalement celui travaillant dans la gamme de fréquences 25 - 35 GHz.

Nous avons déterminé des seuils en collisionnalité (ν^*) ou en rayonnement ($\mathcal{N}$) (Figure 2-7 et Figure 2-8) au delà desquels le signal est très perturbé et il devient difficile d'extraire sa phase pour remonter à un profil de densité.

Afin d'étudier une corrélation entre la collisionnalité du plasma et son rayonnement, nous avons tracé l'évolution de ν^* en fonction de $\mathcal{N}$ (Figure 4-1).

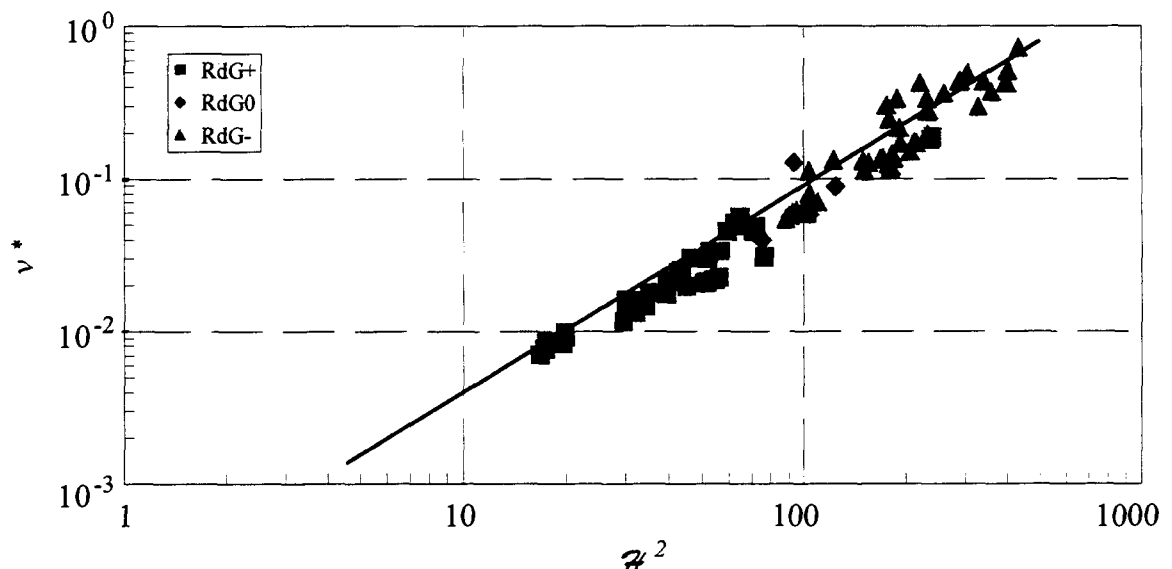


Figure 4-1 : Evolution du paramètre ν^* en fonction de $\mathcal{N}^2$ pour les chocs ohmiques traités dans la base de données.

Cette figure permet de mettre en évidence que pour les décharges ohmiques de Tore supra, la collisionnalité (ν^*) et le rayonnement du plasma ($\mathcal{R}$) sont étroitement liés par une loi du type :

$$\nu^* \mathcal{R}^{-\gamma} = \mathcal{K} \quad (4-1)$$

où γ et $\mathcal{K}$ sont deux constantes sans dimension.

L'étude de la base de données nous a conduit à déterminer les constantes $\mathcal{K}$ et γ de l'équation **Erreur! Source du renvoi introuvable.** pour le tokamak Tore Supra [Zou97]. On a : $\mathcal{K} \approx 5.0 \cdot 10^{-4}$ et $\gamma = 2.3 \pm 0.3$. Une étude des données des tokamak JET et FTU [Zou97] a permis de déterminer que le paramètre γ n'évolue que très peu d'une machine à l'autre alors que $\mathcal{K}$ est d'autant plus petit que les performances de la machine (en terme de critère de Lawson) sont élevées.

De plus, nous avons démontré que les perturbations responsables du brouillage de la phase du signal ont principalement pour origine des filots magnétiques (modes MHD) et non pas la micro-turbulence ambiante du plasma (Figure 3-3).

L'utilisation des réflectomètres à détection homodyne n'est pas pleinement satisfaisante car, dans des conditions plasma difficiles (forte collisionnalité ou fort rayonnement), les résultats deviennent difficilement exploitables ne permettant plus de reconstruire un profil de densité.

Pour cela, un réflectomètre à détection hétérodyne (grande sensibilité) permettant de mesurer séparément l'amplitude et la phase du signal a été développé. L'implantation et l'étude de résultats de ce nouveau diagnostic ont été un des aspects majeurs de ce travail de thèse et sont présentés dans la suite de ce document.

PARTIE IV :

NOUVEAU REFLECTOMETRE

A DETECTION HETERODYNE

Malgré les études menées avec les trois réflectomètres homodynes [Cla94], l'origine des pertes d'information (phase ou amplitude), conduisant à des profils de densité non physiques n'est, à l'heure actuelle, pas bien comprise. C'est pourquoi, en parallèle aux études de turbulence présentées dans la partie III, un nouveau réflectomètre **hétérodyne** initialement proposé par [Pau95], a été développé et installé sur Tore Supra. Il travaille en **mode ordinaire** ($\vec{E}_{onde} / \vec{B}_{plasma}$) dans la gamme de fréquences **26-36 GHz**.

Le principe de la détection hétérodyne consiste à mélanger le faisceau réfléchi dans le plasma (de fréquence F_1) avec un faisceau de référence de fréquence différente (F_2). L'information de la couche de coupure est alors contenue dans un signal à la fréquence $|F_1 - F_2|$ qui est de l'ordre d'une centaine de mégahertz. Le bruit électronique variant en $1/F$ (où F est la fréquence du signal), la dynamique de ce type de détection est fortement augmentée. Elle est typiquement de **60 dB** pour ce nouveau réflectomètre contre **30 dB** pour les réflectomètres homodynes de Tore Supra.

La vitesse de balayage des réflectomètres homodynes est limitée à **1 ms**, si bien que le plasma peut avoir beaucoup évolué au court de la mesure du profil de densité. Afin d'étudier l'influence de la vitesse de balayage sur les perturbations du signal (Partie III), le réflectomètre hétérodyne est équipé d'une source solide de type HTO qui permet de décrire sa gamme de fréquences en moins de **10 μ s**. Pourtant, la fréquence maximale émise par ce type de source reste inférieure à **18 GHz**, nous avons alors placé des doubleurs actifs de fréquences au sein du montage de façon à travailler dans la gamme de fréquences désirée.

Les caractéristiques de ce réflectomètre vont nous permettre de mener des études complémentaires pour comprendre l'effet de la turbulence sur les signaux des réflectomètres. De plus, il sera possible de comparer directement ses résultats avec ceux du premier réflectomètre homodyne car ils travaillent tout deux sur la même gamme de fréquences.

A l'origine, ce réflectomètre avait été conçu pour n'envoyer dans le plasma qu'une seule fréquence pour permettre **l'étude des profils et des fluctuations de densité**. C'est pourquoi, pour moduler le signal, il utilisait un nouveau composant : **un modulateur à bande latérale unique**. Toutefois, lorsque ce dernier est suivi d'un doubleur actif de fréquences, deux

fréquences sonde sont envoyées dans le plasma. La première campagne d'expériences a été réalisée avec ce dispositif avant de remplacer le modulateur à bande latérale unique par un simple modulateur pour équilibrer le montage (même puissance pour chacune des fréquences sonde).

Dans cette partie expérimentale, nous décrivons le nouveau réflectomètre qui a fait l'objet de cette thèse, en insistant sur les points originaux du montage et ceux présentant certaines difficultés lors de leur mise en oeuvre. Par la suite, nous étudions les signaux créés avec ce dispositif pour déterminer les études qui pourront être réalisées (profils de densité et/ou fluctuations de densité). Enfin, nous abordons les aspects pilotage et contrôle commande liés à ce diagnostic pour l'exploitation des résultats.

1. Description du réflectomètre

1.1. Caractéristiques techniques

Le schéma du réflectomètre **hétérodyne** est présenté sur la Figure 1-1. Le signal hyperfréquence $13 - 18\text{ GHz}$ est généré par une source solide **HTO** (**H**yper abrupt **T**uned **O**scillator). Cette dernière possède de nombreux avantages par rapport aux sources **BWO** (**B**ackward **W**ave **O**scillator) utilisées avec les réflectomètres homodynes :

- un bruit de phase plus faible,
- des balayages plus reproductibles en fréquence,
- sa gamme de fréquences peut être décrite en moins de $10\text{ }\mu\text{s}$ (au mieux $200\text{ }\mu\text{s}$ pour les BWO),
- sa tension de commande est faible (inférieures à 20 V , alors qu'elle est de l'ordre de quelques kV pour les BWO).

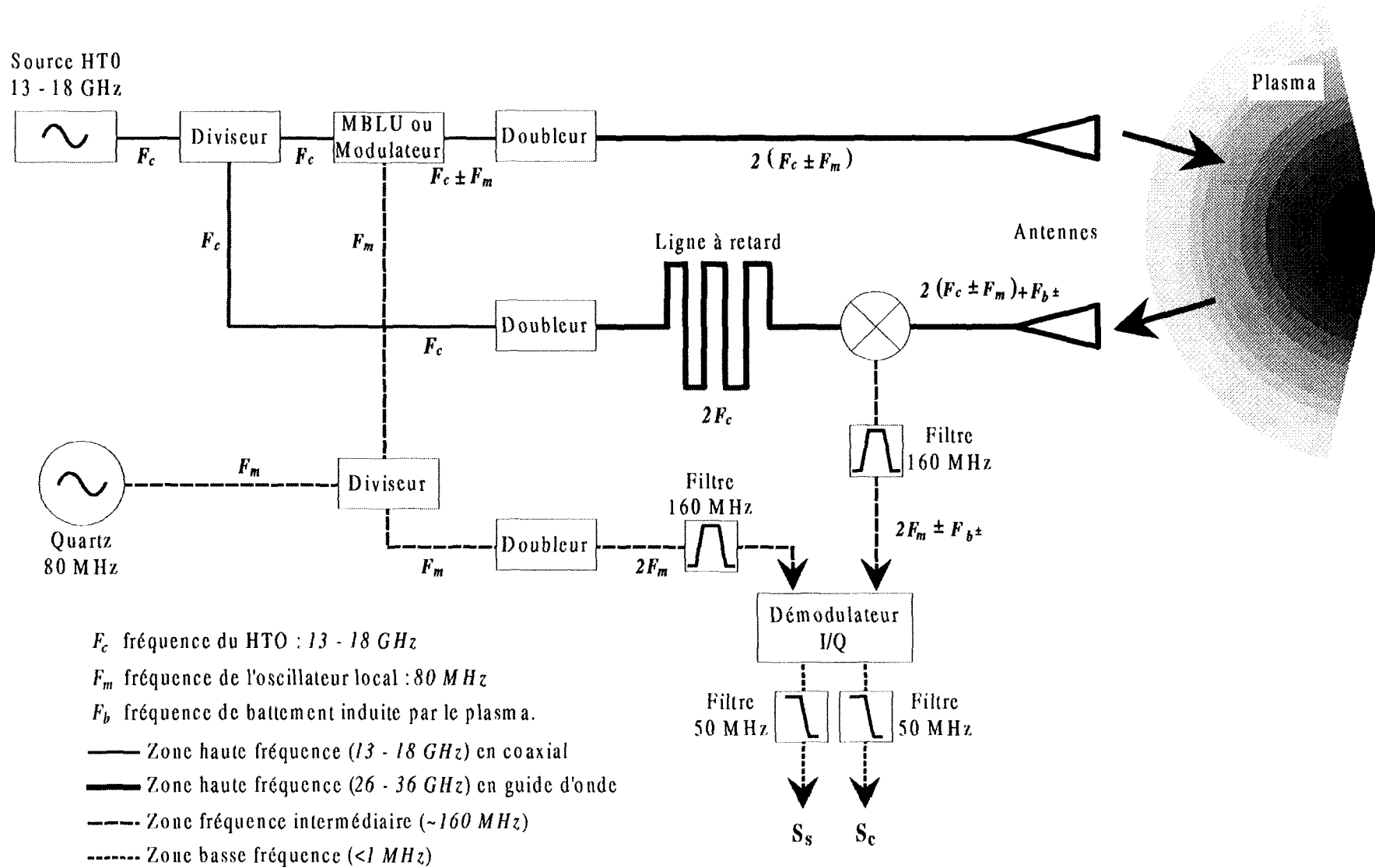


Figure 1-1 : Schéma de principe du réflectomètre hétérodyne 26 - 36 GHz.

Le signal du HTO est séparé en deux parties. L'une est utilisée comme référence (elle traverse la ligne de compensation qui est un simple guide d'onde) ; l'autre est destinée à sonder le plasma. Cette dernière est décalée en fréquence (principe de l'hétérodynage) grâce au modulateur et à un oscillateur local à 80 MHz (fréquence de modulation F_m) généré par un quartz thermostaté. Pour travailler dans la bande de fréquences désirée, le signal est ensuite envoyé sur un **doubleur actif de fréquences**. Ainsi, **deux fréquences** séparées l'une de l'autre de $4F_m$ (320 MHz) **sont envoyées dans le plasma** et se réfléchissent sur deux couches de coupures séparées de quelques millimètres. Elles sont alors détectées par une **seconde antenne**, ce qui permet de s'affranchir d'éventuelles réflexions parasites dans les guides d'onde et les antennes. Les deux faisceaux sonde sont mélangés avec le signal de référence pour obtenir un signal contenant les informations provenant du plasma à une fréquence de $2F_m$. Enfin une seconde démodulation est réalisée avec un **démodulateur I/Q** qui fournit deux signaux en quadrature de phase permettant alors de séparer les informations de phase et d'amplitude provenant du plasma.

La détection hétérodyne de ce diagnostic lui confère une grande dynamique (supérieure à 60 dB contre 30 dB pour une détection homodyne). Un des principaux avantages de ce diagnostic est l'utilisation de la même source pour moduler et démoduler le signal, si bien qu'il est inutile d'employer une boucle à verrouillage de phase qui ne permettrait pas de réaliser des balayages rapides en fréquence.

1.2. La source micro-onde

Les sources micro-ondes sont des oscillateurs, dont le principe de fonctionnement est le plus souvent basé sur l'association d'un système amplificateur avec boucle de contre réaction qui permet de définir la fréquence à émettre.

Il existe de nombreux types de sources larges bandes permettant de générer un signal dans la gamme de fréquences $13 - 18\text{ GHz}$. Nous allons ici décrire le principe de fonctionnement, les avantages et les inconvénients relatifs à quelques-unes d'entre elles.

1.2.1. Les sources Backward Wave Oscillator (BWO)

Les BWO sont employés à Tore Supra par tous les réflectomètres homodynes mode O (3 bandes 25-35, 35-50 et 50-75 GHz) et mode X (1 bande 75-118 GHz).

Un faisceau d'électrons interagit avec le champ électrique longitudinal d'une onde électromagnétique de façon à lui céder une partie de son énergie [Gar84]. Pour cela, la vitesse des électrons est modulée pour les regrouper par paquets. Cette anisotropie des vitesses se traduit finalement par une modulation d'amplitude du faisceau d'électrons qui entre en résonance avec l'onde électromagnétique (Figure 1-2).

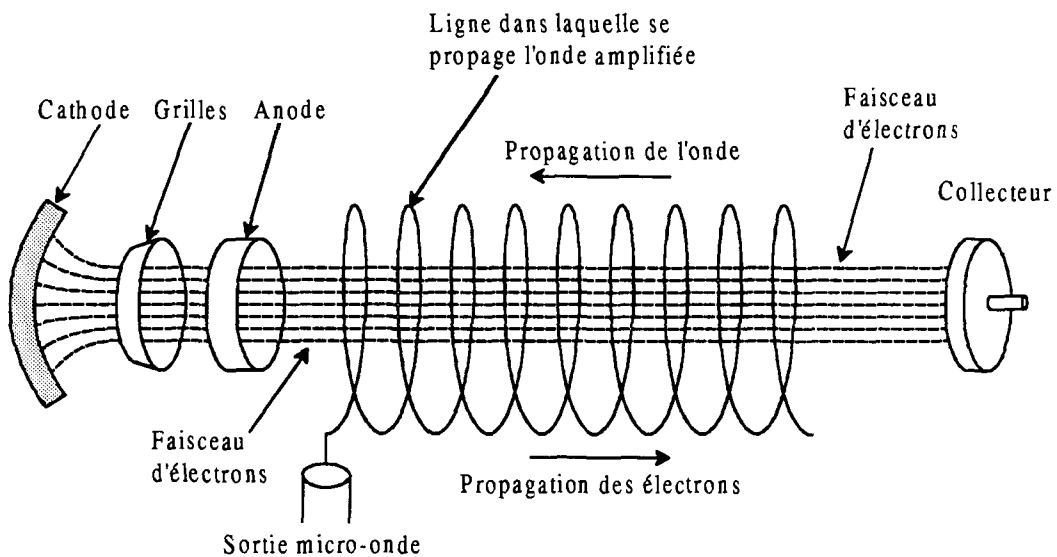


Figure 1-2 : Schéma de principe d'un Backward Wave Oscillator.

Le faisceau d'électrons est créé par une cathode chauffée par un filament. Les électrons sont ensuite accélérés par une anode et focalisés par une série de grilles dont les tensions sont de l'ordre du kilovolt. Pour améliorer cette focalisation, un champ magnétique permanent est ajouté sur toute la longueur du tube. La sélection de la fréquence désirée se fait simplement en choisissant la vitesse des électrons et donc la tension d'anode.

Les sources hyperfréquences de type BWO permettent de générer des fréquences très élevées, typiquement jusqu'à plusieurs centaines de GHz. La puissance moyenne du signal hyperfréquence est supérieure à une centaine de milliWatt (~ 20 dBm). En revanche, la puissance fournie peut varier beaucoup en fonction de la fréquence. De plus, la totalité de leur bande de

fréquences ne peut pas être décrite en moins de $100 \mu s$. Cette limitation n'est pas due au principe du tube lui-même mais à la capacité qu'ont les alimentations haute tension à décrire une large plage de tension (typiquement $1 kV$) pour modifier la tension de l'anode. De plus, ces tubes ne sont pas très stables en fréquences et possèdent souvent un bruit de phase important ($> -30 dBc Hz^{-1}$).

1.2.2. Les sources Yttrium Iron Garnet (YIG)

Le principe de ce type de source repose sur la capacité qu'ont certains matériaux dits ferromagnétiques à osciller sous l'action d'un champ magnétique avec une fréquence dépendant de l'intensité du champ auquel ils sont soumis (Figure 1-3). Le résonateur est une sphère composée de métaux et terres rares (YIG). Le champ magnétique est créé par un électro-aimant constitué d'une simple bobine.

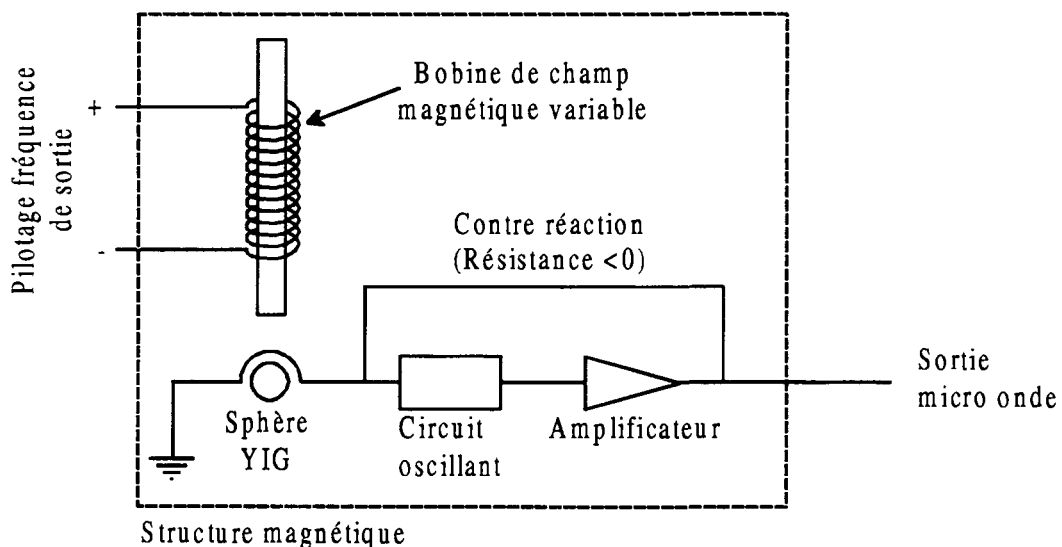


Figure 1-3 : Schéma de principe d'une source de type YIG.

La fréquence émise est directement proportionnelle au champ magnétique auquel est soumise la sphère YIG ($F \propto H$). Elle varie en faisant changer le courant qui circule dans la bobine, typiquement entre 100 et $900 mA$.

Ce type de source est très stable en fréquence et permet de produire une onde de plusieurs dizaines de milliwatts (typiquement $\sim 16 dBm$). Le problème principal vient de la limita-

tion de la vitesse de balayage de la source. En effet, à cause de problèmes d'isolement entre les spires du bobinage créant le champ magnétique, il n'est pas possible d'y appliquer plus de 80 Volts. Dans ces conditions, la totalité de la bande n'est décrite au mieux qu'en 1 ms.

1.2.3. Les sources Hyper abrupt Tuned Oscillator (HTO)

Le principe de ce type de source (Figure 1-4) est basé sur un simple circuit oscillant, c'est-à-dire composé d'un amplificateur (le plus souvent un transistor) et d'une boucle de contre-réaction de résistance négative. La fréquence est déterminée en ajustant la capacité d'une diode à varactor placée dans la contre-réaction.

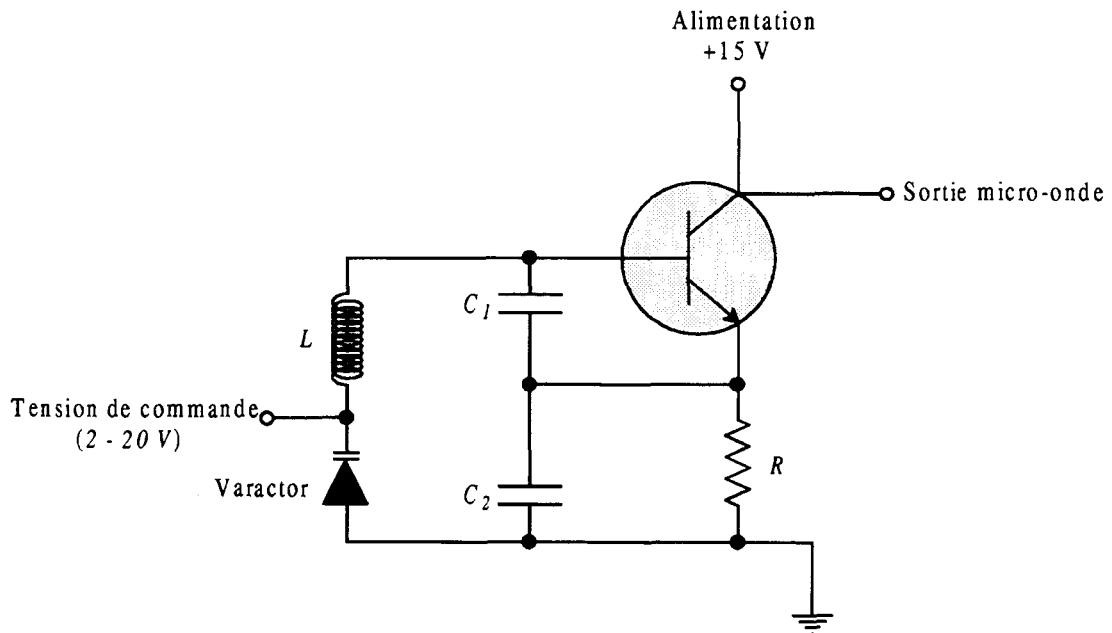


Figure 1-4 : Principe d'une source HTO.

La principale caractéristique des HTO est leur très grande vitesse de balayage qui descend facilement au-dessous de quelques microsecondes. La limite provient en fait de la rapidité à laquelle la tension de commande parvient à faire varier la capacité de la diode varactor. Pour arriver à de tels résultats, il faut contrôler très précisément la concentration de dopant N dans la zone de déplétion de la diode pour obtenir le profil donnant les meilleurs temps de réponse. La puissance de sortie émise par ce type de source ne dépasse pas 13 dBm. Une des limites de ces sources est la fréquence maximale qu'elles peuvent atteindre qui, à l'heure actuelle est inférieure à 18 GHz.

1.2.4. Bilan des sources hyperfréquences

Nous avons représenté dans le tableau suivant les principales caractéristiques des sources hyperfréquences définies ci-dessus, et nous avons reporté en caractères gras les points nous semblant être un atout pour un réflectomètre.

Tableau 1-1 : Caractéristiques de quelques sources micro-onde.

Sources	BWO	YIG	HTO
Fréquence maximale (GHz)	>200	50	18
Tension de commande (Volts)	500 à 2500	80 (100 à 900 mA)	2 à 20
Vitesse de balayage (μs)	>100	>1000	<10
Puissance de sortie (dBm)	>20	16	12
Bruit de phase (dBc Hz ⁻¹)	(médiocre)	-110 (excellent)	-57 (bon)
Sensibilité au champ magnétique	oui	oui	non
taille (mm X mm X mm)	180 x 100 x 100	110 x 051 x 076	056 x 030 x 010

Une source solide de type HTO a été utilisée pour le réflectomètre hétérodyne, car elle offre de nombreux avantages pour les études qui nous intéressent :

- vitesse de balayage rapide, de l'ordre de 10 μs ,
- un bruit de phase aussi faible que possible,
- une bonne reproductibilité de la source (plus facile avec une basse tension de commande).

La puissance de sortie n'est pas une contrainte très importante, car le réflectomètre possède une détection hétérodyne lui donnant une grande sensibilité ; une puissance de 10 dBm est donc suffisante.

1.3. Le décalage en fréquence du signal sonde

Le principe de la détection hétérodyne repose sur le **décalage en fréquence** d'un signal par rapport à une référence. Au sein du montage, il faut décaler le signal généré par la source solide HTO ($F_c = 13\text{-}18 \text{ GHz}$) d'une quantité F_m donnée par le quartz à 80 MHz . De nombreux composants permettent cette opération mais seulement sur des bandes étroites de fréquences. Dès lors que ces dernières deviennent plus larges, il est beaucoup plus difficile de réaliser ce décalage. Pourtant, différentes solutions peuvent être envisagées. Nous en décrivons le principe ci-dessous.

1.3.1. Notion de modulation de signal

Une oscillation sinusoïdale quelconque peut s'écrire sous la forme :

$$S(t) = A \sin(\omega t + \varphi)$$

où A , ω et φ sont des constantes.

Il existe différentes façons de moduler ce signal, deux d'entre elles sont décrites ci-dessous : la modulation d'amplitude et la modulation de fréquences.

1.3.1.1. La modulation d'amplitude

L'amplitude A n'est plus constante mais varie au rythme d'une basse fréquence notée F_m . Si elle varie sinusoïdalement : $A = A_0 (1 + m \sin(\omega_{mod} t))$, le signal $S(t)$ s'écrit :

$$S(t) = A_0 \sin(\omega t) + \frac{m A_0}{2} \sin[(\omega + \omega_{mod}) t] + \frac{m A_0}{2} \sin[(\omega - \omega_{mod}) t]$$

m est l'indice de modulation.

Le spectre d'un tel signal est formé à partir de trois bandes de fréquences : la porteuse et deux bandes latérales (Figure 1-5).

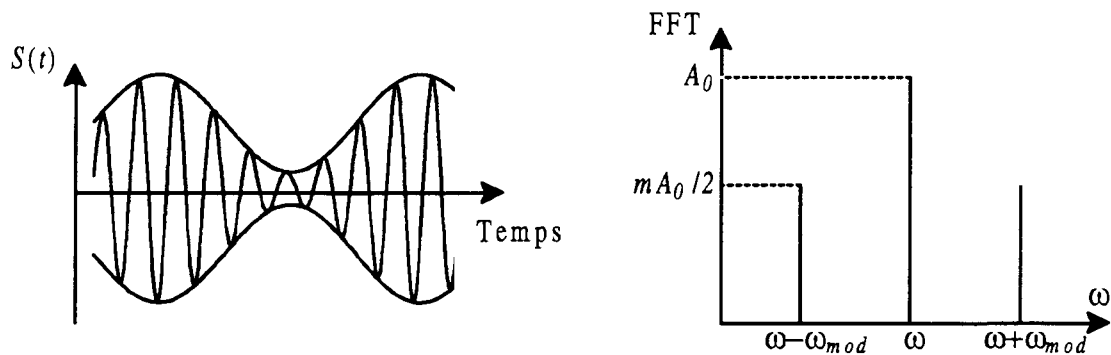


Figure 1-5 : Exemple de modulation d'amplitude.

La modulation d'amplitude peut être réalisée avec une diode PIN très rapide capable de répondre à des sollicitations d'une centaine de mégahertz.

1.3.1.2. La modulation de fréquence

Cette fois, c'est la fréquence ω du signal $S(t)$ qui varie autour d'une valeur moyenne ω_0 . On écrit alors :

$$S(t) = A \sin [\omega_0 t + m \sin (\omega_{mod} t)]$$

où m est l'indice de modulation.

En introduisant les fonctions de Bessel d'ordre n , J_n , le signal $S(t)$ peut encore s'écrire :

$$S(t) = A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m) \sin [\omega_0 t + n \omega_{mod} t]$$

Le spectre en fréquences est symétrique par rapport à ω_0 (Figure 1-6). La forme du spectre dépend de l'indice de modulation m . Si ce paramètre est petit ($m < 1$), très peu de fréquences sont présentes, en revanche s'il devient plus grand ($m = 10$), le spectre est très riche.

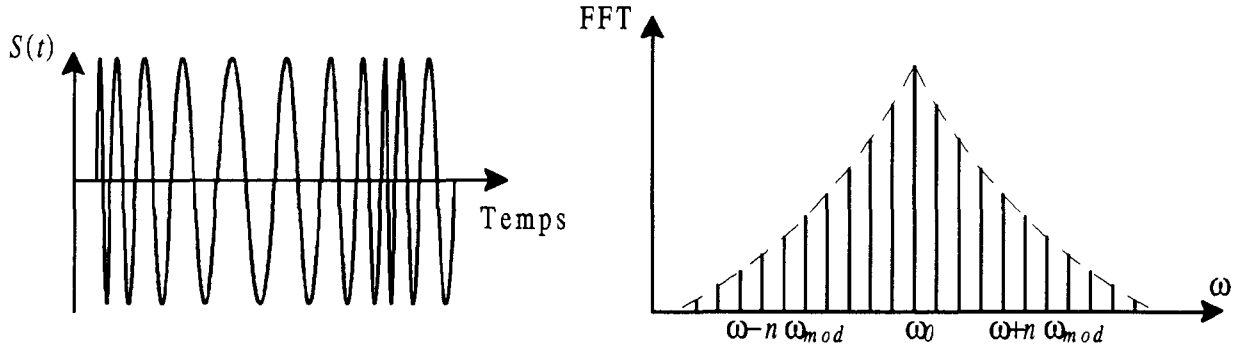


Figure 1-6 : Exemple de modulation de fréquence.

Aucune de ces deux modulations n'a été utilisée dans le réflectomètre hétérodyne. Pourtant, lors d'un futur développement (émission de nombreuses fréquences dans le plasma par exemple), une solution de ce type peut être envisagée.

1.3.2. Décalage en fréquence à l'aide d'un mélangeur

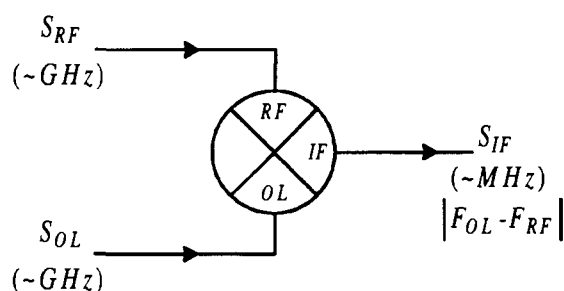
Le mélangeur est un composant très utilisé dans le domaine hyperfréquence. Il permet de faire de la conversion de fréquence. Lorsque deux signaux l'un noté S_{RF} (pour radio fréquence), l'autre S_{OL} (pour oscillateur local) sont envoyés sur ce composant, ils génèrent un signal à la fréquence intermédiaire S_{IF} qui, dans le cas le plus général, s'exprime comme suit [Kai89] :

$$\begin{aligned}
 S_{IF} &\propto \exp[S_{RF} + S_{OL}] \\
 &\propto 1 + \frac{(S_{RF} + S_{OL})}{1!} + \frac{(S_{RF} + S_{OL})^2}{2!} + \dots + \frac{(S_{RF} + S_{OL})^n}{n!}
 \end{aligned}$$

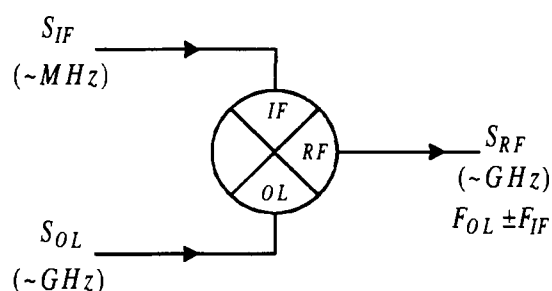
Le signal résultant S_{IF} est formé de très nombreuses fréquences qui représentent toutes les combinaisons possibles des fréquences de S_{OL} et S_{RF} . On a : $F_{IF} = |M F_{OL} \pm N F_{RF}|$ où M et N sont deux nombres entiers quelconques. En pratique, le port de sortie d'un tel mélangeur possède une bande passante relativement étroite, ainsi, le nombre de fréquences créées est minimisé. De plus, si la puissance du signal utilisé comme oscillateur local est très supérieure à celle de S_{RF} , seul le terme quadratique est important et tous les autres peuvent être négligés. En supposant que le port de sortie filtre les hautes fréquences, la fréquence produite par le mélan-

geur s'écrit simplement : $F_{IF} = F_{OL} - F_{RF}$. Typiquement, pour les applications de réflectométrie F_{RF} et F_{OL} sont de l'ordre de la dizaine de gigahertz, F_{IF} est de l'ordre du mégahertz, et la fréquence $F_{RF} + F_{OL}$ n'apparaît pas.

Ce type de composant peut être utilisé pour décaler le signal en fréquence à condition que son port de sortie possède une bande passante assez large. Pour cela, la sortie notée IF peut être utilisée pour y placer la fréquence de modulation, l'oscillateur local étant le signal à moduler (Figure 1-7). La résultante du mélange de S_{OL} et S_{IF} se trouve sur le port RF qui dispose d'une bande passante assez large. Elle est composée de deux fréquences qui sont les deux bandes latérales d'un oscillateur local modulé à la fréquence F_{IF} . Les fréquences présentes sur le signal S_{RF} sont alors : $F_{RF} = F_{OL} \pm F_{IF}$



Utilisation comme mélangeur



Utilisation pour créer deux bandes de fréquence : $F_{OL} + F_{IF}$ et $F_{OL} - F_{IF}$

Figure 1-7 : Exemple d'application de mélangeurs.

1.3.3. Le modulateur à bande latérale unique

A l'origine, nous ne souhaitons envoyer dans le plasma qu'une seule fréquence sonde $2(F_c + F_m)$. C'est pourquoi nous utilisons un nouveau composant appelé modulateur à bande latérale unique. Nous en décrivons le principe ci-dessous.

1.3.3.1. Principe d'un modulateur à bande latérale unique

Un modulateur à bande latérale unique (Figure 1-8) est un élément fonctionnant à la base comme un mélangeur équilibré. Cependant, en sortie, il est possible de n'obtenir qu'une seule des deux bandes de fréquences créées, c'est à dire que **le signal de sortie est formé d'une seule fréquence**. En notant F_c la fréquence de la porteuse ($F_c = 13 - 18 \text{ GHz}$) et F_m la fréquence de modulation ($F_m = 80 \text{ MHz}$), le port de sortie donne la fréquence : $F_{out} = F_c + F_m$ ou $F_{out} = F_c - F_m$.

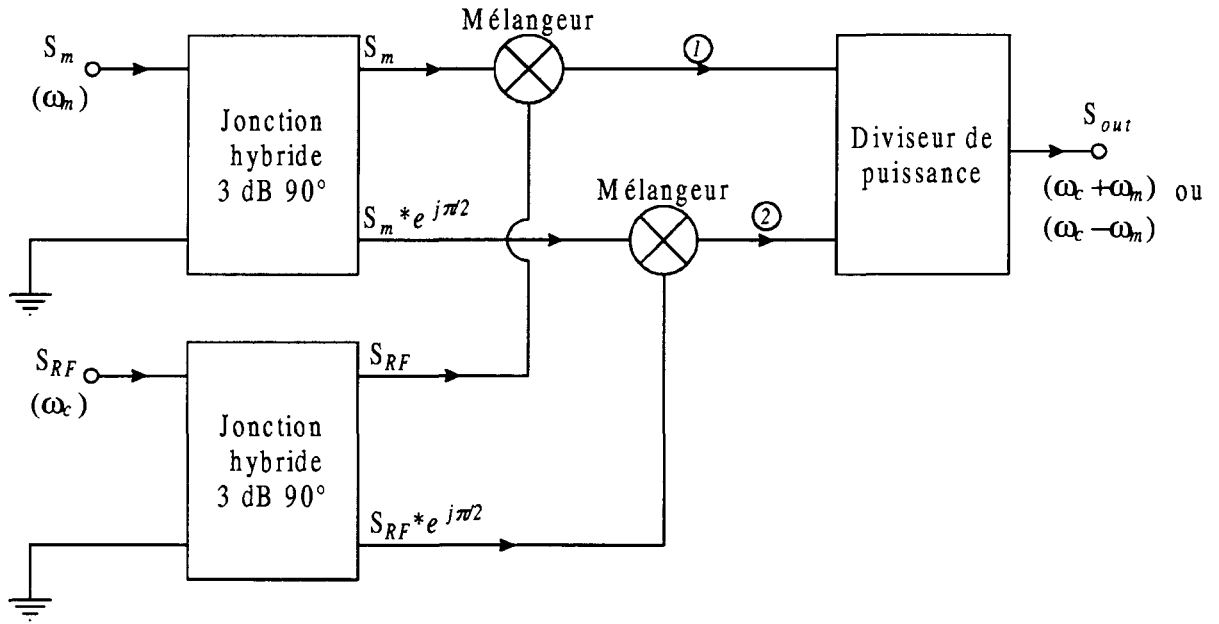


Figure 1-8 : Schéma de principe d'un modulateur à bande latérale unique.

Une jonction hybride est un élément qui permet de générer, en sortie, deux signaux en quadrature de phase. Le signal de modulation S_m et le signal à moduler S_c sont tous deux envoyés sur des jonctions hybrides. Ils sont ensuite mélangés deux à deux à l'aide de mélangeurs équilibrés. En ①, le signal a la forme : $S_1 = \cos[(\omega_c - \omega_m)t] + \cos[(\omega_c + \omega_m)t]$, en ② il peut écrire : $S_2 = \cos[(\omega_c - \omega_m)t] - \cos[(\omega_c + \omega_m)t]$. Ainsi, après le diviseur de puissance, on obtient un signal de sortie n'ayant qu'une seule fréquence :

$$S_1 = \cos[(\omega_c - \omega_m)t]$$

Pour le cas présenté ici, seule la bande de fréquences inférieure a été conservée. Pour obtenir l'autre bande ($\omega_c + \omega_m$), il suffit d'invertir les signaux de modulation S_m et $S_m e^{j\pi/2}$ sur les mélangeurs.

1.3.3.2. Application au réflectomètre

Les modulateurs à bande latérale unique sont des composants assez récents. A l'heure actuelle, ils ne fonctionnent que jusqu'à des fréquences de 18 GHz. Cette limite est une seconde contrainte (avec celle de la source HTO) qui nous a conduit à utiliser des doubleurs actifs de fréquences afin de travailler dans la bande de fréquence désirée (26 - 36 GHz).

Tout d'abord, nous avons testé les performances du modulateur à bande latérale unique. Il crée principalement la bande de fréquences supérieure mais aussi tous les autres harmoniques à des niveaux de puissance très inférieurs -30 dBc¹ (Tableau 1-2).

Tableau 1-2 : Amplitudes mesurées en dBc (par rapport à $F_c + F_m$) de chacune des bandes de fréquences générées par le modulateur à bande latérale unique du réflectomètre hétérodyne.

Fréquence	$F_c - 3F_m$	$F_c - 2F_m$	$F_c - F_m$	F_c	$F_c + 2F_m$	$F_c + 3F_m$
$F_c = 14 \text{ GHz}$	-12	-45	-32	-28	-52	-47
$F_c = 16 \text{ GHz}$	-12	-42	-35	-27	-40	-15
$F_c = 18 \text{ GHz}$	-14	-45	-32	-28	-42	-33
Pire cas	-12	-42	-32	-27	-40	-15

Le signal ainsi créé est ensuite converti fréquentiellement par un doubleur actif. Ce type de système est très non linéaire car, pour créer le second harmonique du signal, il travaille dans la zone de saturation en puissance de ses composants. Ainsi, les amplitudes relatives de chacune des bandes de fréquences ne sont pas conservées (annexe I p. 149). Cette fois, les niveaux de puissance par rapport à la bande $F_c + F_m$ sont donnés par le Tableau 1-3 :

¹ dBc unité de mesure de puissance relative à la puissance de la bande de fréquences principale (carrier).

Tableau 1-3 : Amplitudes en dBc de chacune des bandes de fréquences générées par le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur actif de fréquences.

Fréquence	$2 (F_c - 3F_m)$	$2 (F_c - 2F_m)$	$2 (F_c - F_m)$	$2 (F_c)$	$2 (F_c + 2F_m)$	$2 (F_c + 3F_m)$
$F_c = 14 \text{ GHz}$	-30	-40	-10	-28	-30	-15
$F_c = 16 \text{ GHz}$	-25	-30	-8	-35	-23	-10
$F_c = 18 \text{ GHz}$	-28	-30	-8	-28	-27	-10
Pire cas	-25	-30	-8	-28	-23	-10

En fait, au sein du réflectomètre hétérodyne, **seules les fréquences $2(F_c \pm F_m)$** sont réellement prises en compte lors de la détection puisqu'après le mélange du signal sonde (composé de nombreuses fréquences notées $2(F_c + k F_m)$) avec le signal de référence, un filtre passe bande centré sur 160 MHz ($= 2 F_m$) avec une bande passante de 40 MHz est utilisé (Figure 1-1).

Ainsi, en utilisant un modulateur à bande latérale unique suivi d'un doubleur actif de fréquences, tout se passe comme si deux fréquences notées $2(F_c - F_m)$ et $2(F_c + F_m)$ de puissances différentes ($P_{2(F_c - F_m)} = P_{2(F_c + F_m)} - 8 \text{ dB}$) étaient envoyées simultanément dans le plasma. **Le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur actif de fréquences ne permet pas de travailler avec une seule fréquence sonde** (Figure 1-9).

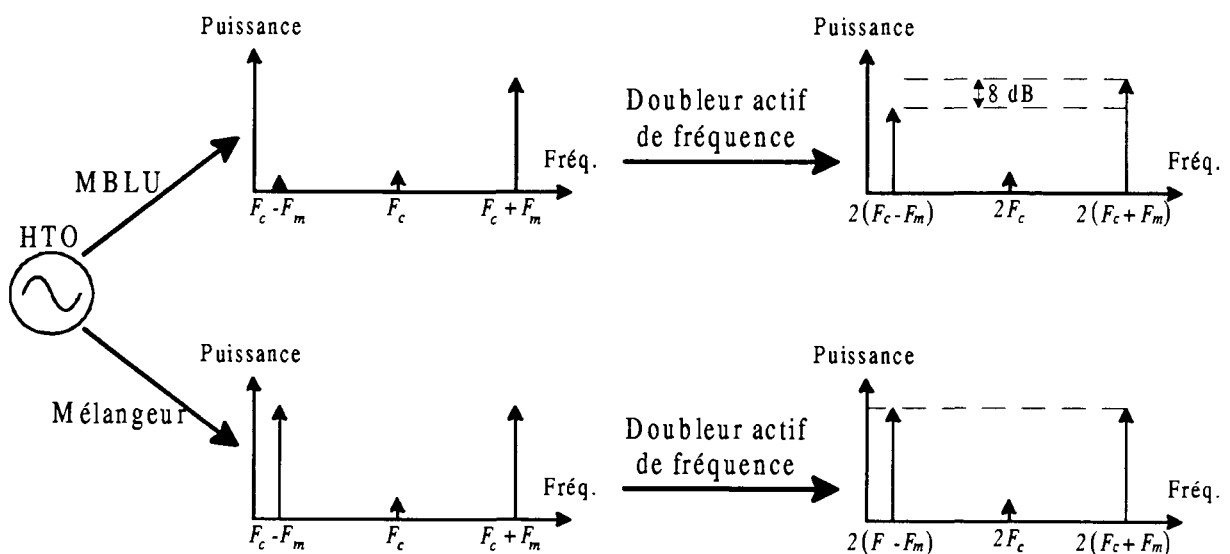


Figure 1-9 : Spectre des signaux envoyés dans le plasma avec le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur de fréquences et avec le mélangeur.

Les premiers essais sur plasma ont été réalisés avec cette configuration. Par la suite, ne pouvant supprimer totalement la seconde bande de fréquences $2(F_c - F_m)$, nous avons décidé de remplacer le modulateur à bande latérale unique par un simple mélangeur afin d'exploiter deux fréquences sonde de même amplitude.

1.4. Détection avec un démodulateur I/Q

1.4.1. Principe d'un démodulateur I/Q

Pour compléter la détection du signal, un démodulateur I/Q est utilisé (Figure 1-10). Il permet de créer deux signaux en quadrature de phase à partir desquels l'amplitude et la phase sont mesurées séparément.

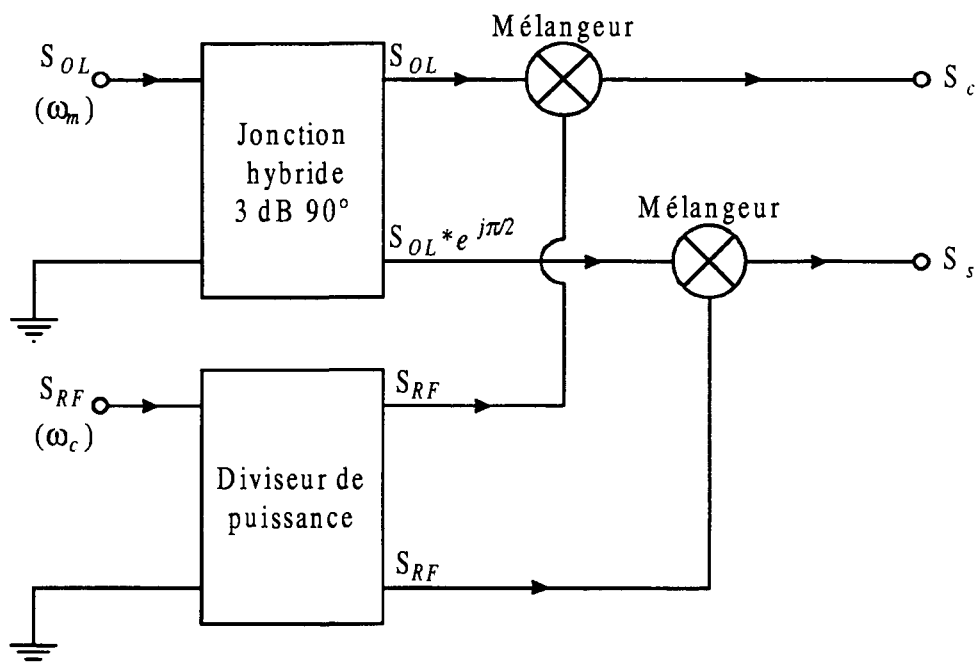


Figure 1-10 : Principe d'un démodulateur I/Q.

Un oscillateur local S_{OL} est envoyé sur une jonction hybride qui crée deux signaux de même fréquence, mais déphasés de 90° . Le signal à démoduler S_{RF} est simplement mélangé avec les deux oscillateurs locaux créés pour former les composantes S_c et S_s qui sont en quadrature de phase si la jonction hybride a généré deux signaux en quadrature.

1.4.2. Influence d'un écart à la quadrature

En pratique, les signaux créés par le démodulateur I/Q ne sont jamais parfaitement en quadrature car il n'existe pas de jonction hybride parfaite. Nous avons évalué l'écart à la quadrature introduit par ce composant ainsi que l'erreur que cela engendre sur l'amplitude et la phase du signal détecté.

Des tests ont été effectués en laboratoire (Figure 1-11) pour qualifier l'écart à la quadrature du démodulateur I/Q en fonction de l'écart en fréquence entre l'oscillateur local S_{OL} et le signal à démoduler S_{RF} .

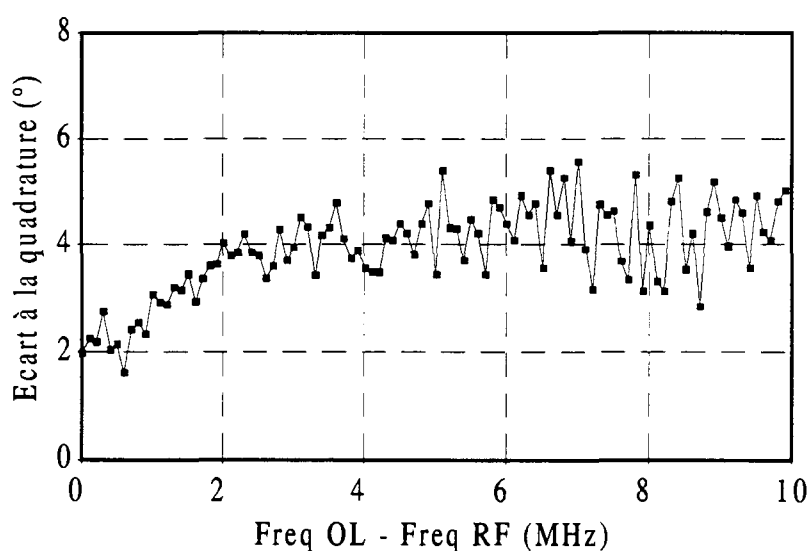


Figure 1-11 : Ecart à la quadrature entre les signaux S_c et S_s générés par le démodulateur I/Q.

Le signal détecté par le démodulateur I/Q peut s'écrire sous la forme :

$$S = \cos\left(\omega t - \frac{\delta\phi}{2}\right) + j \sin\left(\omega t + \frac{\delta\phi}{2}\right)$$

où $\delta\phi$ représente l'écart à la quadrature entre les signaux.

Lorsque $\delta\phi$ reste très petit, le signal S peut s'écrire :

$$S = \left(1 + \frac{\delta\phi}{2} \sin(2\omega t)\right) \exp\left[j\left(\omega t + \frac{\delta\phi}{2} \cos(2\omega t)\right)\right] + o(\delta\phi^2)$$

L'amplitude et la phase du signal sont alors modulées avec une fréquence double de 2ω . L'amplitude de cette modulation est $\frac{\delta\varphi}{2}$, elle reste donc très faible. Ainsi, tant que l'écart à la quadrature entre les deux voies est assez petit, il est possible de séparer correctement l'amplitude et la phase du signal. Dans notre cas, cet écart n'excède pas 6° , l'erreur introduite sur l'amplitude du signal est de l'ordre de quelques pour-cent.

1.4.3. Influence d'une erreur d'amplitude

L'amplitude des signaux S_c et S_s peut, elle aussi, varier car les mélangeurs utilisés (Figure 1-10) n'ont pas exactement les mêmes caractéristiques. Dans ce cas, le signal complexe résultant d'écrit :

$$S = \left(A - \frac{\delta A}{2} \right) \cos(\omega t) + j \left(A + \frac{\delta A}{2} \right) \sin(\omega t)$$

où δA est l'écart en amplitude entre les signaux générés par le démodulateur I/Q.

Tous calculs faits, le signal s'écrit :

$$S = A \left(1 - \frac{\delta A}{2 A} \cos(2 \omega t) \right) \exp \left[j \left(\omega t + \frac{\delta A}{2 A} \sin(2 \omega t) \right) \right]$$

Cette fois encore, l'amplitude et la phase du signal sont modulés à la fréquence 2ω avec un niveau $\frac{\delta A}{2 A}$. Expérimentalement, l'écart en amplitude entre les deux voies du démodulateur I/Q est inférieur à 1%, si bien qu'il est possible de négliger ses effets.

1.5. Expression des signaux détectés

Pour exploiter au mieux les données du réflectomètre et connaître les différentes études qui pourront être faites, il faut maintenant s'intéresser aux signaux créés par ce diagnostic (Figure 1-1).

Le signal généré par la source hyperfréquence est du type : $S_{HTO} = A \cos(\omega_c t)$

où A est l'amplitude du signal,

ω_c est la pulsation de la source ($\omega_c = 2\pi F_c$ et $13 < F_c < 18 \text{ GHz}$)

Dans ces conditions, le signal ayant sondé le plasma et le signal de référence s'écrivent :

$$S_{sonde} = A \cos[2(\omega_c + \omega_m)t + \varphi_+ + \varphi_{b+}] + B \cos[2(\omega_c - \omega_m)t + \varphi_- + \varphi_{b-}] \quad (1-1)$$

$$S_{ref} = A_{ref} \cos[2\omega_c t + \varphi_0] \quad (1-2)$$

avec ω_m la pulsation fournie par le quartz ($\omega_m = 2\pi F_m$ et $F_m = 80 \text{ MHz}$),

A est l'amplitude de la bande de fréquences supérieure $2(F_c + F_m)$,

B est l'amplitude de la bande de fréquences inférieure $2(F_c - F_m)$,

Si le signal est modulé par le modulateur à bande latérale unique suivi du doubleur actif de fréquences, $B \approx A / 3$.

Si le signal est modulé par un mélangeur, $B \approx A$.

φ_{b+} est le déphasage introduit par le trajet dans le plasma de la fréquence $2(F_c + F_m)$,

φ_{b-} est le déphasage introduit par le trajet dans le plasma de la fréquence $2(F_c - F_m)$,

φ_+ est le déphasage de la bande supérieure $2(F_c + F_m)$ introduit par le guide d'onde amenant le signal vers le plasma,

φ_- est le déphasage de la bande supérieure $2(F_c - F_m)$ introduit par le guide d'onde amenant le signal vers le plasma,

φ_0 est le déphasage du signal de référence de fréquence $2F_c$ introduit par la ligne de compensation.

Les autres déphasages existants (trajet dans le vide jusqu'au plasma, dans les antennes ou dans les câbles) sont constants et ne sont pas décrits.

Le signal sonde et le signal de référence sont ensuite mélangés et filtrés par un filtre passe bande à $160 \text{ MHz} \pm 20 \text{ MHz}$. Après cette première conversion en fréquence, l'information utile a la forme suivante :

$$S_{\text{sonde}} = A \cos [2 \omega_m t + \varphi_{b+} + \varphi_+ - \varphi_0] + B \cos [2 \omega_m t - \varphi_{b-} - \varphi_- + \varphi_0]$$

Enfin, une seconde démodulation est effectuée par le démodulateur I/Q qui fournit deux composantes en quadrature de phase :

$$\begin{cases} S_c = A \cos [\varphi_{b+} + \varphi_+ - \varphi_0] + B \cos [\varphi_{b-} - \varphi_- + \varphi_0] \\ S_s = A \sin [\varphi_{b+} + \varphi_+ - \varphi_0] - B \sin [\varphi_{b-} - \varphi_- + \varphi_0] \end{cases}$$

En définitive, le signal détecté s'écrit :

$$\boxed{S = S_c + j S_s = A \exp [j (\varphi_{b+} + \varphi_+ - \varphi_0)] + B \exp [-j (\varphi_{b-} + \varphi_- - \varphi_0)]} \quad (1-3)$$

Le premier terme contient **uniquement** la contribution de la bande sonde supérieure $2(F_c + F_m)$ et le second terme uniquement celle de la bande $2(F_c - F_m)$.

Il faut maintenant définir plus précisément chacun des déphasages introduits lors de ce calcul. Tout d'abord, le déphasage introduit par le plasma sur chacune des deux fréquences sonde s'écrit d'après (partie II eq. 3-9) :

$$\varphi_{b\pm} = \frac{4 \pi (F_c \pm F_m)}{c} \int_a^{r_{c\pm}} N(F_c \pm F_m, r) dr - \frac{\pi}{2} \quad (1-4)$$

où a est le rayon du bord du plasma,

$r_{c\pm}$ sont respectivement les rayons des couches de coupure sondées par les fréquences

$2(F_c + F_m)$ et $2(F_c - F_m)$.

En ce qui concerne le déphasage introduit par les guides d'ondes, il faut considérer la longueur d'onde équivalente du signal dans le guide. Cette dernière est définie par [Gar84]

$\lambda_g^2 = \frac{\lambda_c^2 \lambda^2}{\lambda_c^2 - \lambda^2}$ où λ_c est la longueur d'onde de coupure du guide et λ est la longueur d'onde

dans le vide. Pour un mode TE_{10} se propageant dans un guide rectangulaire, la longueur d'onde de coupure est définie par : $\lambda_c = 2a_g$ où a_g est le grand coté du guide. Le déphasage in-

troduit par un guide d'onde rectangulaire est alors : $\varphi_g = \frac{2\pi L}{\lambda_g}$ où L est la longueur de guide

traversée. Les différentes valeurs des déphasages relatifs aux trajets dans les guides d'onde s'écrivent alors :

$$\varphi_{\pm} = \frac{\pi L_l}{a_g} \sqrt{\frac{4 a_g^2 [2 (F_c \pm F_m)]^2}{c^2} - 1} \quad (1-5)$$

$$\varphi_0 = \frac{\pi L}{a_g} \sqrt{\frac{4 a_g^2 [2 F_c]^2}{c^2} - 1} \quad (1-6)$$

avec L est la longueur de la ligne de compensation,

L_l est la longueur du guide amenant le signal sonde du doubleur actif de fréquences vers le plasma,

a_g est la dimension du guide. Pour un guide d'onde fondamental dans la bande Ka , $a_g = 7.11 \text{ mm}$.

Le signal détecté (1-3) est alors complètement déterminé à une constante près liée au trajet dans le vide et les câbles. Il n'est pas formé à partir de deux signaux en quadrature de phase, mais d'une somme de sinus et de cosinus contenant chacun des contributions en phase d'origines différentes (plasma et guide d'onde). Nous verrons dans la partie V comment extraire les informations de phase (φ_{b+} et φ_{b-}) et d'amplitude (A et B) de chacune de deux bandes.

2. Etudes physiques avec le réflectomètre hétérodyne

2.1. Etude des profils de densité

2.1.1. Mesure du profil de densité

Pour définir un profil de densité, un balayage linéaire en fréquence (voir chapitre 2.1.3) est réalisé. Ceci implique que les phases introduites par les guides d'onde et le plasma varient toutes au cours du temps. A partir de la forme du signal brut (eq. **Erreur! Source du renvoi introuvable.**), nous constatons que les informations de chacune des fréquences sonde peuvent être séparées : dans le domaine fréquentiel, celles relatives à la bande $2(F_c + F_m)$ sont localisées du côté des fréquences positives et celles de la bande $2(F_c - F_m)$ en fréquences négatives. On obtient les signaux complexes suivants :

$$\begin{cases} S_+ = A_{plas} \exp \left[j \left(\varphi_{b+} + \varphi_+ - \varphi_0 \right) \right] \\ S_- = B_{plas} \exp \left[-j \left(\varphi_{b-} + \varphi_- - \varphi_0 \right) \right] \end{cases} \quad (1-1)$$

Toutefois, aucun d'eux ne permet d'extraire les informations utiles venant du plasma φ_{b+} et φ_{b-} . Pour cela, il faut définir un signal de référence pour lequel le déphasage de chacun des faisceaux sonde est connu. Un miroir, dont la distance par rapport au bout des antennes est parfaitement déterminée, peut être utilisé dans ce but. Le signal de référence s'écrit alors :

$$\begin{cases} S_{ref+} = A_{ref} \exp \left[j \left(\varphi_{ref+} + \varphi_+ - \varphi_0 \right) \right] \\ S_{ref-} = B_{ref} \exp \left[-j \left(\varphi_{ref-} + \varphi_- - \varphi_0 \right) \right] \end{cases} \quad (1-2)$$

où $\varphi_{ref\pm}$ est le déphasage de chacune des fréquences sonde introduit par le trajet aller-retour jusqu'à un miroir. Il s'exprime par $\varphi_{ref\pm} = \frac{4\pi(F_c \pm F_m)}{c} d$ où d est la distance entre le bout des antennes et le miroir.

En faisant maintenant **le rapport entre le signal obtenu en présence de plasma et ce signal de référence**, les déphasages $\varphi_{b\pm}$ peuvent être déterminés relativement à leur référence respective :

$$S_{p+} = \frac{S_+}{S_{ref+}} \propto \exp \left[j \left(\varphi_{b+} - \varphi_{ref+} \right) \right] \quad (1-3)$$

$$S_{p-} = \frac{S_-}{S_{ref-}} \propto \exp \left[-j \left(\varphi_{b-} - \varphi_{ref-} \right) \right] \quad (1-4)$$

Il est alors possible de remonter à la mesure des phases φ_{b+} et φ_{b-} . Cette approche nous conduit à disposer de **deux méthodes pour reconstruire un profil de densité**. Les données de chacune des deux fréquences sonde sont exploitées séparément.

Il existe encore une **troisième méthode permettant de définir le profil de densité**, c'est la différence de phase décrite dans la partie II. Elle consiste à effectuer la différence entre les phases φ_{b+} et φ_{b-} . La valeur du retard de groupe est directement calculée par :

$$\tau(F) = \frac{1}{2\pi} \frac{\varphi_{b+}(2F_c) - \varphi_{b-}(2F_c)}{2F_m}$$

2.1.2. Application à Tore Supra

Expérimentalement, le signal de référence peut être obtenu en réalisant un balayage en fréquence sans plasma de façon à ce que les signaux sonde se réfléchissent sur la paroi de Tore Supra qui fait office de miroir. En fait, le réflectomètre possède deux antennes (une pour l'émission, l'autre pour la réception) qui sont placées côte à côte, si bien **qu'un couplage du faisceau micro-onde d'une antenne à l'autre est observé**. Ce dernier est **équivalent à un miroir placé à 5 cm devant les antennes**, c'est lui qui nous servira de référence.

Sur la Figure 2-1, on observe la contribution de chacune des bandes de fréquences : la réflexion liée au couplage entre les antennes et celle liée à la paroi de Tore Supra.

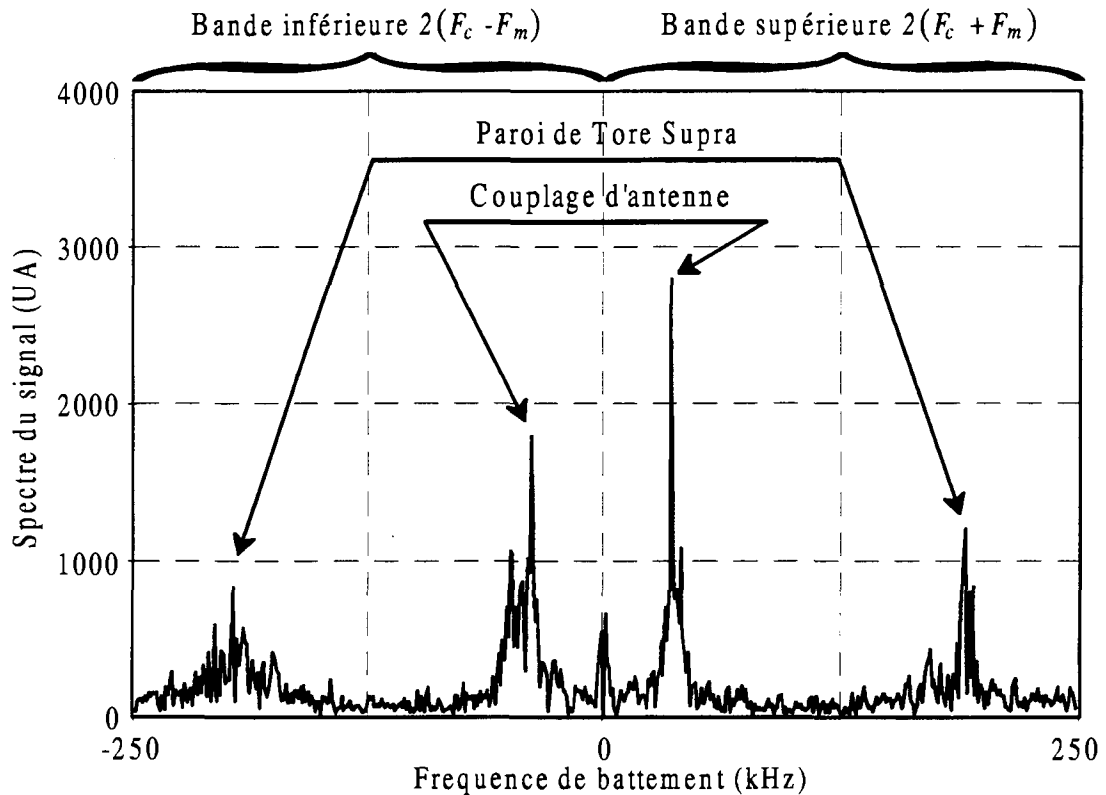


Figure 2-1 : Exemple de spectre du signal brut du réflectomètre hétérodyne sans plasma, dans l'enceinte à vide de Tore Supra.

Nous verrons dans la partie V comment filtrer le signal complexe afin d'en extraire les informations provenant du couplage des antennes (S_{ref+} et S_{ref-}) et celle provenant du plasma (S_+ et S_-).

2.1.3. Balayage en fréquence

En réflectométrie, pour réaliser des profils de densité, il faut wobuler la source micro-onde. Tout d'abord, nous discutons de l'importance de la linéarité du balayage. Ensuite, nous décrivons les deux procédures d'étalonnage employées sur Tore Supra pour définir aussi précisément que possible les caractéristiques tension-fréquence des sources hyperfréquences.

2.1.3.1. Importance de la linéarité du balayage

En pratique, la fréquence de battement F_b est calculée à partir du signal détecté, le retard de groupe correspondant est donné par : $\tau = F_b \frac{1}{\partial F / \partial t}$. Cette opération suppose de **parfaitement connaître** la quantité $\frac{\partial F}{\partial t}$. Le plus simple est de réaliser un balayage linéaire en fréquence pour que cette quantité soit une constante.

Nous nous proposons ici de déterminer, par un calcul très simple, un critère sur la linéarité de balayage afin de ne pas commettre d'erreurs trop importantes sur l'évaluation de la fréquence de battement F_b ou du retard de groupe τ . Pour cela, nous supposons que le faisceau micro-onde se propage dans le vide et va se réfléchir sur un miroir à la distance d des antennes. Le déphasage s'écrit alors :

$$\phi = \frac{4 \pi d}{c} F \quad (2-5)$$

Supposons maintenant que la fréquence F ne varie pas linéairement au cours du temps, on pose : $\tilde{F} = F_0 + \delta F$ où F_0 varie linéairement avec le temps et δF est l'erreur commise sur la fréquence. La phase perturbée s'écrit :

$$\tilde{\phi} = \frac{4 \pi d}{c} \tilde{F} = \frac{4 \pi d}{c} (F_0 + \delta F) \quad (2-6)$$

Nous évaluons alors la fréquence de battement perturbée $\tilde{F}_b$ associée à cette variation de phase, puis l'erreur relative $\delta F_b / F_b$ commise sur la fréquence de battement :

$$\frac{\delta F_b}{F_b} = \frac{\left(\frac{\partial \delta F}{\partial t} \right)}{\left(\frac{\partial F_0}{\partial t} \right)}$$

Cette erreur est en fait directement proportionnelle à la variation de la pente par rapport à la pente moyenne de la fréquence sonde. On définit le coefficient de linéarité du balayage

$$l \text{ comme : } l = \left(\frac{\partial \delta F}{\partial t} \right) / \left(\frac{\partial F_0}{\partial t} \right).$$

En pratique, le signal du réflectomètre a une durée finie de typiquement $\Delta t = 10^{-3} \text{ s}$, ainsi la résolution en fréquence est au mieux de $1/\Delta t = 1 \text{ kHz}$. Nous choisissons le critère de « bonne » linéarité de notre rampe en fréquence, comme $\delta F_b < 1/\Delta t$. Ceci peut se traduire en terme de coefficient de linéarité du balayage par la relation :

$l < \frac{1}{F_b \Delta t}$ qui peut encore s'écrire, en remplaçant la fréquence de battement F_b par son expression en fonction du retard de groupe τ :

$$l < \frac{1}{\tau \Delta F}$$

où τ est la durée du trajet aller-retour de l'onde,

ΔF est la largeur de la bande de fréquences balayées.

Typiquement, sur Tore Supra, la gamme de fréquences décrite est de 10 GHz de large. Pour un retard de groupe de 15 ns (durée de l'aller-retour entre les antennes et la paroi du tokamak), l'écart à la linéarité l ne doit **pas excéder 0.7%** pour que le critère fixé soit vérifié.

Par cet exemple très simple, on comprend l'importance de disposer d'un balayage aussi linéaire que possible afin d'éviter les erreurs d'évaluation sur la fréquence de battement et donc sur la position de la couche de coupure. Ainsi, sur Tore Supra, la définition de la caractéristique tension-fréquence de la source est réalisée en deux étapes :

- 1 - étalonnage « statique » de la source.
- 2 - étalonnage « dynamique » à partir d'un signal de référence.

2.1.3.2. Etalonnage statique

Le principe de la mesure est le suivant : la fréquence de la source micro-onde est mesurée à l'aide d'un fréquencemètre pour un grand nombre de tensions de commandes choisies de façon à décrire toute la bande de fréquences (Figure 2-2).

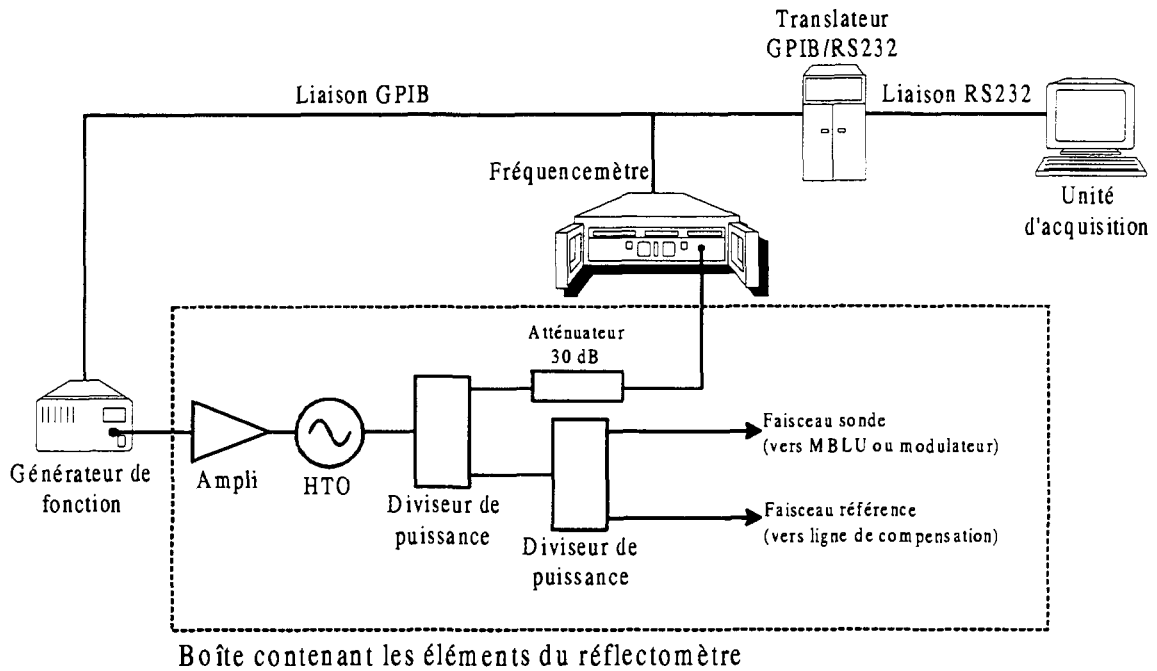


Figure 2-2 : Principe de l'étalonnage statique de la source du réflectomètre hétérodyne.

Pour le réflectomètre hétérodyne, le signal généré par le HTO est divisé en trois parties : la première, utilisée pour sonder le plasma, la seconde, comme référence et la troisième est directement connectée à un fréquencesmètre via un atténuateur 30 dB pour minimiser le taux d'onde stationnaire dans le câble liant la source au compteur de fréquences. Tous les éléments de la chaîne sont pilotés par l'intermédiaire d'une liaison GPIB.

Ce type d'étalonnage, génère un fichier contenant la caractéristique tension-fréquence de la source (~ 1000 fréquences mesurées) en plusieurs minutes (Figure 2-3).

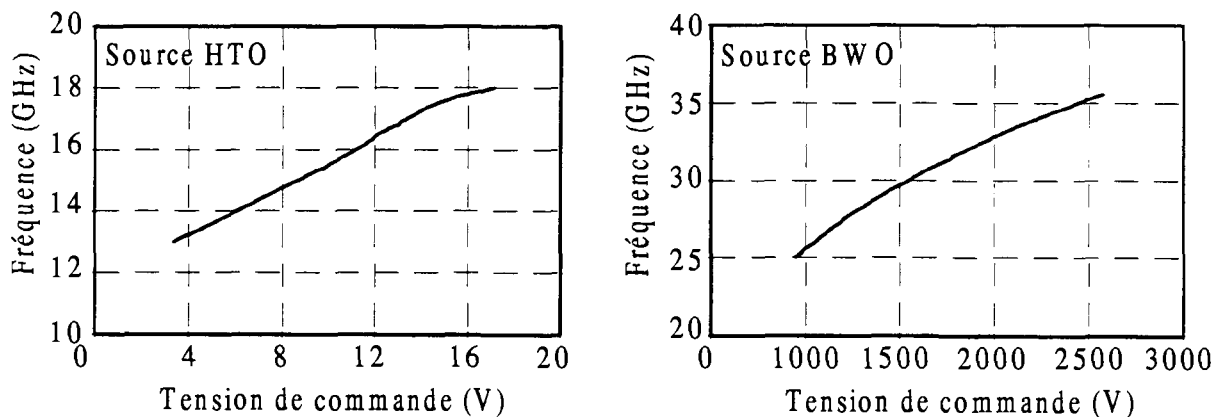


Figure 2-3 : Caractéristique tension-fréquence du HTO et du BWO 25-35 GHz.

2.1.3.3. Etalonnage dynamique

Expérimentalement, la mesure d'un profil de densité est faite en balayant la source sur sa bande de fréquences (typiquement, la durée du balayage est inférieure à 1 ms).

En effectuant un balayage en fréquence avant le plasma, l'onde se propage dans le vide et va se réfléchir sur un miroir fixe (la paroi de Tore Supra). En théorie, son déphasage ϕ_{th} doit varier linéairement avec la fréquence sonde (Eq. (2-5)). En pratique, la mesure de la phase expérimentale ϕ_{exp} du signal n'est pas tout à fait linéaire. La quantité $\phi_{th} - \phi_{exp}$ traduit alors les défauts de linéarité du balayage (Figure 2-4).

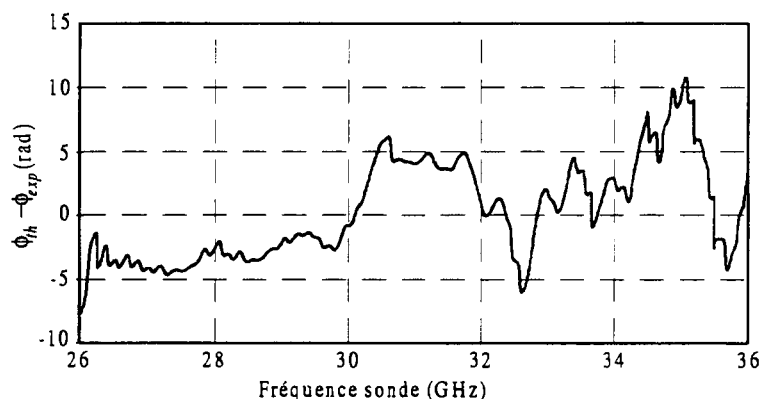


Figure 2-4 : Exemple d'écart à la linéarité de la phase expérimentale mesuré pour un balayage en fréquences sur la paroi de Tore Supra.

Nous avons alors développé une nouvelle technique d'étalonnage d'une source micro-onde (annexe II p. 149) qui permet de prendre en compte certains aspects complètement ignorés par un étalonnage statique :

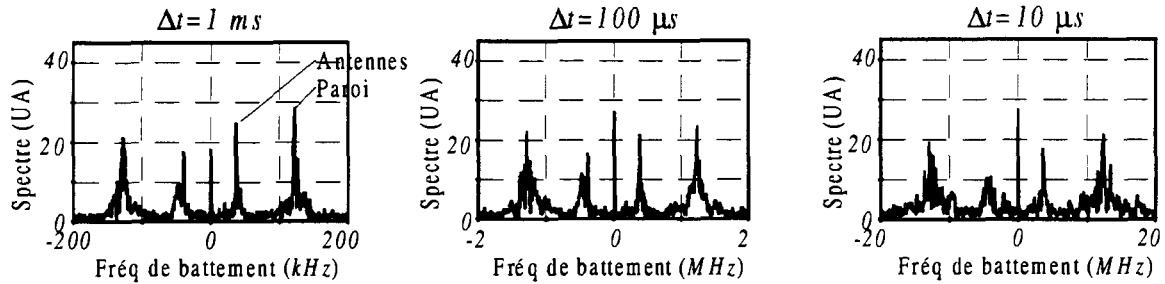
- la réponse des composants électroniques à une sollicitation rapide,
- différence de la thermalisation de la source entre un étalonnage statique ($\Delta t \approx 10$ minutes) et un balayage ($\Delta t = 1$ ms à 10 μ s).

L'évaluation de chacun des écarts en phase ($\phi_{th} - \phi_{exp}$) conduit à déterminer l'erreur commise sur la fréquence sonde (Eq. (2-6)). Les corrections sur la tension de commande à appliquer sont ensuite déterminées par interpolation de la caractéristique tension-fréquence de la source.

Afin de comparer les deux types d'étalonnages, des mesures sans plasma ont été effectuées avec le réflectomètre hétérodyne en utilisant les caractéristiques tension fréquence des

étalonnages statique et dynamique pour trois vitesses de balayage $\Delta t = 1 \text{ ms}$, $100 \text{ }\mu\text{s}$ et $10 \text{ }\mu\text{s}$ (Figure 2-5).

- Etalonnage statique



- Etalonnage dynamique

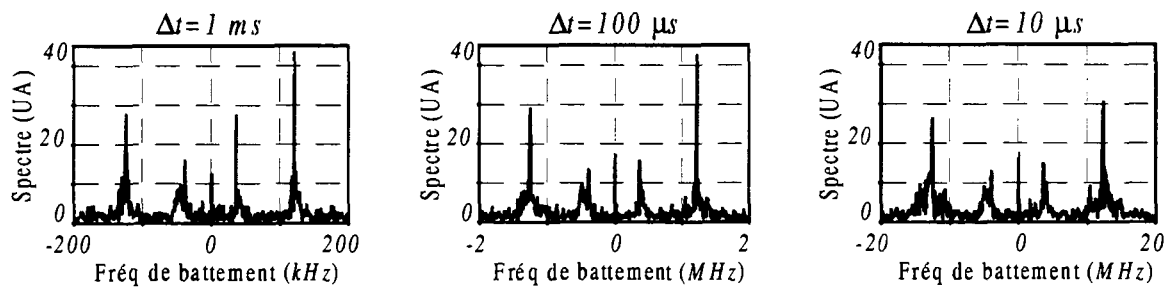


Figure 2-5 : Exemple de correction dynamique pour trois vitesses de balayage : 1 ms , $100 \text{ }\mu\text{s}$ et $10 \text{ }\mu\text{s}$.

Les réflexions rencontrées par les deux faisceaux sonde se traduisent sur le signal par une fréquence de battement propre. En négligeant la composante continue ($F=0$), chaque spectre présente quatre réflexions dont l'origine est décrite dans le chapitre 2.1.2.

La largeur fréquentielle des pics relatifs à chacune des réflexions traduit la qualité de la linéarité du balayage. On constate qu'une correction dynamique permet d'affiner au mieux les caractéristiques tension-fréquence de la source. Après un étalonnage dynamique, les pics des réflexions sont mieux définis.

De plus, les caractéristiques de l'étalonnage statique se dégradent quand la vitesse de balayage augmente, la fréquence de battement de la réflexion sur la paroi étant plus large. Pour un temps de balayage de $10 \text{ }\mu\text{s}$, les corrections par étalonnage dynamique deviennent indispensables. En dessous, il n'est plus possible d'étalonner correctement le réflectomètre. La limite de reproductibilité de la réponse des composants électroniques de la chaîne de mesure est atteinte.

2.1.4. Influence de la longueur de la ligne de compensation

Nous notons :

F_{b+} et F_{b-} les fréquences de battement introduites par le plasma sur chacune

des fréquences sonde :
$$F_{b\pm} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi_{b\pm}}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi_{b\pm}}{\partial F_c} \frac{\Delta F_c}{\Delta t}$$

F_{g+} et F_{g-} la fréquence de battement introduite lors du trajet dans les guides

d'onde. En différentiant (1-5) et (1-6), on a :
$$F_{g\pm} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial (\varphi_{\pm} - \varphi_0)}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial (\varphi_{\pm} - \varphi_0)}{\partial F_c} \frac{\Delta F_c}{\Delta t}$$

où ΔF_c est la bande de fréquences balayée par la source micro-onde,

Δt est la durée du balayage.

Le signal détecté donné par la relation (1-3) s'écrit alors :

$$S = A \exp \left[2\pi j \left(F_{b+} + F_{g+} \right) t \right] + B \exp \left[-2\pi j \left(F_{b-} + F_{g-} \right) t \right]$$

Sa fréquence est différente de celle introduite par le plasma $F_{b\pm}$, nous cherchons donc à évaluer la fréquence de battement $F_{g\pm}$ générée par les guides d'onde pour connaître son influence sur le signal détecté. En faisant l'hypothèse que $F_m < F_c$ et que la fréquence F_c n'est pas trop proche de la fréquence de coupure du guide d'onde (21 GHz), $F_{g\pm}$ s'écrit :

$$F_{g\pm} = \frac{\Delta F_c}{\Delta t} \frac{8 a_g}{c^2} \left\{ \left[\frac{16 a_g^2}{c^2} F_c^2 - 1 \right]^{-1/2} F_c (L_I - L) \pm F_m L_I \left[\frac{16 a_g^2}{c^2} (F_c \pm F_m)^2 - 1 \right]^{-1/2} \right\}$$

Ainsi, même avec un réflectomètre parfaitement équilibré ($L_I = L$), la fréquence de battement introduite par les guides d'onde n'est pas nulle. Ceci est dû au fait que les fréquences qui se propagent sur la ligne sonde et la ligne à retard ne sont pas rigoureusement identiques mais différent de la quantité F_m . Dès que $L_I \neq L$, le premier terme de l'équation ci-dessus joue un rôle prépondérant et fait rapidement augmenter la fréquence de battement à détecter (Figure 2-6).

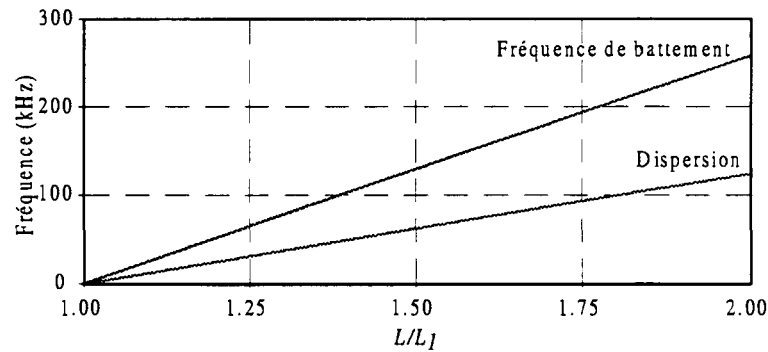


Figure 2-6 : Evolution de la fréquence de battement et de la dispersion introduite par les guides d'onde pour des balayages en 1 ms.

Un faible déséquilibre fait rapidement augmenter la fréquence de battement à détecter. De plus, tout déséquilibre décale les fréquences de battement relatives à chacune des bandes de fréquences qui sont d'autant plus élevées (Figure 2-7). Il introduit aussi une dispersion importante des fréquences, le spectre du signal s'élargit (Figure 2-7), il devient même difficile de faire la distinction entre la réflexion due au couplage entre les antennes et celle sur la paroi de Tore Supra. Pour minimiser ce type de problème, il serait possible d'utiliser des guides d'onde surdimensionnés dans lesquels la dispersion du faisceau micro-onde est beaucoup plus faible (Eq. (1.6)). Ceci permettrait aussi de réduire les pertes lorsque le faisceau micro-onde doit traverser de longues distances. Toutefois, l'emploi de guides trop surdimensionnés doit être évité, car des modes d'ordre élevés (TE_{m0}) peuvent s'y développer et perturber les signaux détectés.

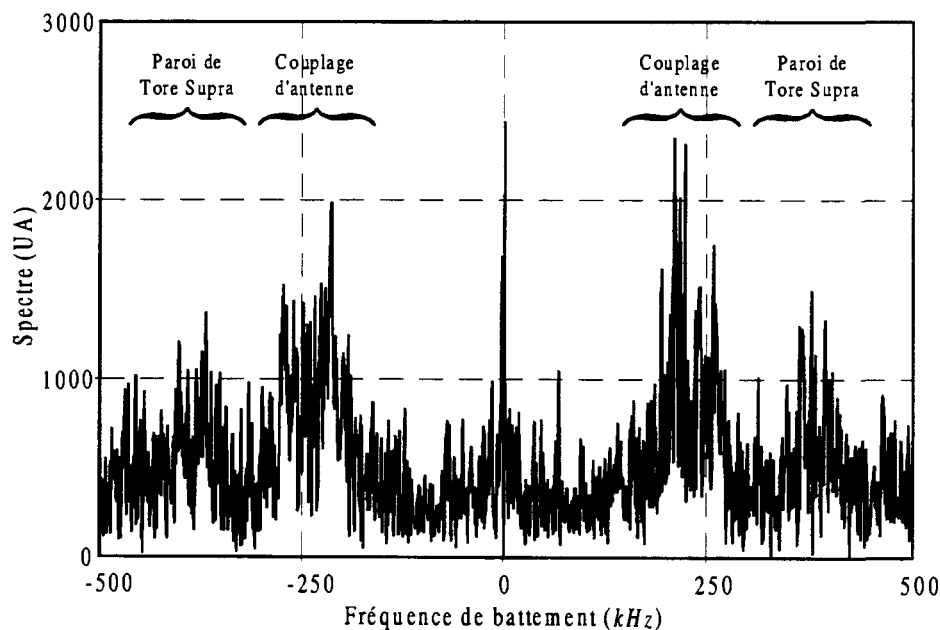


Figure 2-7 : Exemple de spectre obtenue en ayant déséquilibré le réflectomètre ($L_1/L \approx 2$).

2.2. Etude des fluctuations de densité

Le principe de la mesure des fluctuations de densité est d'envoyer une fréquence fixe dans le plasma et de mesurer les fluctuations du signal réfléchi. Tous les déphasages introduits par les guides d'onde φ_+ , φ_- et φ_0 demeurent constants. Les variations de φ_{b+} et φ_{b-} sont uniquement dues à la turbulence présente sur leur couche de coupure respective. Elle peuvent s'exprimer sous la forme suivante : $\varphi_{b\pm} = \varphi_{b0\pm} + \tilde{\varphi}_{b\pm}$ où seule la quantité $\tilde{\varphi}_{b\pm}$ varie au cours du temps. Dans ces conditions, le signal brut généré par le réflectomètre (eq. (1-3)) prend la forme :

$$S = A \exp \left[j \left(\tilde{\varphi}_{b+} + \Phi_+ \right) \right] + B \exp \left[-j \left(\tilde{\varphi}_{b-} + \Phi_- \right) \right]$$

où Φ_+ et Φ_- sont des déphasages constants relatifs à chacune des deux fréquences sonde.

La Figure 2-8 représente le spectre qui serait observé avec un tel mode de fonctionnement. C'est la résultante du spectre de fluctuations vu par la bande de fréquences supérieure et de celui vu par la bande inférieure.

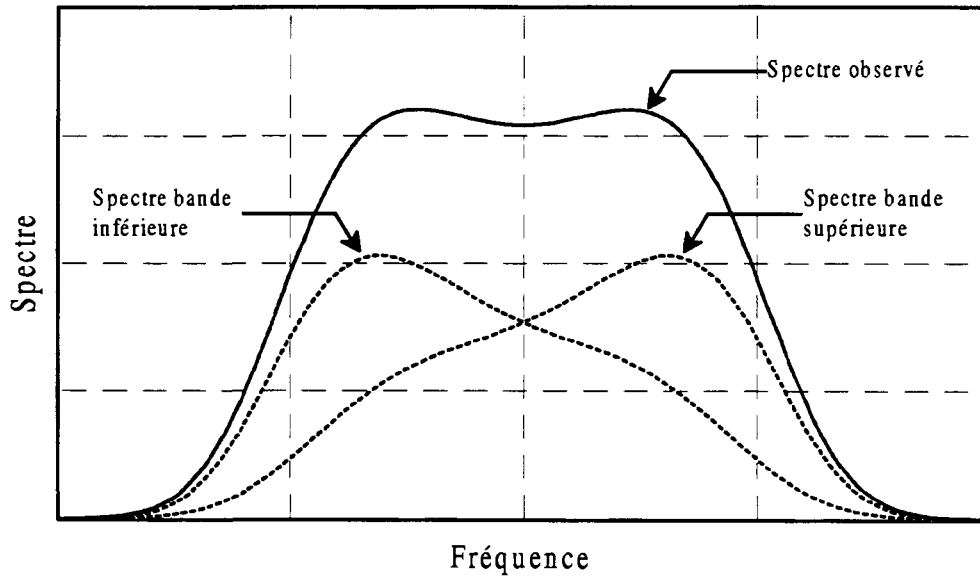


Figure 2-8 : Simulation d'un spectre de fluctuations qui serait observé à fréquence fixe par le réflectomètre hétérodyne.

Les spectres de fluctuations sont composés principalement de fréquences inférieures à 200 kHz, s'étendant aussi bien en fréquences positives que négatives. Ainsi, ce réflectomètre

ne permet pas de mesurer les fluctuations de densité puisque les spectres relatifs à chacune des deux couches de densité sondées vont se superposer lors de la détection. Cependant, il reste possible de déterminer le niveau moyen de fluctuation sur chaque couche de coupure.

3. Pilotage du diagnostic et acquisition

Lors de l'implantation du réflectomètre hétérodyne sur le tokamak, nous avons pris soin de coupler son système de pilotage avec celui des réflectomètres déjà existant. La Figure 3-2 représente une partie des systèmes mis en œuvre dans les réflectomètres.

L'exploitation du tokamak, et des différents ensembles qui s'y rapportent sont contrôlés par un système informatique performant [Gui96]. Le pilotage et le contrôle de tous les diagnostics se font en plusieurs étapes successives (Figure 3-1) qui mettent en œuvre de nombreux sous ensembles (Figure 3-2).

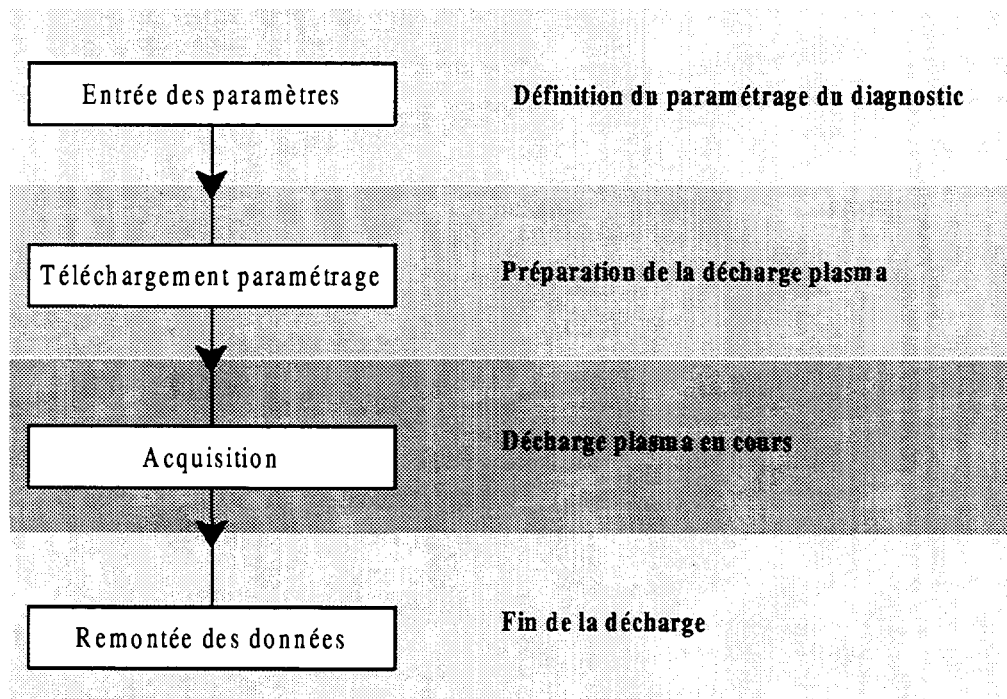


Figure 3-1 : Schéma de principe de pilotage d'un diagnostic.

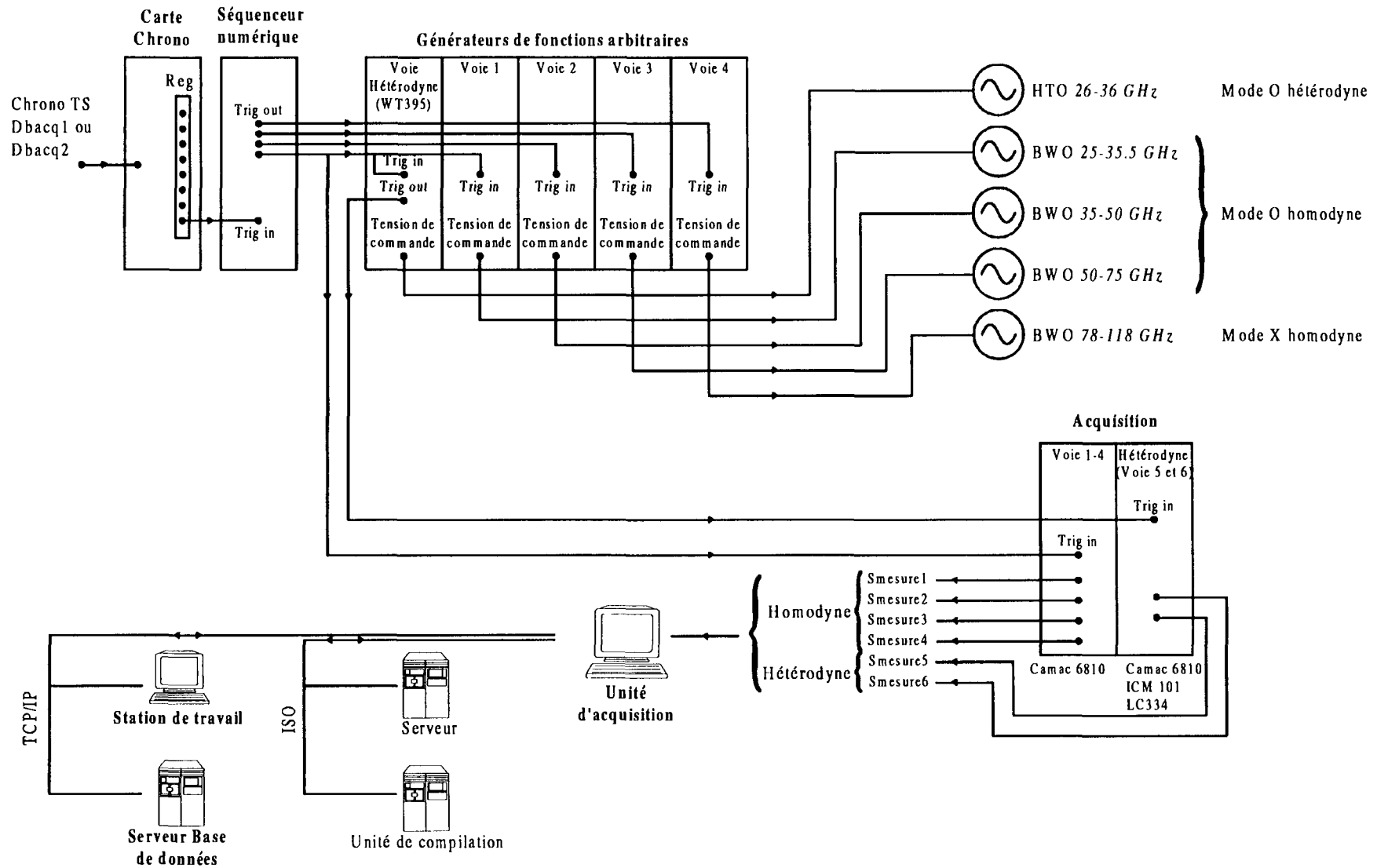


Figure 3-2 : Diagramme simplifié des systèmes associés à la réflectométrie sur Tore Supra.

3.1. Paramétrage du diagnostic

Cette première étape primordiale consiste à mémoriser les données utiles au pilotage de l'ensemble du diagnostic lors d'une décharge plasma. De nombreux paramètres doivent être définis, en particulier :

- le mode de fonctionnement (mesure des profils de densité ou des fluctuations de densité),
- les bandes de fréquences à balayer pour chaque réflectomètre,
- la date et le nombre de profils de densité désirés durant le plasma (séquenceur numérique),
- la vitesse de balayage en fréquence (de 1 ms à $10\text{ }\mu\text{s}$),
- le filtrage des signaux (uniquement pour les réflectomètres homodynes),
- les paramètres des systèmes d'acquisition ...,

Lorsque le paramétrage est réalisé, il est sauvegardé et sert de référence pour tous les chocs plasma. Ainsi, en pratique, peu de paramètres doivent être ajustés pour contrôler le diagnostic.

3.2. Téléchargement du diagnostic

Avant de débiter une décharge plasma, tous les paramètres définis lors de la procédure ci-dessus sont envoyés aux différents éléments du diagnostic via une liaison série RS232. Cette étape sert en particulier à télécharger les dates d'acquisition dans le séquenceur numérique ainsi que les caractéristiques tension-fréquence dans les générateurs de fonctions arbitraires.

3.3. Contrôle du diagnostic pendant les chocs

Durant une décharge plasma, le diagnostic est déclenché par le système de chronologie générale qui envoie des événements décodés localement par la carte chrono. Lorsque l'événement décrivant le début de l'acquisition des réflectomètres est reçu, le séquenceur numérique

prend le relais. Il émet, aux dates définies lors du paramétrage, un trigger qui déclenche simultanément le balayage et l'acquisition de tous les réflectomètres.

Enfin, après chaque choc, les données sont « remontées » vers un disque local ou vers le serveur de la base de données de Tore Supra pour être ensuite exploitées sur les stations de travail.

3.4. Systèmes d'acquisition

Plusieurs systèmes d'acquisition ont été utilisés (Tableau 3-1).

Les premiers tests du réflectomètre hétérodyne ont été réalisés avec le même système d'acquisition que celui déjà employé par les autres réflectomètres : carte d'acquisition LC6810 sur un bus CAMAC. Cette carte possède une résolution de 12 bits sur une gamme de tension ajustable de 0.4 à 100 Volts. Sa fréquence d'échantillonnage sur deux voies est réglable jusqu'à 2 MHz.

L'influence de la vitesse de balayage sur les perturbations du signal du réflectomètre a été étudiée en plusieurs étapes. Tout d'abord la bande de fréquences ΔF_c a été balayée jusqu'à 100 μs . Dans ce cas, la fréquence de battement introduite par le plasma est de plusieurs mégahertz. Nous avons alors utilisé une carte d'acquisition de type ICM101 dont la fréquence d'échantillonnage peut atteindre 4 MHz.

Enfin, pour réaliser les balayages les plus rapides, jusqu'à 10 μs (fréquence de battement supérieure à 20 MHz), nous avons utilisé un oscilloscope numérique dont la fréquence d'échantillonnage monte jusqu'à 500 MHz mais dont la résolution n'est que de 8 bits.

**Tableau 3-1 : Caractéristiques des différents systèmes d'acquisition
utilisés avec le réflectomètre hétérodyne.**

	Sensibilité	Résolution	Fréquence d'échantillonnage	Mémoire
LeCroy6810 (Bus Camac)	$0.4 - 100 V_{pp}$	12 bits	2 MHz	1 Mo
ADAS ICM 101 (multibus I)	$5 V_{pp}$	12 bits	$\leq 4 \text{ MHz}$	512 ko
LeCroy334 (Oscilloscope)	$0.04 - 40 V$	8 bits	$\leq 500 \text{ MHz}$	2 Mo

ANNEXE I :

MESURE DE L'AMPLITUDE DES BANDES LATÉRALES APRÈS LES DOUBLEURS ACTIFS DE FREQUENCE

Pour qualifier le réflectomètre, il est très important de connaître les fréquences envoyées dans le plasma et leur puissance respective. Nous décrivons ici la procédure qui nous a permis de définir les amplitudes de chacune des composantes fréquentielles du signal généré par :

- 1 - le modulateur à bande latérale unique
- 2 - le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur actif de fréquences.

Afin d'étudier les caractéristiques du modulateur à bande latérale unique, nous avons utilisé un analyseur de spectre permettant de mesurer des fréquences jusqu'à 26 GHz (Figure 1).

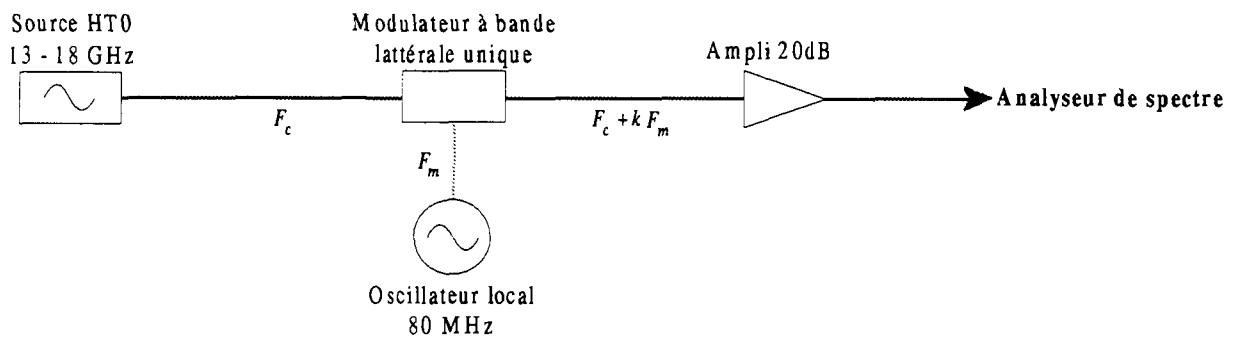


Figure 1 : Montage adopté pour étudier l'amplitude de chaque bande de fréquences générée par le modulateur à bande latérale unique.

Le spectre fait apparaître toutes les fréquences présentes sur le signal généré par le modulateur à bande latérale unique. Il suffit alors de noter leur puissance respective.

Après l'emploi des doubleurs actifs de fréquences, les fréquences à étudier varient non plus de 13 à 18 GHz, mais de 26 à 36 GHz. L'utilisation de l'analyseur de spectre dans les mêmes conditions que précédemment est alors impossible. Il faut tout d'abord convertir en

fréquence le signal à l'aide d'un mélangeur pour le ramener dans la bande d'étude de l'analyseur de spectre. Pour cela, une autre source sur la bande 26-36 GHz est utilisée comme oscillateur local (Figure 2). Pour minimiser les problèmes d'intermodulation entre le signal hyperfréquence, S_{RF} , et l'oscillateur local, S_{OL} , il faut que la puissance de ce dernier soit très importante face à celle de S_{RF} , des atténuateurs ont alors été utilisés pour obtenir les conditions requises. L'écart en fréquence entre les sources micro-onde est fixé à approximativement 3 GHz, de telle façon que le signal à étudier avec l'analyseur de spectre après le mélange soit à cette fréquence ($F_{IF} = |F_{RF} - F_{OL}|$).

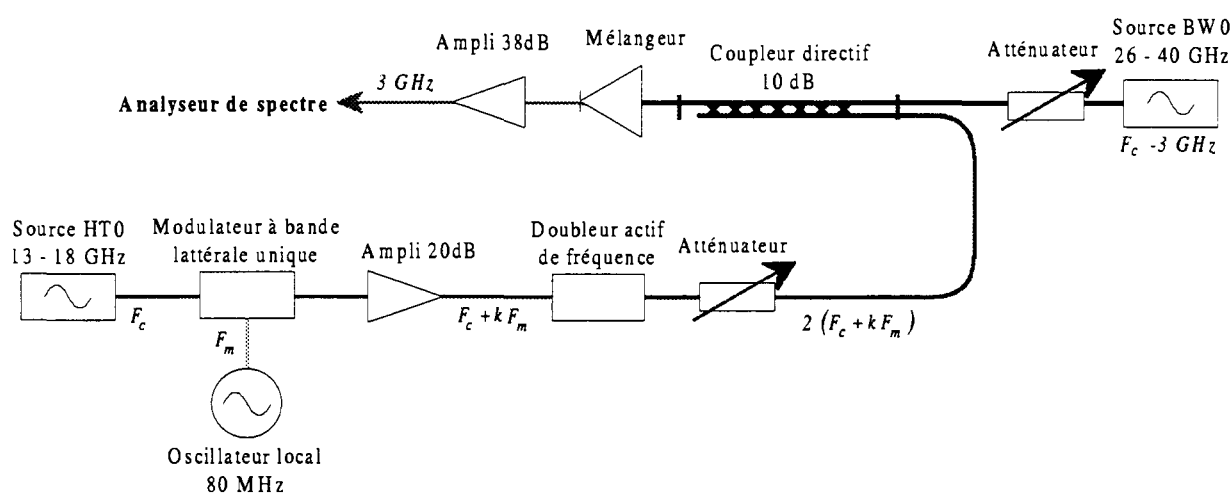


Figure 2 : Montage adopté pour étudier l'amplitude de chaque bande de fréquences générée par le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur actif de fréquences.

ANNEXE II :

ETALONNAGE AUTOMATIQUE

DE LA SOURCE HYPERFREQUENCE

Quand une tension de commande variable est envoyée sur un générateur de fréquences, de nombreux paramètres de la source évoluent, en particulier sa stabilité thermique n'est plus conservée, les fréquences émises ne correspondent plus exactement à celles définies lors de l'étalonnage statique et la rampe de fréquences n'est plus linéaire. De plus, la tension de commande est délivrée par un générateur de fonction arbitraire et ses différentes valeurs sont codées sur 12 bits. Le fait de créer une rampe fait apparaître de petits pics sur la tension de commande pour chaque palier de la rampe (Figure 1). Ainsi, si le générateur de la source micro-onde a une très grande bande passante, toutes ces perturbations de tensions seront traduites comme des perturbations en fréquence. Il est donc très important de réaliser un étalonnage de la source en balayant la gamme de fréquences utiles en se rapprochant le plus possible des conditions de fonctionnement de la source lors de son utilisation normale.

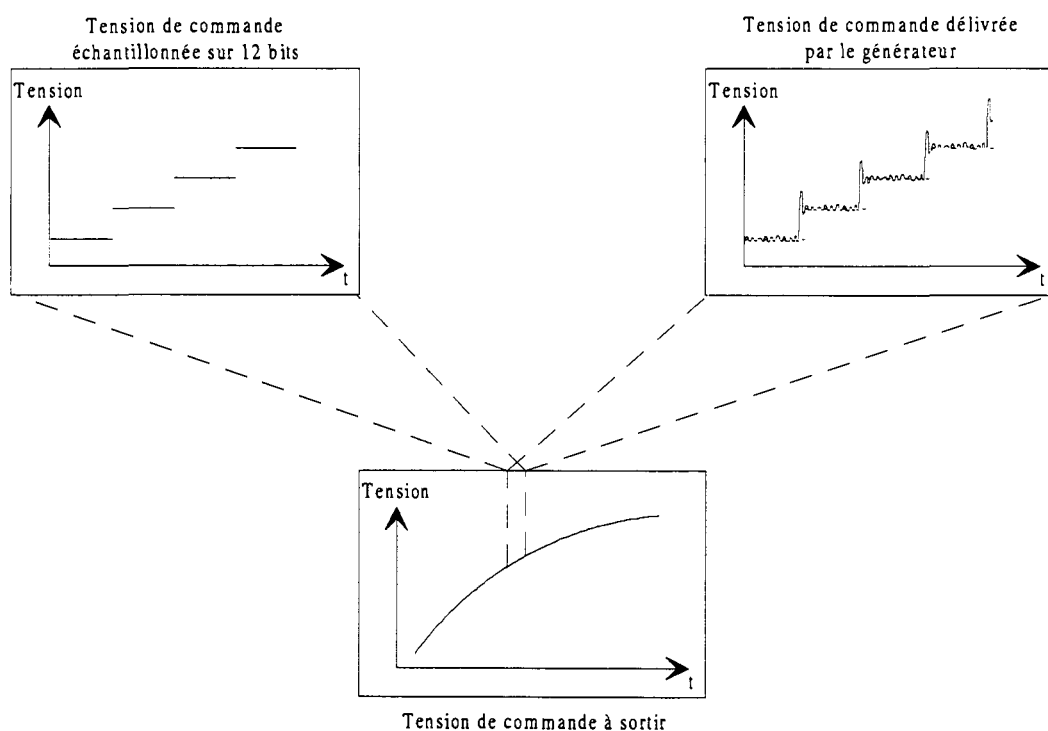


Figure 1 : Exemple de tension délivrée par un générateur de fonctions arbitraires pour une rampe de balayage fixée.

Si le balayage en fréquence est linéaire, la phase détectée doit varier linéairement. L'étalonnage dynamique fait donc appel à une méthode de calcul de la phase du signal reçu pour la comparer à son évolution théorique. Tout écart se traduit directement par une non linéarité de l'évolution de la fréquence, il est alors possible de corriger ces imperfections en agissant sur la tension de commande donnée.

1. - Méthode de calcul de phase - Transformée de Hilbert

Lorsque le signal détecté est du type : $S(t) = A(t) \cos[\phi(t)]$ (détection homodyne), il est possible de recalculer sa phase $\phi(t)$ par transformée de Hilbert, à **condition que l'amplitude $A(t)$ varie moins vite que $\phi(t)$** . Cet opérateur est défini comme suit :

$$H = 2 TF^{-1} \varepsilon TF$$

où : TF^{-1} est la transformée de Fourier inverse,

TF est la transformée de Fourier,

ε est l'opérateur défini comme suit : $[\varepsilon \cdot f](\omega) = -i \operatorname{Sgn}(\omega) f(\omega)$.

En remarquant que $H \cdot \cos(\omega t) = \sin(\omega t)$, on peut écrire :

$$[I + i H] \cdot A(t) \cos(\omega t) \approx A e^{i\omega t}$$

dont il est très simple d'extraire l'information concernant la phase.

Cette méthode présente toutefois des imperfections, car il apparaît des oscillations de phase sur les extrémités du signal (Figure 2). Ainsi, pour extraire une information aussi précise que possible sur la phase d'un signal, il est préférable de ne pas prendre en compte ces points. La présence d'une fenêtre de pondération permet de réduire ces effets de bord mais pas de s'en affranchir.

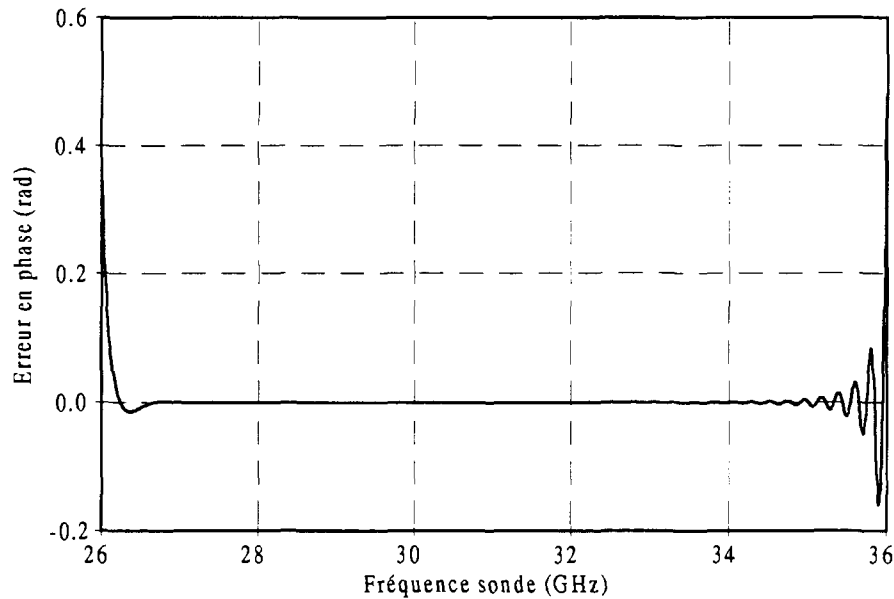


Figure 2 : Erreur sur le calcul de la phase par la méthode de la transformée de Hilbert pour un signal du type $\cos(2\pi F(1+2t)t)$.

En ce qui concerne le réflectomètre hétérodyne, il est possible d'extraire sa phase à partir du signal complexe détecté après l'avoir filtré (cf. Partie V). Cette opération introduit aussi des effets de bord qui sont comparables à ceux obtenus avec la transformée de Hilbert utilisée avec les réflectomètres homodynes.

2. - Méthode d'étalonnage automatique

La position d du miroir réfléchissant le faisceau micro-onde (paroi interne de Tore Supra) peut être soit fixée par l'expérimentateur soit calculée à partir de la pente de la droite qui représente au mieux les valeurs de la phase déterminée expérimentalement (fit des données par une droite). Cette seconde méthode ne prend en compte que les points centraux du signal, là où les effets de bord introduits par la transformée de Hilbert ou le filtrage sont minimums. On soustrait ensuite la phase théorique et la phase expérimentale.

Les phases mesurées sont ensuite ré-échantillonnées de façon à correspondre à la droite théorique (Figure 3). Cette correction est réalisée avec une simple interpolation linéaire.

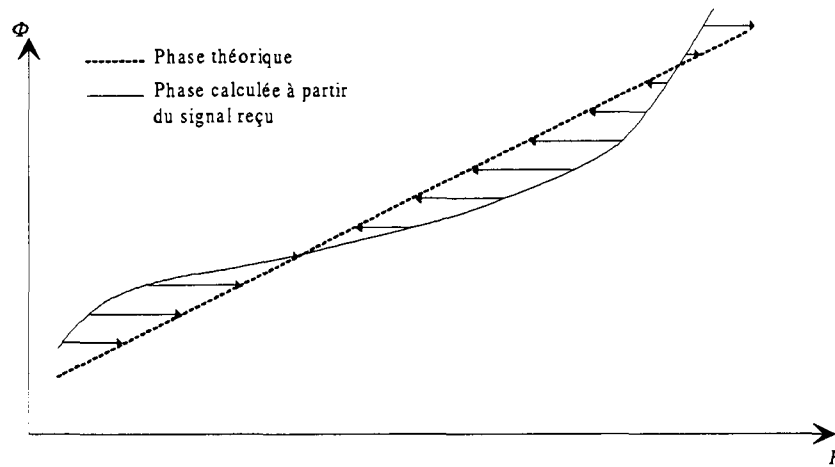


Figure 3 : Exemple de ré échantillonnage de la phase calculée pour la faire correspondre à la phase théorique.

Ces modifications sont finalement appliquées à la tension de consigne fournie au générateur pour obtenir une nouvelle rampe de tension. De même, pour vérifier si les corrections appliquées sont cohérentes, le signal est ré échantillonné, sa transformée de Fourier doit maintenant présenter une fréquence de battement très bien définie.

Pour que l'étalonnage dynamique de la source soit efficace, il est **extrêmement important que les balayages soient reproductibles**. De plus, il faut noter que les effets de bord introduits par le calcul de la phase à partir des signaux expérimentaux nous conduisent à réaliser des corrections non physiques au début et à la fin de la rampe en tension. La gamme de fréquences qui, au départ, avait été programmée est alors légèrement modifiée. C'est pourquoi, **il ne faut pas utiliser un étalonnage dynamique de façon récursive** et, il faut toujours repartir du fichier d'étalonnage défini de façon statique.

3. - Exemple de résultat obtenu avec le montage hétérodyne.

Typiquement, les corrections à appliquer sur la tension de commande sont de l'ordre de quelques pour-cents. La figure 4 représente un exemple de spectre obtenu avec le réflectomètre hétérodyne avant et après correction dynamique de la linéarité du balayage.

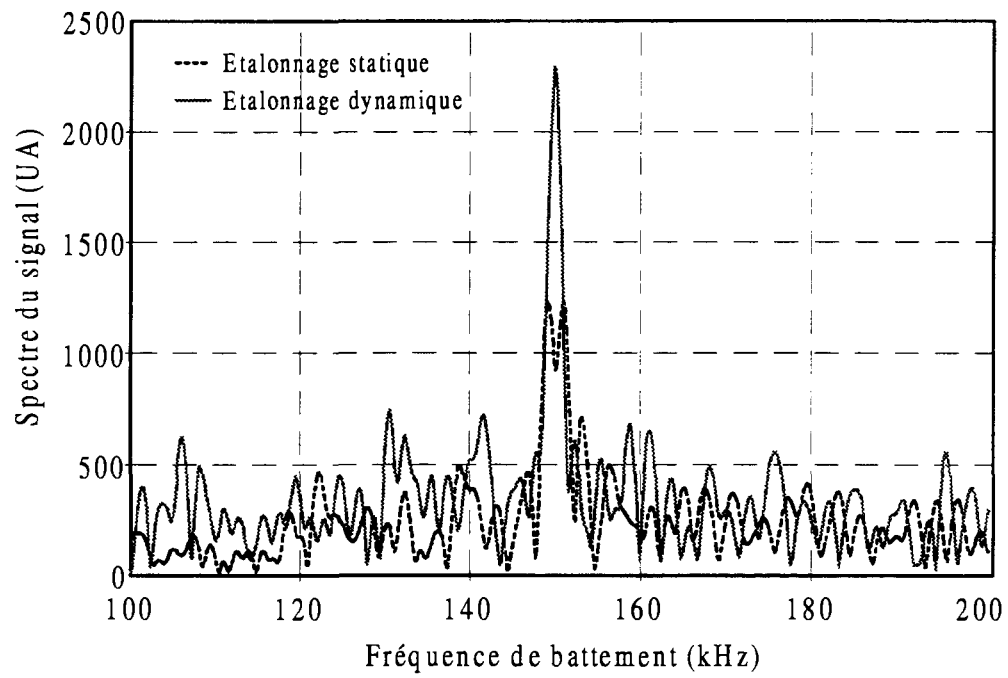


Figure 4 : Comparaison des spectres obtenus après étalonnage statique puis dynamique de la source

PARTIE V :
EXPLOITATION DU REFLECTOMETRE
HETERODYNE

Cette partie est réservée à l'exploitation et à l'étude physique des données du réflectomètre hétérodyne. Nous y décrivons la méthode de traitement du signal adoptée pour définir les profils de densité à partir des signaux bruts du réflectomètre. Nous discutons ensuite des résultats obtenus avec ce nouveau diagnostic. A cette occasion nous comparons les performances d'une détection homodyne et hétérodyne, nous étudions les profils de densité obtenus avec le réflectomètre et nous les comparons aux autres diagnostics mesurant les mêmes quantités. Enfin, nous étudions aussi l'effet de la turbulence du plasma sur l'amplitude et la phase des faisceaux sonde en donnant un critère permettant de s'assurer qu'il a été possible de les séparer correctement.

1. Traitement du signal

Pour reconstruire un profil de densité, il faut extraire du signal détecté le déphasage du faisceau sonde introduit par le trajet aller-retour dans le plasma.

Nous avons vu dans la partie IV que le réflectomètre hétérodyne possède deux fréquences sonde qui se réfléchissent chacune sur des couches de coupures différentes donnant respectivement un déphasage φ_+ et φ_- . La référence de phase est définie par le couplage du faisceau micro-onde entre les deux antennes. En reprenant les équations (1-8) et (1-9) de la partie IV, le signal détecté a la forme suivante :

$$S = S_{ref+} + S_{ref-} + S_+ + S_-$$

où S_{ref+} est le signal de référence de la bande de fréquences supérieure $2(F_c + F_m)$,

S_{ref-} est le signal de référence de la bande de fréquences inférieure $2(F_c - F_m)$,

S_+ est le signal plasma sur la bande supérieure,

S_- est le signal plasma sur la bande inférieure.

Il faut alors extraire séparément ces quatre informations tout en conservant leurs phase et amplitude respectives. Pour cela, nous utilisons les mesures réalisées avant et pendant le plasma (Figure 1-1)

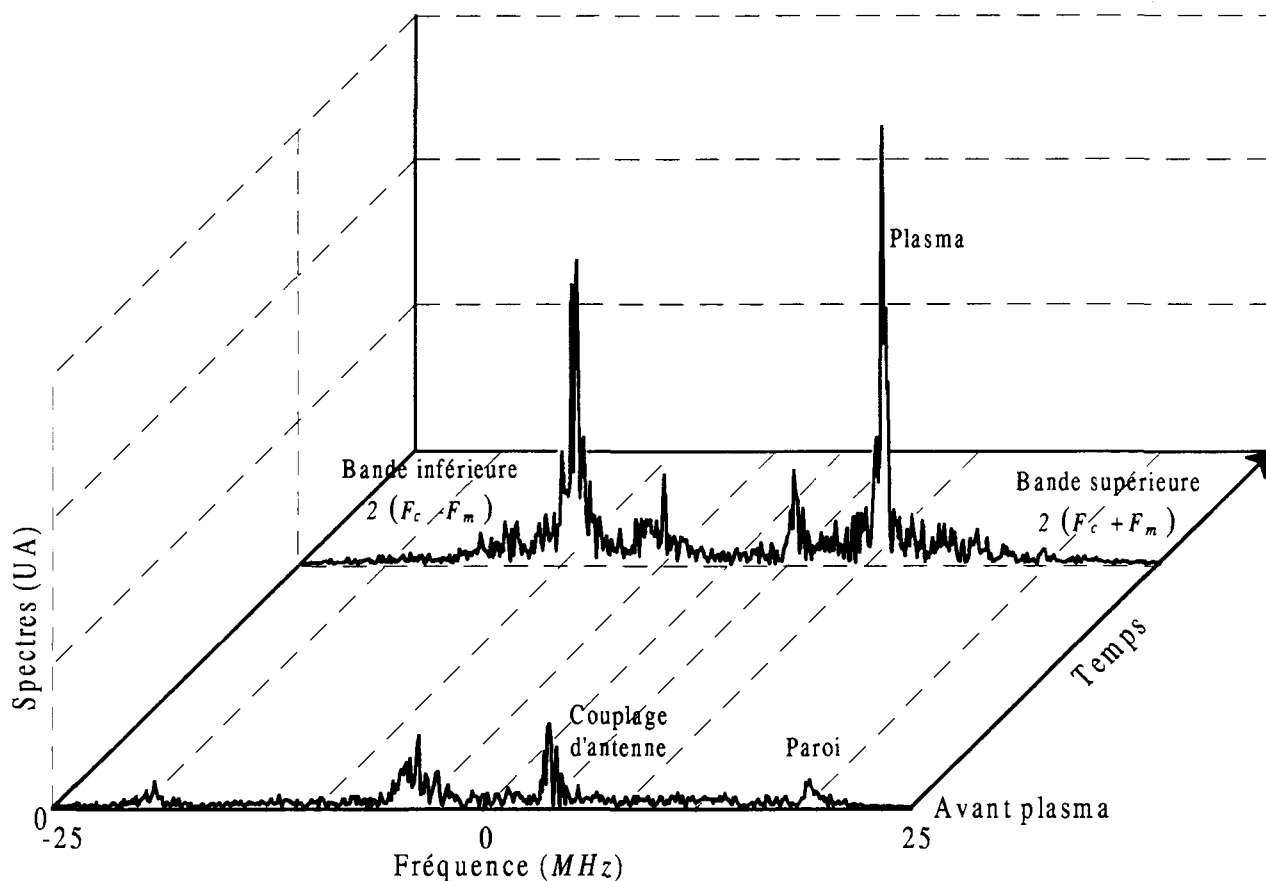


Figure 1-1 : Spectres du signal complexe du réflectomètre hétérodyne sans plasma et avec plasma pour un balayage en $10 \mu s$.

1.1. Filtrage du signal du réflectomètre hétérodyne

Les fréquences de battement introduites par le plasma sur les deux faisceaux sonde sont très proches l'une de l'autre en valeur absolue mais de signe opposé ($|F_{b+}| \approx -|F_{b-}|$). Il faut donc **filtrer un signal complexe** pour les séparer. Pour cela, nous travaillons avec la transformée de Fourier du signal détecté. Une fenêtre rectangulaire, choisie de façon à ne conserver que la bande de fréquences désirée, est appliquée sur ce spectre avant de calculer sa transformée de Fourier inverse (Figure 1-2).

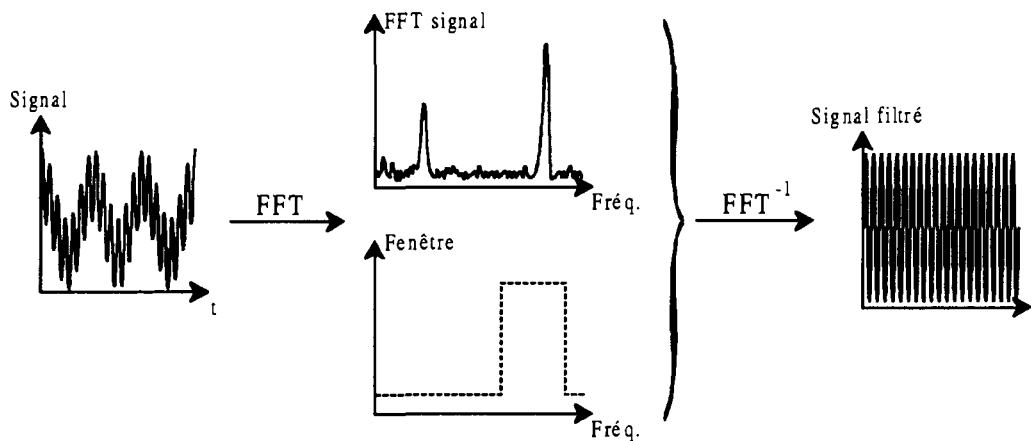


Figure 1-2 : Principe du filtrage par transformée de Fourier.

1.1.1. Séparation de l'amplitude et de la phase des signaux

Ce type de filtrage ne déphase pas le signal extrait. En revanche, le choix de la largeur de la fenêtre est primordial car, si une partie du spectre est négligée, il n'est **plus possible de séparer l'amplitude et la phase du signal filtré**.

Nous avons simulé les signaux détectés avec le réflectomètre en ajoutant à la bande sonde de fréquences supérieure une modulation d'amplitude. Cette dernière possède une fréquence variable (spectre large) et une enveloppe gaussienne pour représenter une perturbation de durée finie (Figure 1-3).

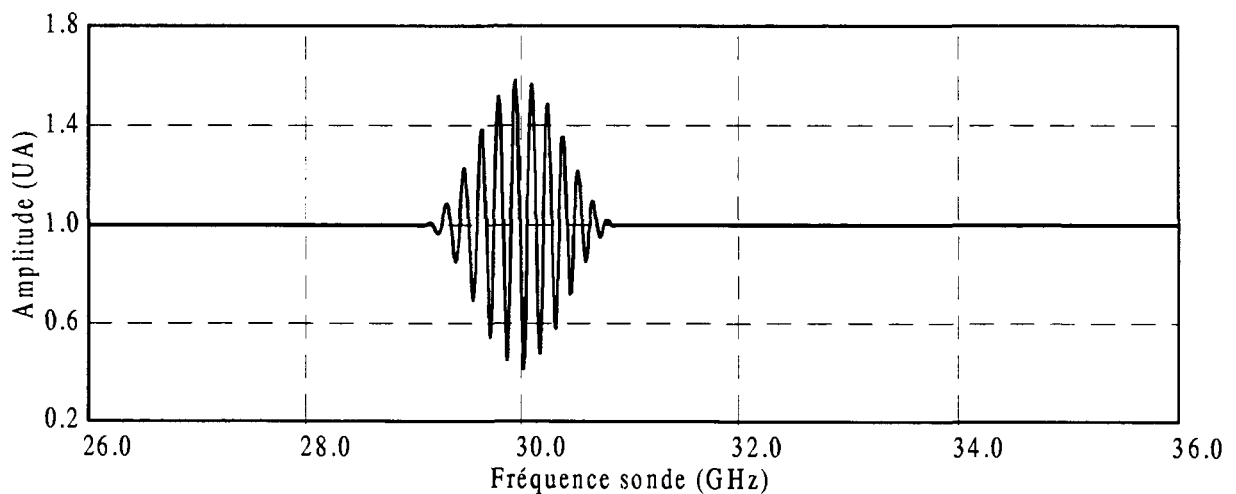


Figure 1-3 : Amplitude détectée après filtrage d'un signal formé à partir d'une simple modulation d'amplitude.

Après filtrage avec une fenêtre trop étroite de la fréquence sonde supérieure (filtrage en fréquences positives), l'amplitude et la phase du signal sont mélangées. Des fluctuations apparaissent alors sur le retard de groupe alors que celui-ci n'était pas perturbé (Figure 1-4).

Afin de comprendre les perturbations observées sur le temps de vol défini après filtrage, il faut étudier le spectre du signal brut. Celui-ci possède une certaine largeur dans l'espace des fréquences qui est principalement due à une modulation large bande de l'amplitude du signal. **Lorsqu'un filtre (fenêtre de type rectangulaire, Hanning ou autre) est appliqué sur ce spectre, une partie des informations est négligée conduisant alors inévitablement à mélanger l'amplitude et la phase du signal.**

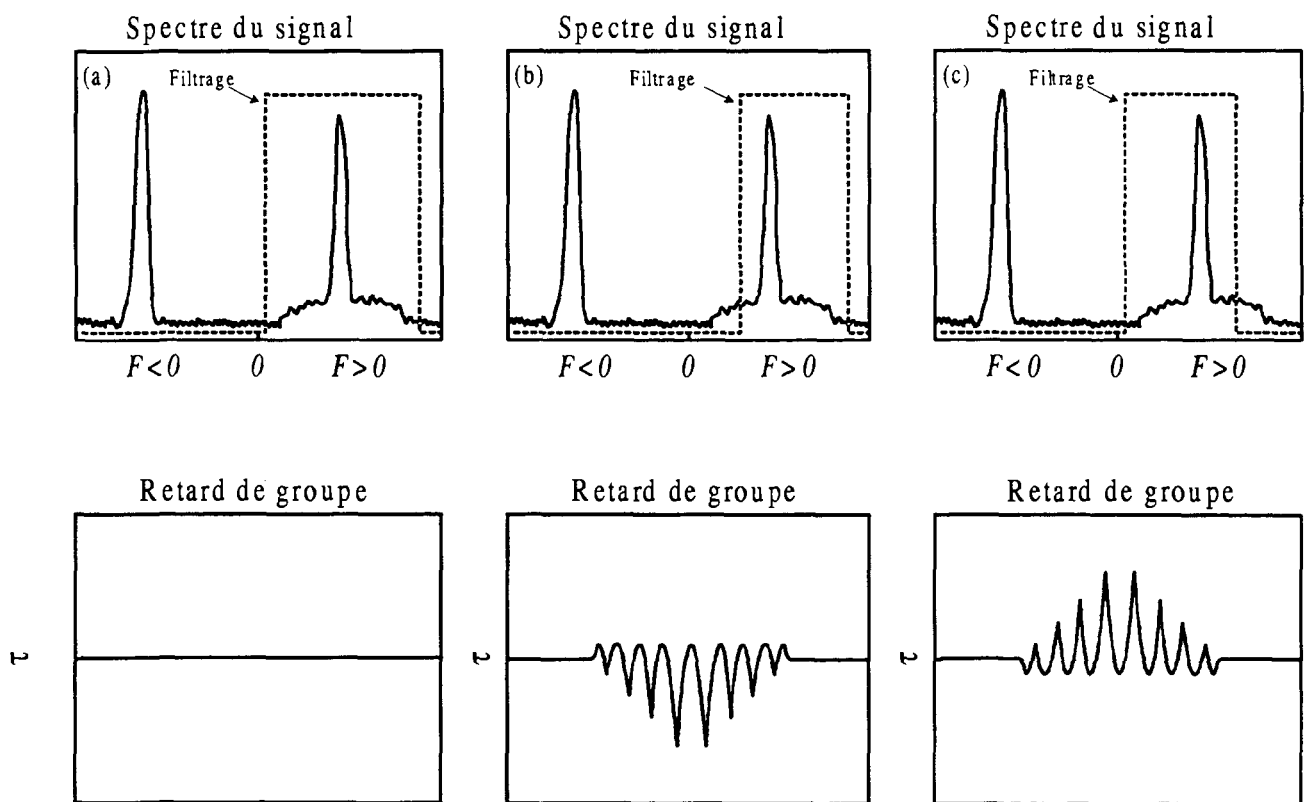


Figure 1-4 : Influence de la position de la fenêtre de filtrage sur la phase résultante du filtrage d'un signal complexe modulé en amplitude.

Lorsque le **filtrage est suffisamment large** avec une fenêtre rectangulaire, aucune information n'est négligée, le retard de groupe n'est pas perturbé (Figure 1-4a). Dans ce cas, il est **possible de séparer l'amplitude et la phase** du signal. En revanche, si une partie des basses fréquences est négligée, le retard de groupe défini après filtrage est dissymétrique avec des variations rapides dans sa partie basse (Figure 1-4b), si se sont des hautes fréquences, il possède des variations rapides dans sa partie haute (Figure 1-4c). Chacune de ces oscillations est en phase avec l'amplitude du signal qui, elle, présente une variation parfaitement symétrique.

Remarque : Des résultats équivalents sont obtenus en ajoutant une perturbation sur la phase du signal simulé alors que son amplitude est constante.

1.1.2. Forme des fenêtres de filtrage

La forme de la fenêtre du filtre dans l'espace des fréquences joue aussi un rôle fondamental dans ce problème. C'est un compromis entre :

- une fenêtre aussi plate que possible dans la bande passante pour ne pas perturber les informations d'amplitude,
- une fenêtre sans discontinuité pour minimiser les effets de bord.

Ainsi, deux types de fenêtres ont été testées afin de vérifier dans quelle mesure il était possible de séparer l'amplitude de la phase du signal filtré (Figure 1-5).

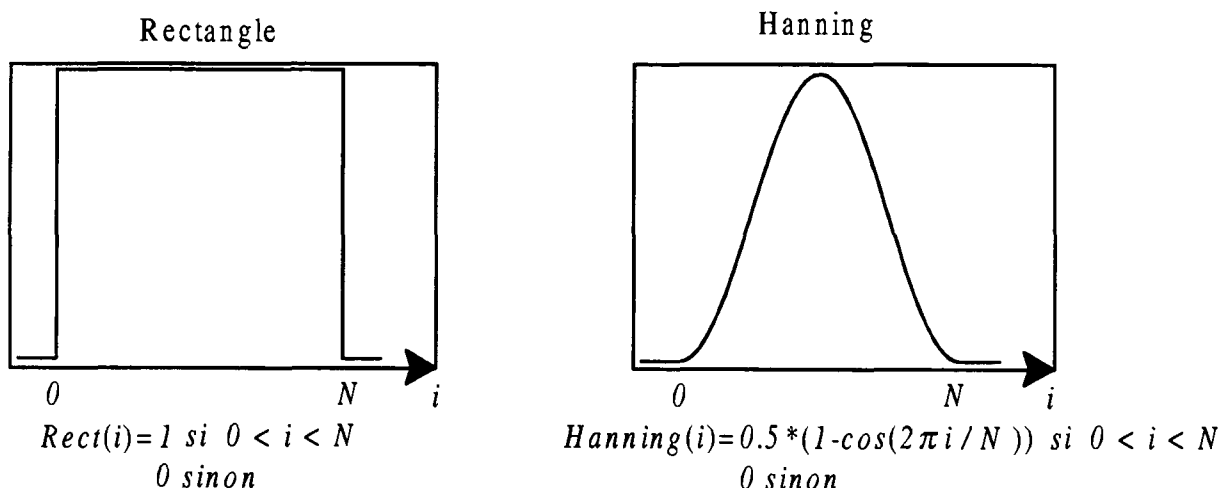


Figure 1-5 : Fenêtres utilisées pour filtrer le signal du réflectomètre hétérodyne.

- La fenêtre rectangulaire permet de conserver au mieux les informations présentes dans la bande passante du filtre. Il est donc plus facile de séparer l'amplitude et la phase des signaux après filtrage. En revanche, des effets de bord apparaissent aux extrémités du signal.

- La fenêtre de Hanning permet de minimiser les effets de bord. Par contre, le choix de sa position et de sa largeur est plus délicate, car elle modifie la forme du spectre. Ceci conduit à mélanger amplitude et phase des signaux.

Nous avons finalement accordé notre préférence à la fenêtre de filtrage rectangulaire.

1.2. Méthodes de calcul du retard de groupe

Nous utilisons deux méthodes (Figure 1-6) pour extraire la fréquence de battement ou le retard de groupe des signaux détectés :

1 - la transformée de Fourier glissante (décrite dans la partie II), méthode employée à ce jour pour les signaux des réflectomètres homodynes,

2 - à partir de la mesure de la dérivée de la phase des signaux complexes associés à chaque fréquence sonde.

En comparant les deux méthodes précédentes (Figure 1-6), on met en relief l'effet de moyenne (sur la largeur de la fenêtre temporelle) introduit avec le traitement par transformée de Fourier glissante par rapport à la seconde méthode de calcul qui permet de définir le retard de groupe instantané.

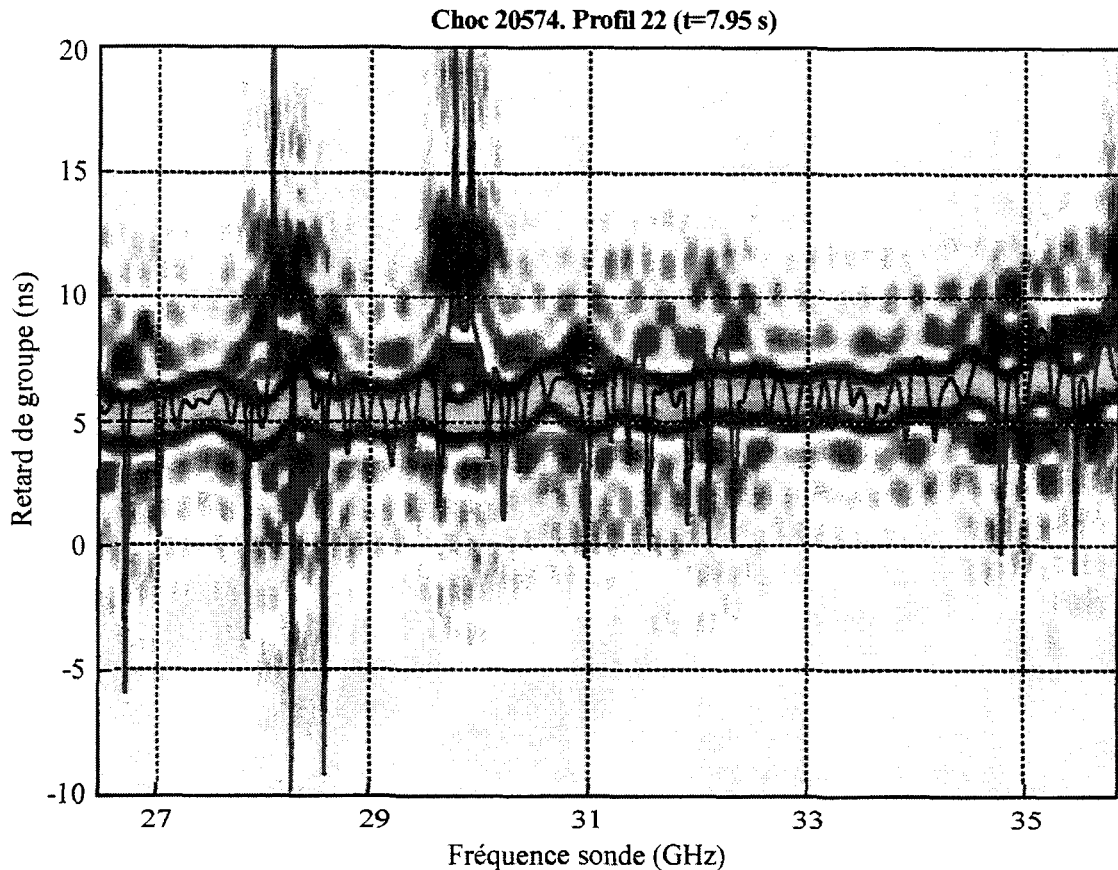


Figure 1-6 : Exemple de calcul du retard de groupe par transformée de Fourier glissante (trait épais. Signal de 1000 points, fenêtres de 64 points) et par simple différenciation de la phase (trait fin).

Le retard de groupe instantané (Figure 1-6) fait apparaître des variations très importantes que la détermination par transformée de Fourier glissante permet de moyennner avantageusement pour déterminer les profils de densité.

2. Multi-réflexions du signal sonde

2.1. Mise en évidence de la présence de multi-réflexions

Outre le mécanisme de réflexion simple de l'onde sur sa couche de coupure dans le plasma, des phénomènes de multi-réflexions peuvent aussi exister. Ainsi, une onde retournée par le plasma vers les antennes du réflectomètre peut se réfléchir sur la paroi externe du tokamak (coté champ faible), puis retourner vers sa couche de coupure où elle subira une seconde réflexion avant d'atteindre l'antenne réceptrice (Figure 2-1).

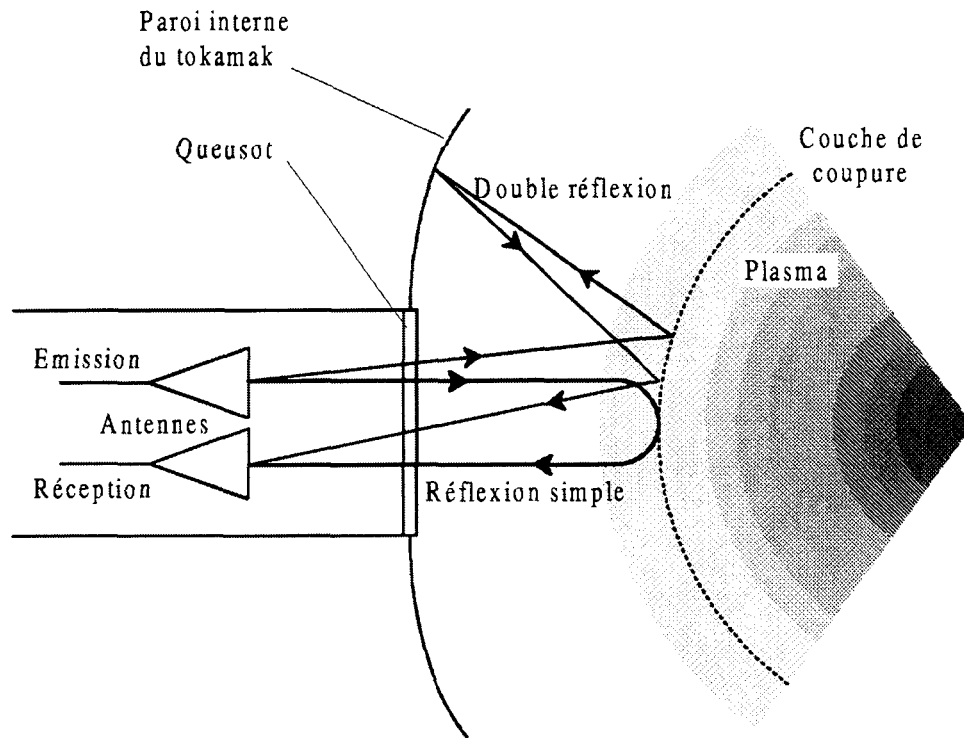


Figure 2-1 : Exemple de multi-réflexions du signal sur la couche de coupure.

Une double réflexion engendre une fréquence de battement approximativement deux fois supérieure à celle d'une simple réflexion. En fait, on peut raisonnablement imaginer que ces multi-réflexions sont toujours présentes, elles sont cependant plus facilement observables à forte densité, car la couche de coupure est alors très proche de la paroi du tokamak. De même, une double réflexion est plus facile à observer qu'une triple réflexion (Figure 2-2).

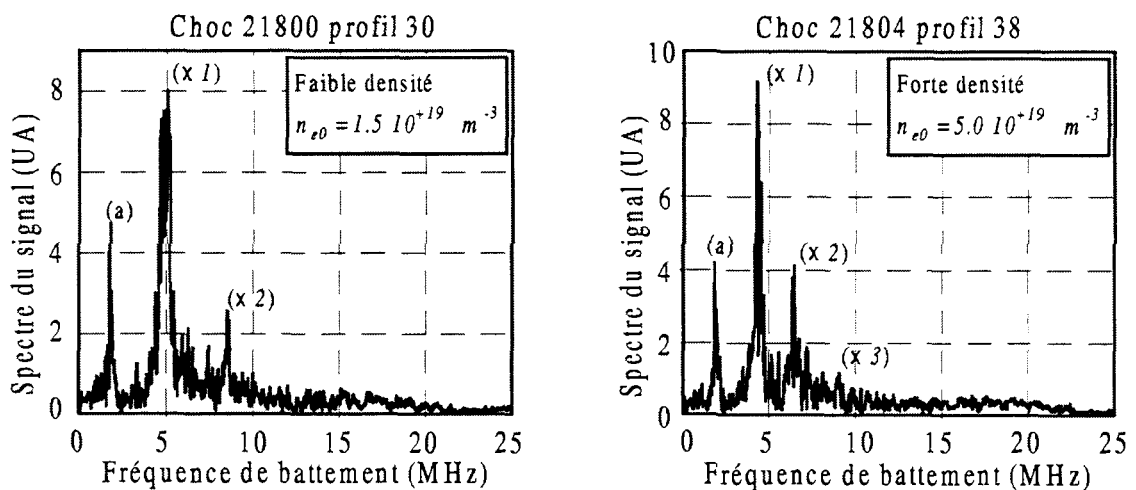


Figure 2-2 : Apparition des multi-réflexions pour deux plasmas de densité différente.

(a) est le couplage entre les antennes du réflectomètres.

(x n) est la réflexion d'ordre n.

2.2. Filtrage des signaux expérimentaux

Afin de distinguer la contribution de la réflexion principale et celle de la réflexion d'ordre 2 ou supérieur, il faut réaliser des balayages rapides de façon à avoir une fréquence de battement aussi élevée que possible. Ainsi, en décrivant la bande de fréquences en moins de $20\ \mu\text{s}$, les réflexions d'ordres supérieurs peuvent être séparées de la principale (Figure 2-2). Il est alors possible d'évaluer leurs effets sur le calcul du retard de groupe du signal sonde.

Le cas du choc 21287 est particulièrement significatif. Nous avons étudié le spectre du signal réfléchi ainsi que l'évolution de l'amplitude de la réflexion principale et de la double réflexion (Figure 2-3).

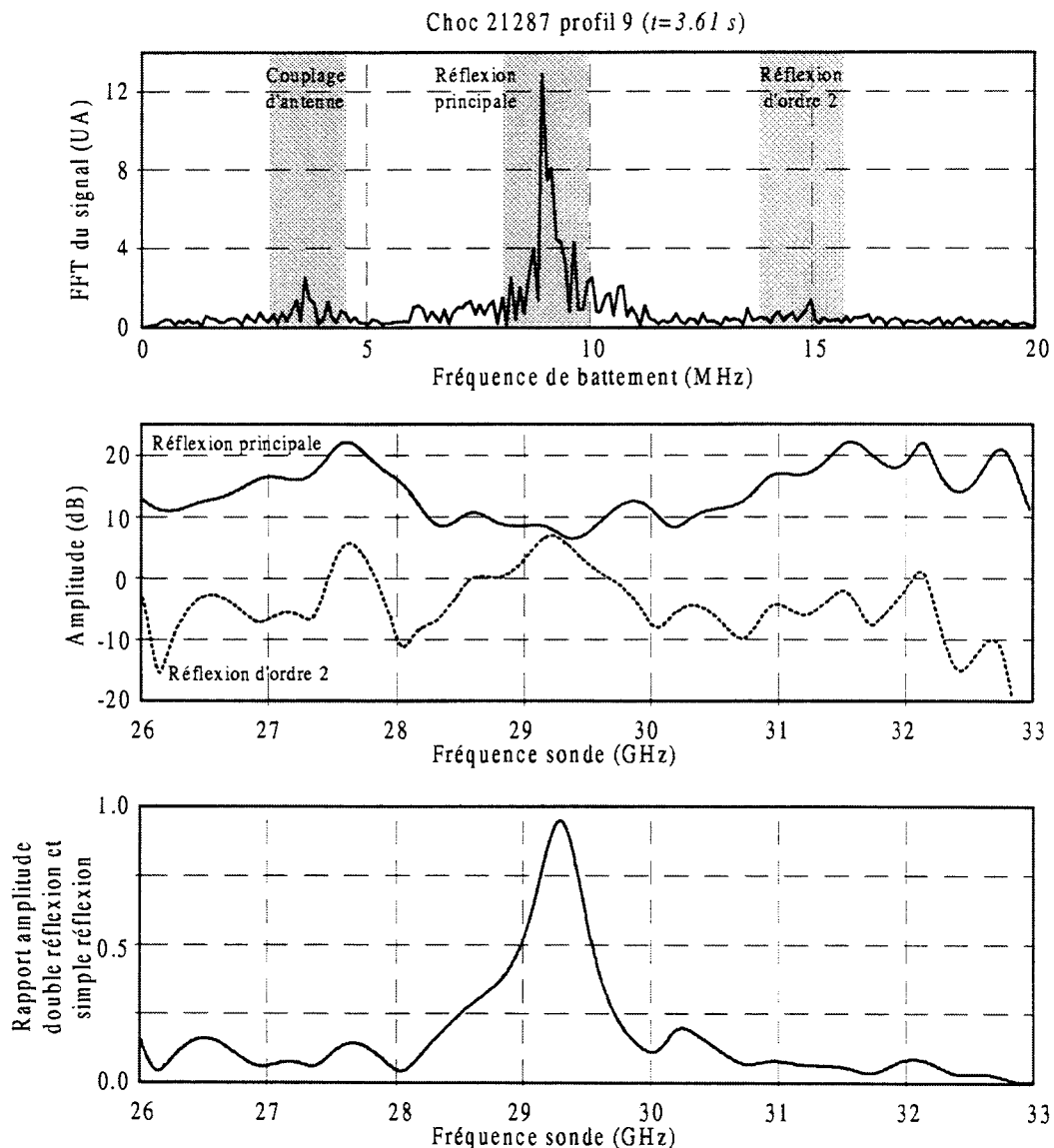


Figure 2-3 : Evolution de l'amplitude du signal relatif aux réflexions d'ordre 1 et d'ordre 2.

Le spectre du signal laisse apparaître les informations des multi-réflexions vers 15 MHz . Pour une raison physique encore inexpliquée liée aux conditions physiques et géométriques du plasma, le signal simple réflexion diminue entre 28 et 31 GHz alors que l'amplitude de celui de la réflexion d'ordre deux augmente jusqu'à devenir d'égale importance.

Pour calculer le retard de groupe de l'onde nous avons utilisé deux fenêtres de filtrage :

1 - entre 8 et 10 MHz afin de ne conserver que les informations de la réflexion principale (Figure 2-4b).

2 - entre 8 et 16 MHz pour étudier l'influence de la réflexion d'ordre 2 sur l'évaluation du retard de groupe (Figure 2-4a).

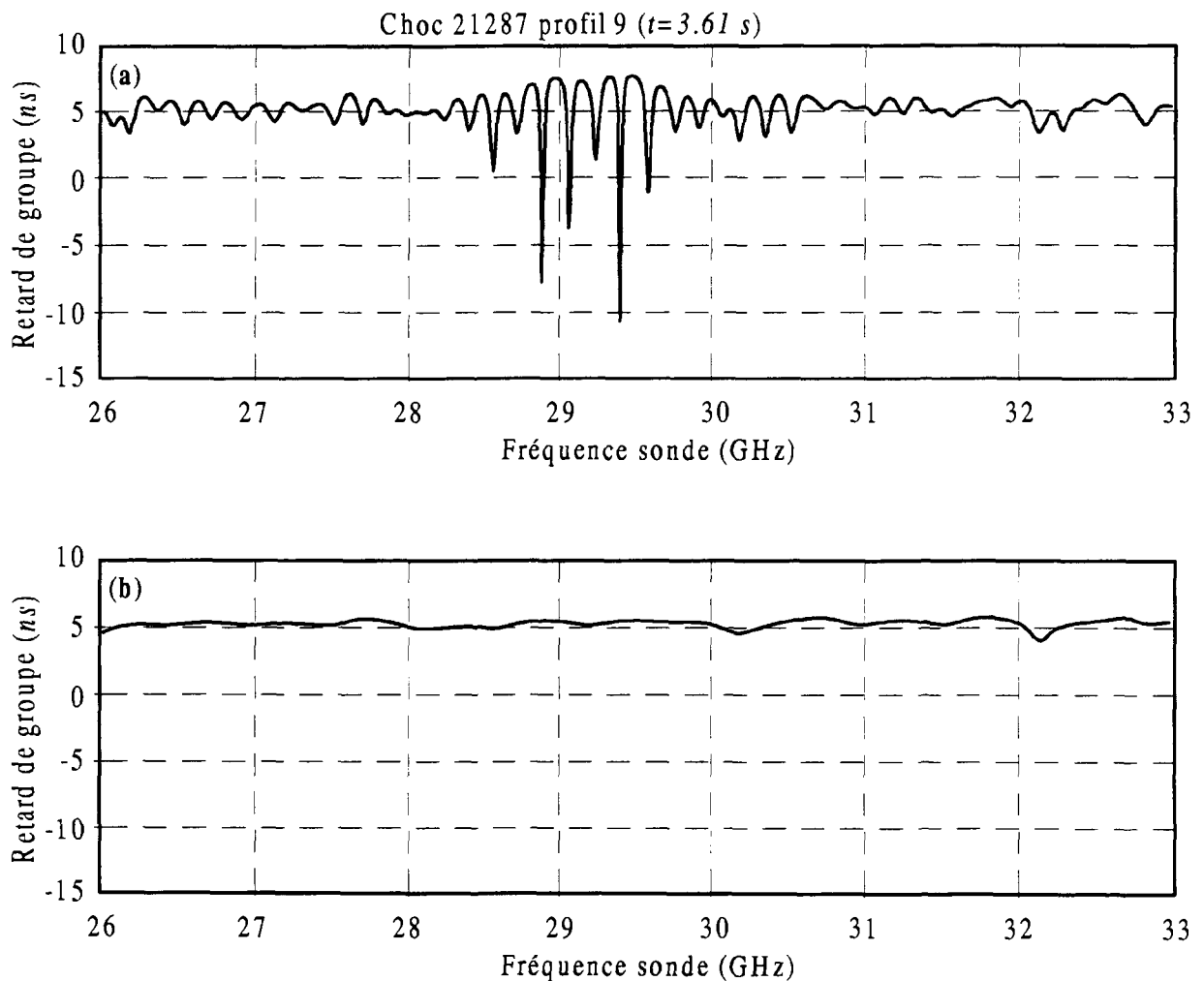


Figure 2-4 : Evolution du retard de groupe calculé en prenant en compte la réflexion d'ordre 2 (a) et en la supprimant (b).

Le retard de groupe calculé en ne considérant que la réflexion principale ne présente pas de perturbations importantes. En revanche, si le filtre choisi est suffisamment large pour prendre en compte les informations provenant d'une réflexion d'ordre supérieur, le temps de vol défini à partir du signal est fortement affecté. Il est d'autant plus perturbé que l'amplitude de la seconde réflexion prend de l'importance par rapport à la réflexion principale.

Afin de vérifier les effets des réflexions multiples sur le traitement, nous avons simulé un signal formé à partir de deux fréquences : l'une (100 kHz) représentant la réflexion principale et l'autre (205 kHz) celle d'ordre 2. Pour représenter au mieux les phénomènes observés sur plasma, l'amplitude de la seconde réflexion reste faible ($<1\%$ de la réflexion principale) sauf sur un intervalle de temps assez court (Figure 2-5)

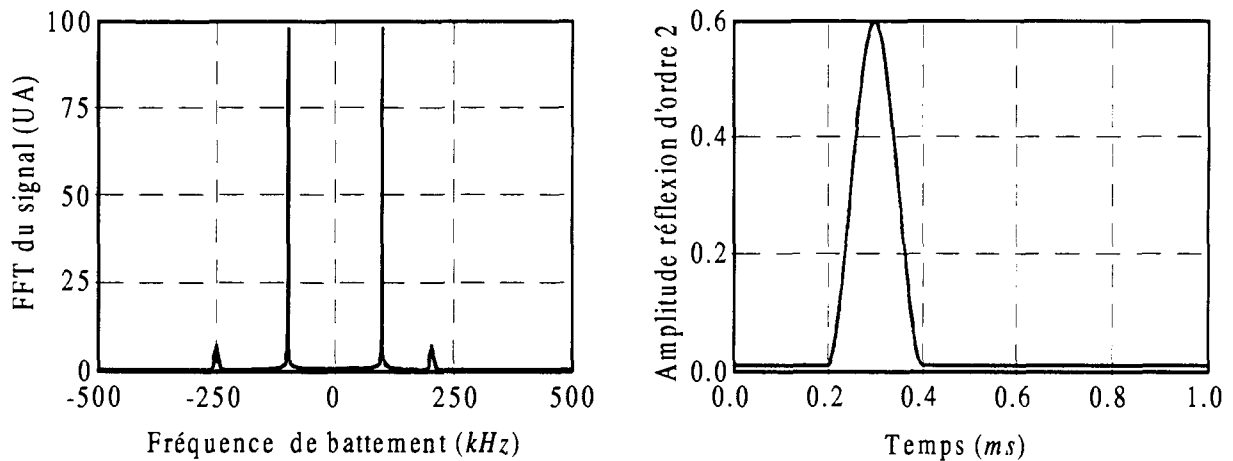


Figure 2-5 : simulation d'un signal comportant deux fréquences à 100 kHz et à 205 kHz avec une évolution temporelle de l'amplitude de la fréquence à 205 kHz qui simule l'apparition de la double réflexion.

Si on ne prend pas garde de filtrer correctement l'information provenant uniquement des simples réflexions, la phase extraite du signal est modulée à une fréquence égale à la différence des fréquences de battement entre la double et la simple réflexion. En effet en filtrant toutes les fréquences positives du spectre une modulation, dissymétrique, de la différence de phase apparaît pendant l'intervalle de temps où la double réflexion a une amplitude importante (Figure 2-6).

De plus, même lorsque le niveau de la seconde réflexion est très faible ($0 < t < 0.2$ et $0.4 < t < 1$ ms), nous pouvons observer de petites oscillations du retard de groupe qui traduisent la présence de la seconde réflexion (Figure 2-6).

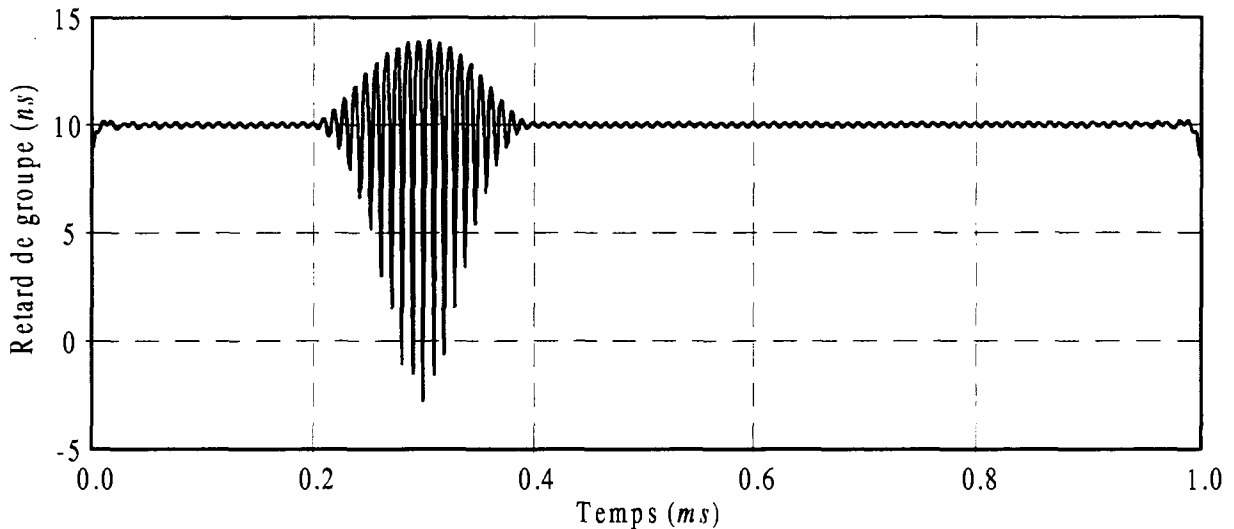


Figure 2-6 : Retard de groupe calculé si l'on filtre toutes les fréquences positives (0-500 kHz).

3. Comparaison des détections homodyne et hétérodyne

Les réflectomètres homodyne (voie 1 : 25-35 GHz) et hétérodyne (26-36 GHz) sont balayés en même temps ce qui permet une bonne comparaison des signaux dans des conditions de plasma identiques.

La Figure 3-1 représente les transformées de Fourier glissantes des signaux des réflectomètres hétérodyne et homodyne et l'amplitude de la bande de fréquences sonde supérieure du système hétérodyne pour un balayage en 1 ms. Les signaux ont une longueur de 1024 points, la transformée de Fourier glissante a été effectuée sur les fenêtres de 64 points et un décalage de 4 points.

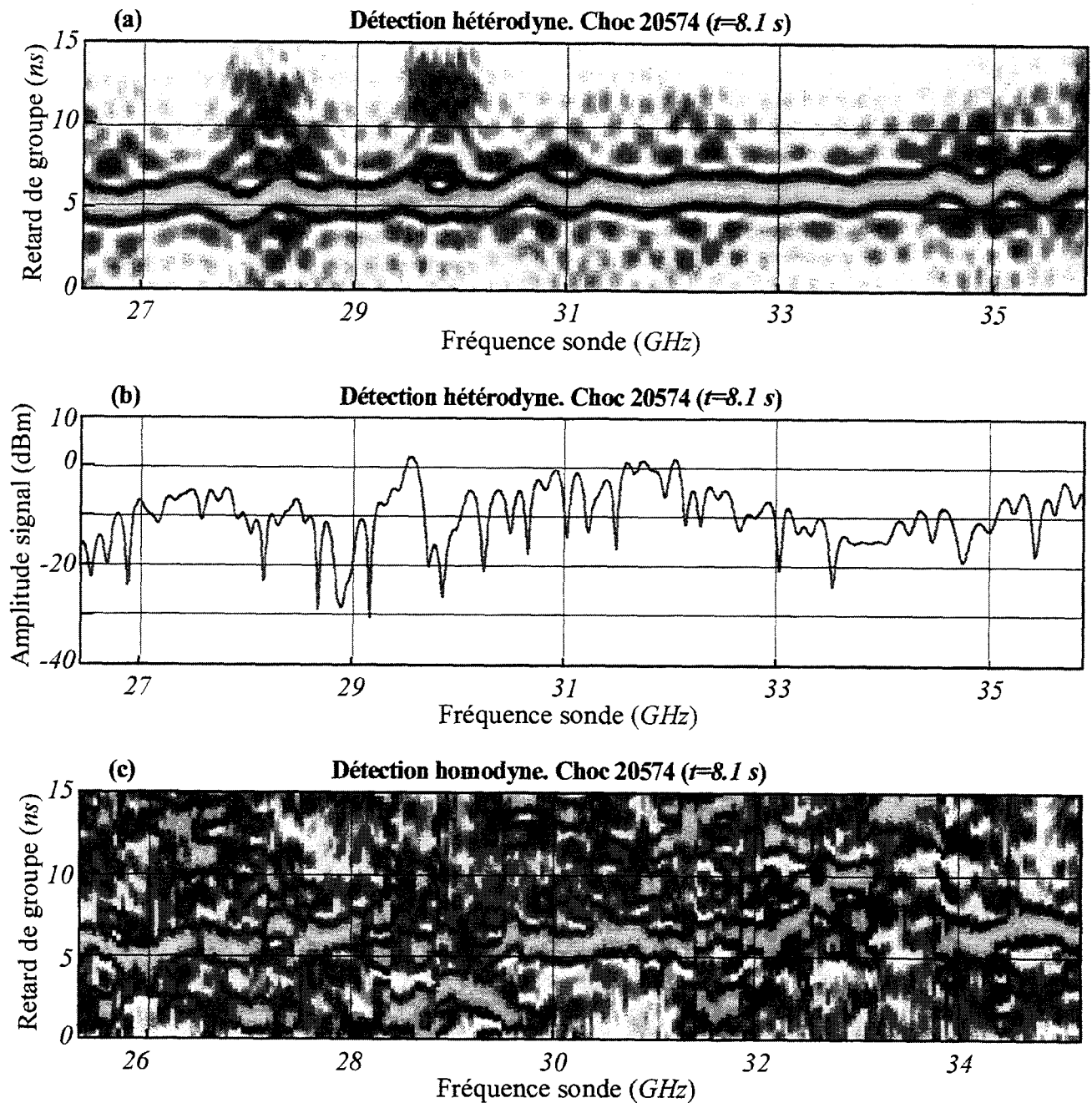


Figure 3-1 : (a) Transformée de Fourier glissante du signal de la bande de fréquences supérieure du réflectomètre hétérodyne,
 (b) Amplitude du signal sonde de fréquences supérieur du réflectomètre hétérodyne,
 (c) Transformée de Fourier glissante du signal du réflectomètre homodyne.

Avec la détection hétérodyne, la position de la couche de réflexion est toujours bien définie et ne présente que très peu de perturbations. En revanche, avec la détection homodyne, l'information du plasma est très perturbée et même parfois complètement perdue.

On constate que l'amplitude des faisceaux sonde du réflectomètre hétérodyne varie de façon très importante et présente des pertes de puissance supérieures à 30 dB (Figure 3-1b). C'est ce qui explique les problèmes rencontrés par le réflectomètre homodyne. En effet, le niveau du signal reçu n'est parfois plus suffisant pour permettre à ce type de détection de fournir de bonnes mesures du déphasage. Par contre, le réflectomètre hétérodyne n'est que très peu influencé par de telles pertes d'amplitude puisqu'il possède une dynamique suffisante (60 dB).

Pour vérifier l'effet des fluctuations d'amplitude sur le signal détecté, nous avons simplement divisé le signal de plasma par sa référence ; les informations d'amplitude et de phase sont alors toutes deux présentes sur le signal traité. La transformée de Fourier glissante d'un tel signal ne laisse pas apparaître de dégradation importante sur l'évaluation de la position de la couche de coupure.

Ces études nous permettent de conclure que :

- le signal allant sonder le plasma revient avec des **variations d'amplitudes importantes** qui peuvent dépasser 30 à 40 dB,
- la **dynamique de la détection est primordiale** pour garder l'information sur la phase du signal,
- il est **préférable, mais pas indispensable, de séparer l'amplitude et la phase du signal** pour traiter les données.

4. Reconstruction des profils de densité

Dans cette partie, nous montrons des exemples de profils de densité obtenus avec le réflectomètre hétérodyne. La Figure 4-1 donne un aperçu du principe utilisé par les différentes méthodes (mesure de la phase absolue et de la différence de phase) (partie IV) pour calculer un profil de densité à partir des signaux bruts de ce diagnostic.

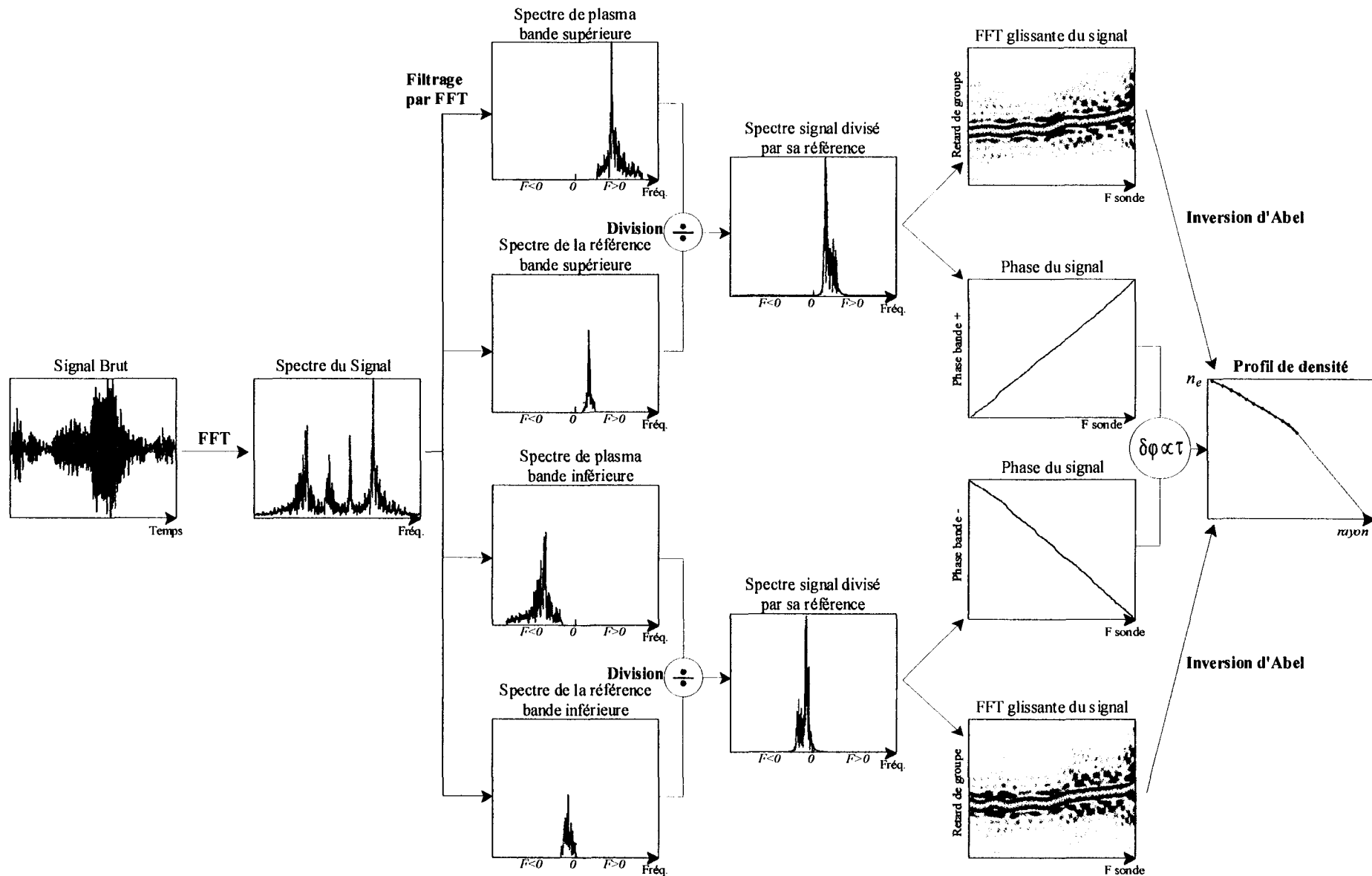


Figure 4-1 : Traitement du signal et différentes méthodes utilisées pour reconstruire un profil de densité à partir des données brutes du réflectomètre hétérodyne.

4.1. Profil de densité par transformée de Fourier glissante

Nous avons pris en compte les informations des deux fréquences sonde $2(F_c + F_m)$ et $2(F_c - F_m)$ séparément. Ceci nous donne accès à deux profils de densité indépendants. Nous avons alors comparé les résultats obtenus avec les différents diagnostics de mesure de la densité sur Tore Supra (Figure 4-2).

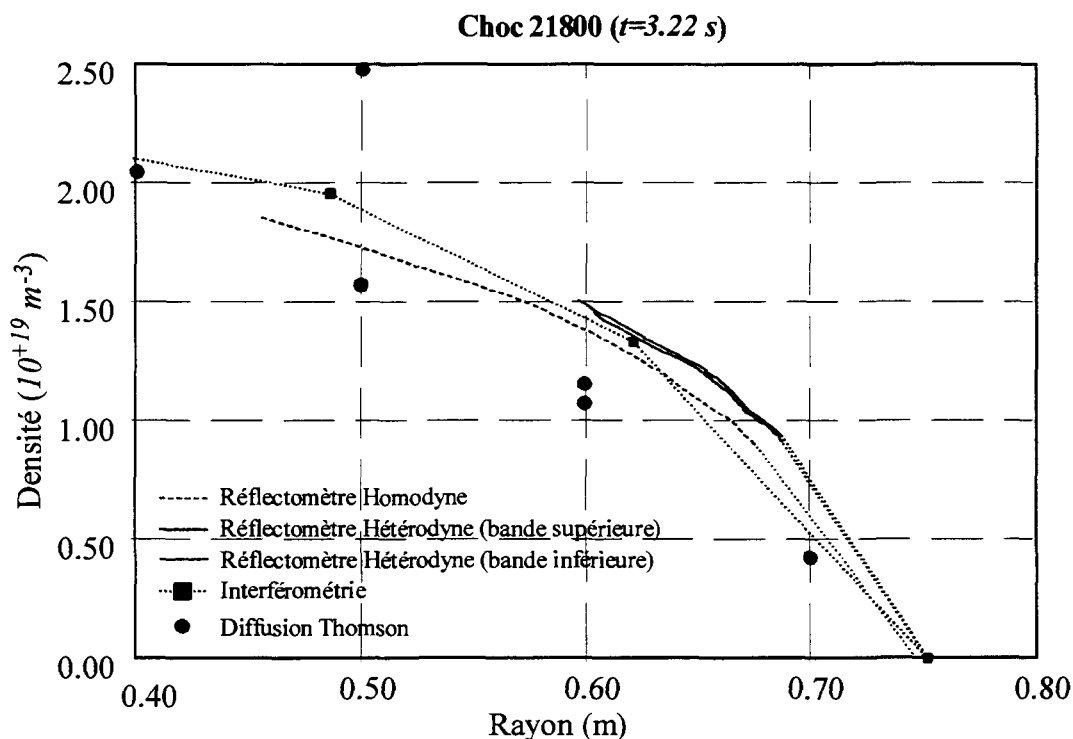


Figure 4-2 : Exemple de profil de densité obtenu avec les diagnostics de tore Supra : les réflectomètres homodyne et hétérodyne (profils avec un balayage en 1 ms), l'interférométrie et la diffusion Thomson.

L'interférométrie permet de définir un profil de densité formé de cinq points (du bord au centre de la décharge). La diffusion Thomson, quant à elle, fournit douze mesures discrètes de densité. Seule la réflectométrie donne accès avec suffisamment de précision à la densité électronique au bord de la décharge et permet aussi une mesure de gradient à condition d'avoir su s'affranchir de l'approximation de bord (Partie II) qui est représenté ici par des traits plus fins en pointillé.

Nous constatons que les profils de densité définis à partir des deux bandes de fréquences du réflectomètre hétérodyne sont très proches l'un de l'autre. Un avantage de cette technique est de pouvoir établir un profil même si l'information d'un des faisceaux sonde est perturbée. De plus, cette figure montre que les données de tous les diagnostics de Tore Supra sont relativement compatibles entre elles.

4.2. Profils de densité par différence de phase

Les mesures des profils de densité par différence de phase ou modulation d'amplitude sont des techniques qui connaissent à l'heure actuelle un certain succès [Han95, Hir96, Lun95^a, Lun95^b, Pin97, Zer97]. L'idée qui motive cette méthode de mesure est qu'en envoyant simultanément deux ondes de fréquences très proches dans le plasma, elles se réfléchissent sur deux couches de coupure très peu éloignées. Si la distance entre ces deux réflexions est inférieure à la longueur radiale de corrélation de la turbulence, on doit pouvoir s'affranchir des effets de fluctuation sur la phase. Le réflectomètre hétérodyne permet aussi de tester cette méthode.

Tout d'abord, les informations relatives à chaque fréquences sonde sont extraites et divisées par leur référence respective afin de s'affranchir du déphasage introduit par le trajet dans les guides d'onde (cf. partie IV, eq. (2-7) et (2-8)). En calculant alors la différence de phase de chacun des signaux, il vient :

$$\delta\varphi = (\varphi_{b+} - \varphi_{ref+}) - (\varphi_{b-} - \varphi_{ref-})$$

Les déphasages φ_{ref+} et φ_{ref-} sont équivalents à une réflexion sur un miroir placé dans le vide à une distance d des antennes, leur différence est une constante. Dans ce cas, $\delta\varphi$ s'écrit :

$$\delta\varphi(F) = \varphi_{b+}(F) - \varphi_{b-}(F) + cte \quad (4-1)$$

Le retard de groupe associé à ce déphasage est donné par : $\tau(F) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\varphi(F)}{2F_m}$.

Nous avons utilisé cette méthode pour définir le retard de groupe associé aux deux fréquences sonde ainsi que le profil de densité correspondant (Figure 4-3). Pour le cas étudié ici, la durée du balayage était de $\Delta t = 20 \mu s$.

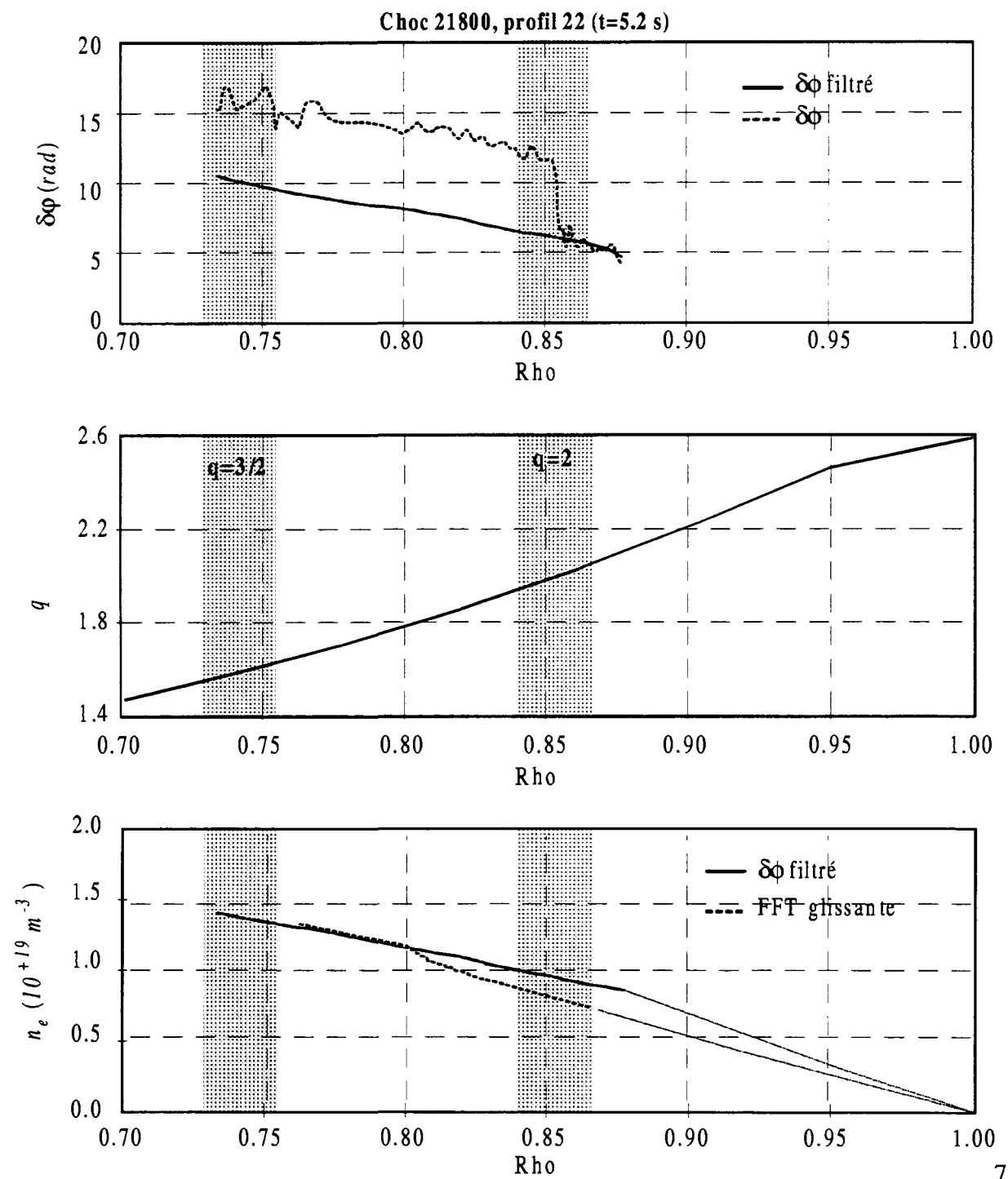


Figure 4-3 : Exemple de calcul de retard de groupe et de profil de densité par différence de phase.

- (a) Différence de phase non filtrée (trait pointillé), et filtrée (trait plein).
- (b) Profil du facteur de sécurité.
- (c) Profil de densité par différence de phase filtrée et par FFT glissante.

Les variations observées sur la différence de phase non filtrée traduisent les perturbations de la phase de chacun des deux faisceaux sonde. Elles sont assez faibles excepté autour des surfaces rationnelles $q=2$ et $q=3/2$ (Figure 4-3a et b) où leur amplitude augmente. On peut même observer un important saut de phase correspondant à la traversée de la surface $q=2$.

En appliquant un filtre passe bas de 200 kHz de bande passante sur le signal contenant l'information de la différence de phase, cette dernière croît lentement. Toutes les oscillations ont été supprimées, y compris le saut de phase à $\rho \approx 0.86$.

Nous avons étudié les profils de densité obtenus à partir de la différence de phase filtrée et de la transformée de Fourier glissante (Figure 4-3c). Nous n'avons pas traité le cas de la différence de phase non filtrée car les oscillations de phase perturbent énormément le profil de densité. Les deux profils tracés suivent les mêmes variations montrant ainsi que les méthodes employées pour calculer le retard (différence de phase et transformée de Fourier glissante) sont parfaitement compatibles.

Ainsi, la mesure des profils de densité par différence de phase ne peut être faite qu'en filtrant assez étroitement le signal (par exemple $0 - 200\text{ kHz}$ pour un balayage en $20\text{ }\mu\text{s}$). afin d'éliminer toute variation trop rapide de la phase.

Remarque : Nous avons aussi vérifié lors de cette étude que l'écart entre les deux couches de coupures sondées par les fréquences $2(F_c + F_m)$ et $2(F_c - F_m)$ est inférieur à 1 cm , c'est à dire inférieur à la longueur de corrélation de la turbulence [Han90, San92, Rho92].

5. Amplitude et phase des signaux - Effet de la turbulence

5.1. Etude de l'influence de la vitesse de balayage

A l'origine, l'idée d'effectuer des balayages rapides en fréquence pour s'affranchir de l'aspect temporel de la turbulence a été proposée par M.E. Manso [Man94]. Jusqu'à présent, les réflectomètres à détection hétérodyne utilisaient une boucle à verrouillage de phase pour contrôler la différence de fréquences entre deux sources micro-onde balayées simultanément [Hir96, Han94, Han95]. Mais, cette technique de contre-réaction représente une très sévère limitation pour la réalisation de balayages rapides. En revanche, notre système n'est pas soumis à ce type de contraintes (Partie IV, chapitre 1.1), ainsi, nous avons pu effectuer des mesures jusqu'à un balayage complet de la bande de fréquences en $10\ \mu\text{s}$.

Nous avons alors choisi trois décharges plasma identiques pour lesquelles nous avons wobulé la source micro-onde en $1\ \text{ms}$, $100\ \mu\text{s}$ puis $10\ \mu\text{s}$. L'acquisition des signaux a été réalisée avec le même système (oscilloscope numérique LeCroy334) et des fréquences d'échantillonnage différentes (respectivement $1\ \text{MHz}$, $10\ \text{MHz}$ et $100\ \text{MHz}$) afin de pouvoir comparer directement les résultats. Nous avons étudié les perturbations qui apparaissent sur le retard de groupe pour ces trois vitesses de balayage (Figure 5-1).

Lorsque la bande de fréquences est décrite en $1\ \text{ms}$, de très nombreuses perturbations sur le retard de groupe sont présentes. Un lissage sur 64 points permet de s'affranchir en partie de ces nombreux sauts mais il ne résout pas tous les problèmes, surtout si une grosse perturbation est présente. Pour un balayage en $100\ \mu\text{s}$, les sauts sont moins nombreux : le retard de groupe est mieux défini. Enfin, à $10\ \mu\text{s}$, les perturbations sont encore plus rares, **dans ce cas, le profil de densité peut toujours être reconstruit.**

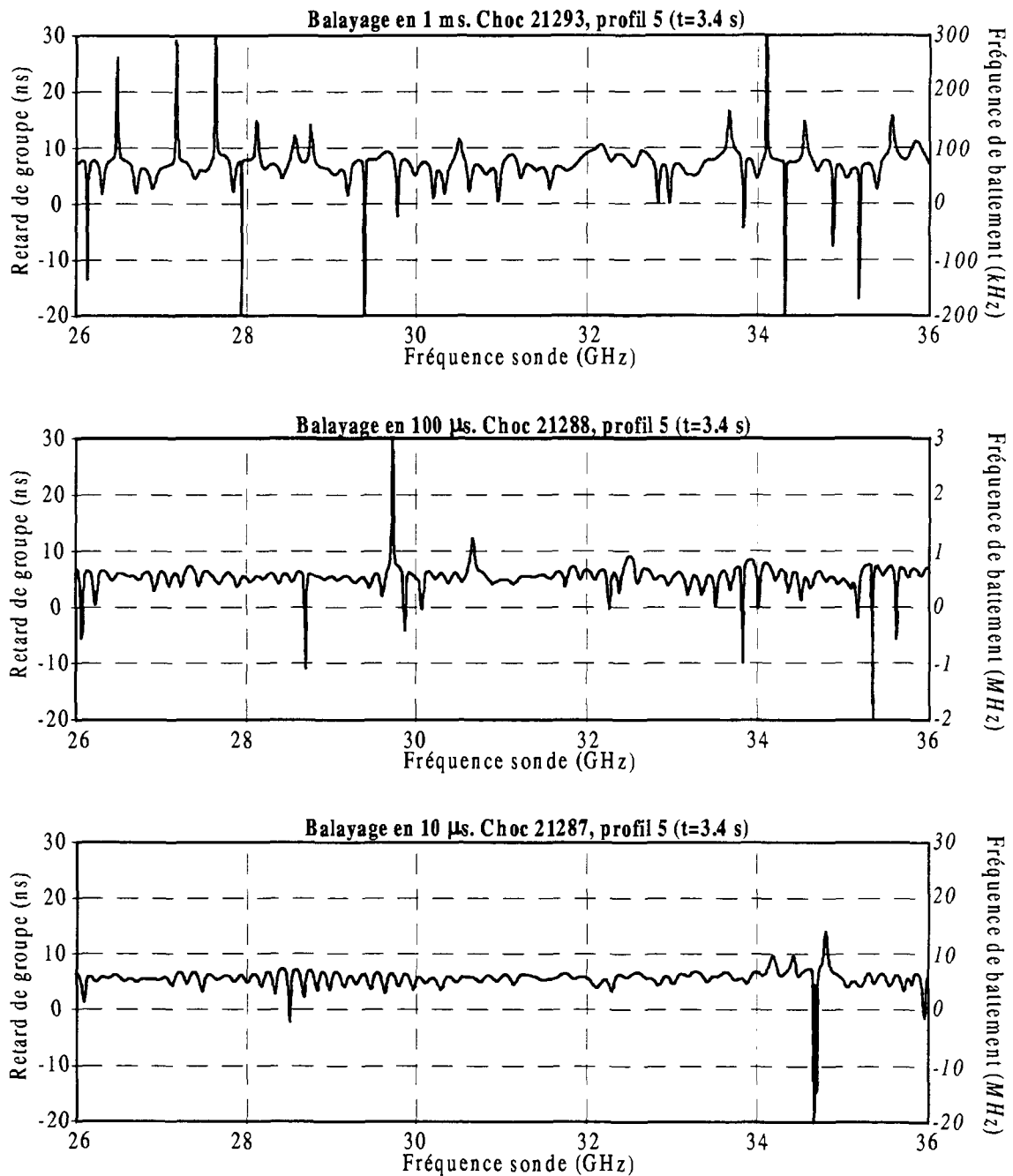


Figure 5-1 : Exemple d'évolution du retard de groupe pour trois vitesses de balayage.

Nous avons vu dans la partie II que la phase du signal est formée à partir d'un terme représentant la position de la couche de coupure noté $F_b(t)$ (fréquence de battement) et d'un terme fluctuant ($\tilde{f}(t)$) introduit par la turbulence du plasma. Ce dernier a tendance à élargir le spectre du signal de typiquement 300 kHz (Figure 5-2).

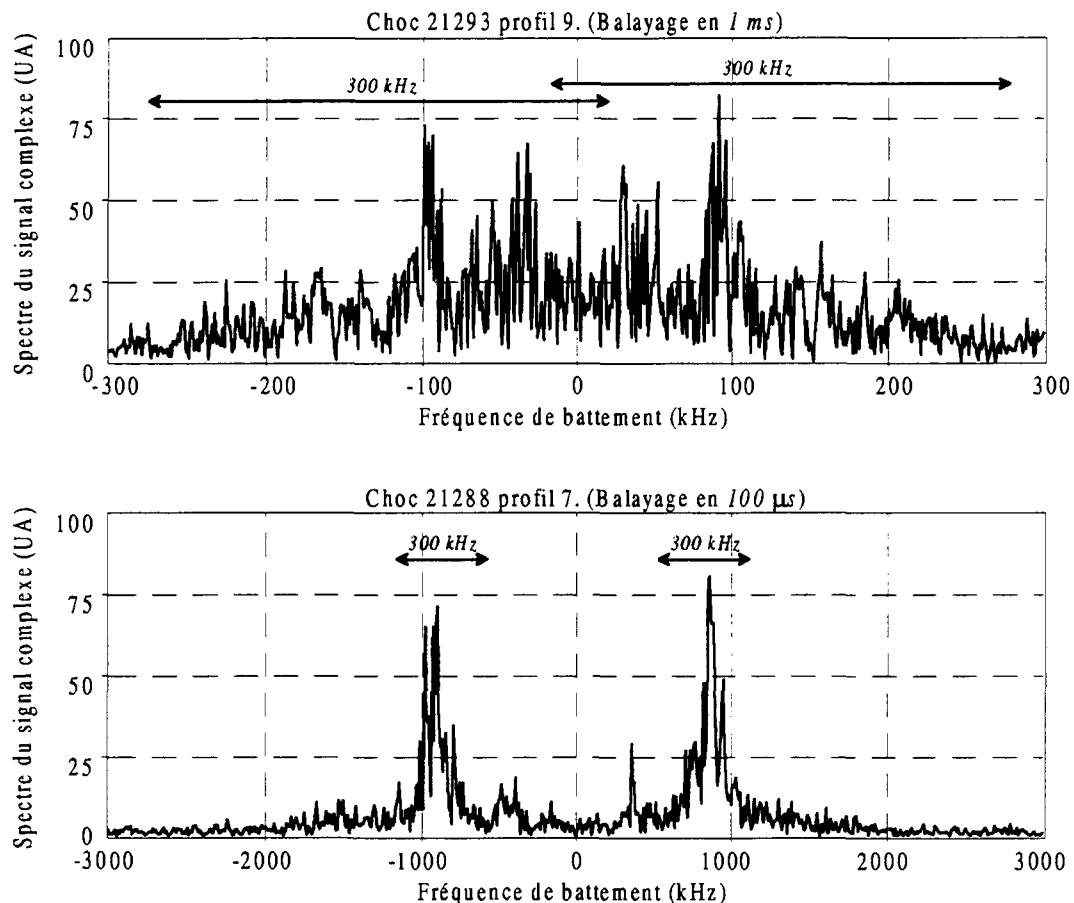


Figure 5-2 : Exemple de spectres obtenus pendant plasma, pour des balayages en 1 ms et 100 μ s. Elargissement du spectre dû à la turbulence du plasma (terme $\tilde{f}(t)$).

Pour des balayages d'une milliseconde, où la fréquence de battement ne vaut qu'une centaine de kilohertz, cet effet peut avoir une grande importance et perturber énormément les mesures : une erreur de 1 kHz sur la fréquence de battement conduit à une erreur de 0.1 ns sur le retard de groupe (3 cm dans le vide). Par contre lors de balayage en 10 μ s, la fréquence de battement est typiquement de l'ordre d'une dizaine de mégahertz, l'influence d'un élargissement du spectre de 300 kHz est donc beaucoup moins important. Une erreur sur la fréquence de battement de 1 kHz, ne correspond plus qu'à une incertitude sur le retard de groupe de 1 ps. En fait, avec une telle vitesse de balayage l'élargissement du spectre est principalement dû à l'évolution de la fréquence de battement du signal (évolution de la position de la couche de coupure sondée) qui est de l'ordre du mégahertz pour la cas du réflectomètre hétérodyne.

5.2. Séparation de l'amplitude et de la phase des signaux

Pour séparer l'amplitude et la phase des signaux du réflectomètre hétérodyne, il est impératif de filtrer le signal sur la bande spectrale la plus large possible tout en séparant les informations relatives à chacune des bandes de fréquences.

Lors de balayages en 1 ms , les faibles fréquences de battement introduites par le déphasage du plasma ($F_b \approx 100\text{ kHz}$) et l'élargissement du spectre dû aux fluctuations de densité ($> 300\text{ kHz}$) ne permettent pas de différencier les spectres relatifs aux fréquences sonde supérieure et inférieure (Figure 5-2). Ainsi, lors d'un **balayage en 1 ms , il est impossible de séparer les informations de phase et d'amplitude** de chacune des bandes de fréquences. Les sauts d'amplitude et de phase apparaissant sur une des deux bandes sonde se répercutent alors inévitablement sur l'autre après filtrage. Les perturbations apparaissent parfaitement corrélées temporellement plutôt que fréquentiellement (Figure 5-3).

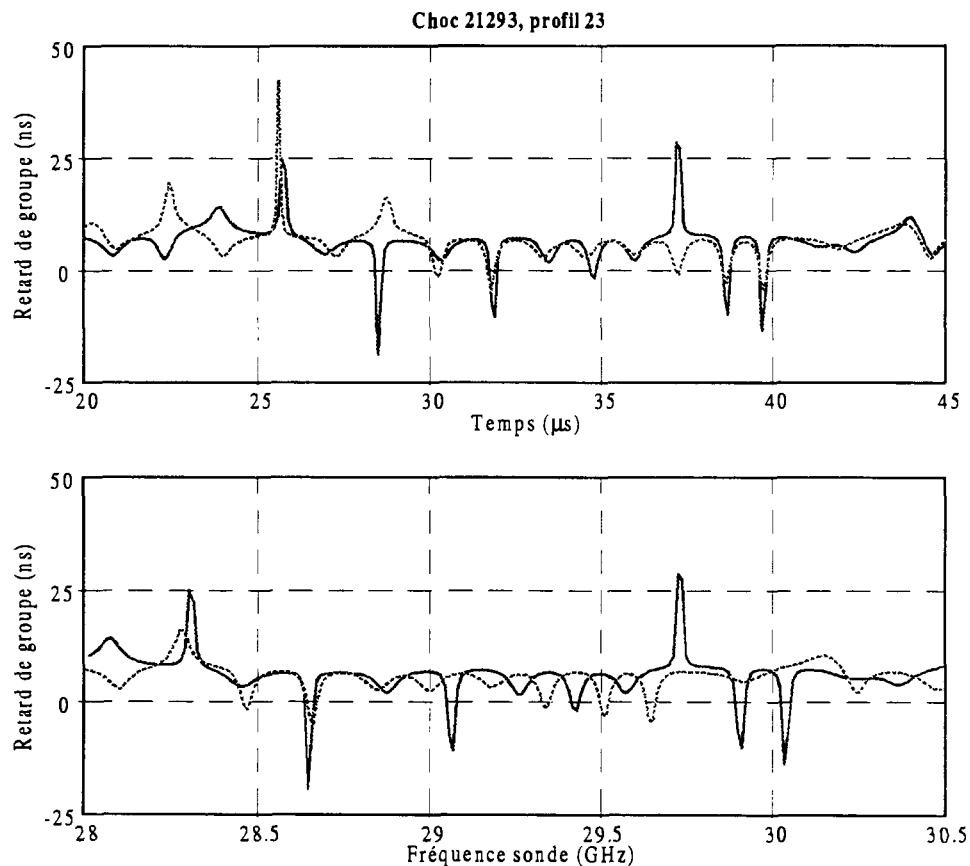


Figure 5-3 : Evolution des retards de groupe calculés à partir de la fréquence sonde supérieure (traits pleins) et de la fréquence sonde inférieure (traits pointillés) en fonction du temps ou de la fréquence pour un balayage en $100\text{ }\mu\text{s}$.

Quand la source micro-onde est wobulée sur toute sa gamme de fréquences en moins de $100\ \mu\text{s}$, les fréquences de battement introduites par le plasma sont suffisamment élevées pour pouvoir négliger les recouvrements spectraux dus à la turbulence du plasma (Figure 5-2). Dans ce cas, les informations de phase et d'amplitude relatives aux deux fréquences sonde peuvent être séparées car, il est possible de définir une fenêtre de filtrage assez large pour ne pas tronquer d'information sur le spectre (Figure 5-4). Les fenêtres choisies sont suffisamment larges pour prendre en compte les multi-réflexions du signal mettant alors plus facilement toute perturbation du plasma.

Lorsque la durée du balayage est de $10\ \mu\text{s}$, on peut considérer que les informations contenues sur chacune des bandes de fréquences sont parfaitement séparées. Temporellement, aucune corrélation n'est observée, les perturbations sur la bande inférieure apparaissent après celle de la bande supérieure. **Ceci constitue un critère de la bonne séparation de l'amplitude et de la phase de chacune des deux fréquences sonde.**

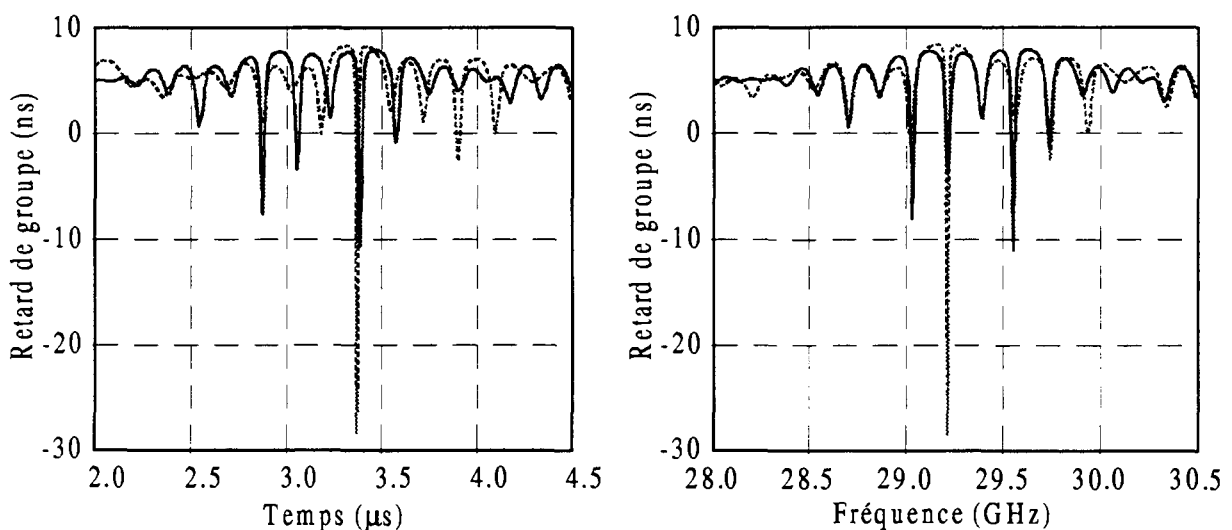


Figure 5-4 : Evolution du retard de groupe et de l'amplitude de la fréquence sonde supérieure (traits pleins) et de la fréquence sonde inférieure (traits pointillés) en fonction du temps ou de la fréquence. Vitesse de balayage $10\ \mu\text{s}$.

En revanche, du point de vue fréquentiel, une parfaite correspondance entre les modulations de phase des deux bandes est observée. On en déduit alors que la **turbulence n'a pas évolué sur l'échelle de temps correspondant au passage des deux faisceaux sonde sur la même couche de coupure** (une même couche de coupure est sondée par les deux ondes avec

un écart temporel de $0.32 \mu s$) puisque les effets des multi-réflexions se font sentir lors de la traversée des mêmes couches de coupure.

En mesurant la gamme de fréquences sur laquelle le signal est modulé (Figure 5-4) et en utilisant un profil de densité, il est possible de remonter à la **largeur radiale de ce type de perturbation**. L'extension de cette dernière est de **quelques centimètres** pour la plupart des cas observés.

Le fait d'observer séparément les perturbations sur deux bandes de fréquences envoyées simultanément dans le plasma et se réfléchissant sur deux couches de coupures distantes de quelques millimètres ($\Delta F = 320 \text{ MHz}$) permet aussi de conclure que **la réflexion de l'onde est extrêmement localisée**. Des études théoriques tentent de définir l'épaisseur de la couche de réflexion [Sim85, Cav82]. Elles donnent des relations qui dépendent principalement de la longueur de gradient locale de la densité. Toutefois, les choix effectués pour définir la zone de réflexion peuvent sembler plus ou moins arbitraires, par exemple F. Simonet [Sim85] choisit une épaisseur de 5χ où χ est l'abscisse normalisée définie dans la partie II eq. (3-8). Ces définitions donnent le plus souvent une épaisseur supérieure au centimètre. En fait, ce sont les perturbations présentes dans la zone de coupure qui définissent l'incertitude des mesures.

PARTIE VI :
CONCLUSION

1. Bilan des études réalisées

La réflectométrie est appelée à jouer un rôle de premier plan pour la mesure des profils de densité électronique, aussi bien sur Tore Supra (projet CIEL) que sur les futures machines, et en particulier ITER.

Cependant, l'influence de la turbulence du plasma sur la propagation de l'onde électromagnétique ainsi que la nature même de cette turbulence sont mal comprises. L'effet de cette turbulence sur le signal peut être dévastateur. Tout au long de cette étude, nous avons cherché à caractériser le signal perturbé, tenté d'identifier la turbulence et essayé d'améliorer la méthode de mesure.

Les études de la turbulence du plasma ont été réalisées à partir d'une base de données de plus de 300 chocs ohmiques. Nous avons alors pu mettre en évidence :

- le caractère résistif de cette turbulence. Ainsi, des instabilités de type MHD jouent un rôle important sur les perturbations du signal détecté. En considérant les résultats de Manso [Man97] qui font apparaître une asymétrie du niveau de fluctuations coté fort champ et bas champ, les modes de type ballooning semblent de bons candidats pour expliquer les perturbations du signal

- l'effet du rayonnement du plasma en démontrant qu'il est étroitement lié à la résistivité du milieu.

- la présence de la surface rationnelle $q \geq 3$ dans le plasma exacerbe le niveau de turbulence, sans doute favorisé par l'apparition de couplage entre modes.

Le second aspect de ce travail a été d'améliorer la technique de réflectométrie. Nous avons alors développé, testé et installé sur Tore Supra un nouveau réflectomètre à détection hétérodyne. L'exploitation de ce diagnostic a permis de mettre en relief les points suivants :

- l'amplitude du signal ayant sondé le plasma chute parfois de plus de 30 dB. Il faut donc que la dynamique de la détection soit la plus grande possible.

- il faut réaliser des balayages ultra-rapides de la source hyperfréquence (en moins de 50 μ s) afin de « figer » le plasma et ainsi de séparer les aspects temporel et spatial de la turbulence. Dans de telles conditions, les perturbations du faisceau réfléchi sont très peu nombreuses.

- la très bonne localisation spatiale des mesures de réflectométrie. En effet, le comportement des deux faisceaux sonde n'est pas identique alors que leurs couches de coupures respectives ne sont distantes que de quelques millimètres.

- des multi-reflexions sur la couche de coupure peuvent apparaître et même devenir aussi importantes que la réflexion principale. Avec le réflectomètre utilisé, elles ne sont éliminées qu'avec un filtre numérique lors du traitement des signaux. Le choix d'un filtrage bien adapté est donc primordial car leur présence introduit une modulation d'amplitude et de phase des signaux détectés.

D'un point de vue technique, nous avons travaillé avec des nouveaux composants hyperfréquences tels qu'une source solide HTO ou un modulateur à bande latérale unique. Nous mettons en évidence que ce dernier ne doit en aucun cas être suivi d'un élément non linéaire (doubleur actif de fréquences par exemple) qui modifie l'amplitude relative de chaque fréquence du signal dégradant ainsi considérablement les caractéristiques du modulateur à bande latérale unique.

Afin d'effectuer des balayages en fréquence linéaires au cours du temps, une nouvelle procédure d'étalonnage des sources micro-ondes a été mise au point. Elle permet de prendre en compte l'aspect dynamique du balayage ainsi que l'ensemble de la chaîne de mesure. L'utilisation de cet étalonnage est d'autant plus importante que la vitesse de balayage est élevée et s'est avérée indispensable pour les mesures en moins de 50 μ s.

Des mesures de profils de densité électronique par différence de phase ont aussi été réalisées avec le nouveau réflectomètre. Elles ont démontré l'importance de filtrer assez

étroitement le signal détecté pour éliminer les sauts de phases qui subsistent avec cette technique.

La gamme de fréquences du nouveau réflectomètre hétérodyne ne couvre qu'une seule bande micro-onde (26 - 36 GHz). Les mesures réalisées ne permettent donc pas de couvrir tout le plasma. Pourtant, les caractéristiques de ce diagnostic en font un bon outil pour étudier et comprendre l'influence de la turbulence du plasma sur le signal détecté sur une zone restreinte du plasma.

Enfin, la séparation de l'amplitude et de la phase des faisceaux sonde doit être faite avec beaucoup de précautions : choix d'une fenêtre de forme carrée et vérifier que le spectre n'a pas été tronqué. De plus, cette opération n'est réalisable qu'avec une vitesse de balayage inférieure à 100 μ s pour laquelle les fréquences de battement sont suffisamment élevées pour séparer correctement les contributions de chacune des deux bandes de fréquences.

2. Perspectives

Ce réflectomètre hétérodyne ne permet pas de mesurer les fluctuations de densité car les informations contenues sur les deux fréquences sonde, $2(F_c + F_m)$ et $2(F_c - F_m)$ (où F_c est la fréquence de la porteuse ($13 < F_c < 18$ GHz) et F_m est la fréquence de modulation ($F_m = 80$ MHz)) se mélangent. Néanmoins, en adaptant le système de détection, il serait possible d'extraire les informations provenant de la fréquence sonde $2 F_c$ qui est toujours produite par le mélangeur. Cette solution permettrait de mesurer alternativement le profil de densité en balayant en fréquence et les fluctuations en redescendant par palier jusqu'à la fréquence initiale du balayage.

Les résultats sont fortement améliorés avec la vitesse de balayage. Pourtant, avec le montage utilisé, il est impossible de descendre en-dessous de 10 μ s car le signal détecté devient non reproductible par endroits, malgré l'étalonnage automatique de la source. Il semble que la

limite de fonctionnement d'un composant soit atteinte. Il conviendra à l'avenir d'étudier précisément le comportement dynamique des composants du réflectomètre.

Le choix des antennes pour un réflectomètre est une opération difficile. En effet, les contraintes sont très différentes pour la mesure des profils ou des fluctuations de densité [Con97]. Ainsi, dans le premier cas, il est préférable de ne pas avoir un gain trop important pour obtenir un éclairage de la couche de coupure assez large et atténuer l'effet des fluctuations. En revanche, il faut bien orienter les antennes perpendiculairement aux surfaces magnétique pour éviter d'être perturbé par un effet Doppler introduit par la rotation du plasma [Gro97]. L'étude de l'influence du gain des antennes sur les pertes de signal et de leur orientation pourrait être réalisée avec ce réflectomètre puisqu'il permet une mesure séparée de l'amplitude et de la phase des signaux sonde.

Enfin, dans le cadre du projet CIEL, un remaniement des diagnostics actuels de Tore Supra est nécessaire. L'évaluation des performances (bilan d'énergie) des plasmas demande principalement des mesures de densité et de température sur toute la largeur du plasma. De plus, il sera très important de connaître le flux de particules tombant sur les limiteurs. Des nouvelles missions ont alors été définies pour la réflectométrie :

1 - réaliser des profils de densité depuis l'extrême bord du plasma jusqu'à un rayon de $r/a=0.8$, pour compléter les données de l'interférométrie et de la diffusion Thomson.

2 - mesurer le profil de fluctuation de densité au centre de la décharge. Ceci permettra en particulier d'étudier les divers régimes de confinement du plasma.

Ces contraintes impliquent de développer, pour la mesure des profils de densité, des systèmes travaillant en mode extraordinaire afin de pouvoir mesurer de très faibles densité. Les études réalisées au cours de ce travail de thèse vont alors servir comme point de départ pour la définition et le développement des nouveaux réflectomètres qui vont être utilisés sur le projet CIEL.

RÉFÉRENCES

Références de la partie I

- [Cea87] Equipe TFR, « La fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique », Collection CEA, édition MASSON, 1987.
- [Gol84] R.J. Goldston et al., Plasma Physics and Controlled Fusion, **26**, p. 87, 1984.
- [Gon78] A. Gondhalekar et al. Proceedings of 7th Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion research, International conference, Innsbruk, 1978, Vol. 1 p. 199.
- [Hin76] F.L. Hinton, R.D. Hazeltine. Review of modern physics **48**, p. 239. 1976.
- [Hoa96] G.T. Hoang et al. Rapport CEA-EURATOM EUR-CEA-FC-1582, 1996.
- [Law57] J.D. Lawson, Proceedings of the Royal Physical Society, 1957, p7.
- [Lie85] C. Liewer et al. Review paper. Nuclear Fusion, Vol. **25** N° 5 p. 543, 1985.
- [Reb87] P.H. Rebut et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion research Proceeding of 11th IAEA, Vol. **2**, p. 187, International conference Kyoto, 1987.
- [Sta90] P.C. Stangeby et al. Review paper. Nuclear Fusion, Vol. **30** N° 7 p. 1225. 1990.
- [TFR80] Equipe TFR. Nuclear Fusion Vol. **20**, 10, p. 1227. 1980.

Références de la partie II

- [Bin93] H. Bindslev. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. **35**, p.1093, 1993
- [Bot87] Bottolier-Curtet et G. Ichtchenko. Review of Scientific Instruments **58** (4) p. 539, 1987.
- [Cla94] F. Clairet M. Paume et J.M. chareau. Controlled fusion and plasma physics, proceeding of 21st European conference Montpellier 1994, Vol. **18B** p. 1172.
- [Cla95] F. Clairet L. Colas P. Devynk et al. Controlled fusion and plasma physics, proceeding of 22nd European conference Bournemouth 1995, Vol. **19C** p. IV-101.
- [Clai97] F. Clairet Ph. Moreau et C. Laviron. 3rd reflectometry workshop for fusion plasma, Madrid, 1997.
- [Col73] R.J. Colchin. ORMAK, Technical memo N° 93. 1973.
- [Doy90^a] E.J. Doyle, T. Lehecka, Jr.N.C. Luhmann and W.A. Peebles. Review of Scientific Instruments **61** (10) p. 2896, 1990.
- [Doy90^b] E.J. Doyle, T. Lehecka, Jr.N.C. Luhmann and W.A. Peebles. Review of Scientific Instruments **61** (10) p. 3016, 1990.
- [Est90] T. Estrada, J. Sanchez, B. Branas and A.P. Navarro. Review of Scientific Instruments **61** (10) p. 3034, 1990.
- [Gin64] V.L. Ginzburg :« The propagation of electromagnetic waves in plasmas ». Pergamon press, 1964.
- [Han92] G.R. Hanson, J.B. Wilgen, T.S. Bigelow, I. Collazo and C.E. Thomas. Review of Scientific Instruments **63**, p. 4658, 1992.

- [Han94] G.R. Hanson, J.B. Wilgen, et al. Bulletin of American Physic Society. **39** p. 1560, 1994.
- [Han95] G.R. Hanson, J.B. Wilgen, T.S. Bigelow et al. Review of Scientific Instruments **66** (1) p. 863, 1995.
- [Har92] H.J. Hartfuss, J. Sanchez and T. Estrada. Review of scientific instruments **63** (10), p. 4653. 1992.
- [Hei94] S.H. Heijnen, P. Pavlo, M.R. de Baar et al. Controlled fusion and plasma physic, proceeding of 21st European conference Montpellier 1994, Vol. **18B** p. 1204.
- [Hir96] M. Hirsch, H.J. Hartfuss, T. Geist and E. de la Luna. Review of Scientific Instruments **67** (5) p. 1807, 1996.
- [Hub87] A.E. Hubbard, thèse : « Measurement of electron density on JET by microwave reflectometry », JET, 1987.
- [Hug97] C.A.J. Hugenholtz, J.F.M van Gelder, A.J.H Donné et al. 3rd reflectometry workshop for fusion plasma, Madrid, 1997. En cours d'impression.
- [Kim95] W. Kim et al. Review of Scientific Instruments **66** p. 1229, 1995.
- [Lav95] C. Laviron, P. Millot and R. Prentice. Plasma Physics and Controlled Fusion Vol **37**, p. 975, 1995.
- [Lav96] C. Laviron, A.J.H. Donné, M.E. Manso and J. Sanchez. Review article. Plasma Physics and Controlled Fusion **38** p. 905, 1996.
- [Lun95] E. de la Luna, G. Hanson, J. Sanchez et al. Plasma Physic and Controlled Fusion **37** p. 925, 1995.

- [Man90] M.E Manso, F. Serra, A. Silva et al. Proceeding of 17th European conference Amsterdam 1990, Vol. **14B** p. 1560.
- [Maz92] E. Mazzucato. Physic Fluid B **4** (10), p. 3460, 1992.
- [Mic95] Y. Michelot, thèse : « La transmission d'ondes cyclotroniques électronique : une approche nouvelle pour caractériser les fonctions de distribution électronique des plasmas chauds de tokamak », Université de Paris VI, 1995.
- [Mor93] Ph. Moreau. Stage de DEA : « Calcul de la densité électronique sur la dernière surface magnétique fermée a partir des données de la réflectométrie », 1993
- [Mor95] Ph. Moreau, F. Clairet et C. Laviron : « Notions d'analyse temps-fréquence : application à la transformée en ondelettes ». Note de travail physique N° 117. Communication privée, 1995.
- [Mor97] Ph. Moreau, F. Clairet et c. Laviron. 3rd reflectometry workshop for fusion plasma, Madrid, 1997. En cours d'impression.
- [Pau92] M. Paume, J.M. Chareau et F. Clairet. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion research Proceedings of IAEA International conference, Abingdon, p. 21, 1992.
- [Pey92] Y. Peysson : « Etude comparative des méthodes d'inversion pour l'analyse des données expérimentales ». Communication privée, 1992.
- [Pre86] R. Prentice, A.E. Costley, J.A. Fessey and A.E. Hubbard. Basic and advanced techniques for fusion plasmas Proceedings. Course and Workshop Varenne, p. 451, 1986.
- [Que68] D. Quémada : « Ondes dans les plasmas », Herman collection, 1968.

- [She93] V.F. Shevshenko, A.A. Petrov, V.G. Petrov and U.A. Chaplygin. Controlled Fusion and Plasma Physics. Proceedings 20th European conference Lisbon, 1993, Vol. **17C III**, p. 1167.
- [She95] V.F. Shevshenko, T. Edlington, M. Gryaznevich et al. Proceeding of 22nd European conference Bournemouth, Vol. **19C IV** p. 421, 1995.
- [Sil95] A. Silva, L. Cupido, M.E. Manso et al. Proceeding of 22nd European conference Bournemouth, Vol. **19C** p. 413, 1995.
- [Sim85] F. Simonet, thèse : « Etude de la réflectométrie hyperfréquence en mode O et X pour la mesure du profil radial et des fluctuations locales de la densité électronique dans les plasmas de tokamaks », Université Nancy I, 1985.
- [Sip93] A.C.C. Sips and G.J. Kramer. Plasma Physics and Controlled Fusion Vol **35**, p. 743, 1993.
- [TFR85] TFR Group. Plasma Physics and Controlled Fusion Vol **27** N° 11, p. 1299, 1985.
- [Ver87] V.A. Vershkov, V.A. Zhuravlev. Sov. Phys. - Tech. Phys. **32**, p. 523, 1987.
- [Ver94] V.A. Vershkov, V.V. Dreval and S.V. Soldatov. . Controlled Fusion and Plasma Physics. Proceeding of 21st European conference Montpellier 1994, Vol. **18B** p. 1192.

Références partie III

- [Big89] H. Biglary, P.H. Diamond, M.N. Rosenbluth et al. Physics Fluid **B1** p. 109. 1989.

- [Cho92] A.E. Chou, N.C. Luhmann, Jr.W.A. Peebles and T.L. Rhodes. Review of scientific instruments **63** (10), p. 4669. 1992.
- [Con96] G.D. Conway, L. Schott and A. Hirose. Review of scientific instruments **67** (11), p. 3861. 1996.
- [Dev93] P. Devynck, X. Garbet, C. Laviron & al. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **35**, p. 63, 1993.
- [Fan96] C. Fanack, I. Boucher, F. Clairet, S. Heuraux, G. Leclert and X.L. Zou. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **38**, p 1915. 1996.
- [Fit93] R. Fitzpatrick, R.J. Hastie, T.J. Martin, C.M. Roach. Nuclear Fusion **33** (10), p. 1533, 1993.
- [Gar92] X. Garbet, J. Payan, C. Laviron et al. Nuclear Fusion **32**, p. 2147. 1992.
- [Gen95] K.W. Gentle, W.L. Rowan & al. Physic Review Letter **74**, p. 3620. 1995.
- [Hin76] F.L. Hinton, R.D. Hazeltine. Review of modern physics **48**, p. 239. 1976.
- [Hut92] I.H. Hutchinson. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **34**, p 1225. 1992.
- [Hut93] J.H. Irby, S. Horne, I.H. Hutchinson and P.C. Stek. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **35**, p 601. 1993.
- [Jof93] E. Joffrin, D. Moreau, J.C. Vallet et al. . Controlled Fusion and Plasma Physics. Proceedings 20th European conference Lisbon, 1993, Vol. **17C I**, p. 107.
- [Kad75] B.B. Kadomtsev. Plasma physic **1**, p.295. 1975.
- [Lec97] G. Leclert et al. 3rd reflectometry workshop for fusion plasma, Madrid, 1997. En cours d'impression.

- [Lie85] C. Liewer, Review paper. Nuclear Fusion, Vol. **25** N° 5 p. 543, 1985.
- [Maz91] E. Mazzucato and R. Nazikian. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **33**, p. 261. 1991.
- [Pee91] W.A. Peebles, D.L. Brower, R. Philipona et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Proceedings of IAEA Vol. **1**, p. 589, International conference Vienna, 1991.
- [Rho92] T.L. Rhodes, S. Baang, A.E. Chou, C.W. Domier, & al. Review of scientific instruments **63** (10), p. 4599. 1992.
- [Zhu96] V. Zhuravlev, J. Sanchez and E. De la Luna. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **38**, p 2231. 1996.
- [Zou91] X.L. Zou, L. Laurent and J.X. Rax. Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol **33**, p 903. 1991.
- [Zou97] X.L. Zou, G.T. Hoang, Ph. Moreau. Rapport Bleu EUR-CEA-FC-1603, 1997. Soumis à publications.

Références partie IV

- [Cla94] F. Clairet M. Paume et J.M. Chareau. Controlled Fusion and Plasma Physics, Proceeding of 21st European conference Montpellier 1994, Vol. **18B** p. 1172.
- [Gar84] F. Gardiol : « Introduction to microwaves ». Artech House. 1984.

- [Kai89] Kai Chang : « Handbook of microwave and optical components ». Ed. by J. Wiley and sons 1989.
- [Pau95] M. Paume : « Réflectométrie large bande a détection hétérodyne dans la bande 26-36 GHz ». Communication privée.
- [Gui96] B. Guillerminet, D. Elbèze, J.F. Artaud et al. SOFT Lisbonne 1996.

Références partie V

- [Cav82] A. Cavallo et R. Cano : « Proposal for density profile measurements by reflectometry in large tokamaks ». Rapport bleu EUR-CEA-FC-1137. 1982.
- [Con97] G.D. Conway : « Optimum beam diameter for microwave reflectometer measurements ». JET-P(97)15, 1997. Soumis à publication dans Plasma Physics and Control Fusion.
- [Han90] G.R. Hanson, J.B. Wilgen, E. Anabitarte et al. Review of Scientific Instruments **61** (10) p. 3049, 1990.
- [Han94] G.R. Hanson, J.B. Wilgen, et al. Bulletin of American Physic Society. **39** p. 1560, 1994.
- [Han95] G.R. Hanson, J.B. Wilgen, T.S. Bigelow et al. Review of Scientific Instruments **66** (1) p. 863, 1995.
- [Hir96] M. Hirsch, H.J. Hartfuss, T. Geist and E. de la Luna. Review of Scientific Instruments **67** (5) p. 1807, 1996.

- [Lun95^a] E. de la Luna, G. Hanson, J. Sanchez et al. Plasma Physics and Controlled Fusion **37**, p. 925. 1995.
- [Lun95^b] E. de la Luna, J. Sanchez, V. Zhuravlev and I. Garcia Cortes. Review of Scientific Instruments **66** (1) p. 403, 1996.
- [Man94] M.E. Manso et al. 2nd reflectometry workshop 1994, non publié.
- [Pin97] D. Pinsonneault, B. Quirion, J.L. Lachambre and C. Legros. Review of Scientific Instruments **68** (1), p. 990. 1997.
- [Rho92] T.L. Rhodes, W.A. Peebles and E.J. Doyle. Review of Scientific Instruments **63** (10), p. 4661. 1992.
- [San92] J. Sanchez, B. Branas, E. de la Luna and T. Estrada. Review of Scientific Instruments **63** (10), p. 4657. 1992.
- [Sim85] F. Simonet, thèse : « Etude de la réflectométrie hyperfréquence en mode O et X pour la mesure du profil radial et des fluctuations locales de la densité électronique dans les plasmas de tokamaks », Université Nancy I, 1985.
- [Zer97] M. Zerbini, P. Amadeo and P. Buratti. Review of Scientific Instruments **68** (1), p. 428. 1997.

Références partie VI

- [Con97] G.D. Conway : « Optimum beam diameter for microwave reflectometer measurements ». JET-P(97)15, 1997. Soumis à publication dans Plasma Physics and Control Fusion.

- [Gro97] M.T. Grossmann, E. Holzhauer, M. Hirsch, F. Serra, M. Manso and I. Nunes. Controlled fusion and plasma physic, proceeding of 24th European conference Berchtesgaden 1997. En cours d'impression.
- [Man97] M.E. Manso, F. Serra, I. Nunes et al. 3rd reflectometry workshop for fusion plasma, Madrid, 1997.

Liste des figures et des tableaux

PARTIE I : GENERALITES SUR LA FUSION THERMONUCLEAIRE CONTROLEE

Figure 1-1 : Evolution des énergies de liaison par nucléon des noyaux en fonction du nombre de leur nucléon.

Figure 1-2 : Taux de réaction des principales réactions de fusion.

Figure 1-3 : 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.

Figure 1-4 : Evolution des performances des tokamaks vers « l'ignition » dans le diagramme $T_i - n_i \tau_E T_i$.

Figure 2-1 : Mouvement d'une particule chargée placée dans un champ magnétique uniforme.

Figure 2-2 : Principe d'une machine à miroir.

Figure 2-3 : Dérive verticale d'une particule chargée positivement placée sur des lignes de flux circulaires.

Figure 2-4 : Compensation de la dérive verticale des particules passantes.

Figure 2-5 : Configuration magnétique d'un tokamak après superposition des champs toroïdal et poloïdal.

Figure 2-6 : Principe du confinement dans un tokamak.

Figure 3-1 : Différents régimes de confinement du plasma en fonction de la densité volumique moyenne.

Figure 4-1 : Différentes régions du plasma.

Figure 4-2 : Implantation des diagnostics autour du tokamak Tore Supra.

Tableau 1-1 : Energies utiles pour 1 kg de combustible.

Tableau 2-1 : Caractéristiques du tokamak Tore Supra.

Tableau 4-1 : Caractéristiques des diagnostics de mesure de la densité électronique de Tore Supra.

PARTIE II : LES PRINCIPES DE LA REFLECTOMETRIE ET LES TECHNIQUES EMPLOYEES

- Figure 2-1 : Caractéristiques électromagnétiques d'une onde polarisée en mode ordinaire.
- Figure 2-2 : Relation de dispersion d'une onde électromagnétique polarisée en mode ordinaire dans l'approximation des plasmas froids.
- Figure 2-3 : Caractéristiques électromagnétiques d'une onde polarisée en mode extraordinaire.
- Figure 2-4 : Relation de dispersion d'une onde électromagnétique polarisée en mode extraordinaire dans l'approximation des plasmas froids.
- Figure 3-1 : Propagation d'un faisceau micro-onde jusqu'à la couche de coupure.
- Figure 3-2 : Surfaces iso-indice pour une onde polarisée en mode ordinaire se propageant dans un plasma typique de Tore Supra ($n_{e0}=6.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) et fréquences sonde associées.
- Figure 3-3 : Surfaces iso indice pour une onde polarisée en mode extraordinaire se propageant dans un plasma typique de Tore Supra, et fréquences sonde associées.
- Figure 3-4 : Evolution des fréquences de coupure en mode O (F_{pe}), en mode X (F_{c+} et F_{c-}) et de l'absorption F_{uh} en fonction du petit rayon pour un plasma typique de Tore Supra ($n_{e0}=6.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_0=4 \text{ T}$).
- Figure 3-5 : Schéma des différentes zones rencontrées par un faisceau micro-onde traversant le plasma.
- Figure 3-6 : Principe de mesure de la réflectométrie.
- Figure 4-1 : Schéma de principe d'un réflectomètre émettant une seule fréquence dans le plasma.
- Figure 4-2 : Schéma de principe d'un réflectomètre à modulation d'amplitude.
- Figure 4-3 : Schéma de principe d'un réflectomètre de pulse.
- Figure 5-1 : Diagramme CMA permettant de visualiser les conditions de propagation des ondes haute fréquence en visée équatoriale.
- Figure 5-2 : Erreur sur la densité de coupure en négligeant les effets relativistes. Les caractéristiques du plasma sont : $B_0=4 \text{ Tesla}$, $n_{e0}=3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ $5 < T_{e0} < 20 \text{ keV}$.
- Figure 5-3 : Présentation des approximations de bord réalisées sur Tore Supra.
- Figure 6-1 : Schéma d'un réflectomètre homodyne de Tore Supra.
- Figure 6-2 : Principe du calcul de la fréquence de battement par la méthode de la transformée de Fourier glissante.
- Figure 6-3 : Principe du calcul de la phase ou du retard de groupe par comptage de franges.

Figure 6-4 : Evolution de l'erreur sur la position radiale de la couche de coupure en fonction de l'erreur sur le retard de groupe (a) et de la fréquence sonde (b).

Tableau 6-1 : Caractéristiques des réflectomètres de Tore Supra.

PARTIE III : INFLUENCE DE LA TURBULENCE DU PLASMA SUR LE SIGNAL DETECTE

Figure 1-1 : Exemple de résultats obtenus avec les réflectomètres homodynes : Evolution du retard de groupe défini à partir du signal de la voie 1 (25-35 GHz) et profil de densité reconstruit avec les données des deux premières voies (25-35 et 35-50 GHz) pour deux plasmas de caractéristiques différentes.

Figure 1-2 : Spectres typiques en nombre d'onde (k) et en fréquence (F) des fluctuations de densité électronique.

Figure 1-3 : Diffusion collective d'une onde $(\omega, \bar{k}_i)$ par une turbulence électronique $(\omega, \bar{k}_f)$.

Figure 1-4 : Schéma d'une turbulence modélisée à une dimension (a) et à deux dimensions (b)

Figure 2-1 : Evolution du retard de groupe $\tau(F)$ au cours d'une décharge plasma mesuré à partir des deux premières voies (25-35 et 35-50 GHz) des réflectomètres homodyne.
(a) choc classé comme « non perturbé » : RdG+
(b) choc classé comme « perturbé » : RdG-

Figure 2-2 : Evolution de la localisation des mesures de la réflectométrie pour deux densités centrales différentes.

Figure 2-3 : Evolution des rayons de mesure en fonction de la densité volumique moyenne $\langle n_e \rangle$ pour toutes les décharges plasma de la base de données.

Figure 2-4 : Evolution des longueurs de gradient de la densité (a), température (b) densité de courant (c) et pression (d) en fonction de chacun de ces paramètres au bord du plasma.

Figure 2-5 : Evolution du temps de confinement τ_E en fonction de la densité normalisée à la densité de saturation.

Figure 2-6 : Les différents régimes de diffusion néoclassique.

Figure 2-7 : Evolution du rayon de mesure normalisé ρ en fonction de la collisionnalité normalisée du plasma ν^* .

- Figure 2-8 : Evolution du rayon de mesure normalisé ρ en fonction du paramètre de Hugill normalisé $\mathcal{H}$.
- Figure 3-1 : Evolution des fluctuations de densité dans un tokamak en fonction du rayon normalisé ρ .
- Figure 3-2 : Exemple de retard de groupe obtenu avec les réflectomètres homodynes pour deux chocs de même densité moyenne avec : (a) $q_{\psi}(a) > 3$ pour le choc 10153 et (b) $q_{\psi}(a) < 3$ pour le choc 9915.
- Figure 3-3 : Evolution du retard de groupe et du facteur de sécurité des chocs 9915 et 10153 en fonction du rayon de mesure normalisé (ρ).
- Figure 4-1 : Evolution du paramètre $\mathcal{H}^2$ en fonction de v^* pour les chocs ohmiques traités dans la base de données.

PARTIE IV : NOUVEAU REFLECTOMETRE A DETECTION HETERODYNE

- Figure 1-1 : Schéma de principe du réflectomètre hétérodyne 26 - 36 GHz.
- Figure 1-2 : Schéma de principe d'un Backward Wave Oscillator.
- Figure 1-3 : Schéma de principe d'une source de type YIG.
- Figure 1-4 : Principe d'une source HTO.
- Figure 1-5 : Exemple de modulation d'amplitude.
- Figure 1-6 : Exemple de modulation de fréquence.
- Figure 1-7 : Exemple d'application de mélangeurs.
- Figure 1-8 : Schéma de principe d'un modulateur à bande latérale unique.
- Figure 1-9 : Spectre des signaux envoyés dans le plasma avec le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur de fréquences et avec le mélangeur.
- Figure 1-10: Principe d'un démodulateur I/Q.
- Figure 1-11: Ecart à la quadrature entre les signaux S_c et S_s générés par le démodulateur I/Q.
- Figure 2-1 : Exemple de spectre du signal brut du réflectomètre hétérodyne sans plasma, dans l'enceinte à vide de Tore Supra.
- Figure 2-2 : Principe de l'étalonnage statique de la source du réflectomètre hétérodyne.
- Figure 2-3 : Caractéristique tension-fréquence du HTO et du BWO 25-35 GHz.
- Figure 2-4 : Exemple d'écart à la linéarité de la phase expérimentale mesuré pour un balayage en fréquences sur la paroi de Tore Supra.

- Figure 2-5 : Exemple de correction dynamique pour trois vitesses de balayage : 1 ms , $100\text{ }\mu\text{s}$ et $10\text{ }\mu\text{s}$.
- Figure 2-6 : Evolution de la fréquence de battement et de la dispersion introduite par les guides d'onde pour des balayages en 1 ms .
- Figure 2-7 : Exemple de spectre obtenue en ayant déséquilibré le réflectomètre ($L_1/L \approx 2$).
- Figure 2-8 : Simulation d'un spectre de fluctuations qui serait observé à fréquence fixe par le réflectomètre hétérodyne.
- Figure 3-1 : Schéma de principe de pilotage d'un diagnostic.
- Figure 3-2 : Diagramme simplifié des systèmes associés à la réflectométrie sur Tore Supra.
- Tableau 1-1 : Caractéristiques de quelques sources micro-onde.
- Tableau 1-2 : Amplitudes mesurées en dBc (par rapport à $F_c + F_m$) de chacune des bandes de fréquences générées par le modulateur à bande latérale unique du réflectomètre hétérodyne.
- Tableau 1-3 : Amplitudes en dBc de chacune des bandes de fréquences générées par le couple modulateur à bande latérale unique - doubleur actif de fréquence.
- Tableau 3-1 : Caractéristiques des différents systèmes d'acquisition utilisés avec le réflectomètre hétérodyne.

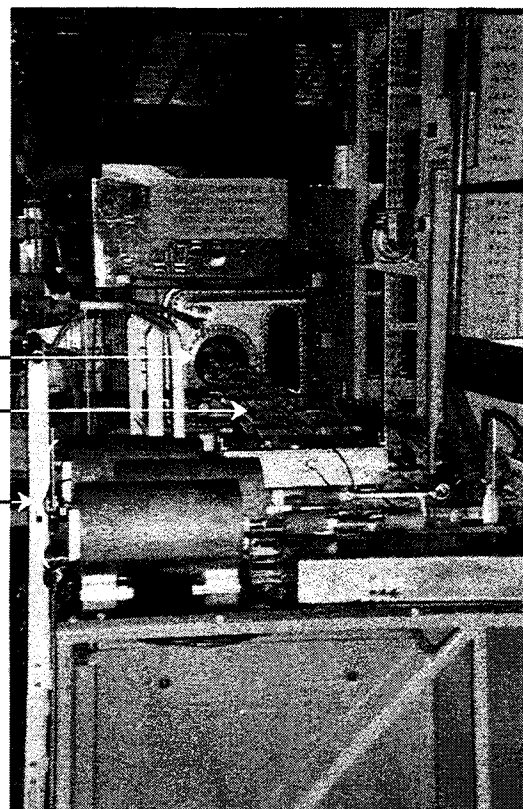
PARTIE V : EXPLOITATION DU REFLECTOMETRE HETERODYNE

- Figure 1-1 : Spectres du signal complexe du réflectomètre hétérodyne sans plasma et avec plasma pour un balayage en $10\text{ }\mu\text{s}$.
- Figure 1-2 : Principe du filtrage par transformée de Fourier.
- Figure 1-3 : Amplitude détectée après filtrage d'un signal formé à partir d'une simple modulation d'amplitude.
- Figure 1-4 : Influence de la position de la fenêtre de filtrage sur la phase résultante du filtrage d'un signal complexe modulé en amplitude.
- Figure 1-5 : Fenêtres utilisées pour filtrer le signal du réflectomètre hétérodyne.
- Figure 1-6 : Exemple de calcul du retard de groupe par transformée de Fourier glissante (trait épais. Signal de 1000 points, fenêtres de 64 points) et par simple différenciation de la phase (trait fin).

- Figure 2-1 : Exemple de multi-réflexions du signal sur la couche de coupure.
- Figure 2-2 : Apparition des multi-réflexions pour deux plasmas de densité différente. (a) est le couplage entre les antennes du réflectomètres. (x_n) est la réflexion d'ordre n .
- Figure 2-3 : Evolution de l'amplitude du signal relatif aux réflexions d'ordre 1 et d'ordre 2.
- Figure 2-4 : Evolution du retard de groupe calculé en prenant en compte la réflexion d'ordre 2 (a) et en la supprimant (b).
- Figure 2-5 : simulation d'un signal comportant deux fréquences à 100 kHz et à 205 kHz avec une évolution temporelle de l'amplitude de la fréquence à 205 kHz qui simule l'apparition de la double réflexion.
- Figure 2-6 : Retard de groupe calculé si l'on filtre toutes les fréquences positives (0-500 kHz).
- Figure 3-1 : (a) Transformée de Fourier glissante du signal de la bande de fréquences supérieure du réflectomètre hétérodyne, (b) Amplitude du signal sonde de fréquences supérieur du réflectomètre hétérodyne, (c) Transformée de Fourier glissante du signal du réflectomètre homodyne.
- Figure 4-1 : Traitement du signal et différentes méthodes utilisées pour reconstruire un profil de densité à partir des données brutes du réflectomètre hétérodyne.
- Figure 4-2 : Exemple de profil de densité obtenu avec les diagnostics de tore Supra : les réflectomètres homodyne et hétérodyne (profils avec un balayage en 20 μs), l'interférométrie et la diffusion Thomson.
- Figure 4-3 : Exemple de calcul de retard de groupe et de profil de densité par différence de phase. (a) Différence de phase non filtrée (trait pointillé), et filtrée (trait plein). (b) Profil du facteur de sécurité. (c) Profil de densité par différence de phase filtrée et par FFT glissante.
- Figure 5-1 : Exemple d'évolution du retard de groupe pour trois vitesses de balayage.
- Figure 5-2 : Exemple de spectres obtenus pendant plasma, pour des balayages en 1 ms et 100 μs . Elargissement du spectre dû à la turbulence du plasma (terme $\tilde{f}(t)$).
- Figure 5-3 : Evolution des retards de groupe calculés à partir de la fréquence sonde supérieure (traits pleins) et de la fréquence sonde inférieure (traits pointillés) en fonction du temps ou de la fréquence pour un balayage en 100 μs .
- Figure 5-4 : Evolution du retard de groupe et de l'amplitude de la fréquence sonde supérieure (traits pleins) et de la fréquence sonde inférieure (traits pointillés) en fonction du temps ou de la fréquence. Vitesse de balayage 10 μs .

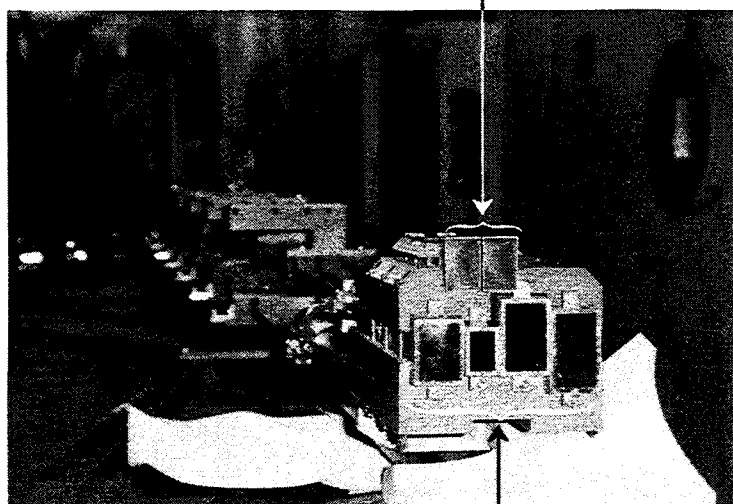
Implantation des réflectomètres sur Tore Supra

Port d'accès au plasma (queusot)
Guides d'onde (longueur 5 m) pour transporter le faisceau micro-onde de la source vers les antennes
Blindages magnétiques des sources BWO des trois réflectomètres homodynes mode O.



Vue extérieure du tokamak

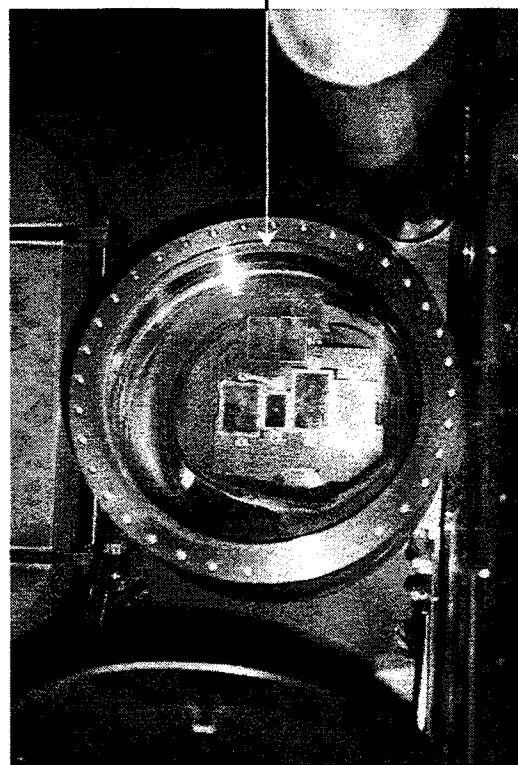
Antennes du réflectomètre hétérodyne
(une pour émettre, l'autre pour recevoir le signal)



Antennes des réflectomètres homodynes
(une antenne pour émettre et recevoir le signal)

Système d'antennes des cinq réflectomètres

Fenêtre de vide inclinée de façon à éliminer les réflexions parasites



Vue depuis l'intérieur de la chambre à vide