

# Champ électrique radial dans les plasmas de tokamak non axi-symétrique: étude par réflectométrie Doppler

Elisée Trier

▶ **To cite this version:**

Elisée Trier. Champ électrique radial dans les plasmas de tokamak non axi-symétrique: étude par réflectométrie Doppler. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2010. Français. NNT : . pastel-00568184

**HAL Id: pastel-00568184**
**https://pastel.hal.science/pastel-00568184**

Submitted on 22 Feb 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

Spécialité :

Physique des plasmas

par

**Elisée TRIER**

# CHAMP ÉLECTRIQUE RADIAL DANS LES PLASMAS DE TOKAMAK NON AXI-SYMÉTRIQUE, ÉTUDE PAR RÉFLECTOMÉTRIE DOPPLER

Soutenue le 7 juin 2010 devant le jury composé de :

Mme Pascale HENNEQUIN
*Directrice de thèse, Directeur de Recherche, CNRS*
M. Ulrich STROTH
*Professeur, Université de Stuttgart (Rapporteur)*
M. Henri WEISEN
*Adjoint Scientifique, EPFL Lausanne (Rapporteur)*
M. Xavier GARBET
*Directeur de recherche, CEA*
M. Emmanuel ROSENCHER
*Professeur, École Polytechnique*

# Table des matières


**1 Généralités sur les tokamaks** **17**

1.1 Principe du tokamak . . . . . 18
1.2 Quelques aspects du déroulement d'une expérience de tokamak . . . . . 21
1.3 Equilibre et coordonnées . . . . . 24
1.4 Transport et régimes de confinement améliorés . . . . . 26

**2 Cadre de l'étude du champ électrique radial** **33**

2.1 L'équation de dérive cinétique . . . . . 33
2.1.1 Vitesses de dérives . . . . . 33
2.1.2 Collisions . . . . . 36
2.1.3 Equation de dérive cinétique . . . . . 38
2.2 Transport néoclassique . . . . . 38
2.2.1 Particules piégées . . . . . 39
2.2.2 Régimes de transport dans un tokamak axisymétrique . . . . . 41
2.3 Champ électrique radial et rotation . . . . . 43
2.3.1 Equation d'évolution du champ électrique radial . . . . . 43
2.3.2 Rotation toroidale et poloidale . . . . . 45
2.3.3 Sources de flux de particules non-ambipolaires . . . . . 48
2.4 Quelques résultats expérimentaux sur la rotation . . . . . 50
2.4.1 Ecoulements dans la SOL, asymétries de transport et conditions aux limites sur la rotation du coeur : Alcator C-Mod . . . . . 50
2.4.2 Effet du ripple sur la rotation toroïdale : JET . . . . . 51
2.4.3 Observation d'un "spin-up" de la rotation poloïdale sur JET, influence du ripple . . . . . 52
2.4.4 Inversion du sens de rotation toroïdale avec la densité : TCV . . . . 54

**3 Le tokamak Tore Supra, diagnostics et méthodes** **57**

3.1 Caractéristiques générales de Tore Supra . . . . . 57

3.2 Diagnostics . . . . . 60
3.3 Quelques méthodes . . . . . 65

**4 La réflectométrie Doppler** **69**
4.1 Principe de la réflectométrie Doppler . . . . . 70
4.1.1 Diffusion collective . . . . . 70
4.1.2 Réflectométrie Doppler . . . . . 72
4.2 Caractéristiques du diagnostic . . . . . 78
4.3 Analyse des données . . . . . 81
4.3.1 Tracé de faisceau . . . . . 81
4.3.2 Détermination des propriétés du spectre [Hennequin 06] . . . . . 82
4.3.3 Accessibilité et volume de mesures . . . . . 86
4.4 Conclusion . . . . . 89

**5 Flux de particules et champ électrique radial induits par le ripple** **91**
5.1 Minima locaux du champ magnétique . . . . . 92
5.2 Flux de particules localement piégées . . . . . 94
5.2.1 Calcul des flux de particules localement piégées . . . . . 95
5.2.2 Prise en compte de la dérive $E \times B$ . . . . . 102
5.3 Le régime de transport ripple-plateau . . . . . 106
5.4 Récapitulatif . . . . . 110
5.4.1 Résumé . . . . . 110
5.4.2 Adaptation au cas d'un ripple poloïdalement asymétrique . . . . . 111

**6 Etude de l'influence du ripple sur le champ électrique radial de Tore Supra** **115**
6.1 Conditions plasmas et mesures . . . . . 116
6.1.1 Base de données de la série "r/a=0.6" . . . . . 116
6.1.1.1 Evaluation de la valeur expérimentale prédite de la vitesse $E \times B$ due au ripple . . . . . 116
6.1.1.2 Mesures par réflectométrie Doppler et exemples de comparaison 119
6.1.2 Expériences dédiées "scan ripple" . . . . . 123
6.1.2.1 Conditions plasmas . . . . . 123
6.1.2.2 Mesures de vitesse perpendiculaire . . . . . 126
6.2 Comparaison des prédictions avec les mesures . . . . . 128
6.2.1 Possibles sources de biais . . . . . 129
6.2.1.1 Particules rapides . . . . . 129
6.2.1.2 Température électronique . . . . . 130

6.2.1.3 Vitesse de phase des fluctuations . . . . . 131
6.2.2 Comparaison mesures/prédictions de champ électrique radial induit par le ripple . . . . . 131
6.2.2.1 Chocs de la série "$r/a = 0.6$" . . . . . 133
6.2.2.2 Chocs de la série scan ripple . . . . . 139
6.2.2.3 Synthèse des deux séries d'expériences . . . . . 140
6.3 Mesures de vitesse de rotation toroïdale par CXRS . . . . . 144
6.4 Conclusion et tentative d'extrapolation à ITER . . . . . 147

**7 Influence de l'activité MHD sur la vitesse perpendiculaire 153**
7.1 Introduction: observation d'une inversion du champ électrique radial . . . . . 154
7.2 Observations: caractérisation de l'inversion de vitesse perpendiculaire . . . . 155
7.2.1 Mesures Doppler et incertitudes . . . . . 156
7.2.2 Sensibilité de l'inversion de $E_r$ aux paramètres plasma . . . . . 159
7.2.2.1 Influence du facteur de sécurité au bord . . . . . 159
7.2.2.2 Comparaison avec un choc à plasma circulaire, sans inversion de $E_r$ . . . . . 161
7.2.2.3 Influence de la densité . . . . . 166
7.2.2.4 Influence du champ magnétique . . . . . 168
7.2.2.5 Influence de la forme du plasma: ellipticité et triangularité . 169
7.2.3 Récapitulatif . . . . . 169
7.2.4 Mesures de vitesse de rotation toroïdale et température ionique par CXRS . . . . . 171
7.3 Vers une interprétation: recherche d'un lien entre inversion de $E_r$ et activité MHD . . . . . 172
7.3.1 Disponibilité des diagnostics . . . . . 173
7.3.2 Activité MHD et inversion de vitesse perpendiculaire . . . . . 174
7.3.3 Analyse des modes MHD . . . . . 177
7.3.3.1 Mesures magnétiques . . . . . 177
7.3.3.2 Informations complémentaires à 2.6T: détection d'ilots magnétiques par ECE . . . . . 180
7.3.4 Détection par réflectométrie des sauts de temps de vol associés à des ilots magnétiques . . . . . 182
7.3.5 Recherche d'une périodicité temporelle dans les spectres Doppler . . . 189
7.3.6 Récapitulatif . . . . . 191
7.4 Discussion . . . . . 191

**8 Conclusion et perspectives** **197**

# Remerciements

Je remercie Antoine Rousseau et Laurence Rezeau, directeurs du Laboratoire de Physique des Plasmas de l'Ecole Polytechnique au sein duquel s'est effectué cette thèse, ainsi que Jean-Marcel Rax, ancien directeur. Ce travail s'est effectué en collaboration avec l'IRFM du CEA Cadarache, dirigé par Gabriel Marbach que je remercie également.

Je remercie Pascale Hennequin pour avoir dirigé cette thèse avec compétence, disponibilité et gentillesse.

Merci à Ulrich Stroth et Henri Weisen, rapporteurs, pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs suggestions, ainsi qu'à Xavier Garbet et Emmanuel Rosencher pour leur présence dans le jury.

Au cours de ce travail, j'ai souvent pu compter sur l'aide d'Özgur Gürcan, dont les conseils et les suggestions ont été très précieuses. Avec Laure Vermare, ils furent des coéquipiers dont j'ai beaucoup apprécié la compagnie et je les en remercie.

J'ai également pu profiter de l'aide de nombreuses personnes à Cadarache, même s'il est difficile d'être exhaustif. En particulier, Christel Fenzi, pour son aide et les nombreuses mesures fournies sur lesquelles cette thèse s'appuie ; Xavier Garbet et Lars-Goran Eriksson, pour leur support et m'avoir permis de comprendre la théorie ; Patrick Maget et Zwinglio Guimaraes, pour leur disponibilité et leurs conseils très utiles lors de l'étude de l'effet de la MHD ; Clarisse Bourdelle et Gloria Falchetto, pour avoir rendu vivantes les réunions rotations ; les réflectométristes, notamment Roland Sabot, Frédéric Clairet et Diego Molina ; Thierry Aniel et Vincent Basiuk pour les runs TPROF/CRONOS ; David Douai, François Saint-Laurent, Patrick Hertout, Philippe Moreau, Sylvain Brémond, pour le pilotage des expériences ; et aussi Frédéric Imbeaux, Jérôme Bucalossi, Pascale Monier-Garbet, Rémy Guirlet, ...

Je remercie également Cyrille Honoré, Marie-Christine Firpo et Jean-Luc Raimbault, pour leur aide en diverses occasions ; ainsi que nos administrateurs/-trices : notamment Chérifa Ighoud et son support logistique lors des missions, Cathy Peinturier et son engagement dans la vie du laboratoire, Colette Jan, Catherine Jégu,... avec une pensée particulière pour la famille d'Isabelle Lompech. Au quotidien j'ai aussi apprécié la compagnie de Albert Meige, Ane Aanesland, Agnès Quémeneur, Dominique Grésillon, Olivier Guaitella, Pascal Chabert, Vitaliy Pisarev, et de bien d'autres membres du laboratoire.

Le LPP est un laboratoire qui fourmille en permanence de thésards, stagiaires et temporaires sympathiques. Il est difficile de mentionner tout le monde mais je remercie Laurent, Cyprien, Sédina, Joseph, Emilie, Paul, Gary, Garrett, Claudia, Lara, Jaime, Mickaël, Stephen, Daniil, Malik, Corinne, Eugène, Joël, Nicolas, (les) Jérôme(s), Rodolphe, Vincent, et Sébastien. Mes pensées amicales vont aussi aux doctorants (ou ex-doctorants) de l'IRFM : Axel, (les) Antoine(s), Christine, Eric, Guilhem, Jérémie, Nicolas, Patrick, Ronan, Thomas.

Enfin je remercie mes amis et ma famille pour leur accompagnement et leur soutien au cours de ces trois ans et demi de doctorat, notamment lors de la difficile phase de rédaction : ils se reconnaîtront en lisant ces lignes !

# Résumé

Les recherches sur la fusion thermonucléaire par confinement magnétique visent à l'obtention de plasmas chauffés majoritairement par les réactions de fusion entre les ions Deuterium et Tritium. Cette thèse se place dans la problématique générale de l'étude du transport turbulent, qui limite les performances d'un tokamak. Le champ électrique radial (dirigé vers l'intérieur ou l'extérieur du plasma, de géométrie torique) peut être à l'origine de barrières de transport lorsque son cisaillement devient suffisamment important pour causer une décorrélation des structures tourbillonnaires. Lors de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux mécanismes à l'origine de la génération spontanée du champ électrique radial à l'intérieur de la dernière surface magnétique fermée. Sur le tokamak Tore Supra, un diagnostic de réflectométrie Doppler permet une mesure quasi-directe de la vitesse de dérive électrique associée au champ électrique radial. L'influence du ripple, ondulation de l'intensité du champ magnétique dans la direction toroïdale dûe au nombre fini de bobines, est examinée par la comparaison des mesures avec les prédictions de plusieurs modèles, associés à différents régimes de diffusion (ripple-plateau, piégeage local). Nous étudions ensuite plus en détail un cas expérimental où le champ électrique radial, usuellement négatif à l'intérieur du plasma, devient localement positif, ce qui suggère la présence de mécanismes alternatifs non-ambipolaires. Le rôle possible de l'activité MHD et des ilots magnétiques est discuté à partir des mesures effectuées.



# Abstract

Nuclear fusion research aims at producing plasmas mainly heated by fusion reactions between Tritium and Deuterium ions. This work deals with the problem of turbulent transport, which is one of the main limiting factors in the performance of tokamak operation. It is focused on the radial electric field ($E_r$, pointing outwards/inwards from the plasma), which can generate transport barriers when its shearing rate is sufficient to cause a turbulence decorrelation. We have investigated the mechanisms causing the spontaneous generation of the radial electric field inside the last closed magnetic surface. In the Tore Supra tokamak, a Doppler reflectometer allows a quasi-direct measurement of the electric drift velocity due to $E_r$. The effect of ripple (a periodic variation of the magnetic field between two coils, in the toroidal direction) is shown by comparing the measurements with predictions from various models, corresponding to different diffusion regimes (ripple-plateau, local trapping). In some special experimental conditions, a locally positive radial electric field has been measured inside the last closed flux surface in Tore Supra, which contrasts with the usual negative $E_r$ in this region. This suggests the presence of other non-ambipolar mechanisms. A discussion on the possible role of MHD activity and islands based on the Doppler reflectometry measurements is made.

# Introduction

La raréfaction des ressources en énergie fossile (pétrole, gaz) et la préoccupation liée aux changements climatiques invitent nos sociétés à rechercher des sources d'énergies renouvelables et non émettrices de gaz à effet de serre.

La fusion thermonucléaire contrôlée, si elle parvient à être développée, constituera une énergie produite à partir d'un combustible abondant (Deutérium) ou pouvant être créé sur le site d'un réacteur (Tritium), et présentant des avantages au niveau de la sûreté (pas de risque d'emballement des réactions) et de la faible production de déchets radioactifs.

La réaction visée met en jeu deux isotopes de l'hydrogène, le Deuterium (${}^{2}_{1}\mathrm{D}$) et le Tritium (${}^{3}_{1}\mathrm{T}$). La fusion de ces noyaux dégage une énergie de 17.58 MeV, répartie sous forme d'énergie cinétique entre les produits de la réaction : un neutron $n$ et un noyau d'Helium ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$.

$$ {}^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{3}_{1}\mathrm{T} \rightarrow \ {}^{4}_{2}\mathrm{He} \ \ (3.52\,\mathrm{MeV}) + n \ \ (14.06\,\mathrm{MeV}) $$

En comparaison avec les autres réactions de fusion envisageables ($\mathrm{D} + \mathrm{D} \rightarrow \mathrm{T} + {}^{1}\mathrm{H}$, $\mathrm{D} + \mathrm{D} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + n$, $\mathrm{D} + {}^{3}\mathrm{He} \rightarrow \mathrm{He} + {}^{1}\mathrm{H}$), celle-ci possède une section efficace de réaction plus élevée : au moins 2 ordres de grandeur lorsque l'énergie des réactifs est comprise dans la gamme $[5\,\mathrm{keV} - 100\,\mathrm{keV}]$ notamment.

A ces énergies, les réactifs forment un plasma totalement ionisé, ils peuvent être confinés dans un volume donné à l'aide d'un champ magnétique. Plusieurs géométries sont possibles, avec lignes de champ magnétique ouvertes (machines miroirs) ou fermées (tokamaks, stellarators, reversal field pinches).

La condition pour que la puissance dégagée par les réactions de fusion soit suffisante pour assurer leur entretien porte sur la densité centrale du plasma $n_i$, sa température $T$ et le temps de confinement de l'énergie $\tau_E$, qui est le rapport entre énergie du plasma et puissance de pertes totales, rayonnement inclus. Pour obtenir l'ignition, c'est à dire l'auto-entretien des réactions sans chauffage externe, le triple produit $n\,T\,\tau_E$ doit vérifier $n_i\,T\,\tau_E \gtrsim$

$3 \times 10^{21} \mathrm{m}^{-3}.\,\mathrm{keV}.\,\mathrm{s}$ , avec $T > 10\,\mathrm{keV}$[1].

Les recherches sur la fusion par confinement magnétique ont débuté peu après la seconde guerre mondiale. Depuis 1970 et le temps des premiers tokamaks, le triple produit $n_i(0)\,T_i(0)\,\tau_E$ (où $n_i(0)$, $T_i(0)$ sont respectivement la densité et la température des réactifs au centre du plasma), indicateur de la performance des plasmas, a progressé de plus de 4 décades jusqu'à atteindre des valeurs proches de $10^{21}$ $\mathrm{m}^{-3}\,.\,\mathrm{keV}.\,\mathrm{s}$ (JET, JT-60).

Dans un tokamak, les pertes énergétiques sont majoritairement causées par le transport turbulent ; les valeurs expérimentales du temps de confinement de l'énergie $\tau_E$ excèdent typiquement d'un ordre de grandeur les prédictions données par les théories collisionnelles du transport [Doyle 07].

En 1982 est apparu la première mise en évidence expérimentale de l'existence d'un régime de confinement amélioré (ou mode H) sur le tokamak ASDEX [Wagner 82] : dans celui-ci, le transport est localement réduit à la périphérie du plasma. Une telle *barrière de transport externe* permet typiquement de doubler la valeur de $\tau_E$. Le mécanisme à l'origine de sa formation [Biglari 89] met en jeu le cisaillement de l'écoulement du plasma perpendiculairement aux lignes de champ magnétique ; celui-ci cause une décorrélation des structures tourbillonnaires et une réduction du transport associé.

La génération du champ électrique radial, qui induit l'écoulement perpendiculaire par la vitesse de dérive électrique, est en revanche moins bien comprise. Dans un tokamak, le champ électrique radial n'influence le transport qu'indirectement, par l'intermédiaire de sa dérivée spatiale (dans le mécanisme précédemment évoqué) ; avant la mise en évidence de son implication dans les régimes de confinement améliorés, celui-ci avait fait l'objet d'une attention relativement modeste [Ida 98].

Le champ électrique radial et la rotation du plasma sont interdépendants : ils sont reliés par l'équation d'*équilibre radial des forces*. Celle-ci stipule que pour chaque espèce présente dans le plasma, la projection radiale des forces (principalement les forces électriques, de Lorentz et de pression) doit être nulle : il n'existe pas de flux convectif de l'espèce vers l'extérieur du plasma.

La rotation du plasma dans la direction toroïdale, impliquée dans les barrières de transport en raison de son lien avec le champ électrique radial, est également étudiée à cause de son effet stabilisateur sur les *instabilités de mur résistif*, qui peuvent être à l'origine de disruptions, pertes brutales du confinement. Dans de nombreux tokamaks, cette rotation est générée

[1] L'electron Volt ($eV$) est communément utilisé comme mesure de la température en physique des plasmas : $1eV = 11604K$.

par l'injection de particules neutres (IDN) de haute énergie destinées à chauffer le plasma. La rotation spontanée du plasma, en l'absence d'une telle source extérieure de quantité de mouvement, est actuellement un axe de recherches important [Rice 07] en raison de sa pertinence pour les plasmas majoritairement chauffés par réactions thermonucléaires. Dans ces derniers, l'effet de l'IDN sur la rotation toroïdale pourrait être négligeable.

ITER est le prochain grand tokamak en construction à Cadarache ; les premiers plasmas sont actuellement prévus pour 2019. Dans celui-ci, la quantité de mouvement injectée par le faisceau de neutres sera relativement modeste ; les mécanismes à l'origine de la rotation spontanée sur les tokamaks actuels pourraient ainsi actifs sur ITER. Leur caractérisation est un axe de recherche important actuellement : ces mécanismes restent encore relativement mal compris.

Il a été montré dans les tokamaks JET [de Vries 08] et JT-60 [Urano 07] que le *ripple* magnétique, i.e. l'ondulation de l'intensité du champ magnétique toroïdal dû au nombre fini de bobines, pouvait modifier significativement la rotation toroïdale lorsque sa valeur devenait élevée. De tels résultats soulèvent la question de l'influence de la valeur relativement haute, en comparaison avec les autres tokamaks, du ripple dans ITER. Celle-ci quantifiée par $\delta = (B_{max} - B_{min})/(B_{max} + B_{min})$ est en effet actuellement prévue pour avoisiner une valeur maximale comprise dans la plage 0.3% - 0.5% .

Lorsque la configuration magnétique est symétrique dans la direction toroïdale (axisymétrie), les flux de particules induits par le transport collisionnel possèdent la propriété d'être *automatiquement ambipolaires* : les flux ioniques et électroniques dans la direction radiale (dirigée vers l'extérieur de la zone de confinement) sont égaux. En présence de ripple, cette propriété n'est plus vérifiée, et le transport collisionnel ionique plus élevé tend à générer un champ électrique radial ($E_r$) dirigé vers l'intérieur du tokamak, assurant la nullité du courant radial de charges.

Sur le tokamak Tore Supra, basé à Cadarache, le ripple magnétique est très important, à cause du faible nombre de bobines supraconductrices dont le coût est élevé : la valeur de $\delta$ atteint 7%. La réflectométrie Doppler mesure le décalage en fréquence d'un signal rétrodiffusé par les fluctuations de densité. La valeur de la vitesse d'écoulement dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, majoritairement causée par le champ électrique radial via la dérive électrique, peut en être déduite. Ce diagnostic est utilisé pour étudier le champ électrique radial dans Tore Supra, notamment en comparant les mesures par réflectométrie Doppler aux prédictions de $E_r$ généré par les flux de particules dûs au ripple.

L'identification des mécanismes non-ambipolaires susceptibles d'influer sur la valeur du

champ électrique radial est utile dans le but d'une meilleure compréhension des bifurcations de $E_r$ observées lors de l'apparition de barrières de transport. En particulier, le lien entre activité Magnéto-Hydrodynamique (ou MHD, liée aux fluctuations du champ magnétique), champ électrique radial et barrières de transport reste encore insuffisamment compris.

Durant ce travail de thèse, il a été observé qu'en présence d'une forte activité MHD, le champ électrique radial pouvait être localement dirigé vers l'extérieur, i.e. $E_r > 0$. Les prédictions de $E_r$ ($< 0$) induit par le ripple, vérifiées usuellement, sont alors mises en défaut dans la région du plasma correspondante. Les conditions expérimentales dans lesquelles sont effectuées ces observations seront décrites dans le dernier chapitre de la thèse.

Le **chapitre 1** introduit le principe de fonctionnement d'un tokamak et présente les motivations pour l'étude du champ électrique radial.

Dans le **chapitre 2**, les principes de base du fonctionnement d'un tokamak seront abordés, avant une présentation d'éléments de physique plus spécifiques à l'étude du champ électrique radial et de la rotation. Celle-ci sera accompagnée d'une brève revue de quelques résultats expérimentaux.

Le **chapitre 3** présente le tokamak Tore Supra, avec ses principales caractéristiques techniques. Plusieurs diagnostics dont les données sont utilisées dans ce travail sont également décrits. La présentation de la réflectométrie Doppler fait l'objet du **chapitre 4**.

Dans l'optique d'une vérification expérimentale de l'effet du ripple sur le champ électrique radial, les différents régimes de transport et les expressions des flux de particules collisionnels induits par le ripple sont introduits au **chapitre 5**.

Ces prédictions sont alors comparées aux mesures de vitesse perpendiculaire dans diverses conditons expérimentales, dans le **chapitre 6**.

Enfin, le **chapitre 7** décrit les conditons d'observation d'une inversion du champ électrique radial dans une zone localisée située à l'intérieur du plasma lors de de plasmas où l'activité MHD est importante.

# Chapitre 1

# Généralités sur les tokamaks

Le tokamak est l'un des principaux types de machines utilisées pour l'étude de la fusion par confinement magnétique, avec le stellarator. Le plasma y est confiné dans un volume de forme torique par un champ magnétique d'une intensité de plusieurs Teslas. Cette configuration se distingue par l'addition d'une composante poloïdale du champ magnétique générée par un courant plasma. Elle fut développée en Russie dans les années 1950-60. Son efficacité fut mise en évidence en dans la période 1966-69, où il fut montré que le tokamak T3 (Moscou) permettait d'accéder à des performances[1] bien supérieures à celles des autres machines existant à cette époque [Peacock 69]. A partir de cette date, de nombreux tokamaks de dimensions de plus en plus grandes furent construit un peu partout dans le monde. Actuellement, une trentaine de machines existent, dont la longueur du grand rayon du plasma va de plusieurs dizaines de centimètres jusqu'à environ 3 mètres pour JET, situé à Culham (Royaume-Uni). Parmi les autres principaux tokamaks peuvent être mentionnés JT-60 (Japon), DIII-D (Etats-Unis), ASDEX (Allemagne), Alcator C-Mod (Etats-Unis) ou Tore Supra, basé à Cadarache (France).

ITER, prochain grand tokamak, sera également implanté à Cadarache. Il s'agit d'un grand projet international de recherche, dont le coût prévu est de l'ordre de 10 Milliards d'euros. Le démarrage des expériences devrait s'effectuer vers 2019. Le petit et le grand rayon de la machine seront respectivement d'environ 2 et 6 mètres. Actuellement, une grande partie des recherches en fusion est orientée vers des problématiques directement reliées à son fonctionnement. Les plasmas d'ITER seront majoritairement chauffés par les réactions de fusion, ce qui n'est pas le cas sur les machines actuelles. Alors qu'aujourd'hui le record de puissance fournie par les réactions de fusion est de 16 MW dégagés pour 25 MW fournis[2] (obtenu sur JET),

[1] avec notamment une température électronique de l'ordre de 600 eV.

[2] environ 4/5 de cette puissance est portée par les neutrons et ne peut pas être utilisée pour chauffer le plasma.

les réactions de fusion sur ITER devraient pouvoir générer 500MW pour 50 MW de puissance injectée. Les premières études expérimentales du comportement d'un plasma (confiné magnétiquement) majoritairement chauffé par fusion nucléaire pourront alors être effectuées. En revanche, ITER sera une machine "de recherche", ne produisant pas d'énergie électrique. Le statut de DEMO, dont la mise en opération est prévue vers 2035, sera différent : cette machine constituera un prototype de centrale capable de fournir environ 2 GW.

## 1.1 Principe du tokamak

Dans un tokamak, un champ magnétique est utilisé pour confiner un plasma de température élevée (de l'ordre de la centaine de Millions de degrés) le plus loin possible de tout élément matériel. En présence d'un champ magnétique suffisamment intense, une particule chargée effectue un mouvement cyclotronique : sa trajectoire est hélicoïdale (figure 1.1). Le mouvement circulaire est caractérisé par la fréquence cyclotronique $\Omega$ et le rayon de giration (ou de Larmor) $\rho_L$, valant respectivement :

$$\Omega = \left|\frac{eB}{m}\right| \qquad \rho_L = \left|\frac{V_c}{\Omega}\right| = \left|\frac{mV_c}{eB}\right| \tag{1.1}$$

où $e$ est la charge de la particule, $m$ sa masse, $B$ l'intensité du champ magnétique, et $V_c$ sa vitesse projetée dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique.

Dans les conditions typiques d'un plasma de tokamak (par exemple $B = 3\,\mathrm{T}$, $V_c \sim \sqrt{kT/m}$ avec une température $T = 1\,\mathrm{keV}$), le rayon de Larmor est de l'ordre du millimètre pour un ion Deuterium, et de quelques dizaines de micromètres pour un électron. L'écart d'une particule à la ligne de champ autour de laquelle elle effectue son mouvement cyclotronique reste ainsi très faible devant les dimensions de la machine, de l'ordre du mètre.

La géométrie de lignes de champ magnétique d'un tokamak est torique ; celles-ci n'interceptent pas de parois matérielles (excepté dans la région, restreinte, du limiteur/diverteur, au bord du plasma). Un champ magnétique toroïdal est crée par une série de bobines entourant le plasma. Un tel champ n'est pas suffisant pour assurer le confinement : en effet, à cause de l'inhomogénéité de $\mathbf{B}$, dont la composante toroïdale est inversement proportionnelle à la distance à l'axe de symétrie, les particules sont soumises à un mouvement de dérive verticale (cf §2.1.1), dont le sens est opposé pour les ions et les électrons. Si le champ magnétique était purement toroïdal, un champ électrique vertical s'établirait alors pour assurer la conservation

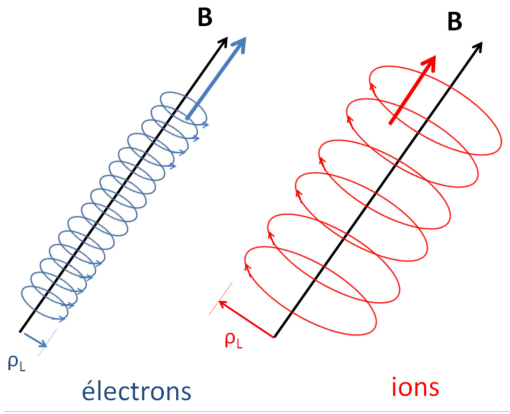



FIG. 1.1: *Mouvement cyclotronique d'ions et d'électrons le long d'une ligne de champ magnétique (le mouvement parallèle peut également s'effectuer dans le sens opposé).*

de la charge, en causant un mouvement global du plasma (à cause de la dérive $E \times B$, voir également §2.1.1) vers la paroi externe qui détruirait le confinement.

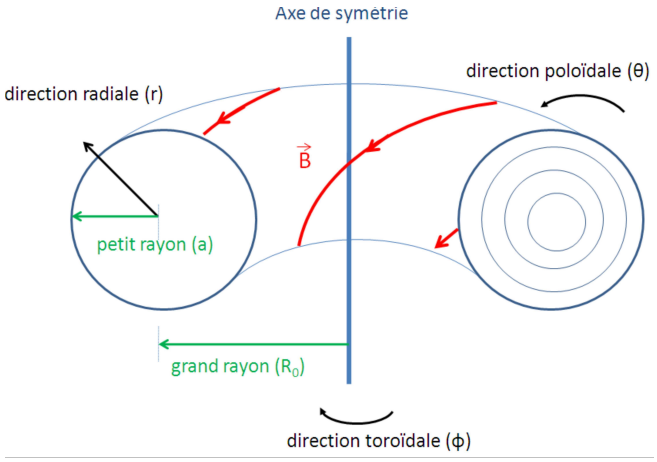



FIG. 1.2: *Géométrie du tokamak et lignes de champ magnétiques.*

Afin de remédier à cela, une composante de **B** dans la direction poloïdale doit être ajoutée (figure 1.2). Dans un tokamak, celle-ci est créée par un courant d'intensité élevée ($\sim$ MA pour un grand tokamak) circulant dans la direction toroïdale. Les lignes de champ s'organisent alors en *surfaces magnétiques* de forme torique, sur lesquelles elles sont tracées. Une particule donnée se déplace le long d'une ligne de champ (mouvement à l'ordre zero), et séjourne ainsi alternativement dans les demi-plans supérieurs et inférieurs du Tore. Le mouvement de dérive verticale (ordre un) est dirigé tantôt vers l'intérieur, tantôt vers l'extérieur. Le confinement des trajectoires est ainsi assuré : l'écart radial maximal d'une particule à la surface sur laquelle

elle se trouve initialement reste faible devant les dimensions radiales de la machine. La figure 1.3 représente la trajectoire d'une particule projetée dans le plan poloïdal ou $(R, Z)$, où $R$ est la distance à l'axe de symétrie et $Z$ la hauteur relativement au plan médian.

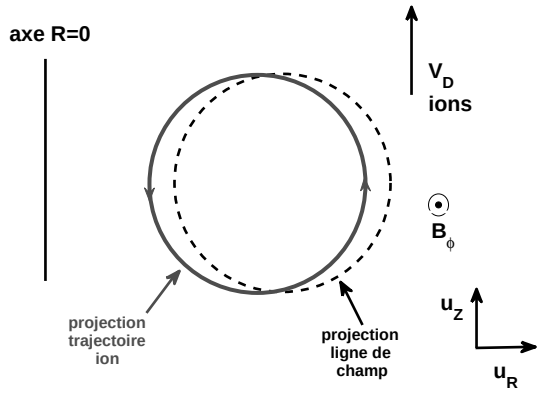



FIG. 1.3: *Illustration de l'effet de la composante poloïdale du champ magnétique sur la trajectoire d'une particule (non piégée) : projection dans le plan $(R, Z)$.*

Sur Tore Supra un champ poloïdal de l'ordre de 0.3 T est généré par un courant plasma $I_p < 1.5$MA. En comparaison, la composante toroïdale du champ magnétique est $B_\varphi < 3.8$T. L'enroulement des lignes de champ magnétique est caractérisé par le *facteur de sécurité* ($\theta$ et $\varphi$ étant respectivement les angles poloïdaux et toroïdaux) :

$$q = \frac{\boldsymbol{B}.\nabla\varphi}{\boldsymbol{B}.\nabla\theta} \tag{1.2}$$

$q$ représente le nombre de tours effectués par une ligne de champ dans la direction toroïdale lorsque celle-ci effectue un tour poloïdal. Sa valeur est constante sur une surface magnétique donnée. L'origine de sa dénomination vient du fait que la valeur de $q$ au bord du plasma est trop faible ($\sim 2$), le déclenchement d'instabilités met fin au confinement. Dans le cas de plasmas de section dans le plan $(R, Z)$ circulaires, $q$ peut être exprimé plus simplement par

$$q = \frac{r}{R_0}\,\frac{B_\varphi}{B_\theta}$$

où $r$ est la distance au centre de la surface, $R_0$ le grand rayon du plasma (cf figure 1.2), et $B_\varphi$/ $B_\theta$ les composantes toroïdales/ poloïdales du champ magnétique.

## 1.2 Quelques aspects du déroulement d'une expérience de tokamak

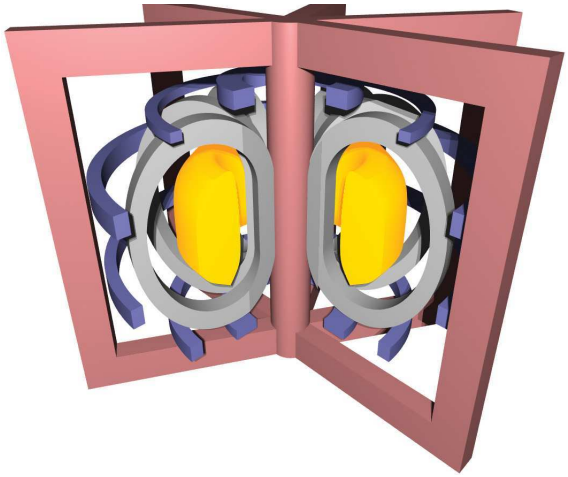


FIG. 1.4: *Principaux éléments d'un tokamak : bobines toroïdales (gris), circuit magnétique primaire (mauve), bobines poloïdales (bleu)* (*source : www.fusie-energie.nl*).

Nous poursuivons dans ce paragraphe la présentation du tokamak en suivant le déroulement d'une décharge plasma (expérience) typique.

Dans un tokamak, la durée d'une décharge, pendant laquelle un plasma à haute température existe dans l'enceinte, est en général limitée par l'échauffement des divers composants. Ainsi, sur JET, les expériences ne dépassent pas une minute afin de prévenir un échauffement excessif des bobines de champ toroïdal. Sur Tore Supra, grâce notamment à l'emploi de bobines supraconductrices, la durée des décharges peut aller jusqu'à 6 minutes.

Une autre contrainte vient de l'emploi d'un solenoïde central pour générer le courant plasma (en rose sur la figure 1.4), dont le flux magnétique est limité. Une tension autour du plasma, de l'ordre du Volt, est en effet créée par une variation continue du flux dans le circuit magnétique autour duquel le plasma est "enroulé" à la manière d'un circuit secondaire de transformateur (loi de Lenz). Le courant dans le solenoïde central est varié pour créer ce flux magnétique, mais doit rester compris entre deux extrema. Ainsi, la quantité de flux

magnétique disponible pour générer le courant plasma est limitée, ce qui restreint la durée d'une décharge en l'absence d'utilisation de méthodes de génération *non-inductive* de courant (i.e. ne consommant pas de flux magnétique) .

La création initiale d'un plasma est l'une des phases les plus consommatrices en flux magnétique. En effet, une tension par tour minimale est nécessaire pour ioniser le gaz présent dans l'enceinte à vide, dont la pression est initialement de l'ordre de $10^{-4}$ Pa sur Tore Supra. Le champ électrique longitudinal associé est de l'ordre de 1V/m.

Au moment de la création du plasma, le courant électrique est trop faible pour que le champ magnétique poloïdal n'assure son bon confinement. A cause de la dérive verticale et du mécanisme décrit dans le paragraphe précédent, un champ magnétique crée par les *bobines de champ poloïdales* et dirigé verticalement, doit être ajouté pour empêcher le plasma d'être entraîné en direction de la paroi externe.

Dans la phase initiale de la décharge, l'effet Joule associé au courant plasma est à l'origine d'une augmentation de la température. La résistivité d'un plasma décroit avec sa température électronique (en $T_e^{-3/2}$), ce qui permet à un courant de plus en plus important de circuler pour une tension autour du plasma identique et donc d'un augmenter l'effet Joule...jusqu'à ce que le plasma atteigne des températures de l'ordre du keV où ce chauffage dit *ohmique* perd son efficacité, la résistivité du plasma devenant trop faible.

Il existe deux principales façons d'assurer le contact entre plasma et paroi matérielles : par un *limiteur* ou un *diverteur*. Dans le premier cas, le plasma s'appuie directement sur la surface du limiteur, en général spécialement conçue pour absorber des flux de chaleur importants. Dans le cas d'un diverteur, une zone de champ magnétique poloïdal nul permet d'éloigner le plasma des parois matérielles. Celle-ci est créée par un courant exterieur parallèle au courant plasma. L'énergie des ions frappant les surfaces matérielles est alors réduite, ce qui diminue l'émission d'impuretés par pulvérisation. Il s'agit de l'un des avantages de la configuration diverteur par rapport au limiteur. En effet, la présence d'impuretés n'est pas souhaitable : celles-ci diluent le combustible, et refroidissent le plasma par rayonnement.

Les températures visées pour réaliser la fusion sont de l'ordre de 10 keV, il est alors nécessaire d'utiliser des moyens de *chauffage additionnels*. Ceci peut être réalisé par l'injection d'ondes de puissance élevée (plusieurs MW) à des fréquences permettant une absorption résonante par le plasma. Les fréquences caractéristiques utilisées sont la fréquence cyclotronique ionique (ou FCI, dans la gamme $40 - 60$ MHz sur Tore Supra) et la fréquence de résonance hybride basse (ou LH pour "Lower Hybrid"$\sim 5$ *GHz*). Il existe également un chauffage à la fréquence cyclotronique électronique (ou FCE, $\sim 100$ *GHz*), mais celui-ci est en général plus utilisé dans le but de modifier les propriétés locales du plasma.

Dans la plupart des grands tokamaks, le principal moyen de chauffage additionnel consiste en l'injection d'un faisceau de particules neutres (IDN, pour Injection de Neutres) de haute énergie, de l'ordre de 100 keV. Celles-ci sont ionisées par collisions puis se thermalisent, cédant leur énergie au plasma. Lorsque le faisceau est injecté tangentiellement à la direction toroïdale, celui-ci transfère sa quantité de mouvement au plasma et génère une rotation toroïdale, qui sera discutée par la suite. Un système IDN existe sur Tore Supra, mais n'est utilisé qu'à des fins de mesures, sa puissance étant faible (inférieure au MW).

Le critère de Lawson, mentionné dans l'introduction, porte sur le triple produit de la densité, de la température ionique et du temps de confinement de l'énergie

$$n_i(0)\, T_i(0)\, \tau_E \gtrsim 3 \times 10^{21} \mathrm{m}^{-3}.\,\mathrm{keV}.\,\mathrm{s} \qquad T_i > 10\,\mathrm{keV}$$

Il existe en revanche certaines limites qui empêchent d'augmenter indéfiniment ces paramètres. Le temps de confinement résulte de processus de transport et n'est pas contrôlé, bien qu'il existe des barrières de transport (cf §1.4). La valeur de $\tau_E$ est difficile à prédire : en pratique, des lois d'échelles sont souvent utilisées. Ainsi, sur Tore Supra [Hoang 98] :

$$\tau_E \simeq 0.0199\ R^{2}_{[m]}\ I^{0.98}_{p[MA]}\ B^{0.2}_{[T]}\ \bar{n}^{0.43}_{e[\times 10^{19} m^{-3}]}\ P^{-0.75}_{tot[MW]}$$

où $R$ le grand rayon du plasma, $I_p$ le courant plasma, $B_T$ le champ magnétique toroïdal, $n_e$ la densité linéique moyennée, et $P_{tot}$ est la puissance de chauffage totale (ohmique compris) en MW. Le temps de confinement de l'énergie diminue lorsque la puissance de chauffage additionnel augmente, ce qui tend à traduire la perte d'efficacité d'un chauffage additionnel aux puissances élevées.

La densité du plasma dépend de la quantité de matière injectée, mais il existe une limite empirique dite de *Greenwald* $(n_G)$ ; le critère correspondant porte sur la densité linéique moyennée et dépend en particulier du courant plasma et des dimensions de la machine (avec $a$ petit rayon du plasma)[Greenwald 02] :

$$n_{G[\times 10^{20} m^{-2}]} = \frac{I_{p[MA]}}{\pi a^{2}_{[m]}}$$

Une décharge plasma peut parfois se terminer prématurément par une *disruption*, au cours de laquelle le courant plasma chute en un temps très court (quelques millisecondes). Les origines possibles du déclenchement de l'instabilité entraînant la disruption sont diverses :

densité trop forte, facteur de sécurité au bord trop faible, présence d'impuretés dans le plasma. En raison des contraintes mécaniques liées aux courants induits dans les structures métalliques et des flux thermiques sur les composants situés face au plasma, une disruption peut endommager la machine et doit être évitée.

## 1.3 Equilibre et coordonnées

La géométrie d'un tokamak étant torique, il semble au premier abord naturel d'utiliser les systèmes de coordonnées $(R, Z, \varphi)$ et $(r, \theta, \varphi)$ lors de la description des divers phénomènes. Toutefois, les surfaces magnétiques, sur lesquelles de nombreuses grandeurs du plasma (pression, densité, potentiel électrique) sont constantes ne sont pas organisées en tores circulaires concentriques, ce qui diminue l'intérêt de l'emploi du système $(r, \theta, \varphi)$, la variable $r$ n'étant pas uniforme sur une surface magnétique donnée. L'étude de l'équilibre du plasma permet de définir des coordonnées adaptées.

Dans ce cadre, le plasma est décrit par le modèle MHD comme un fluide simple, dont la masse est portée par les ions et le courant par les électrons (en première approximation). La condition d'équilibre hydrostatique (vitesse $\mathbf{V} = 0$) impose alors que les forces de pression et de Lorentz soient en équilibre en tout point :

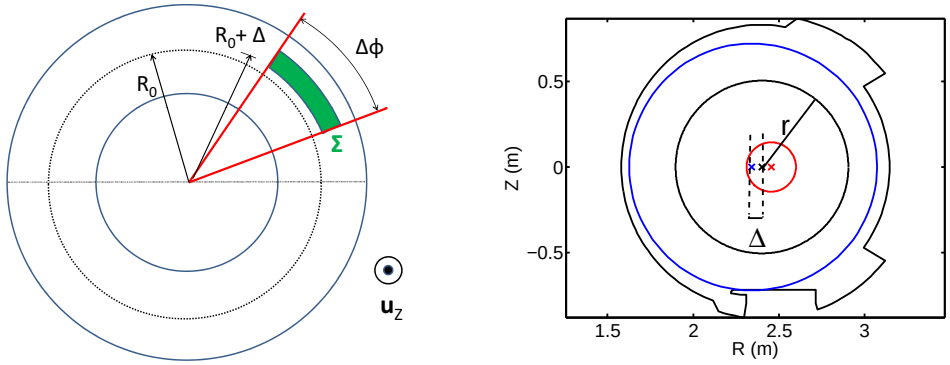
$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \tag{1.3}$$

Il vient alors immédiatement $\mathbf{B}.\nabla p = 0$, ce qui signifie que les surfaces magnétiques coïncident avec les surfaces isobares. L'une des variables les plus communément utilisées pour labeller une surfaces magnétique (jouant ainsi le rôle de variable "radiale") est le flux magnétique poloïdal $\psi$. Etant donné que $\nabla.\mathbf{B} = 0$, $\psi$ peut être défini de la façon suivante, dans le cas d'un tokamak axisymétrique (i.e. $\partial/\partial\varphi = 0$)[Wesson 87] :

$$B_R = -\frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial Z}, \qquad B_Z = \frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R} \tag{1.4}$$

où le champ magnétique poloïdal $\mathbf{B}_\theta$ est décomposé dans le plan $(R, Z)$ : $\mathbf{B}_\theta = B_R\mathbf{u}_R + B_Z\mathbf{u}_Z$. Le flux poloïdal peut être interprété comme le flux associé au champ magnétique poloïdal (par unité d'angle toroïdal) sur une surface intersectant l'intérieur d'une surface magnétique et le plan équatorial (en ne considérant qu'un seul côté, cf figure 1.5a).

Pour pouvoir établir la correspondance entre position d'un point $(R, Z)$ et la surface magnétique associée, il est nécessaire de déterminer le champ $\psi(R, Z)$. Celui-ci vérifie l'équation




(a) *Flux poloïdal $\psi$ (tokamak vu de haut).* (b) *Décalage de Shafranov $\Delta$*

FIG. 1.5: *A gauche : Interprétation de $\psi$, flux du champ magnétique poloïdal sur la surface $\Sigma$ par unité d'angle toroïdal $\Delta\phi$ : $\psi = (\int_\Sigma \boldsymbol{B}.d\boldsymbol{S})/(\Delta\phi)$. A droite : Illustration du décalage de Shafranov des surfaces magnétiques sur Tore Supra (avec une valeur de $\Delta$ au centre de 12 cm, peu réaliste).*

de Grad-Shafranov, déduite à partir de l'équation 1.3. Non-linéaire, celle-ci est résolue numériquement en pratique. Dans le cas de tokamak à grand rapport d'aspect (dimensions du grand rayon grandes devant celles du petit rayon du plasma) possédant des surfaces magnétiques circulaires, une approximation de la solution de cette équation met en évidence le *décalage de Shafranov* des surfaces magnétiques, noté $\Delta$. Projetées sur le plan poloïdal, celles-ci sont organisées en cercles décalés (figure 1.5b) ; $\Delta$ est maximal au centre du plasma ($\psi = 0$) et nul au niveau de la dernière surface magnétique fermée. Une valeur typique sur Tore supra est $\Delta(\psi = 0) \sim 7$ cm.

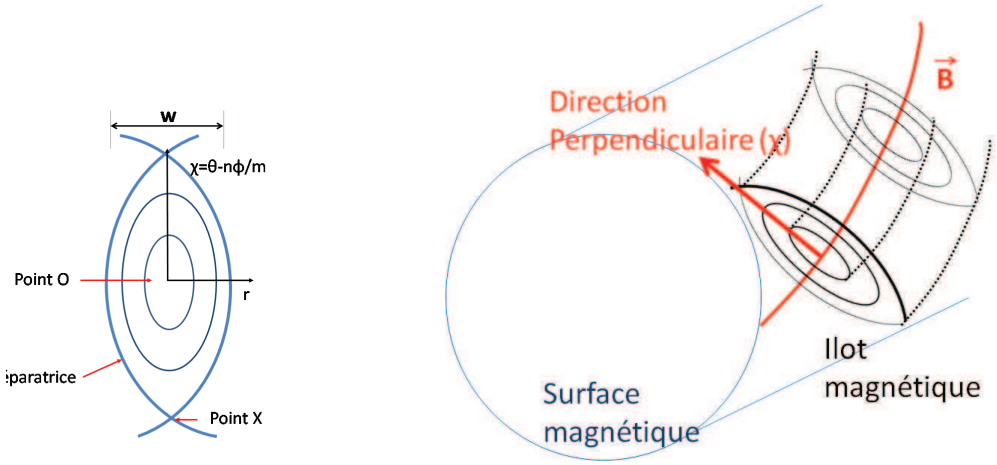
En pratique, sur Tore Supra dont les surfaces magnétiques sont circulaires, il est possible d'utiliser comme variable radiale le rayon d'une surface magnétique donnée $r$ (cf figure 1.5b). Notons que celui-ci diffère de la variable radiale associée aux coordonnées cylindriques qui mesure la distance d'un point avec le centre du plasma ($R = R_0$) indépendemment de la surface magnétique considérée. La variable radiale $r$ est souvent normalisée au petit rayon du plasma $a$, et est alors noté $\rho$ ou $r/a$ : nous parlerons alors de *petit rayon normalisé*.

### Instabilités MHD

Les différentes grandeurs impliquées dans l'équation d'équilibre hydrostatique $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ peuvent osciller autour de leur valeur d'équilibre. L'écriture générique d'une perturbation $f$ (constante le long d'une ligne de champ) dans les coordonnées $(r, \theta, \varphi)$, est, si l'on suppose des surfaces circulaires concentriques :

$$f(r,\theta,\varphi) = f(r)\ \exp i(m\theta - n\varphi)$$

où $m$ et $n$ sont des entiers relatifs pour des raisons de périodicité. Une telle perturbation est résonante sur la surface magnétique sur laquelle le facteur de sécurité (éq. 1.2) vérifie $q = m/n$. Ainsi, au voisinage d'une surface magnétique où le facteur de sécurité est un nombre rationnel, l'instabilité associée peut se développer et croître jusqu'à saturation. Cet effet est notamment plus fort sur les surfaces de faible $n$ ($q = 1$, $q = 2$, $q = 3/2$,...). En particulier, lorsque l'amplitude d'une perturbation de $\mathbf{B}$ devient élevée, la topologie de l'équilibre magnétique peut être modifiée par une reconnection des lignes de champ, produisant un *ilot magnétique*, représenté figure 1.6.




(a) *Ilot magnétique* (b) *Représentation 3D (motif périodique dans la direction perpendiculaire $\chi$)*

FIG. 1.6: *Schémas représentatifs d'un ilot magnétique*

Par exemple, parmi les instabilités les plus fréquemment rencontrées se trouve les oscillations *dent de scie*, affectant le centre du plasma dans la zone $q \sim 1$. Elles doivent leur nom à l'allure de l'évolution temporelle de la température électronique : un cycle d'oscillations se compose d'une lente phase de montée $T_e$ ($20-100$ ms sur Tore Supra) suivie d'une relaxation rapide (quelques ms).

## 1.4 Transport et régimes de confinement améliorés

Le transport des particules et de la chaleur limite la valeur atteinte par le triple produit $n\,T\,\tau_E$. Prédire quantitativement les coefficients de diffusion associés, notés $\chi$ pour la chaleur

et $D$ pour les particules, est un axe de recherche primordial en fusion. Ce problème reste toutefois insuffisamment résolu à l'heure actuelle.

Il est par contre solidement établi que la valeur mesurées des coefficients de transport sont très supérieures aux prédictions issues de théories collisionnelles. Ainsi, l'approche *classique* du transport, valable en géométrie cylindrique, estime le coefficient $D$ en fonction de la fréquence de collision $\nu$ et du rayon de Larmor $\rho_L$ :

$$D^{classique} \sim \nu \, \rho_L^2$$

En géométrie torique, les effets de la dérive de particules doivent être pris en compte, et sont à l'origine d'un transport collisionnel accru, étudié dans le cadre de la théorie *néoclassique* (présentée plus en détail au chapitre 2).

Les valeurs déterminées expérimentalement de $\chi$ et $D$ sont beaucoup trop élevées pour pouvoir être expliquées par un transport collisionnel : ainsi le transport de chaleur pour les électrons vérifie typiquement $\chi_e^{experimental}/\chi_e^{neoclassique} \sim 10^2 - 10^3$. Non décrit par la théorie collisionnelle, le transport a alors été dénommé *transport anormal.*

Une grande partie du transport anormal est reliée au *transport turbulent*, et plus particulièrement aux fluctuations de densité $\tilde{n}$ et du potentiel électrique (turbulence *électrostatique*). Le flux de particules dans la direction radiale $\Gamma$ s'exprime alors comme la moyenne d'ensemble du produit des fluctuations de densité $\tilde{n}$ et de la vitesse radiale $\tilde{V_r}$ associé aux fluctations du potentiel électrostatique : $\Gamma = \left\langle \tilde{n}\, \tilde{V_r} \right\rangle$. La détermination des coefficients de transport associés est plus complexe et nécessite de calculer les niveaux de saturation non-linéaires (i.e. les amplitudes de $\tilde{n}$, $\tilde{V_r}$ ) des diverses instabilités.

Des *barrières de transport*, zones où le transport de l'énergie est localement réduit, peuvent être crées, donnant accès à des régimes de confinement amélioré. Elles se caractérisent par la présence de gradients de pression élevés. Les premières barrières de transport furent mises en évidence sur le tokamak ASDEX en 1982 [Wagner 82] ; ce sont des barrières de transport *externes* situées près de la séparatrice du plasma, à l'intérieur. Le régime de confinement associé est dénommé *mode H*, pour "High confinement", et par opposition au *mode L* ("Low confinement") sans barrière externe. Des barrières de transport internes (ou ITB, Internal Transport Barrier) peuvent également être réalisées dans le coeur du plasma, typiquement à mi-rayon. La figure 1.7 schématise les allures typiques du profil radial de pression obtenus.

Le mode H est atteint lorsque la puissance fournie au plasma devient supérieure à un

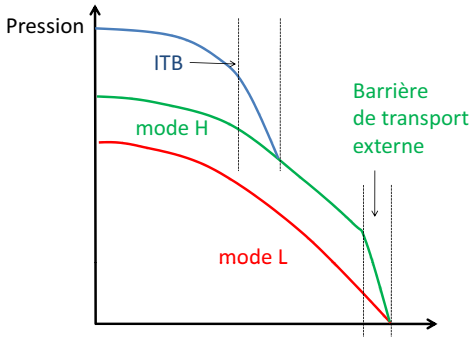



FIG. 1.7: *Barrières de transport.*

certain seuil. Celui-ci dépend notamment de la configuration de la dernière surface magnétique fermée du plasma (DSMF). Le mode H est difficile à réaliser en appui limiteur, bien que certains exemples existent (sur JT-60 [Tsuji 90], JIPP T-IIU [Toi 90]). Sur Tore Supra, qui fonctionne dans cette configuration, le mode H n'a jamais été observé. Pour les plasmas en diverteur, le seuil de puissance nécessaire pour créer une barrière de transport externe peut être estimé par des lois d'échelles : ainsi sur ASDEX [Ryter 94] : $P^{tot}_{LH\ [MW]} \simeq 3.8 \times 10^{-2}\, n_{e\ [10^{\bar{2}0}m^{-3}]}\, B_{\phi[T]}\, S_{[m^2]}$ (où $P^{tot}$ inclut la puissance de chauffage ohmique, et $S$ est la section du plasma). Une fois établie, une barrière de transport externe peut être ponctuellement détruite lors de l'avènement d'*Edge Localized Modes* (ou ELMs), au cours desquels une fraction non négligeable de l'énergie et des particules présentes dans le plasma est expulsée en un temps très bref, de l'ordre de la milliseconde. Il en résulte des contraintes thermiques importantes sur les composants situés face au plasma. Le contrôle des ELMs est d'ailleurs un axe de recherche important en vue d'ITER ; des expériences réalisées sur le tokamak DIII-D ayant montré que leur stabilisation par des *perturbations magnétiques résonantes* (ou RMP) était possible.

La réduction du transport turbulent lors de barrières de transport externes est causée par le cisaillement de l'écoulement dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Le mécanisme fut proposé par Biglari, Diamond et Terry en 1989 [Biglari 89]. Une illustration simplifiée est présentée dans la figure 1.8 , dans laquelle un tourbillon circulaire (en 2D) tournant à une vitesse de rotation $\omega$ et de rayon $r$ est considéré. Celui-ci est placé dans un écoulement cisaillé avec une vitesse de la forme$\mathbf{V} = v_y(x)\,\mathbf{u}_y \simeq \omega_{shear} x\ \ \mathbf{u}_y$, où $\omega_{shear} = \partial_x v_y$ est homogène à une fréquence. A cause du cisaillement de vitesse, le tourbillon aura tendance à s'étirer le long de l'axe $x$, lorsque le cisaillement n'est pas trop élevé. Si $\omega_{shear} \gtrsim \omega$, le tourbillon ne peut pas exister ; en effet la vitesse au "sommet" du tourbillon (point A sur la

figure) est de l'ordre de $\mathbf{V}_A.\mathbf{u}_y \sim r\,(\omega_{shear} - \omega)$ . Si cette vitesse reste positive et ne change pas de signe, le mouvement cyclique n'aura pas lieu : la structure tourbillonaire est décorrélée. Ainsi, un tourbillon possédant initialement une vitesse de rotation $\omega < \omega_{shear}$ aura tendance à évoluer pour vérifier $\omega \sim \omega_{shear}$. De plus, l'extension du tourbillon dans la direction $-x$ est réduite.

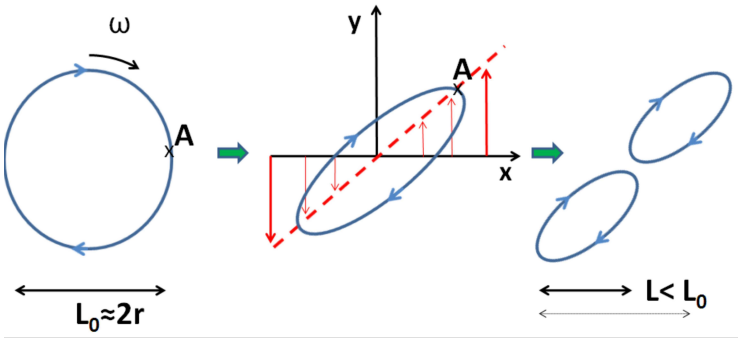



FIG. 1.8: *Illustration de la réduction de la longueur de corrélation dans la direction de cisaillement de l'écoulement.*

Le modèle BDT [Biglari 89] fait intervenir les temps et longueurs de corrélation de la turbulence, notés $\Delta r_t$ et $\Delta\omega_t$, respectivement analogues au rayon et à la fréquence de rotation du tourbillon de l'exemple simplifié précédent. En présence d'un cisaillement important, $\Delta r_t$ est réduit d'un facteur $(\Delta\omega_t/\omega_{shear})^{1/3}$. En outre, la dissipation visqueuse de l'énergie turbulente de l'écoulement est accrue, ce qui tend à réduire l'intensité des fluctuations.

Ce principe peut être appliqué dans le cas de la réduction du transport turbulent lors de barrières de transport. Le cisaillement considéré est alors celui de la vitesse de dérive $E \times B$, tangente aux surfaces magnétique et perpendiculaire aux lignes de champ $\mathbf{B}$. Celle-ci s'écrit $V_{E\times B} = -E_r/B$ où $E_r$ est la composante radiale du champ électrique. La turbulence de tokamak possède la propriété d'être bi-dimensionnelle en raison de l'étirement des structures tourbillonaires dans la direction parallèle à $\mathbf{B}$ : la direction $z$ de la figure 1.8 est donc analogue à la direction parallèle. C'est le cisaillement de la vitesse $E \times B$ dans la direction radiale (analogue à $x$ dans l'exemple précédent) qui est alors responsable de la réduction du transport turbulent. Celui-ci, noté $\omega_{E\times B}$, s'écrit en géométrie toroïdale [Hahm 95, Burrell 97] :

$$\omega_{E\times B} = \frac{RB_\theta}{B}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{E_r}{RB_\theta}\right)$$

Dans la référence [Burrell 97] est aussi fait mention d'un critère issu de simulations non-linéaires indiquant que le transport turbulent est réduit si $\omega_{E\times B} \sim \gamma_{MAX}$, où $\gamma_{MAX}$ est le

taux de croissance linéaire maximal de toute les instabilités présentes dans le plasma. $\gamma_{MAX}$ est de l'ordre de la fréquence de décorrélation de la turbulence. La comparaison entre ces deux grandeurs est ainsi souvent effectuée lors des études de transport.

Le rôle du cisaillement de l'écoulement perpendiculaire dans la génération de barrières de transport a été mis en évidence expérimentalement par des mesures de l'évolution du champ électrique radial au moment de la transition L-H. En mode H, le cisaillement de $E_r$ est très large près de la séparatrice ; dans de nombreux cas $E_r$ devient fortement négatif (dirigé vers l'intérieur) pendant la barrière de transport. Un exemple, issu de la référence [Moyer 95], est montré à la figure 1.9 (DIII-D), où la valeur de $E_r$ change localement de 5kV/m à -10kV/m lors du passage en mode H. Notons aussi que des barrières de transport externes ont été générées artificiellement en introduisant une électrode à l'intérieur de la séparatrice (par exemple [Taylor 89]), mettant en évidence la relation de causalité entre cisaillement de $E_r$ et barrières de transport.

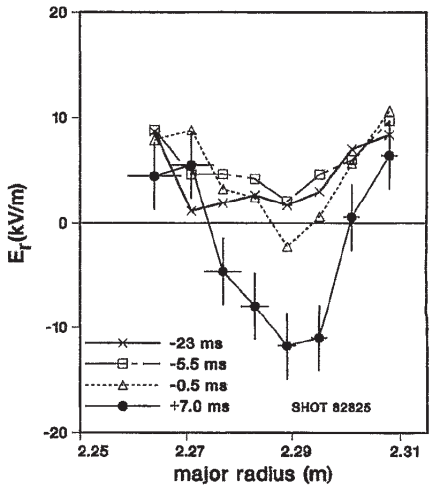



FIG. 1.9: [Moyer 95] *Evolution du champ électrique radial lors de la transition L-H sur DIII-D, mesuré par Spectroscopie d'échange de charges. La transition L-H a lieu à l'instant* $t = 0$.

En revanche, l'origine de la génération spontanée du champ électrique radial reste moins bien comprise. Pour cette raison, les principales caractéristiques des barrières de transport (seuil en puissance pour la transition, étendue spatiale, coefficients de transports) ne peuvent pas être reproduites de façon auto-consistante par la simulation à l'heure actuelle. Il est important de mettre en évidence expérimentalement les diverses "sources" de champ électrique

radial à l'intérieur et à l'extérieur de la séparatrice, et d'évaluer quantitativement leurs effets. Ceci pourra permettre de mieux reproduire numériquement les larges de changements observés de la valeur de $E_r$ lors des barrières de transport.

Le champ électrique radial et la rotation du plasma sont reliés par l'équation d'équilibre radial des forces. Celle-ci s'écrit, pour chacune des espèces $i$ (électrons, ions majoritaires ou impuretés) :

$$E_r = V_{\varphi,i}\, B_\theta - V_{\theta,i}\, B_\varphi + \frac{\nabla p_i}{n_i e}$$

où $\mathbf{V}_i = V_{\theta,i}\mathbf{u}_\theta + V_{\varphi,i}\mathbf{u}_\varphi$ est la vitesse de rotation (décomposée dans les directions poloïdales et toroïdales), et $\nabla p_i$ le gradient de pression de l'espèce $i$. La vitesse poloïdale et le gradient tendent à être très fortement contraints, par les collisions pour $V_\theta$ (cf § 2.3.2) et par le transport pour $\nabla p_i$. En revanche la vitesse de rotation toroïdale est plus difficile à appréhender. La quantité de mouvement dans la direction toroïdale est soumise au transport turbulent, les coefficients de transports associés étant du même ordre de grandeur que $\chi$. En revanche, les sources de rotation sont moins bien identifiées : dans de nombreux cas la principale source de rotation est l'injection d'un faisceau de particules neutres, mais une rotation *spontanée* du plasma (en l'absence d'injection de quantité de mouvement par IDN) est observée dans de nombreux tokamaks, y compris Tore Supra. Ainsi, le problème des mécanismes à l'origine du champ électrique radial est couplé avec celui de la connaissance des sources de $V_\varphi$.

Une autre motivation pour une étude plus approfondie de la rotation toroïdale vient de son effet stabilisateur sur les *instabilités de mur résistif.* Ces instabilités limitent la valeur maximale du paramètre $\beta = 2\mu_0 p/B^2$ pouvant être atteinte ; or pour des raisons économiques il est avantageux pour un tokamak d'opérer avec $\beta$ le plus élevé possible.

# Chapitre 2

# Cadre de l'étude du champ électrique radial

Ce chapitre a pour but d'introduire un certain nombre de notions utilisées lors de l'étude du champ électrique radial. En particulier, le mouvement des particules en géométrie tokamak, déjà évoqué au chapitre précédent, est présenté plus en détail. Quelques éléments de la théorie néoclassique du transport sont également introduits (§2.2) où nous insisterons sur les endroits où l'hypothèse d'axisymétrie est effectuée. En effet, dans la suite de l'étude nous sommes intéréssés par la mise en défaut de cette hypothèse, à cause de l'ondulation de l'intensité du champ magnétique dans la direction toroïdale (ou *ripple*). Les équations régissant l'évolution du champ électrique radial et de la rotation sont ensuite introduites (§2.3), avant le rappel de quelques résultats expérimentaux importants en fin de chapitre (§2.4).

## 2.1 L'équation de dérive cinétique

### 2.1.1 Vitesses de dérives

Le mouvement d'une particule de charge $e$ et masse $m$, en présence d'un champ magnétique $\mathbf{B}$ uniforme, consiste en une translation parallèle aux lignes de champ et en une giration *cyclotronique* dans le plan perpendiculaire à $\mathbf{B}$. Celle-ci est caractérisée par le rayon de Larmor $\rho_L = mV_c/eB$ et la fréquence cyclotronique $\Omega = eB/m$ (où $B$ est la norme de $\mathbf{B}$, $V_c$ la vitesse de giration[1]).

En présence d'un champ magnétique inhomogène, d'un champ électrique $\mathbf{E}$, et/ou de lentes variations temporelles des champs ($\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$), le mouvement peut être décomposé en un

[1]Ce choix de notation est destiné à éviter une confusion avec la vitesse de dérive perpendiculaire, qui sera notée $v_\perp$.

mouvement cyclotronique dans un champ **B** uniforme et stationnaire, auquel s'ajoute un mouvement de dérive du *centre-guide* (centre de giration). L'étude est alors effectuée dans le cadre de la théorie adiabatique, en supposant que les champs (**E**,**B**) vus par une particule restent quasiment constant durant une giration. Ceci se traduit par

$$\left|\frac{1}{B}\frac{\partial B}{\partial t}\right| \ll \Omega, \qquad \left|\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial t}\right| \ll \Omega, \qquad \rho_L \ll \left|\frac{B}{\nabla B}\right|$$

**Invariants du mouvement**

L'étude du mouvement des particules est simplifiée par l'existence d'invariants, conservés en l'absence de collisions. Afin de les introduire dans ce paragraphe, nous rappelons tout d'abord l'expression du Lagrangien $L$ d'une particule dans un potentiel magnétique/électrique $(\mathbf{A}, \phi)$ :

$$L = \frac{1}{2} m\, v^2 + e\mathbf{A}.\mathbf{v} - e\phi$$

Le *moment magnétique* $\mu$ est l'invariant adiabatique associé à la coordonnée soumise à une variation périodique rapide $q = \vartheta_c$ (angle de giration cyclotronique). L'expression générale d'un tel invariant est $\oint \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} dq$. Le moment magnétique vaut alors :

$$\mu = \frac{1}{2}\frac{m V_c^2}{B} \tag{2.1}$$

Un second invariant du mouvement est l'énergie $E$, qui peut s'exprimer en fonction de $\mu$ en décomposant la vitesse **v** en une composante parallèle à **B** ($v_{||}$) et une composante de giration dans le plan perpendiculaire, de norme $V_c$ :

$$E = \frac{1}{2} m v_{||}^2 + \frac{1}{2} m V_c^2 + e\phi = \frac{1}{2} m v_{||}^2 + \mu B + e\phi$$

Un troisième invariant du mouvement, noté $p_\varphi$, est plus spécifique à la géométrie tokamak. Cette quantité n'est conservée que si la géométrie du champ magnétique est indépendante de l'angle toroïdal $\varphi$ (axisymétrie). Dans ce cas, le moment associé à la variable *cyclique* $\varphi$ est conservé ; son expression est

$$p_\varphi = mRV_\varphi - e\psi$$

où $V_\varphi$ est la composante toroïdale de la vitesse du centre-guide, et $\psi$ est le flux poloïdal, introduit au chapitre 1 (éq. 1.4).

**Dérives du centre-guide**

Une dérive lente du centre de giration dans le plan perpendiculaire à $\mathbf{B}$ se superpose au mouvement cyclotronique rapide. La vitesse de dérive se décompose en plusieurs contributions :

- la vitesse de *dérive électrique* ou $E \times B$

$$\mathbf{V}_{E\times B} = \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{B^2} \tag{2.2}$$

  celle-ci peut se généraliser à une force extérieure quelconque $\mathbf{F}$ en remplaçant $\mathbf{E}$ par $\mathbf{F}/q$ dans 2.2.

- la vitesse de dérive de gradient dûe à l'inhomogénéité du champ magnétique :

$$\mathbf{V}_G = \frac{V_c^2}{2\Omega}\,\frac{\mathbf{B}\times\nabla B}{B^2} \tag{2.3}$$

- la dérive de courbure, qui peut d'interpréter comme la vitesse de dérive dûe à la force centrifuge lors du mouvement parallèle de la particule le long d'une ligne de champ (avec $\mathbf{n}{=}d\mathbf{b}/ds$ vecteur normal et $R$ rayon de courbure local d'une ligne de champ magnétique) :

$$\mathbf{V}_C = \frac{v_{||}^2}{\Omega}\,\frac{\mathbf{b}\times\mathbf{n}}{R} \tag{2.4}$$

Dans les conditions de fonctionnement d'un tokamak, où la pression cinétique est faible devant la pression magnétique $p_B = B^2/2\mu_0$, il est possible de montrer que :

$$\frac{\mathbf{b}\times\mathbf{n}}{R} \simeq \frac{\mathbf{B}\times\nabla B}{B^2}$$

Il est alors d'usage de regrouper les dérives de gradient et de courbure en une dérive de *gradient-courbure* Cette vitesse est notée $\mathbf{V}_D$ par la suite ; elle est de sens opposé pour les électrons et les ions ($\Omega$ étant algébrique). Sur les tokamaks, elle est couramment désignée par *dérive verticale* : en effet le vecteur $\mathbf{B}\times\nabla B$ est quasiment aligné avec la direction verticale.

$$\boldsymbol{V}_D = \frac{1}{\Omega}\,(v_{||}^2 + \frac{V_c^2}{2})\,\frac{\boldsymbol{B}\times\nabla B}{B^2} \tag{2.5}$$

Enfin, il est également possible de regrouper l'ensemble des vitesses de dérives en une expression synthétique

$$\mathbf{V} = \frac{v_{||}}{B}\nabla \times (\frac{v_{||}}{\Omega}\mathbf{B}) \tag{2.6}$$

dans laquelle $v_{||}/\Omega$ est considéré comme un champ scalaire déduit de $E = mv_{||}^2/2 + \mu B(\mathbf{r}) + e\phi(\mathbf{r})$ (avec $E, \mu$ uniformes).

### 2.1.2 Collisions

Une particule chargée interagit, via la force de Coulomb, avec l'ensemble des particules situées à une distance inférieure à la *longueur de Debye* $\lambda_D = (\epsilon_0 T_e/n_e e^2)^{1/2}$ ($\sim 10^{-5} m$ dans un tokamak), qui caractérise la décroissance exponentielle du potentiel électrique dûe à l'écrantage des charges.

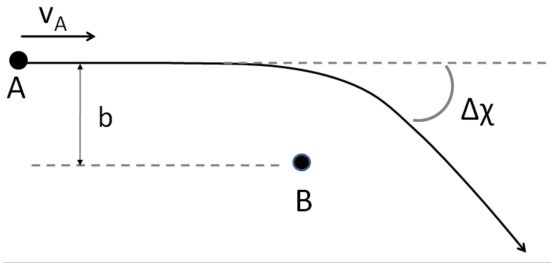



FIG. 2.1: *Collision Coulombienne*

L'effet d'une collision entre une particule $A$ dont la masse/charge/vitesse initiale sont notées respectivement $m_A/e_A/v_A$ avec une particule $B$ (même notations) se traduit par une déflection d'angle $\Delta\chi$ et un échange d'énergie (figure 2.1). La majorité des collisions a lieu à longue distance (i.e le paramètre d'impact $b$ n'est pas trop faible), et l'angle de déflection $\Delta\chi$ peut être considéré comme petit. Son expression est donnée par la relation de Rutherford :

$$\tan\frac{\Delta\chi}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e_A e_B}{m_A v_A^2 b} \simeq \frac{\Delta\chi}{2} \tag{2.7}$$

La succession aléatoire de petites déflections, considérées de façon statistique, peut être modélisée comme un processus diffusif. Le pas de temps associé est de l'ordre de la durée d'une collision $\Delta t \sim b/v_A$ (ce qui peut se justifier par la simultanéité des collisions élémentaires). L'angle de déflection suit alors une évolution de type marche au hasard $\chi(t) \sim (\nu t)^{1/2}$. La

*fréquence de collision* $\nu$ est déduite de la relation 2.7 et d'une estimation de la valeur effective du paramètre d'impact $b \sim n_B^{-1/3}$ faisant intervenir le *logarithme Coulombien* $\ln\Lambda \sim 17$. La fréquence de collision associée à une variation de $\chi$ de 90° causée par l'interaction des particules $B$ sur la particule $A$ est :

$$\nu_{AB} \simeq \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2}\frac{e_A^2 e_B^2}{m_A^2 v_A^3}\, n_B\ \ln\Lambda \tag{2.8}$$

Les fréquences caractérisant la déflection d'un ion $i$ de charge $Ze$ et d'un électron $e$ dont l'énergie est égale à l'énergie thermique sont ainsi [Helander 02] :

$$\nu_e^{th} = \nu_{ei}^{th} = \frac{\sqrt{2}}{12\,\pi}\frac{n_i Z^2\ e^4}{\epsilon_0^2\ m_e^{1/2} T_e^{3/2}}\ln\Lambda$$

$$\nu_i^{th} = \nu_{ii}^{th} = \frac{\sqrt{2}}{12\,\pi}\frac{n_i Z^4\ e^4}{\epsilon_0^2\ m_i^{1/2} T_i^{3/2}}\ln\Lambda$$

où l'on notera que les électrons sont déflechis beaucoup plus rapidement $\nu_e/\nu_i \sim \sqrt{m_i/m_e} \sim 60$ pour un plasma de Deutérium. Lorsque les particules considérées ont une énergie $E$ quelconque, la fréquence de collision est $\nu(E) = \nu^{th}\,(E/T)^{-3/2}$. Enfin il est possible de définir une fréquence de collision "effective" associée à un angle $\Delta\chi$ quelconque : celle-ci vaut $\nu_{eff} = \nu/(\Delta\chi)^2$.

.

Les collisions sont à l'origine d'une relaxation de la fonction de distribution d'une espèce donnée vers une distribution Maxwellienne $f_M$

$$f_M = n\ (\frac{m}{2\pi T})^{3/2}\exp(-\frac{mv^2}{2T})$$

où l'on note que $mv^2/2 = E - e\phi \neq E$. La description de la dynamique de cette relaxation fait intervenir un opérateur de collisions agissant sur la fonction de distribution $f$, noté $C(f)$, tel que :

$$\frac{df}{dt} = C(f) \tag{2.9}$$

Son expression dans le cas général est complexe. Nous mentionnons simplement deux approximations, la première est celle de "Lorentz", utilisée par exemple dans [Connor 73] :

$$C(f) \simeq m\nu \frac{v_{||}}{B} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( \mu v_{||} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right)$$

La seconde approximation, plus simplificatrice, est celle de Bhatnagar-Gross-Krook (ou "Krook") [Bhatnagar 54] :

$$C(f) = -\nu \left( f - f_M \right) \tag{2.10}$$

### 2.1.3 Equation de dérive cinétique

L'équation de dérive cinétique régit l'évolution de la fonction de distribution $f$, exprimée dans les variables de position du centre-guide. Sa forme générique est $df/dt = C(f)$, où l'opérateur de dérivation est une dérivée particulaire dans l'espace des phases. De plus amples détails sur son introduction peuvent être trouvés dans [Helander 02]. Lorsque $f$ est exprimée en fonction des invariants du mouvement $(E, \mu)$, cette équation s'écrit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{V}.\nabla f = C(f) \tag{2.11}$$

où $\mathbf{V} = \mathbf{V}_{||} + \mathbf{V}_D + \mathbf{V}_{E\times B}$ est la vitesse du centre-guide. Dans l'espace des vitesses, le passage des coordonnées $(v_{||}, V_c, \vartheta_c)$ à $(E, \mu)$ s'effectue en utilisant l'expression d'un volume élémentaire dans l'espace des phases

$$d^3v = 2\pi V_c \, dV_c \, dv_{||} \sum_\sigma \frac{2\pi}{m^2} \, \frac{B}{|v_{||}|} dE \, d\mu \tag{2.12}$$

où $\sigma = v_{||}/|v_{||}|$.

## 2.2 Transport néoclassique

La théorie néoclassique du transport prend en compte les effets liés à la non-uniformité du champ magnétique, dont l'intensité varie en $1/R$. Les coefficients de diffusion prédits par la théorie néoclassique sont supérieurs d'un facteur $q^2$ (ou plus, suivant les régimes) à ceux prédits en géométrie cylindrique.

Dans un tokamak, le transport turbulent est plus intense que le tranport collisionnel. Ce n'est que lorsque la turbulence est réduite, lors de barrières de transport, que les coefficients de diffusivité déterminés expérimentalement approchent les valeurs néoclassiques. Toutefois, dans le cadre de l'étude du champ électrique radial, il est intéressant de rappeler brièvement les bases de cette théorie. Après avoir décrit les différents régimes, nous verrons que dans le cas d'un tokamak axisymétrique les flux de particules sont *automatiquement ambipolaires*,

i.e. qu'ils ne peuvent pas être à l'origine d'un champ électrique radial. Ceci n'est plus vrai en présence de ripple, qui rompt la symétrie toroïdale. Les flux de particules induits par le ripple sont également calculés en utilisant le formalisme de la théorie néoclassique.

La question de savoir si les flux de particules causés par la turbulence sont automatiquement ambipolaires est délicate. L'idée selon laquelle ceci est vrai en première approximation est couramment répandue. Les fluctuations du potentiel électrostatique peuvent en effet s'ajuster pour réduire les déséquilibres entre les flux ioniques et électroniques. Il existe toutefois des théories prédisant des flux turbulents non-ambipolaires, par exemple par Diamond et Kim [Diamond 91].

### 2.2.1 Particules piégées

**Particules toroïdalement piégées** Une différence importante entre géométrie cylindrique et toroïdale est l'existence pour cette dernière de particule piégées dans la partie extérieure du tore (côté "faible champ").

L'intensité du champ magnétique toroïdal varie comme l'inverse du grand rayon ; elle est par conséquent approximativement égale à :

$$B_\varphi = B_0 R_0/R \simeq B_0(1 - \epsilon\cos\theta) \ \ (\approx B)$$

où $\epsilon = r/R_0$. A cause de la variation de l'intensité de $B$ le long d'une ligne de champ, et de la conservation du moment magnétique et de l'énergie, la vitesse parallèle d'une particule peut s'annuler si $\mu B_0(1+\epsilon) > E$. Dans ce cas, celle-ci effectue un mouvement de va-et-vient autour de la position $\theta = 0$, du côté faible champ [2] ; elle est qualifiée de particule *banane* ou de particule *toroïdalement piégée* (cf figure 2.2). Pour une particule piégée, $(v_{||}, V_c)$ vérifient la condition :

$$\left|\frac{v_{||}(\theta=0)}{V_c(\theta=0)}\right| < \sqrt{2\epsilon} \tag{2.13}$$

Lors de son mouvement de va-et-vient, une particule banane est éloignée de sa surface magnétique initiale dans un demi-plan du tore (supérieur ou inférieur) et rapprochée dans l'autre par la dérive verticale. Il en résulte un élargissement de sa trajectoire projetée dans le plan $(r, \theta)$, justifiant l'emploi du terme "banane". La largeur de l'écart radial associé $\Delta_b$ se déduit de la conservation de l'invariant $p_\varphi = mRV_\varphi - e\psi \simeq mRv_{||} - e\psi$ et vaut :

[2] "côté faible champ" désigne la zone où $-\pi/2 < \theta < \pi/2$

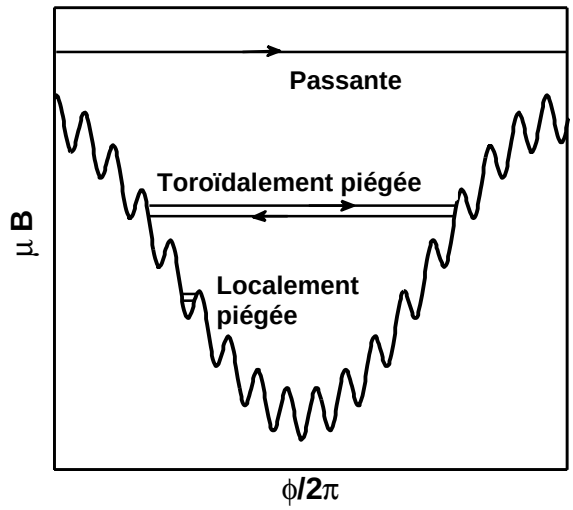



FIG. 2.2: *Classes de trajectoires, pour différentes valeurs de l'énergie de la particule E.*

$$\Delta_b = \left| \frac{m v_{||}}{e B_\theta} \right| \sim \epsilon^{-1/2} q\, \rho_L$$

A titre de comparaison, l'écart radial d'une particule passante (non piégée) est de l'ordre de $\sqrt{\epsilon}\Delta_b \ll \Delta_b$. Deux fréquences caractéristiques sont la fréquence de *rebond* $\omega_b$, à laquelle le mouvement périodique s'effectue :

$$\omega_b = \frac{v_{||}}{qR} \sim \frac{\epsilon^{1/2} V_{th}}{qR}$$

et la fréquence de dépiégeage par collisions, associée à une variation de $v_{||}/V_c \sim \sqrt{2\epsilon}$, soit :

$$\nu_{eff} = \frac{\nu}{2\epsilon}$$

**Particules localement piégées**

A cause du nombre fini de bobines de champ toroïdal une ondulation supplémentaire de l'intensité de $B_\varphi$ doit être prise en compte :

$$B_\varphi = B_0(1 - \epsilon \cos\theta - \delta \cos N\varphi)$$

où $N$ est le nombre de bobines, et en général $\delta \ll \epsilon \ll 1$. Il existe alors une nouvelle

possibilité de piégeage associée au terme $\delta \cos N\varphi$ ; la condition de piégeage est analogue à (2.13) :

$$\left|\frac{v_{||}}{V_c}\right| \lesssim \sqrt{2\delta} \tag{2.14}$$

De telles particules sont dites *localement piégées.* Leur fréquence de dépiégeage effectif est $\nu_{eff} \sim \nu/2\delta$. Une différence avec les particules toroïdalement piégées concerne l'effet de la dérive verticale. Les particules toroïdalement piégées alternent les séjours dans les parties supérieures et inférieures du plan, la dérive verticale est alors compensée sur une période de la trajectoire. En revanche les particules localement piégées restent confinées dans une zone dans l'extension poloïdale est de l'ordre de $\Delta\theta \sim 1/Nq$. La composante radiale de la dérive verticale ne change pas de signe : la particule dérive alors vers l'extérieur (ou intérieur suivant le demi-plan) du tore jusqu'à ce qu'elle soit dépiégée. Le transport associé à ce type de phénomène sera vu plus en détail au chapitre 5. Notons également qu'en l'absence de collisions ou de *dépiégeage non-collisionnel* (lié à la diminution de l'amplitude du ripple le long d'une trajectoire de dérive), une particule localement piégée est amenée à quitter la partie confinée du plasma.

### 2.2.2 Régimes de transport dans un tokamak axisymétrique

Un coefficient de transport $D$ peut être évalué à partir d'un argument de type "marche au hasard", i.e.

$$D \sim f\ \frac{(\Delta r)^2}{\Delta t}$$

où $\Delta r$ est la distance parcourue dans la direction radiale par une particule pendant la durée $\Delta t$, et $f$ la fraction de particules impliquées. Le mécanisme responsable du transport varie suivant la fréquence de collision, donnant lieu à trois régimes différents. A faible collisionnalité , le régime *banane* fait intervenir les particules toroïdalement piégées, soit une fraction $\sqrt{\epsilon}$. A forte collisionnalité ($\nu > \omega_b$), le régime de transport est dénommé *Pfirsch-Schlüter*, et implique l'ensemble des particules : en effet la fréquence de dépiégeage $\nu/\epsilon$ est alors trop élevée pour qu'une particule thermique piégée n'ait le temps d'effectuer un aller-retour le long d'une ligne de champ magnétique. Enfin, il existe également un régime *plateau* aux fréquences de collisions intermédiaires : $\epsilon\omega_b < \nu < \omega_b$.

En réalité, l'ensemble des processus décrits ci-dessus coexiste, mais le transport néoclassique sera dominé par le régime associé à la fréquence de collision des particules à l'énergie thermique, dont la fraction est plus élevée.

**Régime banane** L'écart radial d'une particule banane à la surface magnétique à laquelle elle appartient initialement est de l'ordre de

$$\Delta_b \sim q\epsilon^{-1/2}\rho_L$$

Avec un temps de dépiégeage $\Delta t = \epsilon/\nu$, et une fraction de particules $f \sim \epsilon^{1/2}$, le coefficient de transport $D_b$ est alors de l'ordre de

$$D_b \sim q^2\epsilon^{-3/2}\nu\ \rho_L^2$$

ce dernier est supérieur à un coefficient de transport classique $D_c \sim \nu\rho_L^2$ d'un facteur $q^2\epsilon^{-3/2}$, soit un à deux ordres de grandeur. Un tel transport ne peut être effectif que si les particules bananes ont le temps d'accomplir une période de leur trajectoire, ce qui se traduit par la condition $\nu < \epsilon\omega_b$.

**Régime Pfirsch-Schlüter** A forte collisionnalité, l'ensemble des particules est cette fois impliqué dans le transport (fraction $f = 1$). Le libre parcours moyen d'une particule dans la direction parallèle est inférieur à la distance nécessaire le long d'une ligne de champ pour passer d'un demi-plan à un autre. Le mouvement parallèle est alors modélisé par une marche au hasard, avec une distance longitudinale parcourue $l(t) \sim \sqrt{v_{||}^2 t/\nu}$. Lorsque $l \sim qR$, la composante radiale de la dérive verticale change de signe : ceci correspond à un "pas" du processus de marche aléatoire, auquel est associé la durée :

$$\Delta t \sim \frac{\nu q^2 R^2}{v_{||}^2}$$

Avec un pas radial $\Delta r \sim V_D \Delta t$, ce qui conduit à l'évaluation du coefficient de diffsion en régime Pfirsch-Schlüter $D_{PS}$

$$D_{PS} \sim \nu q^2 \rho_L^2$$

où l'on a utilisé le fait que $V_D \sim \rho_L V_{th}/R$. La condition sur le libre parcours moyen inférieur à $qR$, nécessaire pour atteindre ce régime de transport, se traduit par $\nu > \omega_b$.

**Régime Plateau** Le régime plateau existe dans l'intervalle de fréquences $\epsilon\omega_b < \nu < \omega_b$. La fraction de particules impliquées est intermédiaire entre celles du régime Pfirsch-Schüter ($f = 1$) et du régime banane ($f = \sqrt{\epsilon}$). En plus des particules piégées, un certain nombre de particules passantes mais proches du cône de piégeage $|v_{||}| < \sqrt{\epsilon}\, V_c$ sont impliquées dans le transport. Il s'agit de particules ayant le temps d'être piégées puis dépiégées lors de leur

passage côté faible champ.

En égalant le temps de parcours de la distance $qR$ et le temps de piégeage d'une particule ayant un angle de pitch $v_{||}/v$ quelconque, il vient

$$\frac{v_{||}}{v} = \left(\frac{qR\nu}{v}\right)^{1/3}$$

Le pas de temps de la marche aléatoire vaut donc $\Delta t = qR/v_{||}$ et le pas radial $\Delta r = V_D \Delta t$ ; avec une fraction correspondante $f \sim v_{||}/v$. Le coefficient de diffusion en régime plateau $D_p$ est alors

$$D_p = \frac{qV_{th}\rho_L^2}{R}$$

## 2.3 Champ électrique radial et rotation

### 2.3.1 Equation d'évolution du champ électrique radial

L'évolution du champ électrique radial peut être déduite de l'équation de Maxwell-Ampère, multipliée scalairement par le vecteur normal aux surfaces magnétique et moyennée sur une surface magnétique, ce qui annule le terme dépendant de $\nabla \times B$ [Shaing 84]. Par exemple en géométrie circulaire axisymétrique (les crochets $\langle ... \rangle$ représentent l'opérateur de moyennage sur une surface magnétique) :

$$\langle \nabla \times \mathbf{B}.\mathbf{u}_r \rangle = \frac{1}{2\pi r} \int \frac{\partial B_\varphi}{\partial \theta}\, d\theta = 0$$

Le courant radial pris en compte dans l'équation Maxwell-Ampère est la somme du courant radial de conduction $j_r^c = \sum e_k \Gamma_k$ (somme sur toutes les espèces $k$ de charge $e_k$ et de flux de particules $\Gamma_k$) et de la composante radiale du courant de polarisation $j_r^p$, induite par les variations temporelles du champ électrique radial $E_r$. Celle-ci vaut :

$$\begin{aligned} j_r^p &= \left(\sum_k \frac{n_k m_k}{B^2}\right) \frac{\partial E_r}{\partial t} \\ &\approx \frac{1}{\mu_0 V_A^2} \frac{\partial E_r}{\partial t} \end{aligned}$$

où la somme sur les espèces $k$ est dominée par les ions, et la vitesse d'Alfvén $V_A^2 = B^2/\mu_0 n_i m_i$ est introduite. L'équation d'évolution du champ électrique radial est alors :

$$\epsilon_0(1+\frac{c^2}{V_A^2})\,\frac{\partial\,\langle E_r\rangle}{\partial t} = -\sum_k e_k\,\left\langle\Gamma_k^{NA}\right\rangle \tag{2.15}$$

La partie ambipolaire des flux de particules moyennés $\langle\Gamma_k\rangle$ ($particules/m^2/s$) n'influence pas l'évolution de $E_r$ : elle a été ignorée dans l'équation ci-dessus où seule la partie non-ambipolaire des flux, notée $\left\langle\Gamma_k^{NA}\right\rangle$ a été retenue.

**Temps d'évolution de $E_r$**

Un ordre de grandeur du temps caractéristique de l'évolution de $E_r$ peut être estimé, par exemple en supposant que les flux non-ambipolaires sont de l'ordre de $\Gamma \sim n\,D/a$ où $a$ est le petit rayon du tokamak et $D$ un coefficient de diffusion de l'ordre de la diffusivité néoclassique ou turbulente, dépendant du mécanisme non-ambipolaire considéré. L'ordre de grandeur du temps caractéristique $\tau_{E_r}$ d'évolution du champ électrique radial est alors, d'après l'équation 2.15 :

$$\tau_{E_r} \sim \frac{\epsilon_0\,c^2\,E_r}{e\,\Gamma\,V_A^2} \sim \frac{a^2}{D}\,\frac{V_{E\times B}}{a\Omega_i}$$

où $V_{E\times B} = E_r/B$ est la vitesse de dérive électrique, et $\Omega_i$ la fréquence cyclotronique ionique. Dans cet exemple, le temps caractéristique associé au transport des grandeurs $(n,T)$ (par le mécanisme non-ambipolaire considéré) est $\tau_{n,T} = a^2/D$ ; le temps d'évolution du champ électrique radial est inférieur dans un rapport $V_{E\times B}/a\Omega_i$ très faible : par exemple avec $a = 1$m, $V_{E\times B} = 1$km/s (valeur typique sur Tore Supra) et $B = 3$T, le rapport $\tau_{E_r}/\tau_{n,T}$ est de l'ordre de $10^{-5}$. Ainsi, l'ajustement du champ électrique radial pour vérifier l'ambipolarité s'effectue sur une échelle de temps extrêmement rapide, très inférieure aux temps caractéristiques du transport des autres grandeurs (particules, température, quantité de mouvement). En général le second membre de l'équation (2.15) dépend du champ électrique radial et l'équilibre est atteint lorsque $\langle\Gamma_i(E_r)\rangle = \langle\Gamma_e(E_r)\rangle$. Il est par contre possible que l'ajustement des flux de particules $\Gamma(E_r)$ lors de l'évolution de $E_r$ s'effectue sur un temps plus lent que $\tau_{E_r}$, notamment dans le cas où les flux non-ambipolaires sont induits par les collisions.

**Ambipolarité automatique des flux néoclassiques dans un tokamak axisymétrique**

Dans un tokamak axisymétrique, les flux de particules induits par le transport collisionnel sont *automatiquement ambipolaires* : les flux ioniques et électroniques sont égaux quelle que soit la valeur du champ électrique radial. Cette propriété est une conséquence de la conservation de la quantité de mouvement dans la direction parallèle lors de collisions entre ions et électrons. Elle a notamment été montrée par Rutherford en 1970 [Rutherford 70]. Etant donné son importance lors de l'étude du champ électrique radial, une démonstration

est présentée dans l'annexe A : celle-ci est adaptée de la référence [Boozer 80] au cas simplifié de surfaces circulaires concentriques.

Il peut en effet être montré par un calcul exact que les flux de particules d'une espèce $k$ à travers une surface magnétique sont proportionnels à la quantité $\int m_k v_{||} C(f_k) d^3v/e_k$. Celle-ci est égale pour les électrons et les ions et ne donne pas naissance à un flux radial de charge électrique. En effet, si nous considérons par exemple les ions (fonction de distribution $f_i$), l'opérateur de collision est la somme de l'effet des collisions ions-ions et ion-electrons :

$$C(f_i) = C(f_i, f_i) + C(f_i, f_e)$$

A cause de l'élasticité des collisions, l'opérateur de collision possède les propriétés suivantes :

$$\int m_i v_{||} C(f_i, f_i) d^3v = 0$$

$$\int m_i v_{||} C(f_i, f_e)\, d^3v = -\int m_e v_{||} C(f_e, f_i)\, d^3v$$

C'est cette dernière relation qui conduit à l'égalité entre flux de charges ioniques et électroniques. Il est par la même occasion remarqué (à partir de la première propriété ci-dessus) que les collisions entre particules identiques ne donnent ainsi pas naissance à des flux de particules. Ceci n'est en revanche pas vrai pour les flux de chaleur.

### 2.3.2 Rotation toroidale et poloidale

Le champ électrique radial est étroitement couplé avec la rotation du plasma, parce que la projection radiale de la somme des forces de pression et électromagnétique doit s'annuler : c'est ce qu'exprime l'équation d'*équilibre radial des forces*, présentée dans cette section.

La vitesse de l'espèce $k$ (charge $e_k$, masse $m_k$) du plasma obéit à l'équation d'évolution suivante :

$$m_k n_k \frac{\partial \mathbf{V}_k}{\partial t} + m_k n_k \nabla.(\mathbf{V}_k \mathbf{V}_k) = -\nabla p_k - n_k e_k (\mathbf{E} + \mathbf{V}_k \times \mathbf{B}) - \nabla.\pi_k + \mathbf{F}_k \qquad (2.16)$$

dans laquelle les différents termes sont :

– le tenseur de viscosité $\pi$ et la pression $p$, dont la somme vaut $\pi_{ij} + p\delta_{ij} = mn \int (v_i - V_i)(v_j - V_j)\, f\, d^3v$.

– le tenseur de terme générique $mnV_iV_j$. Lorsque la vitesse du plasma est faible devant la vitesse thermique (ce qui est en général le cas dans les tokamaks), ce terme est négligeable devant le tenseur de viscosité $\pi_k$.
– la force de friction $\mathbf{F}_k$ due aux collisions des différentes espèces $s$ sur l'espèce $k$ : $\mathbf{F}_k = \sum_s \int m_k \mathbf{v}\, C_{ks}(f) d^3v$

**Equation d'équilibre radial des forces**

L'équation d'équilibre radial des forces est obtenue est considérant la projection de l'équation (2.16) dans la direction radiale, à l'équilibre ($\partial/\partial t = 0$). En négligeant la contribution des composantes radiales des forces de viscosité et de friction, il vient :

$$E_r = V_{k,\varphi} B_\theta - V_{k,\theta} B_\phi + \frac{\nabla p_k}{n_k\, e_k} \tag{2.17}$$

Cette équation est valable pour chacune des espèces $k$ présentes dans le plasma. Elle contraint les évolutions simultanées de $E_r$, $V_\varphi$ et $V_\theta$. Il est par exemple souligné dans [Callen 09] que le temps d'établissement de cette condition est très bref, de $a/V_A < 10^{-7} s$ (temps d'établissement de l'équilibre plasma).

**Relaxation de la vitesse poloïdale**

La vitesse poloïdale est relaxée au bout d'un temps plus lent, de l'ordre de la fréquence de collision de l'ion majoritaire $\nu_{ii}$. Ceci est une conséquence des forces de viscosité s'exerçant dans la direction parallèle à $\mathbf{B}$. Quelques éléments de la démarche effectuée pour démontrer ce résultat sont brièvement présentés dans ce paragraphe (voir par exemple [Helander 02]).

La vitesse perpendiculaire peut être exprimée en prenant le produit vectoriel de l'équation (2.16) avec le vecteur $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$. En négligeant les contributions des termes de friction et de viscosité, celle-ci vaut :

$$\mathbf{V}_\perp = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{b}}{B} + \frac{\nabla p_k \times \mathbf{b}}{n_k e_k\, B} \tag{2.18}$$

La norme de la vitesse perpendiculaire varie en $1/B$ : celle-ci est plus élevée du côté faible champ. A cause de la conservation de la masse ($\nabla . n\mathbf{V} = 0$), la vitesse parallèle est donc plus élevée côté fort champ. L'équation (2.18) et la condition $\nabla . n\mathbf{V} = 0$ imposent à $\mathbf{V}$ la forme suivante :

$$\mathbf{V} = \frac{1}{RB_\theta}\left(E_r - \frac{1}{n_k e_k}\frac{dp_k}{dr}\right)\mathbf{u}_\varphi + U_k(r)\mathbf{B} \tag{2.19}$$

Avec cette écriture, il est visible que la vitesse de rotation poloïdale est "contenue" dans le

terme lié à l'écoulement parallèle $U(r)\mathbf{B}$ : en effet $V_\theta = UB_\theta$. Les forces de viscosité parallèles relaxent la vitesse parallèle et contraignent ainsi la valeur de $V_\theta$. En effet, l'équation (2.16) multipliée scalairement par $\mathbf{B}$ moyennée sur une surface et sommée sur toutes les espèces $k$ conduit à :

$$m_i n_i \frac{\partial \langle BV_{i,||} \rangle}{\partial t} \simeq -\sum_k \langle \mathbf{B}.\nabla.\pi_k \rangle$$

où seule l'inertie de l'ion majoritaire a été retenue. Le calcul de la viscosité parallèle permet alors d'accéder à la vitesse poloïdale d'équilibre. Ce terme vaut [Helander 02] :

$$\langle \mathbf{B}.\nabla.\pi \rangle = \left\langle (p_\perp - p_{||}) \nabla_{||} B \right\rangle$$

Les pressions parallèles et perpendiculaires valent respectivement $p_{||} = \int m\, v_{||}^2\, f\, d^3v$ et $p_\perp = \int m\, v_\perp^2\, f\, d^3v/2$ . Une approximation de $\langle \mathbf{B}.\nabla.\pi_k \rangle$ est calculée à partir de l'équation de dérive cinétique dans le cadre de la théorie des moments [Hirshman 81] et mise sous la forme :

$$\langle \mathbf{B}.\nabla.\pi_k \rangle = n_k m_k \mu_k \left( V_{k,\theta} - \frac{K}{eB_\varphi} \frac{dT_k}{dr} \right)$$

où les constantes $\mu$ et $K$ dépendent des régimes de collisionalité. Ainsi, $K = 1.17$ pour un plasma d'ion Deuterium sans impuretés en régime banane ; et la vitesse poloïdale ionique est estimée à partir de $\langle \mathbf{B}.\nabla.\pi_i \rangle = 0$ en négligeant la friction sur les électrons ($\mathbf{V}_i \simeq \mathbf{V}_e$) :

$$V_{i,\theta} \simeq \frac{1.17}{eB_\varphi} \frac{dT_i}{dr} \tag{2.20}$$

**Vitesse toroïdale**

L'évolution de la vitesse toroïdale est obtenue en appliquant l'opérateur $\langle R\mathbf{u}_\varphi . \rangle$ à l'équation (2.16), et en remarquant que

$$\langle n_k e_k R\mathbf{u}_\varphi.\mathbf{V} \times \mathbf{B} \rangle = \langle e_k \Gamma_k R B_\theta \rangle$$

où $\Gamma_k = n_k V_{k,r}$ est le flux radial de particules. Il vient alors

$$m_k n_k \frac{\partial \langle RV_{k,\varphi} \rangle}{\partial t} = e_k \langle \Gamma_k R B_\theta \rangle - \langle R\mathbf{u}_\varphi.\nabla.\pi_k \rangle + n_k e_k \langle RE_\varphi \rangle + \langle RF_{k,\varphi} \rangle$$

En faisant la somme sur toutes les espèces $k$ le terme de friction disparaît (action-réaction), de même que le terme proportionnel au champ électrique inducteur $E_\varphi$ (car $\sum n_k e_k = 0$).

L'inertie est approximativement portée par les ions. La partie ambipolaire des flux de particules, qui inclut notamment les flux classiques et néoclassiques "axisymétriques" s'annule, en revanche la partie non-ambipolaire $\sum_k e_k \left\langle \Gamma_k^{NA} \right\rangle$, aussi présente dans l'équation (2.15), est conservée. Dans le cas axisymétrique, le terme $\langle R\mathbf{u}_\varphi.\nabla.\pi_k \rangle$ s'annule, et la rotation toroïdale n'est pas déterminée. Dans le cas non-axisymétrique, les termes $e_k \left\langle \Gamma_k^{NA} R B_\theta \right\rangle$ et $\langle R\mathbf{u}_\varphi.\nabla.\pi_k \rangle$ doivent être retenus.

$$m_i n_i \frac{\partial \langle R V_{i,\varphi} \rangle}{\partial t} \simeq \sum_k \left\{ e_k \left\langle \Gamma_k^{NA} R B_\theta \right\rangle - \langle R\mathbf{u}_\varphi.\nabla.\pi_k \rangle \right\} \tag{2.21}$$

Cette équation régit l'évolution du moment cinétique associé à la rotation toroïdale. Elle est ainsi couplée à l'évolution du champ électrique radial (équation 2.15), d'une part à cause de l'équation d'équilibre radial des forces, d'autre part en raison du terme associé aux flux non-ambipolaires. Cette relaxation simultanée du champ électrique radial et de la rotation toroïdale est difficile à étudier théoriquement. Certains auteurs (Shaing et Callen, notamment [Shaing 83, Callen 09]) considèrent le terme $\sum \left\langle \Gamma_k^{NA} R B_\theta \right\rangle$ de l'équation 2.21 comme nul, l'ambipolarité étant établie quasi-instantanément, et calculent ensuite la force de viscosité toroïdale à partir de la relation $e_k \left\langle \Gamma_k^{NA} R B_\theta \right\rangle = \langle R\mathbf{u}_\varphi.\nabla.\pi_k \rangle$. Ce point est toutefois controversé ; d'autres auteurs [Mikhailovskii 94] calculent directement la force de viscosité toroïdale à partir de la friction des particules passantes sur les particules localement piégées. Cette dernière approche est confortée par une détermination récente de $V_\varphi$ et $E_r$ utilisant une méthode d'extremalisation de la production d'entropie, par Garbet *et al.* [Garbet 10].

### 2.3.3 Sources de flux de particules non-ambipolaires

Divers mécanismes peuvent être à l'origine de flux de particules non-ambipolaires et ainsi influer sur l'évolution du champ électrique radial et de la rotation toroïdale. Plusieurs de ces mécanismes sont à l'heure actuelle insuffisamment quantifiés.

Les flux de particules néoclassiques dans un tokamak axisymétrique sont automatiquement ambipolaires, et n'interviennent pas dans l'évolution de $E_r$. En revanche, le transport causé par le ripple affecte différemment les électrons et les ions. Le transport collisionel des particules thermiques causé par le ripple magnétique sera présenté plus en détail au chapitre 5, puis étudié expérimentalement au chapitre 6.

De même, le ripple magnétique peut causer la perte des particules énergétiques générées par les chauffages additionnels. Celles-ci étant peu collisionnelles, leur transport est décrit différemment de celui des particules thermiques. Les flux de particules peuvent être de nature

convective, par exemple pour des particules localement piégées dont le libre parcours radial moyen (dû à la dérive verticale) est de l'ordre des dimensions de la machine. Une revue sur ce sujet est effectuée par Gurevich [Gurevich 87]. Les particules bananes énergétiques peuvent également diffuser stochastiquement à cause de "sauts" radiaux importants effectués près du point de rebroussement de la vitesse parallèle : ce mécanisme a été introduit notamment par Goldston, White et Boozer [Goldston 81].

Des perturbations magnétiques crées artificiellement (Resonant Magnetic Perturbations, ou RMP) ou non (dûes à l'activité MHD) peuvent également générer un transport de particules non-ambipolaire, analogue au transport induit par le ripple.

En présence de zones de stochasticisation du champ magnétique causées par un recouvrement d'ilots, le transport électronique peut devenir localement important. Ceci est dû au fait que la vitesse parallèle des électrons est très supérieure à celle des ions : les électrons tendent à mieux suivre que les ions les lignes de champs dans leur mouvement radial stochastique. Ce mécanisme, proposé par Rechester et Rosenbluth, est décrit qualitativement dans [Rechester 78].

La trajectoire d'une particule banane située près de la séparatrice (distance de l'ordre de quelques rayons de Larmor poloïdaux) peut intercepter une surface matérielle. Ce type de pertes (intitulé "ion-orbit loss") concerne surtout les ions, pour lesquels le rayon Larmor poloïdal est plus élevé, et en particulier les ions énergétiques générés par les divers chauffages additionels. Comme proposé par Shaing et Crume [Shaing 89], ce mécanisme pourrait jouer un rôle important dans l'évolution du champ électrique radial vers des valeurs très négatives près de la séparatrice lors d'une transition L-H.

Lorsqu'un faisceau de particules neutres est injecté, celui-ci est ionisé puis ralenti sur la population de particules thermiques. Cet effet est usuellement décrit par un couple extérieur induisant une rotation toroïdale (dans le cas d'une injection tangentielle), mais influe également l'évolution du champ électrique radial via les couplages entre $V_\varphi$ et $E_r$ (équation d'équilibre radial des forces).

Bien que les flux turbulents de particules soient en première approximation considérés comme ambipolaires, ceci peut ne pas être toujours exactement le cas. Un mode se propageant radialement peut donner naissance à un courant radial de charges et générer un écoulement poloïdal. Dans l'équation d'évolution de la quantité de mouvement (2.16), ces effets doivent être inclus dans la partie du tenseur de viscosité $\nabla.\pi$ associée aux fluctuations. L'une des premières prédictions de ce type d'effets a été formulée par Diamond et Kim [Diamond 91].

## 2.4 Quelques résultats expérimentaux sur la rotation

Afin de compléter la présentation du cadre d'étude, plusieurs résultats expérimentaux issus de divers tokamaks vont être résumés dans cette section. Ils évoquent la présence de possibles sources de rotation toroïdale (SOL sur Alcator C-Mod, ripple sur JET et JT-60, inversion du sens de rotation sur TCV) ou poloïdale (JET). Certains de ces résultats seront évoqués ultérieurement, au moment des discussions sur les résultats expérimentaux des chapitres 6 et 7.

### 2.4.1 Ecoulements dans la SOL, asymétries de transport et conditions aux limites sur la rotation du coeur : Alcator C-Mod

Sur Alcator C-Mod, l'influence de la configuration magnétique sur les écoulements dans la SOL a été étudiée par LaBombard *et al.* [LaBombard 04]. La température électronique, la densité électronique et la vitesse parallèle sont mesurées par des sondes de Langmuir-Mach dans la SOL côtés faible et fort champ. Les plasmas sont ohmiques et en mode L. Des vitesses parallèles élevées, de l'ordre de la vitesse thermique ionique, sont observées du côté fort champ. Celles-ci changent de signe lorsque la configuration magnétique est modifiée : la vitesse parallèle projetée dans la direction toroïdale est dans le sens co-courant en configuration "Lower Single Null" (LSN) et contre-courant en "Upper Single Null" (USN). En configuration "Double Null" (DN), la composante toroïdale de la vitesse parallèle mesurée côté fort champ est proche de zero. Du côté faible champ, la vitesse parallèle est beaucoup plus faible (en valeur absolue) que du côté interne de la SOL.

Dans le même temps, les mesures de $n_e/T_e$ et de niveau de fluctuations (du courant de saturation de la sonde) mettent en évience une asymétrie poloïdale du transport *ballooning-like*, plus intense du côté faible champ. Cette observation permet d'interpréter la dépendance du signe de la vitesse parallèle dans la SOL côté fort champ avec la configuration magnétique. Cette vitesse est portée par des particules ayant traversé la séparatrice du côté faible champ, et suivi les lignes de champ dans leur trajet jusqu'au diverteur. Au cours de leur mouvement, celles-ci sont accélérées dans la direction parallèle en raison de l'incompressibilité de l'écoulement (cf § 2.3.2, équations 2.18, 2.19), ce qui explique les valeurs élevées de nombre de Mach parallèle mesurées. En configuration "Double Null", ces particules atteignent l'un des deux points X avant d'avoir parcouru la SOL côté fort champ.

L'influence de la rotation dans la SOL sur la rotation du plasma de coeur a pu être mis en évidence. Sur un ensemble de chocs où la configuration magnétique (USN/LSN/DN) et la densité sont variées, la vitesse de rotation toroïdale centrale varie dans le même sens que

la vitesse parallèle mesurée dans la SOL par les sondes situées à divers endroits (côté fort champ, faible champ, verticale). Ceci suggère que la quantité de mouvement est transportée depuis la SOL jusqu'au coeur. Par ailleurs, il existe sur Alcator C-Mod d'autres observations d'une variation de vitesse de rotation se propageant depuis le bord vers le coeur du plasma lors de transitions L-H [Rice 04].

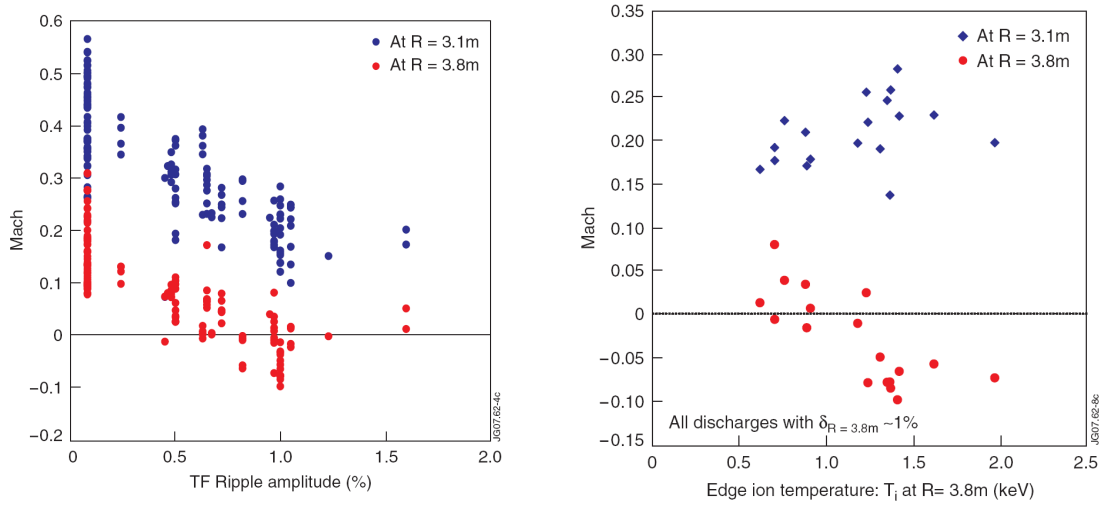
Enfin, sur Alcator C-Mod, le fait que la rotation de la SOL et du coeur soit plus contre-courant en configuration USN peut expliquer la valeur plus élevée du seuil en puissance de transition L-H alors observée. En effet, il est montré empiriquement que la rotation L-H intervient lorsque la vitesse de rotation toroïdale centrale est proche de zero, au moment d'une transition du sens de rotation centrale de contre-courant à co-courant. Une puissance plus élevée est nécessaire pour parvenir à faire évoluer $V_\varphi(0)$ (qui devient de moins en moins contre-courant lorsque la puissance de chauffage FCI augmente dans ces décharges) jusqu'à zero en configuration USN. Il est également remarqué qu'une fois en mode H, la rotation de la SOL et du coeur deviennent découplées.

### 2.4.2 Effet du ripple sur la rotation toroïdale : JET

Sur JET, de nombreuses études sont effectuées afin de tenter de prédire les effets de la valeur relativement élevée du ripple sur ITER : notamment sur les barrières de transport (ITB, piédestal du mode H) et la rotation. Le tokamak JET, équipé de 32 bobines de champ toroïdal, est particulièrement adapté à ce genre d'investigations : en effet il y est possible de modifier la valeur du coefficient de ripple $\delta$ à conditions plasmas similaires en jouant sur l'alimentation électrique indépendante des bobines paires et impaires. Ainsi $\delta_{max}$ (ripple maximal, sur le bord extérieur du plasma) usuellement de l'ordre de 0.08% dans les conditions normales de fonctionnement, peut être augmenté jusqu'à 1.5%.

Dans [de Vries 08], l'effet d'une telle variation de $\delta_{ext}$ est étudiée, notamment au bord (R=3.8m, $\rho \sim 0.9$) et au centre ($R = 3.1$m, $\rho \sim 0$) du plasma, lors de décharges avec injection de particules neutres (nécessaires afin d'effectuer les mesures par échange de charge). La vitesse de rotation toroïdale du plasma, co-courant lorsque $\delta_{max} = 0.08\%$, varie de façon notable dans le sens contre-courant lorsque le ripple est augmenté, à la fois au bord et au centre. Ceci est montré à la figure 2.3a, qui présente la dépendance en $\delta_{max}$ du nombre de Mach toroïdal. En outre, il peut être remarqué à la figure 2.3b que celui-ci dépend de la température locale est visible à $R = 3.8$m ; ceci est beaucoup moins marqué à $R = 3.1$m.

Sur JET, un effet du ripple sur la rotation toroïdale a également pu être mis en évidence dans le cas de plasmas avec injection de quantité de mouvement négligeable (ohmiques ou chauffés par FCI) : de façon similaire, le profil de rotation toroïdale est décalé dans le sens




(a) *Dépendance du nombre de Mach toroïdal avec le ripple maximal (R=3.1m et R=3.8m) sur JET.*

(b) *Dépendance du nombre de Mach toroïdal avec la température ionique locale ($R = 3.1m$ et $R = 3.8m$), à $\delta_{max} = 1\%$ constant.*

FIG. 2.3: [de Vries 08] *Influence du ripple sur la rotation toroïdale.*

contre-courant lorsque $\delta_{max}$ est augmenté jusqu'à 1.5% [Nave 09].

Auparavant, des observations similaires avaient été effectuées sur le tokamak JT-60 : des comparaisons entre profils de rotation toroïdale avant/après l'installation d'inserts ferritiques réduisant de moitié l'intensité maximale du ripple (2% → 1% ou 1% → 0.5%, suivant la configuration plasma utilisée) sont montrées dans les références [Yoshida 06, Urano 07]. Une diminution de la valeur du ripple se traduit ainsi par un décalage du profil de rotation toroïdale de l'ordre de la centaine de km/s dans le sens co-courant, lors de décharges avec injection de neutres.

### 2.4.3 Observation d'un "spin-up" de la rotation poloïdale sur JET, influence du ripple

Sur JET, la vitesse de rotation poloïdale de l'impureté Carbone peut également être mesurée par CXRS. L'évolution de $V_\theta$ au cours de décharges à barrière de transport interne est présentée dans [Crombé 05]. Celle-ci augmente notablement pendant l'ITB dans la zone de la barrière, atteignant des vitesses de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde (figure 2.4). Les valeurs de $V_\theta$ mesurées excèdent les prédictions néoclassiques d'un ordre de grandeur.

La référence [Crombé 09] présente un approfondissement de cette étude, en considérant l'effet du ripple et du scenario (cisaillement magnétique optimisé ou inversé) sur le champ

électrique radial et la rotation, également lors d'ITBs. Deux séries de 4 chocs dont le ripple est varié de 0.08% à 1% sont effectuées. Les mesures de $V_\theta$ montrent que l'effet du ripple sur la rotation poloïdale est faible en l'absence d'ITB ; en revanche le ripple réduit notablement l'augmentation de $V_\theta$ durant l'ITB, en particulier pour les décharges à cisaillement magnétique inversé (figure 2.4, droite).

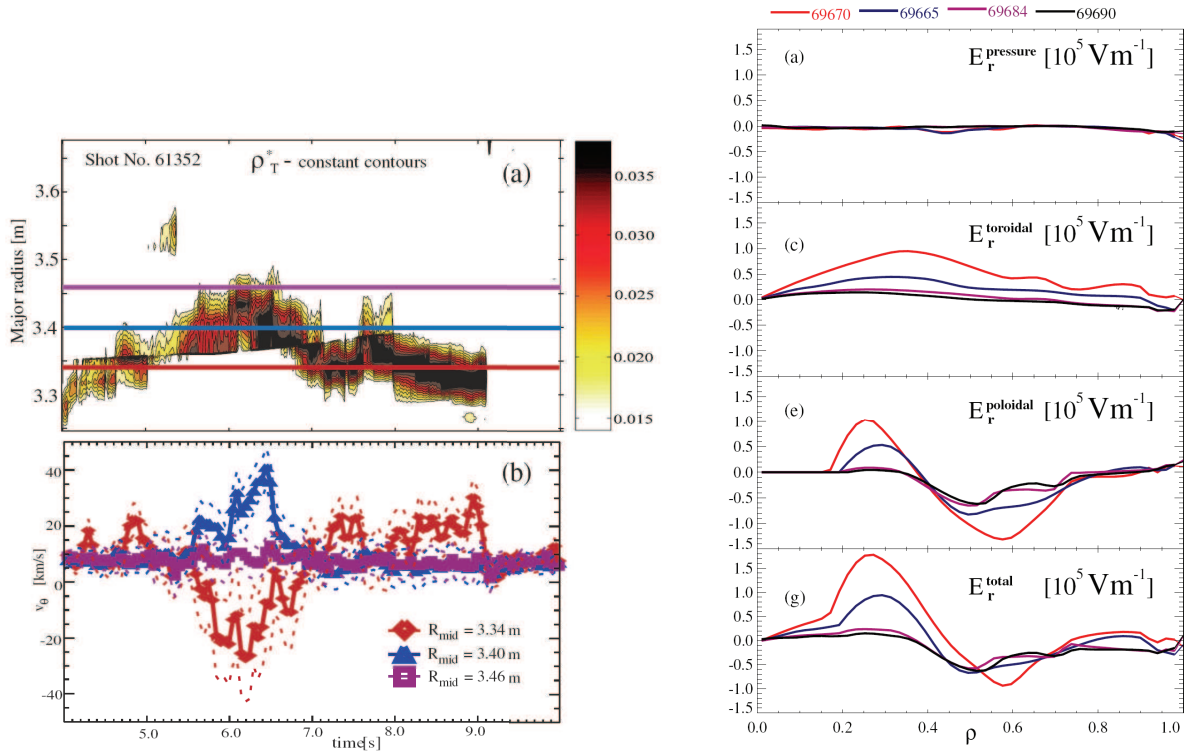



FIG. 2.4: *A gauche :*[Crombé 05] *Evolution temporelle de la vitesse poloïdale mesurée à 3 rayons distincts (en bas), dont la position par rapport à l'ITB est repérée en haut. A droite* [Crombé 09] *: Composantes du champ électrique radial (termes de l'équation d'équilibre radial des forces) pour chocs à cisaillement magnétique inversé, avec différents valeurs de ripple maximal : 0.08% (rouge), 0.63% (bleu), 0.82% (Mauve), 1% (noir).*

Les contributions des trois termes de l'équation d'équilibre radial des forces ($V_\varphi B_\theta$, $V_\theta B_\varphi$, et $\nabla p/neZ$) sont également comparées. Le terme $\nabla p/neZ$ est faible devant $V_\varphi B_\theta$ et $V_\theta B_\varphi$ ; ces derniers sont du même ordre de grandeur pendant la barrière de transport interne. Notons également que l'augmentation de la vitesse poloïdale tend à créer une zone de cisaillement du champ électrique radial. Le terme $(-V_\theta B_\varphi)$ associée au "spin-up" observé tend à faire évoluer $E_r$ vers des valeurs positives, dans la zone centrale du plasma ($\rho \lesssim 0.4 - 0.45$) [Crombé 09].

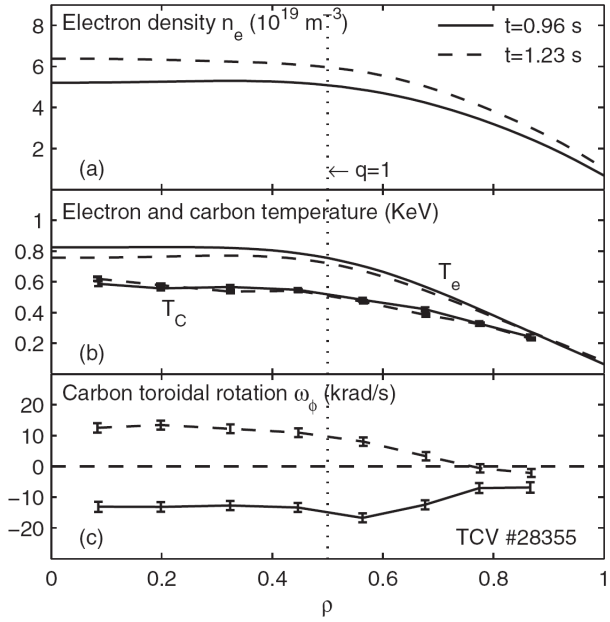
Enfin dans la plupart des cas, l'augmentation de $V_\theta$ et celle de $T_i$ interviennent au même instant (séparés de moins de 10 ms, résolution temporelle du diagnostic). La référence [Crombé 09] présente cependant un exemple où $V_\theta$ augmente environ 200 ms avant le déclenchement de l'ITB (augmentation de $T_i$), ce qui suggère un possible rôle de cette modification de la vitesse poloïdale dans le déclenchement des ITBs.

### 2.4.4 Inversion du sens de rotation toroïdale avec la densité : TCV

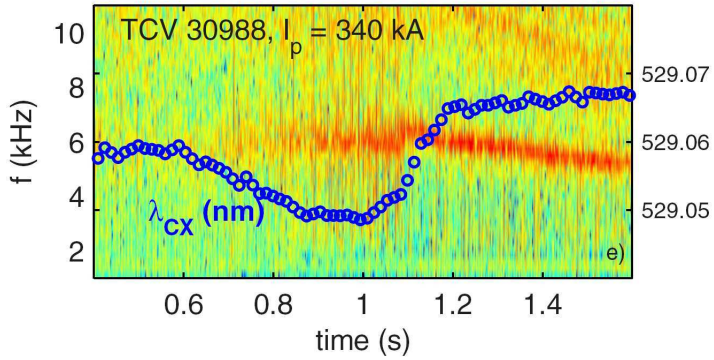
Un changement du sens de la rotation toroïdale a été observé sur le tokamak TCV ($R =$ 88cm, $a = 25$ cm, $B_\varphi \sim 1.45$T) lorsque la densité électronique devient supérieure à un certain seuil. Cette observation est présentée dans [Bortolon 06], puis étudiée de façon plus approfondie dans [Duval 08]. Elle concerne des plasmas ohmiques, en mode L, en appui limiteur ou diverteur. Le type d'appui change le sens de la rotation dans les conditions "normales" de densité (contre-courant dans le cas limiteur, co-courant dans le cas divertor) ; la rotation s'inverse dans les deux cas lorsque $n_e$ est supérieure au seuil. En-dessous, la vitesse de rotation vérifie une loi d'échelle du type $V_\varphi(0) \propto -T_i(0)/I_p$ en configuration limiteur.

La figure 2.5a est issue de la référence [Bortolon 06], il peut y être remarqué qu'une augmentation modeste de $n_e$ suffit à inverser le signe de $V_\varphi$ sur l'ensemble du plasma. Les profils de température électronique et Carbone changent peu de part et d'autre de la transition. Celle-ci est rapide (environ 100ms) et semble plutôt affecter le centre du plasma : la rotation au bord change peu. Le courant plasma doit être supérieur à une valeur minimale (290kA) pour que l'inversion de $V_\varphi$ puisse avoir lieu ; il en résulte un facteur de sécurité au bord relativement peu élevé : $q_a \sim 3$ [Duval 08]. De plus, la forme du plasma influe la possibilité ou non d'une telle transition ; celle-ci n'étant pas observée à faible ellipticité et triangularité.

Les mécanismes à l'origine de cette bifurcation sont actuellement encore mal compris. La possibilité d'un changement de régime de la turbulence dûe à l'augmentation de la collisionalité est suggérée dans [Bortolon 06]. L'inversion du sens de rotation peut parfois être précédée de l'apparition d'un mode MHD $m/n = 2/1$ (visible à la figure 2.5b), dont la rotation est dans le sens contre-courant. Un lien de causalité avec l'inversion de $V_\varphi$ est suspecté mais difficile à mettre en évidence. Ces résultats seront évoqués lors de la discussion du chapitre 7.




(a) [Bortolon 06] *Profils radiaux de densité électronique, température électronique et de l'ion Carbone, et fréquence toroïdale (positive dans le sens co-courant) avant (lignes continues) et après la transition. Plasmas en mode limiteur.*




(b) [Duval 08] *Spectrogramme montrant l'apparition d'un mode MHD ($m/n = 2/1$) un peu avant l'inversion de $V_\varphi$ (vers $t = 1.2s$), lors d'une décharge en mode limiteur. L'évolution de $V_\varphi$ est montrée par le décalage en fréquence de la raie Carbone en bleu (co-courant si $\lambda_{CX} > 529.06$ nm).*

FIG. 2.5: [Bortolon 06, Duval 08] *Inversion du sens de la rotation toroïdale dans le tokamak TCV.*

# Chapitre 3

# Le tokamak Tore Supra, diagnostics et méthodes

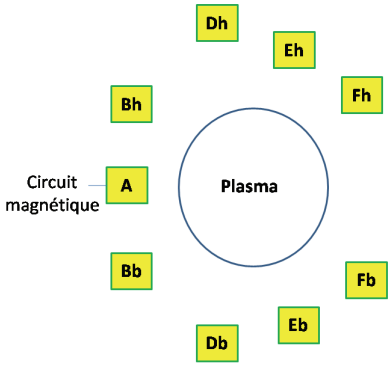
Tore Supra (IRFM, CEA Cadarache) est un grand tokamak de rayon $R_0 = 2.36$m et petit rayon $a = 0.72$m. Ses premiers plasmas datent de 1988. Il est équipé de bobines de champ toroïdal supraconductrices, ce qui lui donne la possibilité de réaliser des décharges de longues durées, jusqu'à 6 minutes (en décembre 2003). Dans ce chapitre, les principales caractéristiques de Tore Supra sont présentées. Plusieurs diagnostics utilisés au cours de l'étude sont également brièvement décrits, à l'exception de la réflectométrie Doppler présentée au chapitre 4.

## 3.1 Caractéristiques générales de Tore Supra

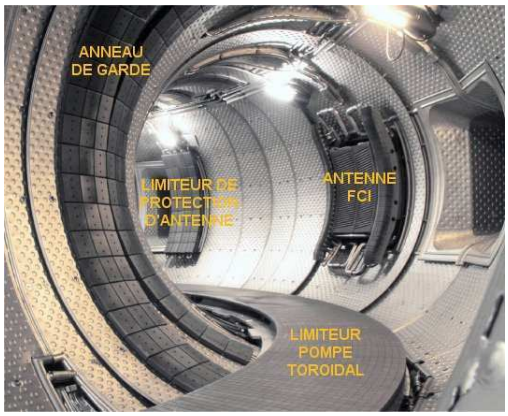
Sur Tore Supra, le champ magnétique toroïdal est crée par 18 bobines supraconductrices constituées d'un alliage Niobium-Titane, et refroidies à 1.8K par un bain d'Hélium superfluide. Le champ magnétique toroïdal peut atteindre jusqu'à 4.2 T au centre du plasma ; pour un usage courant celui-ci est toutefois limité à 3.85 T. Il peut être maintenu à la même valeur pendant toute une journée expérimentale.

Le système de champ poloïdal se compose d'un solenoïde central servant à induire le courant plasma et de 8 circuits contrôlant l'équilibre (forme, position du plasma,...) . Les conducteurs sont en cuivre, à la différence du système de champ toroïdal.

Le courant plasma est induit par le circuit A (sur la figure 3.1a), via un circuit magnétique en fer saturé. Le flux total disponible est limité par les valeurs extrêmes acceptables pour le courant traversant A : $\pm$40kA. La valeur maximale de courant plasma atteignable est




(a) *Schéma simplifié du système poloïdal.*




(b) *Intérieur de Tore Supra : principaux appuis et antenne (source www.fusion-magnetique.cea.fr)*

FIG. 3.1: *Le tokamak Tore Supra*

de 2 MA, mais en pratique celle-ci est limitée à 1.5 MA afin de minimiser les risques de dommages causés par une disruption.

Le contact plasma/ surfaces matérielles s'effectue au niveau d'un des limiteurs. Sur Tore Supra, trois différents appuis sont possibles, visibles sur la figure 3.1b . Le principal limiteur, axi-symétrique, est le *Limiteur Pompé Toroïdal* (ou LPT), refroidi activement et capable de supporter des flux de chaleur de 10 MW/m$^2$. L'appui peut également s'effectuer sur les *anneaux de garde* côté intérieur, et sur le *Limiteur de Protection d'Antenne* (LPA) côté extérieur. Ces deux éléments, le LPA en particulier, ne sont pas capables d'absorber des flux de chaleur aussi importants que le LPT.

Quatre systèmes de chauffage additionnels sont installés sur Tore Supra :

- le chauffage à Fréquence Cyclotronique Ionique ou FCI : trois antennes peuvent délivrer une puissance maximale d'environ 12MW (4MW/ antenne). La gamme de fréquence est 40-80MHz.
- le chauffage à fréquence hybride basse ou LH : s'effectue à 3.7GHz. Jusqu'en 2009, deux antennes étaient capables de délivrer respectivement 2MW et 4MW de puissance. Une nouvelle antenne capable de d'injecter 3 MW a été installée à la place de l'antenne de 2MW, à l'occasion d'un arrêt des opérations entre Décembre 2008 et Octobre 2009.
- le chauffage à Fréquence Cyclotronique Electronique ou FCE : 800kW peuvent être injectés par 2 gyrotrons.
- l'Injection De Neutres ou IDN : délivre une puissance relativement faible en comparaison avec les systèmes FCI et LH. Son utilisation est orientée vers un usage diagnostic,

notamment pour la Spectroscopie d'Echange de Charge. Les particules neutres sont accélérées à des énergies comprises dans la gamme 50-80keV. La puissance maximale pouvant être injectée est proche de 800kW.

**Ripple**

Le nombre fini de bobines toroïdales $N$ (=18 sur Tore Supra) est à l'origine d'une ondulation de la composante $B_\varphi$. Celle-ci est caractérisée par le coefficient de ripple $\delta = (B_{max} - B_{min})/(B_{max} + B_{min})$ (où les indices $min$ et $max$ réfèrent à une variation avec l'angle $\varphi$) :

$$B_\varphi = \frac{B_0 R_0}{R}(1 - \delta \cos N\varphi) \simeq B_0 \left(1 - \epsilon \cos\theta - \delta \cos N\varphi\right)$$

Le coefficient de ripple n'est pas uniforme sur une section du plasma. Il est maximal du côté faible champ, au niveau de la frontière externe du plasma. Cette caractéristique est en général vraie sur la plupart des tokamaks. Sur Tore Supra, la valeur de $\delta$ au point de coordonnées $(R, Z)$ peut être approximée par [Defrasne-note] :

$$\delta \approx a_1 \, \exp(a_2 \, r' + a_3 \, r'^2) \tag{3.1}$$

avec $a_1 = 2.2 \times 10^{-4}$, $a_2 = 5 \text{ m}^{-1}$, $a_3 = 1.6 \text{ m}^{-2}$. La longueur $r'$ s'obtient à partir de $(r, \theta)$ (coordonnées polaires centrées ici sur $R_0 = 2.42$ m, centre de la machine avant la configuration CIEL) par la relation suivante (avec $b_1 = 0.376$ m et $b_2 = 0.26\,\text{m}^{-1}$) :

$$\left(b_2 r'\right)^2 = 0.5 + r\, b_2 \, \cos\theta + b_1 b_2 - \left\{(0.5 + r\, b_2 \, \cos\theta + b_1 b_2)^2 - b_2^2 \, \left(r^2 + 2r\, b_1 \, \cos\theta + b_1^2\right)\right\}^{1/2}$$

Les lignes de niveaux du coefficient ripple $\delta$ (exprimé en %) sont montrées à la figure 3.2. Du côté faible champ, $\delta$ atteint jusqu'à 7% au niveau du LPA ($R = 3.14$m, $Z = 0$), contre 0.5% au niveau des anneaux de garde ($R = 1.58$m). Le ripple au bord vaut 5% pour un plasma "classique", centré en $R_0 = 2.36$m et de petit rayon $a = 72$ cm. La valeur minimale de 0.02% est atteinte au point ($R = 2.04$ m, $Z = 0$). Enfin le ripple au centre de la machine $R_0 = 2.36$ m vaut 0.11%.

Notons que le coefficient de ripple sur Tore Supra est très élevé en comparaison avec les autres tokamaks. Par exemple, $\delta < 0.08\%$ sur JET et $\delta < 1\%$ sur JT-60.

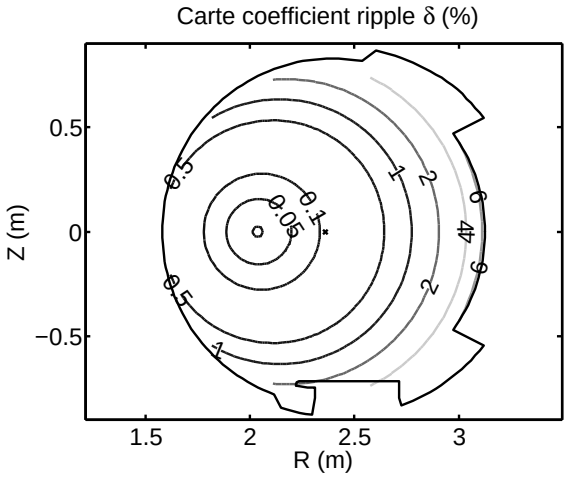



FIG. 3.2: *Contours du coefficient de ripple $\delta(\%)$ sur une section poloïdale de Tore Supra.*

## 3.2 Diagnostics

Dans cette section, plusieurs diagnostics dont les données sont utilisées dans la suite de l'étude sont décrits brièvement. Il s'agit des mesures magnétiques, de la Spectroscopie de Recombinaison d'Echange de Charges (CXRS), de l'interférométrie, de la réflectométrie, des mesures d'Emission Cyclotronique Electronique (ECE).

**Mesures magnétiques**

La position de la dernière surface magnétique fermée du plasma est déterminée grâce à une série 51 bobines mesurant la composante radiale de $\mathbf{B}$ et 51 bobines mesurant sa composante poloïdale. Celles-ci sont placées à l'extérieur de la chambre à vide, au niveau d'un cercle de rayon 91.6cm centré en $R = 2.42$m, $Z = 0$. A partir des mesures et d'un développement de type Taylor, le flux poloïdal au voisinage des bobines peut être évalué. L'endroit de la paroi où le flux est maximal est le point de contact avec le plasma ; la surface isoflux correspondante est la dernière surface magnétique fermée. Celle-ci est paramétrée par les 5 grandeurs suivantes : les coordonnées du centre $(R_p, Z_p)$, le petit rayon $a$, l'ellipticité $\epsilon$ et la triangularité $\tau$ (toutes homogènes à des longueurs). Soit :

$$\begin{aligned} R(\theta) &= R_p + a\ \cos(\theta + \frac{\tau}{a}\sin^3\theta) \\ Z(\theta) &= Z_p + (a+\epsilon)\ \sin(\theta) \end{aligned} \tag{3.2}$$

L'angle $\theta$ est mesuré à partir du point $(R_c, Z_c)$. Ce paramétrage spécifique à Tore Supra

n'est en général pas employé dans d'autres tokamaks. L'ellipticité "usuelle" peut être déduite par $b/a = (a+\epsilon)/a$. Par défaut, la frontière du plasma est circulaire : $\epsilon = \tau = 0$. La triangularité et l'ellipticité évoluent typiquement dans la plage $[-10\text{cm}, 10\text{cm}]$. Le petit rayon du plasma peut être réduit jusqu'à environ 50cm.

Les mesures magnétiques permettent également d'accéder au courant plasma, et aux grandeurs associées au diamagnétisme : $\beta_p + l_i/2$ ($l_i$ étant l'inductance interne du plasma, et $\beta_p = 2\mu_0 p/B_\theta^2$), énergie diamagnétique, temps de confinement,... . La valeur centrale $\Delta_0$ et le piquage $piq_\Delta$ du profil du décentrement de Shafranov $\Delta$ peuvent également être déterminés ; ce dernier est alors approximé par :

$$\Delta(\rho) \simeq \Delta_0(1-\rho^{piq_\Delta})$$

De même, les paramètres $j_0$ et $\nu_j$ permettant une approximation du profil radial de la densité de courant sous la forme $j(\rho) = j_0(1-\rho^2)^{\nu_j}$ sont évalués par les mesures magnétiques. Enfin, ces mesures déterminent la valeur du facteur de sécurité au bord, en tenant compte de la forme du plasma et de la valeur du ripple au niveau des capteurs.

En plus du système utilisé pour contrôler en temps réel l'équilibre du plasma, un jeu de bobines magnétiques est spécialement dédié aux mesures des fluctuations associées à l'activité MHD [Moreau 03]. Les fluctuations $B_\theta$ sont mesurées, d'une part via une série de 23 bobines Mirnov placées sur un même plan poloïdal ($\varphi$ =7.5°) côté fort champ entre les position angulaires $\theta$ =83° et $\theta$ =248°, d'autre part via 10 bobines sont placées à différentes position toroïdales, au même angle poloïdal $\theta$ =180°. Ceci permet une détection des modes pour lesquels $(m,n)<(20,6)$. Toutefois, des oscillations à une fréquence supérieure à 10kHz ne peuvent pas être détectées car les bobines sont placées derrière des tuiles de Carbone filtrant les fluctuations à haute fréquence.

**Spectroscopie d'échange de charges (CXRS)**

La spectroscopie d'échange de charges mesure la température et la vitesse de rotation toroïdale de l'impureté Carbone. Sur Tore Supra, ces propriétés sont déduites du décalage en fréquence et de l'élargissement de la raie associée aux réactions de recombinaison d'échange de charge

$$C^{6+} + H^0 \rightarrow C^{5+}(n=8) + H^+$$

$$C^{5+}(n=8) \rightarrow C^{5+}(n=7) + h\nu \ (529.1 \text{ nm})$$

Cette réaction s'effectue entre une impureté Carbone $C^{6+}$ présente dans le plasma, et un atome neutre d'Hydrogène (ou Deutérium) injecté par IDN. Sur Tore Supra, l'énergie des particules neutres est comprise dans la gamme 50-80 keV (pour l'Hydrogène). Les caractéristiques du faisceau sont décrites dans [Simonin 02]. La zone de mesure correspond à l'intersection entre le faisceau et l'une des lignes de visées du diagnostic. Le système possédait 8 lignes de visées tangentielles ; 7 lignes supplémentaires ont été ajoutées en 2008 [Gil 09]. Les mesures sont usuellement effectuées du côté faible champ. La résolution spatiale est de l'ordre de 2 cm au bord du plasma et de 6 cm dans le coeur. Une durée typique d'intégration nécessaire pour que le rapport signal sur bruit soit acceptable est 200ms. Des problèmes de saturation de pompe réduisent la fenêtre temporelle des tirs IDN : pour cette raison, le nombre d'instants d'acquisition d'un profil par CXRS est souvent limité à un ou deux par décharge.

**Interférométrie**

L'interférométrie est utilisée pour mesurer la densité électronique $n_e$ intégrée le long d'une ligne de visée. En effet, l'indice optique du plasma vaut, pour une onde polarisée en mode O (champ électrique de l'onde parallèle au champ magnétique du plasma) et de pulsation $\omega$

$$N^2 = 1 - \frac{n_e e^2}{m\epsilon_0 \omega^2}$$

La traversée du plasma est à l'origine d'un déphasage $\Delta\phi = \int \omega(N-1)/c \; dl$ par rapport à un faisceau de référence ayant parcouru la même distance dans le vide. La mesure de $\Delta\phi$ par comparaison avec une onde de référence permet ainsi d'accéder à la densité électronique intégrée sur la trajectoire. Une estimation du $n_e$ local peut en être déduite par inversion d'Abel.

L'interféromètre de Tore Supra [Gil 07] comporte 10 lignes de visées, représentées à la figure 3.3. Deux longueurs d'onde sont utilisées : 119 $\mu$m (laser $H_2O$) et 194 $\mu$m (laser $DCN$). L'interféromètre est de type Mach-Zender, avec une fréquence du faisceau de référence decalé de 100 kHz par un réseau tournant. Ceci limite à $10\mu s$ la résolution temporelle, afin de pouvoir observer un nombre suffisant de périodes de battement de la somme {signal détecté + signal de référence}. En utilisation "lente", la résolution temporelle du diagnostic est 1 ms.

**Réflectométrie**

La réflectométrie permet également de déterminer la densité électronique ; elle possède l'avantage d'effectuer des mesures locales. Cette technique est basée sur la mesure du temps de vol d'un faisceau micro-onde lancé en incidence normale et réflechi sur la couche de coupure

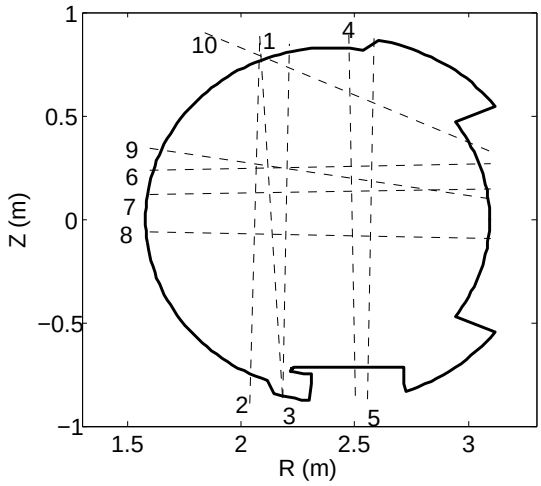



FIG. 3.3: *Position des 10 cordes de l'interférométrie*

où l'indice optique $N$ s'annule. Le déphasage associé au parcours du faisceau, par rapport à un signal de référence vaut :

$$\phi = \frac{4\pi F}{c} \int^{r_c} N(r)dr - \frac{\pi}{2}$$

où $r_c$ est la position radiale de la couche de coupure, et l'intégration sur l'indice optique $N$ est réalisée le long d'un demi- trajet du faisceau partant de l'antenne. Le terme $\pi/2$ supplémentaire est causé par la réflection à la couche de coupure. Le déphasage $\phi$ est mesuré par détection hétérodyne. Différentes positions radiales sont sondées au cours d'un balayage de la fréquence $F$. Celui-ci est suffisamment rapide (20 $\mu$s) pour que les fluctuations turbulentes du plasma apparaissent figées. A partir de la mesure de l'ensemble des $\phi(F)$, un profil de densité peut être reconstruit : une détermination de l'indice optique $N$ est effectuée de proche en proche, en partant du bord du plasma. Pour que l'initialisation de la reconstruction du profil soit possible, la fréquence correspondant à une réflection au bord du plasma doit être comprise dans la plage de fréquences balayées. L'initialisation peut également être effectuée à partir d'une mesure séparée de la densité par d'autres diagnostics.

Sur Tore Supra [Clairet 03, Sabot 06, Gil 09] le réflectomètre DREFLEC, installé depuis 2001, fonctionne dans les bandes V (50-75GHz) et W (75-110GHz). Le réflectomètre DREFLUC a été ajouté plus récemment ; celui-ci est effectue des mesures dans le coeur du plasma et utilise la bande D (100-155 GHz). Il existe également un troisième réflectomètre dans la gamme 33-50 GHz, pouvant être occasionnellement installé pour les mesures à faible champ magnétique ($B_0 < 2.2$T). Pour tous ces réflectomètres, l'onde incidente est polarisée en mode X, ce qui présente l'avantage par rapport au mode O de pouvoir mesurer la densité côté fort

champ (l'onde étant lancée côté faible champ) et dans la SOL, ce qui permet d'initialiser la mesure. Pour le mode X, la fréquence de coupure est la *coupure haute* ($F_{Xh}$ sur la figure 3.4), qui dépend de la fréquence plasma $\omega_p$ et de la fréquence cyclotronique électronique $\omega_{ce}$ :

$$\omega_{Xh} = \frac{\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} + \omega_{ce}}{2}$$

Le nombre de profils de densité mesurés par chocs est de 5000 en 2010 ; ils peuvent être acquis en mode *profil* (temps d'acquisitions uniformément répartis au cours du choc) ou *rafale* (séries d'acquisitions rapides espacées de quelques $\mu$s).

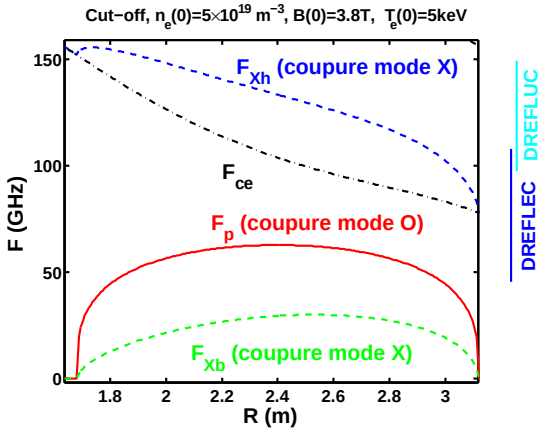



FIG. 3.4: *Exemple de fréquences caractéristiques de coupure en mode O et mode X pour la réflectométrie : fréquence plasma $F_p$, coupures hautes et basse $F_{Xh}$ et $F_{Xb}$, fréquence cyclotronique électronique $F_{ce}$.*

### Radiomètre Emission Cyclotronique Electronique

La température électronique est déterminée à partir de l'émission cyclotronique électronique à la fréquence $\omega_{ce} = eB/m_e$ ou à son second harmonique. A ces fréquences caractéristiques (et à l'exception de la zone $r/a \gtrsim 0.9$), le plasma est optiquement épais. Sa luminance $L$ suit la loi de Planck d'un corps noir de température radiative $T_e$, approximée par la relation de Rayleigh-Jeans :

$$L(\omega) = \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^2}$$

A cause de la dépendance en $1/R$ du champ magnétique, une fréquence $f$ donnée peut être associée au rayon $R \simeq (1-2) \times eB_0R_0/2\pi m_e f$ . Le radiomètre super-hétérodyne de Tore Supra [Segui 05] est équipé de 32 canaux de fréquences dans la gamme 78-110 GHz pour le premier harmonique du mode O, et 94-126 GHz pour le second harmonique du mode X.

Les canaux de fréquences sont espacés de 1 GHz. La détermination de $T_e$ reposant sur une mesure d'intensité absolue, le diagnostic doit être calibré à partir de mesures effectuées sur un corps noir test , en dehors de l'enceinte à vide. L'acquisition peut être effectuée en mode lent (échantillonage 1 ms) ou rapide (10 $\mu$s).

## 3.3 Quelques méthodes

Dans la dernière section de ce chapitre sont décrites les méthodes utilisées pour effectuer une conversion $(R, Z) \rightarrow r/a$ sans résoudre l'équation de Grad-Shafranov, et pour évaluer le champ magnétique dans le plasma. Nous mentionnons également l'existence des codes TPROF et CRONOS utilisés pour analyser les expériences sur Tore Supra.

**Conversion position radiale/ rayon normalisé**

Lors d'une comparaison entre les données issues de différents diagnostics, il est très souvent nécessaire de faire correspondre à un point $(R, Z)$ donné la valeur du rayon normalisé $\rho = r/a$ associée. En principe, ceci doit être effectué en calculant la position des surfaces magnétiques par résolution de l'équation de Grad-Shafranov. La méthode décrite ici, plus simple mais moins précise, est souvent utilisée en pratique par les diagnosticiens.

Une surface magnétique donnée est supposée circulaire, décalée par rapport au centre du plasma de $\Delta = \Delta_0(1 - \rho^2)$, où $\Delta_0$ est estimé à partir des mesures magnétiques et le piquage de $\Delta$ est supposé égal à 2. Le rayon normalisé $\rho$ est alors solution de l'équation

$$(x + \Delta_0(1 - \rho^2))^2 + z^2 = a^2\rho^2$$

où $(x = R - R_c,\ z = Z - Z_c)$ repèrent la position du point par rapport au centre de la DSMF. Cette équation est du second degré en $\rho^2$ est possède la solution suivante :

$$\rho^2 = \frac{a^2 - 2\Delta_0(x - \Delta_0) - \sqrt{a^4 - 4a^2\Delta_0(x - \Delta_0) - 4\Delta_0^2 z^2}}{2\Delta_0^2} \tag{3.3}$$

Dans le cas d'un plasma d'ellipticité non nulle et uniforme sur toute la section, l'équation précédente reste identique en remplaçant $z$ par $a\,z/b$ (où $b$ est le demi-grand axe vertical de la DSMF). Il n'est en revanche pas possible d'obtenir une expression analytique simple de $\rho$ lorsque le plasma possède une triangularité non nulle.

**Evaluation du champ magnétique dans le plasma**

La valeur du champ magnétique diffère de la valeur "à vide" $B_\varphi^{vide} = B_0 R_0/R$, principalement à cause du champ poloïdal, mais aussi en raison des effets diamagnétiques/paramagnétiques et du ripple. La norme de $B$ vaut ainsi :

$$B^2 = \left\{ B_\varphi^{vide}(1 - \delta \cos N\varphi) - B_{dia} + B_{para} \right\}^2 + B_\theta^2 \tag{3.4}$$

Les termes correctifs de $B_\varphi$ sont la modulation $(1 - \delta \cos N\varphi)$ due au ripple, et les contributions diamagnétiques et paramagnétiques $B_{dia}$ et $B_{para}$. La composante poloïdale $B_\theta$ est créée par le courant $I_p$. Les termes $B_\varphi^{vide}$ et $B_\theta$ sont dominants dans cette équation.

La composante poloïdale du champ magnétique à l'intérieur du plasma est estimée en utilisant une forme analytique du profil de densité de courant $j(\rho) = (1 - \rho^2)^{\nu_j}$ ; où $\nu_j$ et $j_0$ sont déterminés à partir des mesures magnétiques. En supposant des surfaces magnétiques circulaires concentriques, il vient alors :

$$B_\theta(\rho < 1) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a(\nu_j + 1)} \, \frac{1 - (1 - \rho^2)^{\nu_j + 1}}{\rho} \quad \text{et} \quad B_\theta(\rho > 1) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a \rho}$$

Les corrections diamagnétiques/ paramagnétiques, dans l'approximation d'équilibre cylindrique, s'écrivent :

$$B_{dia} = \frac{\mu_0 \, p}{B_\varphi^{vide}}$$

$$B_{para} = \frac{\mu_0^2 j_0^2 a^2}{2 \, B_\varphi^{vide}(\nu_j + 1)} \int_\rho^1 \frac{d\rho}{\rho} (1 - \rho^2)^{\nu_j} \times \left\{ 1 - (1 - \rho^2) \right\}^{\nu_j + 1}$$

Il peut être remarqué que les corrections de $B_\varphi$ dues au para/diamagnétisme sont faibles : $B_{dia}/B_\varphi^{vide} \sim \beta \sim 1\%$ et $B_{para}/B_\varphi^{vide} \sim \epsilon^2/q^2 \sim 1\%$.

**TPROF**

TPROF est un outil de validation permettant de vérifier la cohérence des mesures, également utilisé pour réaliser les meilleurs fits des données expérimentales. Il prend en compte les données issues de l'ensemble des diagnostics disponibles. Par exemple pour la température électronique, les mesures de radiométrie ECE, de diffusion Thomson, des sondes de Langmuir au bord peuvent être confrontées ; de même pour la densité électronique, avec interférométrie/réflectométrie/diffusion Thomson. Les mesures de $n_e/T_e$ par diffusion Thomson sont en revanche très bruitées et plutôt utilisées à des fins de vérification d'ordre de grandeurs.

**CRONOS**

Développée à Tore Supra, la suite de codes CRONOS [Artaud 10] permet une modélisation des expériences (interprétatives ou prédictives). CRONOS résoud les équations de transport radial et possède une série de modules permettant d'inclure différents phénomènes physiques (particules rapides, MHD, impuretés, transport néoclassique, etc). L'équilibre est calculé à partir de l'équation de Grad-Shafranov par le module HELENA. Au cours de ce travail, CRONOS sera utilisé pour évaluer le profil radial du facteur de sécurité sur certaines décharges.

# Chapitre 4

# La réflectométrie Doppler

La réflectométrie Doppler[1] est une technique de mesure locale de la vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité, basée sur la rétrodiffusion collective d'un faisceau incident micro-onde. Un décalage Doppler est causé par le mouvement des fluctuations. Contrairement au cas de la réflectométrie "standard" (mesurant $n_e$), le faisceau n'est pas envoyé dans le plasma en incidence normale : un léger angle toroïdal et poloïdal lui est donné. Ceci permet de donner une composante perpendiculaire non nulle au vecteur d'onde du faisceau incident, et de ne pas recueillir le signal réflechi par la couche de coupure.

La vitesse perpendiculaire des fluctuations est proche de la vitesse de dérive $E \times B$ ; il est alors possible d'utiliser la réflectométrie Doppler pour étudier le champ électrique radial. Ce diagnostic peut en outre servir à caractériser les propriétés locales de la turbulence (énergie) à différents vecteurs d'onde.

Les débuts de l'emploi de la réflectométrie Doppler en tant que diagnostic datent de la fin des années 90. Les premières études furent effectuées sur les machines Tore Supra [Zou 99], W7-AS [Hirsch 01] et Tuman-3M [Bulanin 00]. Auparavant, l'effet de la vitesse perpendiculaire du plasma sur le signal réflechi était connu en réflectométrie standard, mais plutôt considéré comme un parasite (phénomène de *phase runaway*). Le réflectomètre Doppler de Tore Supra a été installé en 2003, et porte le nom de DIFDOP (DIFfusion DOPpler). Il faisait suite au diagnostic de diffusion vers l'avant ALTAIR [Truc 92], fonctionnant à l'aide d'un laser $CO_2$, qui avait été désinstallé en 1999 en raison de la construction du LPT. Parmi les tokamaks équipés de réflectomètres Doppler se trouvent également ASDEX [Conway 04] et DIII-D [Hillesheim 09].

Ce chapitre présente le principe de la réflectométrie Doppler (§4.1), les caractéristiques du

[1] également dénommée rétrodiffusion Doppler.

diagnostic installé sur Tore Supra (§4.2), l'analyse des données (§4.3) et un bref récapitulatif des sources d'erreur (§4.4).

## 4.1 Principe de la réflectométrie Doppler

### 4.1.1 Diffusion collective

La réflectométrie Doppler repose sur la diffusion d'une onde électromagnétique par les fluctuations d'un milieu turbulent. Cette technique est qualifiée de *collective*, la puissance du signal diffusé étant due à l'existence de structures organisées (les fluctuations) impliquant un grand nombre de particules. Dans un plasma, la diffusion est causée par les électrons, dont l'inertie est plus faible.

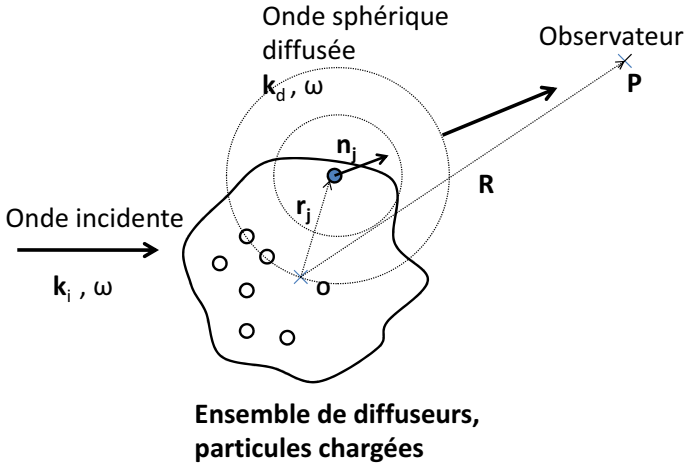



FIG. 4.1: *Diffusion à longue distance.*

Nous considérons un ensemble d'électrons (diffuseurs) de charge $(-e)$ situés au voisinage d'un point **O**, et soumis à une onde électromagnétique incidente de champ électrique :

$$\underline{E}_i(M,t) = \underline{E}_{i0} \exp i(\omega t - \mathbf{k}_i.\mathbf{r})$$

Ces particules subissent un mouvement oscillant et, étant accélérées, émettent un rayonnement électromagnétique à la même pulsation $\omega$ (diffusion élastique). Un observateur, placé en un point **P** situé loin des diffuseurs (i.e. $OP = R \gg \lambda = 2\pi c/\omega$) voit la superposition des champs dipolaires émis par chacune des particules.

Le champ électrique rayonné à longue distance par une particule $j$, située en $\mathbf{r}_j$ peut être calculé en utilisant la solution des potentiels retardés (avec $\mathbf{r}' = \mathbf{R} - \mathbf{r}_j$ , et $r' = |\mathbf{r}'|$, $\mathbf{n}_j = \mathbf{r}'/r'$ et $k_d = \omega/c$.) :

$$\underline{E}_j \;=\; \frac{r_0}{r'}\;\exp i(\omega t - k_d r')\;\exp(-i\,\mathbf{k}_i.\mathbf{r}_j)\;\;\mathbf{n}_j \times (\mathbf{n}_j \times \underline{E}_{i0}) \tag{4.1}$$

où le rayon classique de l'électron a été introduit :

$$r_0 = \frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{e^2}{m} = 2.82 \times 10^{-15} m$$

**Diffusion cohérente**

Afin de calculer l'onde électromagnétique diffusée par le milieu, une hypothèse supplémentaire est effectuée : les dimensions du volume de diffusion sont petites devant la distance à l'observateur ($|\mathbf{r}_j| \ll R$). Ceci permet de simplifier la relation 4.1, en tenant compte du fait que :

$$\begin{aligned}
\mathbf{n}_j &= \frac{\mathbf{R\text{-}r}_j}{|\mathbf{R\text{-}r}_j|} \simeq \frac{\mathbf{R}}{R} = \mathbf{n} \\
r' &\simeq R \\
k_d\, r' &\simeq k_d R\,(1 - \frac{\mathbf{R}.\mathbf{r}_j}{R^2}) \simeq k_d\;\;\mathbf{n}\,.(\mathbf{R}\;\text{-}\;\mathbf{r}_j)
\end{aligned}$$

Ainsi, chaque onde sphérique diffusée possède localement (au voisinage de $\mathbf{P}$) une structure d'onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k}_d = k_d\,\mathbf{n}$. Le champ électrique total est la somme des champs diffusés par chaque particule :

$$\begin{aligned}
\underline{E} &= \sum_j \underline{E}_j = \frac{r_0}{R}\;\exp i\omega(t - \frac{r'}{c})\;\exp(-i\,\mathbf{k}_i.\mathbf{r}_j)\;\;\mathbf{n}_j \times (\mathbf{n}_j \times \underline{E}_{i0}) \\
&= \frac{r_0}{R}\;\exp i\omega(t - \frac{R}{c})\;\;\left(\sum_j \exp i\,(\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i).\mathbf{r}_j\right)\;\;\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \underline{E}_{i0})
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Lorsque le milieu est décrit de façon continue par une densité $n$, la somme sur l'ensemble des diffuseurs $\sum_j \exp i\,(\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i).\mathbf{r}_j$ est remplacée une intégration sur le volume faisant apparaitre la transformée de Fourier de $n$ suivant le *vecteur d'onde de diffusion* $\mathbf{k} = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i$ ($V$

étant le volume de diffusion) :

$$\underline{E} = \frac{r_0}{R} \exp i(\omega t - kR) \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \underline{E}_{i0}) \quad \times \int_V n(\mathbf{r}, t) \exp i\, \mathbf{k}.\mathbf{r} \;\; d^3\mathbf{r} \tag{4.3}$$

En considérant les relations 4.2 et 4.3, il peut être remarqué que l'amplitude de l'onde diffusée par le milieu sera grande si celui-ci présente une organisation des diffuseurs ayant un vecteur d'onde de l'ordre de $\mathbf{k}$. Ce dernier est fixé par la géométrie de la diffusion. Lorsque cette condition n'est pas satisfaite, par exemple dans le cas d'un gaz au repos, la somme des contributions des termes $\exp i\,(\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i).\mathbf{r}_j$ est beaucoup plus faible en amplitude, les phases étant distribuées aléatoirement.

**Décalage en fréquence du signal diffusé**

Le mouvement des diffuseurs induit un décalage en fréquence du signal diffusé. Ceci peut être visualisé en considérant la relation 4.2. Si l'on suppose que le milieu possède un mouvement d'ensemble à la vitesse $\mathbf{V}$, on a alors, en écrivant pour chaque particule $\mathbf{r}_j(t) = \mathbf{r}_j(t=0) + \mathbf{V}t$ :

$$\underline{E} \propto \left( \sum_j \exp i\, \mathbf{k}.\mathbf{r}_j(t) \right) \times \exp i\, \omega t = \left( \sum_j \exp i\, \mathbf{k}.\mathbf{r}_j(t=0) \right) \times \exp i\, (\omega + \mathbf{k}.\mathbf{V})t \tag{4.4}$$

D'où le décalage Doppler du signal émis :

$$\Delta\omega = \mathbf{k}.\mathbf{V} \tag{4.5}$$

### 4.1.2 Réflectométrie Doppler

En réflectométrie Doppler, un faisceau micro-ondes est envoyé dans le plasma ; le signal receptionné provient de la diffusion vers l'arrière $\mathbf{k}_d = -\mathbf{k}_i$, soit $\mathbf{k} = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i = -2\mathbf{k}_i$. Le choix des fréquences de l'onde incidente (dans la gamme 50 - 110 GHz sur Tore Supra) a été effectué afin d'avoir un vecteur d'onde de diffusion tel que $k_\perp \rho_i$ soit voisin de l'unité (plage typique $0.3 - 3$), où $\rho_i$ est le rayon de Larmor ionique thermique. Cette échelle est caractéristique de nombreux modes instables du plasma (Ion Température Gradient, Trapped Electrons Modes). L'onde est lancée avec un léger angle toroïdal et poloïdal par rapport à la normale de la dernière surface magnétique fermée.

Un trajet typique de rayon projeté dans le plan poloïdal est montré à la figure 4.3, ainsi que les surfaces iso-indices. Lorsque l'onde est polarisée en mode O, ces dernières coïncident

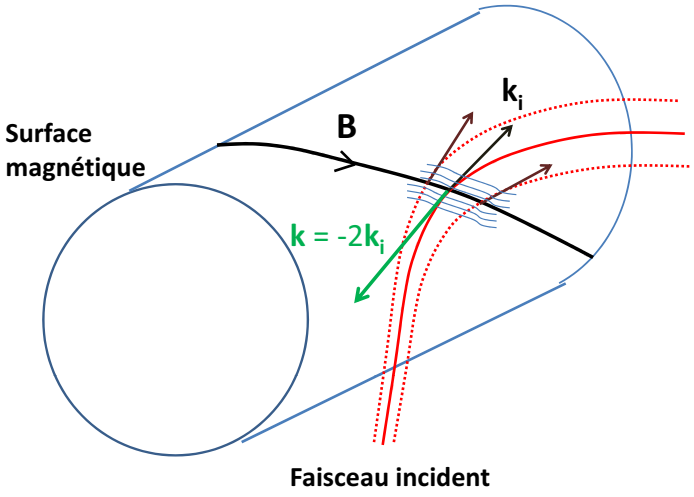



FIG. 4.2: *Schéma de principe de la rétrodiffusion Doppler (inclinaison des lignes de champ magnétique exagérée, de même que l'angle d'incidence toroïdale, en réalité très faible, quelques degrés).*

avec les surfaces magnétiques, l'indice optique ne dépendant que de la densité électronique. Le trajet du rayon est fortement déflechi dans une zone proche de la coupure où l'indice optique $N$ s'annule. Notons toutefois que la couche de coupure n'est pas nécessairement atteinte : ainsi, dans l'exemple présenté les valeurs minimales de l'indice vues par le rayon sont de l'ordre de $N \sim 0.1$. Ceci constitue une différence avec la réflectométrie standard, où l'incidence du faisceau étant normale à la DSMF, le faisceau est réflechi sur la couche de coupure. Le signal rétrodiffusé est recueilli par le récépteur (situé au niveau de l'antenne) après un trajet de retour inverse.

Le faisceau utilisé est gaussien, avec une amplitude $E \propto \exp(-x^2/w^2)$, où $x$ est la distance au centre du faisceau, et $w$ sa largeur. Le faisceau possède une légère divergence (2.2° sur Tore Supra), et tend également à s'élargir dans le plasma par réfraction. La diffusion s'effectue sur un volume total $V$ de l'ordre du produit de la surface du front du faisceau et de son trajet dans le plasma. Cependant, la majorité du signal rétrodiffusé décalé en fréquence provient d'une zone située près de la couche de coupure : ceci est justifié dans la suite de ce paragraphe.

Dans ce but, nous pouvons réécrire l'expression de l'intensité du signal rétrodiffusé (4.3) dans le cas d'une diffusion s'effectuant le long du parcours du faisceau. Il est supposé que les propriétés du faisceau et de la turbulence varient lentement le long de la trajectoire du faisceau, décomposées ici en "tranches" indexées par $(s)$. L'expression (4.3) devient alors, en

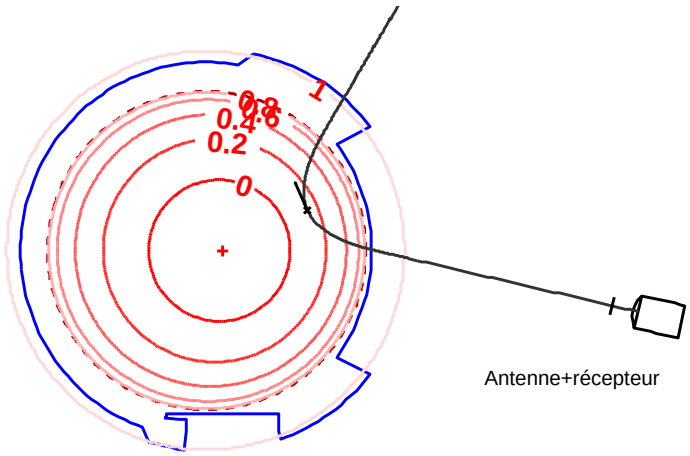



FIG. 4.3: *Trajectoire typique d'un rayon (en mode O) et lignes iso-indices. Le point de rebroussement du faisceau est situé légèrement à l'extérieur de la couche de coupure, d'indice nul.*

utilisant (4.4) :

$$\underline{E} \propto \exp i\omega t \left\{ \sum_s \underline{E^{(s)}}_{i0} \times \left( \int_{V_{(s)}} n(\mathbf{r},t) \exp i\,\mathbf{k}^{(s)}.\mathbf{r}\ \ d^3\mathbf{r} \right) \times \exp(i\mathbf{k}^{(s)}.\mathbf{V}^{(s)}t) \right\}$$

Ainsi, à chaque pas $s$, un "facteur de forme" dépendant de la transformée de Fourier des fluctuations de densité dans la direction du vecteur d'onde pondère l'intensité du signal réceptionné. L'intensité du champ de l'onde incidente varie également le long du faisceau, et augmente au fur et à mesure que celui-ci approche de la couche de coupure. En effet, il peut être montré dans le cadre de l'approximation WKB, valable en dehors de la zone de coupure, que ce terme varie en $1/\sqrt{N}$ (où $N$ est l'indice optique). Par conséquent, $\underline{E^{(s)}}_{i0}$ est plus élevée près du point de la trajectoire où l'indice optique est minimum, ce qui tend à localiser les mesures dans son voisinage (mais ceci n'est pas la principale raison expliquant la localisation des mesures).

Les "facteurs de forme" $\int n(\mathbf{r},t) \exp i\,\mathbf{k}.\mathbf{r}\ dV$ dépendent des caractéristiques spectrales des fluctuations. Nous nous intéressons aux trois directions suivantes : parallèle, perpendiculaire, et radiale.

Dans la direction parallèle, les fluctuations sont très étirées ($k_{||} \ll k_\perp$) ; la direction parallèle peut ainsi être considérée comme une direction d'invariance pour la densité $n$ dans chaque section du faisceau considérée. La transformée de Fourier des fluctuations $\int n(\mathbf{r},t) \exp i\,\mathbf{k}.\mathbf{r}\ dV$ est donc nulle, sauf pour les vecteurs d'ondes vérifiant $k_{||} \simeq 0$. Ainsi, pour que le signal ré-

trodiffusé soit suffisamment important, le faisceau doit être envoyé dans le plasma perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. L'angle toroïdal du lancement du faisceau est adapté dans ce but. En pratique ceci n'est pas toujours rigoureusement le cas, la direction parallèle dépendant du facteur de sécurité. Toutefois, la divergence du faisceau est suffisamment importante pour que la condition $k_{||} \approx 0$ soit raisonnablement vérifiée, au moins sur une partie de la section du faisceau.

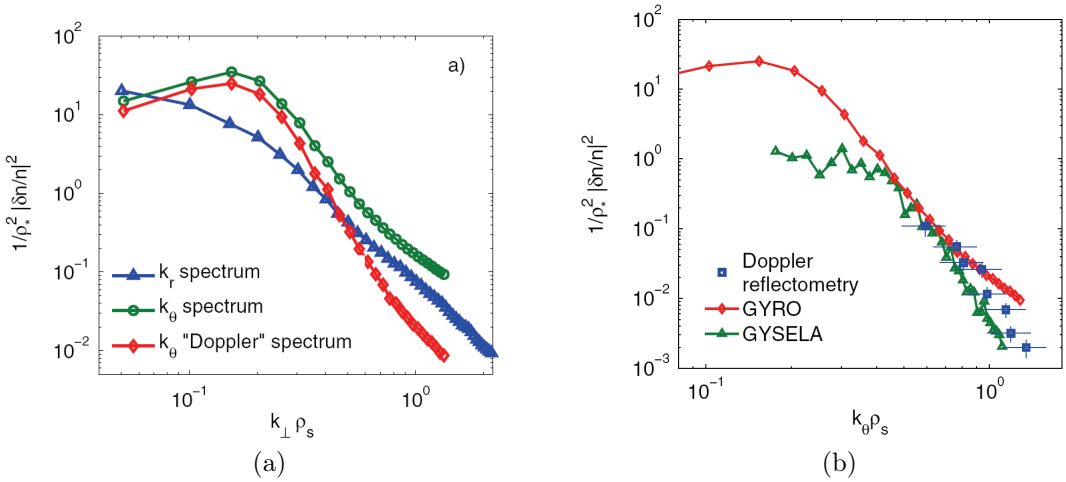



FIG. 4.4: *(Figures issues de* [Casati 09]*) A gauche : exemples de spectres des fluctuations dans les directions radiales ($k_r$) et poloïdales ($k_\theta$, avec reconstruction d'un spectre expérimental) obtenus par simulations non-linéaires avec le code GYRO . A droite : comparaison entre spectre des fluctuations en $k_\theta$ simulé (GYRO, GYSELA) et déterminé expérimentalement par réflectométrie Doppler.*

La figure 4.4 montre un exemple de spectres des fluctuations dans les directions radiales ($k_r$) et poloïdales ($k_\theta$) obtenus par simulations non-linéaires sur GYRO (issue de [Casati 09]). Le spectre des fluctuations dans la direction perpendiculaire $k_\perp$, similaire au spectre en $k_\theta$ représenté dans cette figure, possède un maximum aux nombres d'ondes vérifiant $k_\perp \rho_s \sim 0.3$ (où $\rho_s$ est le rayon de Larmor associé à la vitesse sonique ionique). Le spectre en $k_r$ est maximal aux faibles nombres d'ondes.

Ces allures de spectres peuvent être comparés avec la représentation de trajets typiques de faisceau dans le plan ($k_r$, $k_\perp$), à la figure 4.5 (la différence qualitative entre mode O et mode X est rediscutée un peu plus loin). Près du bord du plasma, la composante radiale du vecteur d'onde, $k_r$, est dominante par rapport à sa composante perpendiculaire : typiquement $k_r/k_\perp \sim 10$, dépendant de l'angle de lancement du faisceau. L'énergie associée à ces échelles est relativement faible (cf forme du spectre en $k_r$). L'amplitude du facteur de forme $\int n(\mathbf{r},t) \exp i\,\mathbf{k}.\mathbf{r}\; dV$ associé est donc également petite : le bord du plasma contribue peu au

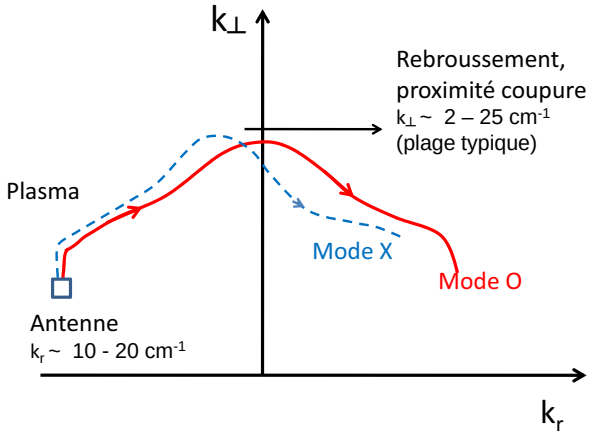



FIG. 4.5: *Allure de la trajectoire du vecteur d'onde de diffusion dans le plan $(k_r, k_\perp)$ le long du parcours du faisceau. La valeur de $k_\perp$ au niveau du point de rebroussement dépend de la fréquence-sonde, de l'angle de lancement poloïdal, et des paramètres plasmas.*

signal rétrodiffusé final. En revanche, près du point de rebroussement du faisceau ($k_r \to 0$), le signal est rétrodiffusé est plus important ; d'une part en raison de la diminution du $k_r$, d'autre part parce que le spectre en $k_\perp$ possède un maximum à $k_\perp \rho_s \sim 0.3$ et reste suffisamment intense aux échelles observées (typiquement $k_\perp \rho_s \sim 0.3 - 3$ sur Tore Supra). Cet effet est en outre accru par l'augmentation de l'amplitude de du champ électrique l'onde incidente près de la coupure, où l'indice optique se rapproche de zéro. Ainsi, une grande partie du signal rétrodiffusé provient de la zone où le vecteur d'onde du faisceau est le plus aligné possible avec les fluctuations de densité.

Il existe en outre une différence entre la fréquence du signal rétrodiffusé par les fluctuations dans les directions radiales et perpendiculaires : en effet, le décalage Doppler s'écrit

$$\Delta\omega = k_\perp v_\perp + k_r v_r$$

La vitesse dans la direction radiale $v_r$ est quasi-nulle, alors que la vitesse dans la direction perpendiculaire $v_\perp$ est de l'ordre du km/s. Ainsi, le signal rétrodiffusé issu de la zone où $k_\perp \ll k_r$ est centré sur la fréquence nulle, tandis que le signal issu de la zone où le vecteur d'onde est perpendiculaire est décalé en fréquence (typiquement, de plusieurs centaines de kHz) :

$$\Delta\omega = k_\perp v_\perp$$

Cette dernière considération justifie le fait que la composante Doppler provient bien d'une

zone localisée dans le voisinage du point de tangence entre le faisceau incident et l'une des surfaces magnétiques.

La vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité est la somme de la vitesse de dérive $E \times B$, dans laquelle les fluctuations sont convectées, et de leur vitesse de phase $V_{flu}$ :

$$v_\perp = V_{E\times B} + V_{flu}$$

La vitesse de phase des fluctuations peut être calculée par des codes gyrocinétiques. Sur Tore Supra, elle est généralement faible par rapport à la dérive $E \times B$. Par exemple, au chapitre 6 sont présentées des simulations gyrocinétiques linéaires de conditions expérimentales diverses, dans lesquelles $V_{flu}$ n'excède pas 0.3 km/s. En comparaison, la vitesse $E \times B$ est typiquement de l'ordre de 2km/s ; elle varie dans la plage $1 - 4$ km/s. Ainsi, la vitesse perpendiculaire est quasiment égale à la $V_{E\times B} = -E_r/B$. Dans le cas d'une turbulence de type *Ion Temperature Gradient*, le signe de $V_{flu}$ est positif et celle-ci tend à diminuer (légèrement) la valeur absolue de $v_\perp$, négative à l'intérieur de la DSMF sur Tore Supra. Etant donné que la valeur algébrique de $B$ est négative, nous écrirons alors :

$$v_\perp \simeq \frac{E_r}{|B|}$$

où l'on souligne qu'avec les conventions choisies, $v_\perp$ et $E_r$ **sont de même signe** : une vitesse perpendiculaire positive (resp. négative) correspond à un champ électrique radial dirigé vers l'extérieur et à une rotation poloïdale dans le sens diamagnétique ionique (resp. $E_r$ vers l'intérieur et sens diamagnétique électronique). Le sens des dérives sur Tore Supra est montré à la figure 4.6.

**Propagation du faisceau**

Sur le réflectomètre Doppler de Tore Supra, l'onde incidente peut être polarisée en mode O (ordinaire) ou X (extraordinaire). En mode O, le champ électrique de l'onde est parallèle au champ magnétique, tandis qu'il est perpendiculaire en mode X. L'indice optique du plasma, et donc la propagation du faisceau, diffèrent suivant la polarisation de l'onde :

$$N_O^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \qquad N_X^2 = \frac{\omega^4 - \omega^2(\omega_{ce}^2 + 2\omega_p^2) + \omega_p^4}{\omega^2\left(\omega^2 - (\omega_{ce}^2 + \omega_p^2)\right)} \tag{4.6}$$

où $\omega$ est la pulsation de l'onde, $\omega_p = \sqrt{ne^2/m\epsilon_0}$ la fréquence plasma et $\omega_{ce} = eB/m_e$ la fréquence cyclotronique électronique. Une différence notable entre mode O et mode X vient

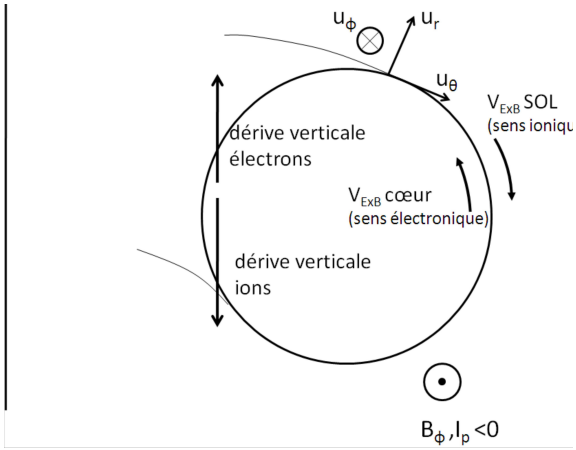



FIG. 4.6: *Sens des vitesses de dérive sur Tore Supra.*

du fait qu'en mode O les surfaces iso-indices coïncident avec les surfaces magnétiques ($N_O$ ne dépendant que de la densité électronique) ; alors que ceci n'est pas le cas en mode X car $\omega_{ce} \propto B \propto 1/R$

La couche de coupure correspond à la zone du plasma telle que $N = 0$, ce qui se traduit par les conditions $\omega = \omega_p$ en mode O et $\omega = (\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} \pm \omega_{ce})/2$ en mode X (dans les conditions d'utilisation du diagnostic sur Tore Supra, c'est la coupure *haute* qui intervient avec un signe plus). En mode X, une couche d'absorption résonante existe lorque $\omega^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_p^2$ ($N_X \to +\infty$). Pour qu'une composante Doppler puisse être observée, la couche d'absorption ne doit pas se trouver entre l'antenne et la couche de coupure.

En mode O, le point de rebroussement du faisceau, où l'indice optique est minimum, et le point où le faisceau est tangent aux surfaces magnétiques (confondues avec les surfaces iso-indices) sont identiques. En mode X, ceci n'est pas exactement le cas. Comme justifié précedemment dans ce paragraphe, la partie du spectre rétrodiffusé décalée en fréquence $\Delta\omega = k_\perp v_\perp$ provient du voisinage du point de rebroussement, où $\mathbf{k}.\mathbf{B} = 0$ et $k_r = 0$.

## 4.2 Caractéristiques du diagnostic

Le réflectomètre Doppler de Tore Supra, décrit dans la référence [Hennequin 04], est équipé d'une antenne gaussienne à faible divergence (2.2°) placée à environ 125cm du plasma côté faible champ. L'angle poloïdal de lancer du faisceau, défini à la figure 4.7, peut être incliné dans l'intervalle $[-1°, 10°]$ (lorsque la DSMF est centré en $R_0 = 2.36$m) grâce à un moteur permettant de faire pivoter l'antenne. La vitesse angulaire utilisée en pratique est de l'ordre de 2°/s.

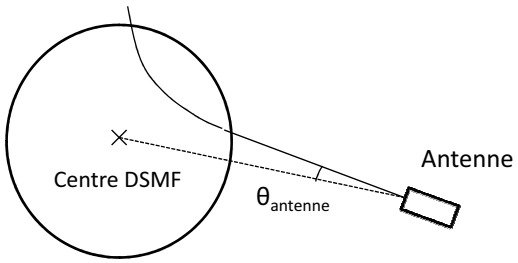



FIG. 4.7: *Définition de l'angle poloïdal de lancer du faisceau* $\theta_{antenne}$.

Un faisceau polarisé en mode O et un faisceau en mode X peuvent être envoyés simultanément. Les fréquences du mode O sont dans la bande V (50-75GHz) et celles du mode X dans la bande W (75-110GHz). Les mesures sont effectuées par série d'acquisitions brèves (environ 100 ms) désignées par *déclenches.* Lors d'une déclenche, la fréquence du faisceau incident est variée par paliers, permettant de sonder le plasma à différents rayons et vecteurs d'ondes. Typiquement, des paliers de 5ms sont effectués, séparés par un délai de stabilisation de la fréquence d'environ 5ms également. Une déclenche est effectuée à angle poloïdal fixé, le déplacement angulaire de l'antenne étant lent. Entre deux déclenches successives, un délai d'environ 300ms est nécessaire pour le transfert des données : ceci limite le nombre de déclenches réalisables lors d'un choc. Par ailleurs, depuis 2008, la fréquence d'acquisition peut être variée entre 2 et 100MHz ; sa valeur utilisée par défaut est 10MHz.

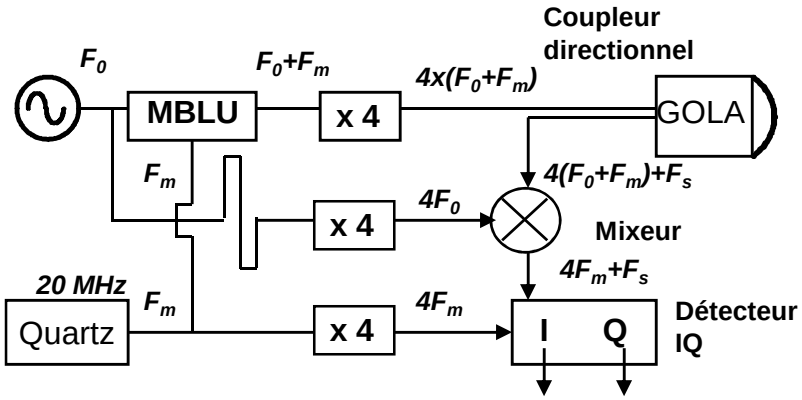



FIG. 4.8: *Montage électronique simplifié de DIFDOP*

**Montage électronique**

Le schéma de principe du montage électronique de DIFDOP est montré à la figure 4.8. Une détection hétérodyne est utilisée afin de pouvoir extraire l'information utile du signal retrodiffusé, contenue dans la phase de l'onde. Deux montages existent en parallèle pour le mode O et le mode X.

Le signal micro-onde est crée par un synthétiseur, dans la gamme de fréquences $12.5 < F_0 < 19$ GHz. Ce synthétiseur est commun aux montages du mode O et du mode X. En sortie, le signal est modulé par un Modulateur à Bande Latérale Unique (MBLU) à la fréquence $F_0 + F_m$ ; la fréquence $F_m$ de la porteuse est 100 MHz pour le circuit mode O. Il est alors multiplié en fréquence par 4 (mode O) ou 6 (mode X) avant d'être envoyé dans le plasma par le coupleur directionnel.

L'antenne réceptionne le signal retrodiffusé par le plasma avec un décalage en fréquence Doppler $\Delta f$, de l'ordre de plusieurs centaines de kHz : sa fréquence[2] est alors $4 \times (F_0 + F_m) + \Delta f$. La partie à fréquence micro-onde $4F_0$ est éliminée par mélange avec l'oscillateur local et filtrage. Le signal résultant, de fréquence $4F_m + \Delta f$, est envoyé vers un détecteur IQ.

La démodulation IQ permet de récupérer à la fois la partie réelle et imaginaire du signal. On suppose en effet que le signal en sortie du mixeur s'écrit

$$\underline{s}_0 \quad = \quad A\, \Re\left[e^{i(4\omega_m t + \varphi_m)} \times \underline{s}\right]$$

où le signal $\underline{s}$ contient l'information utile (décalage Doppler). Le détecteur IQ multiplie séparément $\underline{s}_0$ par les signaux $C(t) = A' \cos 4\omega_m t$ et $S(t) = A' \sin 4\omega_m t$. Après un filtrage de la composante à haute fréquence (400MHz, grande devant la fréquence de décalage Doppler), les voies "cosinus" et "sinus" sont extraites :

$$"cos" = (C(t) \times \underline{s}_0)_{filtré} = \frac{1}{2}\Re\left[e^{i\varphi_m}\ \underline{s}\right]$$

$$"sin" = -(S(t) \times \underline{s}_0)_{filtré} = \frac{1}{2}\Im\left[e^{i\varphi_m}\ \underline{s}\right]$$

Ces deux signaux de sortie sont ensuite numérisés par un convertisseur analogique digital, avec une fréquence d'échantillonage de 10 MHz (depuis 2008). Lors du traitement, la valeur de $\underline{s}$ peut être reconstituée en formant la somme des voies sinus et cosinus :

[2]dans le cas du mode X, remplacer 4 par 6.

$$\underline{s} = 2\ (\text{"}cos\text{"} + i\ \text{"}sin\text{"})$$

Le spectre du signal (densité spectrale de puissance) est alors calculé par un estimateur spectral moyenné. A partir des 50000 points (taille typique) du signal, un moyennage est effectué sur une série de spectres intermédiaires de 1024 points pour réduire la variance.

En pratique, les signaux sinus et cosinus utilisés à l'entrée de la détection IQ ne sont pas parfaitement en quadrature de phase, et ne possèdent pas exactement la même amplitude. Lorsque ces écarts sont pris en compte, l'expression de $\underline{s}$ est :

$$\underline{s} = 2\ (\text{"}cos\text{"} \times e^{i\Delta\varphi} + i\ \text{"}sin\text{"} \times a)$$

où $a$ et $\Delta\varphi$ sont respectivement le rapport des amplitudes et le décalage des phases des entrées sinus et cosinus. Exemple de valeurs typiques, déterminées par tests et qui ne changent pas en principe en l'absence d'interventions matérielles sur le diagnostic : $\Delta\varphi = 5°$ et $a = 0.97$ (en 2008).

## 4.3 Analyse des données

Les propriétés de la vitesse des fluctuations sont déduites du décalage en fréquence $\Delta\omega = k_\perp v_\perp$ de la composante Doppler du signal rétrodiffusé. Le traitement des données consiste en deux étapes : le calcul du $k_\perp$ et de la localisation des mesures d'une part, et la détermination du décalage en fréquence d'autre part. Pour la première, un code de tracé de faisceau utilise en entrée les mesures de densité électronique : la réflectométrie Doppler s'appuie sur une mesure séparée $n_e$ par d'autres diagnostics (interférométrie ou réflectométrie sur Tore Supra). La méthode de détermination du décalage Doppler est relativement simple mais nécessite un contrôle par l'utilisateur, notamment pour éliminer les données non exploitables.

### 4.3.1 Tracé de faisceau

Le code de tracé de faisceau utilisé est décrit dans [Honoré 06]. Celui-ci utilise comme paramètres d'entrée les propriétés de l'onde incidente (fréquence, largeur, polarisation, direction de l'antenne) et du plasma (densité, champ magnétique) pour calculer en particulier les grandeurs suivantes :

- la localisation spatiale de la zone de mesures
- le vecteur d'onde de diffusion $\mathbf{k}$

– l'erreur associée à ces deux grandeurs

Les équations de propagation écrites dans le cadre de l'approximation WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) sont résolues. Le calcul est effectué en géométrie 3D, et tient compte du ripple. Le faisceau gaussien est modélisé par plusieurs rayons, dont le nombre est réglable : en pratique, un rayon central et quatres rayons périphériques correspondant à une atténuation en intensité de $1/e^2$ sont simulés. Le tableau 4.1 résume les principales entrées et sorties du code de tracé de rayon.

| Entrées |
|---|
| Profil densité plasma |
| Angle poloïdal antenne |
| Angle toroïdal antenne |
| Fréquence onde |
| Polarisation |
| Paramètres plasmas (géométrie, $B_0$, $n_e$,...) |

| Sorties |
|---|
| Coordonnées coupure |
| Composantes **k** coupure |

TAB. 4.1: *Entrées/sorties du code de tracé de rayon.*

### 4.3.2 Détermination des propriétés du spectre [Hennequin 06]

En général, le spectre du signal rétrodiffusé est constitué par la superposition de la composante Doppler décalée en fréquence et d'une composante centrée sur la fréquence nulle, dont la largeur en fréquence est de l'ordre de la centaine de kiloHertz (cf figure 4.9, spectre de droite). Cette composante *f=0* ou *centrale* est observée sur plusieurs tokamaks équipés de réflectométrie Doppler. Différents effets peuvent y contribuer : rétrodiffusion le long du faisceau avec $k_r \ll k_\perp$, réflexion par la couche de coupure du signal diffusé vers l'avant ou issu des lobes secondaires, diffusion sur le signal réflechi par les parois de la chambre à vide,...

Afin de pouvoir déterminer les propriétés de l'écoulement perpendiculaire, il est nécessaire de séparer la composante Doppler de la composante centrale et du bruit résiduel. Cette séparation n'est pas toujours réalisable, en particulier lorsque le décalage en fréquence Doppler est faible (inférieur à 150 kHz). Pour cette raison, la réflectométrie Doppler mesure difficilement les vitesses perpendiculaires très faibles, telles que $|v_\perp| \lesssim 1$km/s. Le décalage en fréquence est en général positif à l'extérieur de la DSMF et négatif à l'intérieur, ce qui traduit un changement de signe du champ électrique radial : celui-ci est dirigé vers l'extérieur dans la SOL, vers l'intérieur dans le coeur.

Deux méthodes utilisées pour déterminer les propriétés du spectre sont ici décrites.

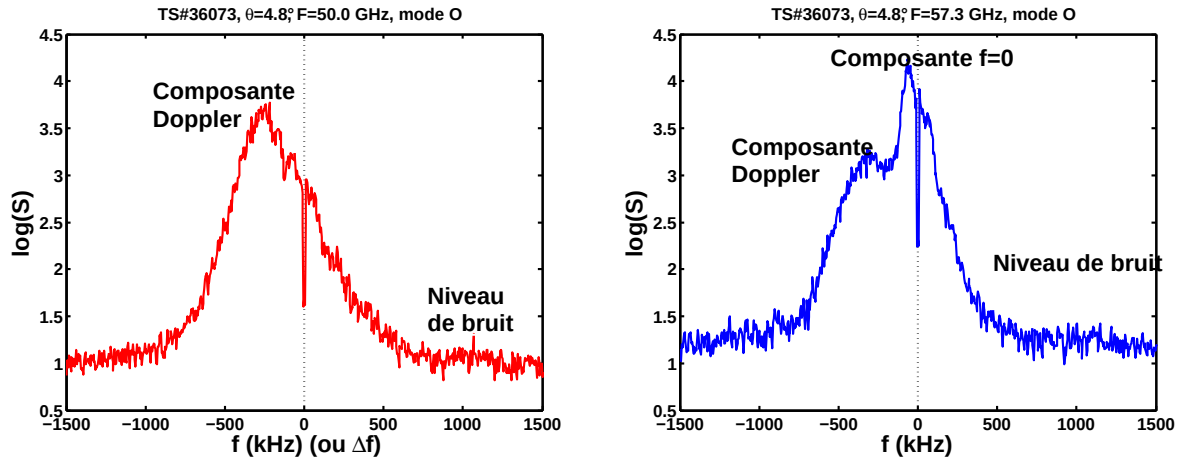



FIG. 4.9: *Exemples de spectres en mode O (mesures dans le coeur du plasma)*

**Fit de la composante Doppler**

Après avoir ôté la plage de fréquence de la composante centrale, la composante Doppler est fittée avec différents types de fonction test : une Gaussienne, une Lorentzienne $L$ et une fonction intermédiaire. Une fonction Lorentzienne possède trois paramètres ajustables $A$ et $f_0$ et $\Delta f$ (amplitude, fréquence du maximum et demi-largeur) :

$$L(f) = \frac{A}{1 + \left(\frac{f - f_0}{\Delta f}\right)^2}$$

La fonction intermédiaire possède un paramètre libre supplémentaire, qui permet d'ajuster sa forme entre les cas limites d'une fonction Lorentzienne et Gaussienne [Hennequin 06]. Celle-ci provient d'une hypothèse simple sur la fonction de probabilité des déplacements (gaussienne) et de l'hypothèse de la corrélation exponentielle de la vitesse Lagrangienne utilisée pour calculer le déplacement élémentaire [Taylor 21]. Elle est la transformée de Fourier de la fonction suivante, qui possède quatres paramètres libres $A$, $\tau_L$, $(k^2 D)$ et $f_0$ :

$$C(t) = A\ \exp(i2\pi f_0\, t) \times \exp(k^2 D\ \tau_L\ (-\frac{|t|}{\tau_L} - 1 + e^{-|t|/\tau_L}))$$

Les ailes de la composante Doppler sont en général plus larges que celles d'une Gaussienne et moins large que celles d'une Lorentzienne. La fonction intermédiaire, qui possède un paramètre libre supplémentaire, permet d'obtenir un meilleur fit.

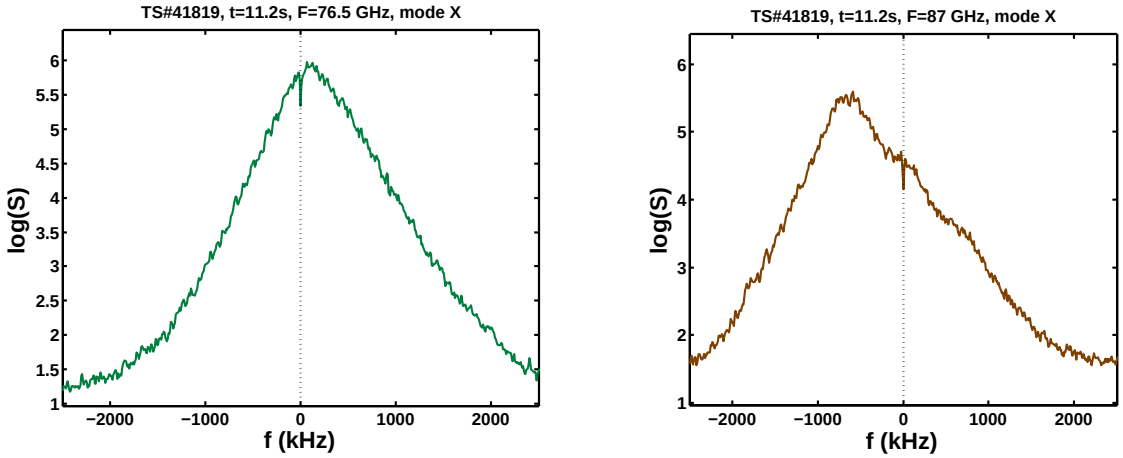



FIG. 4.10: *Exemples de spectres en mode X, dans la SOL (gauche) et dans le coeur du plasma (droite). Le sens de la vitesse perpendiculaire des fluctuations s'inverse lors de la traversée de la dernière surface magnétique fermée.*

**Décomposition en parties paires/ impaires**

Cette méthode, plus simple que la précédente, permet d'obtenir des résultats comparables pour la détermination de la fréquence du décalage Doppler[3]. Elle est moins bien adaptée pour étudier les autres propriétés du spectre (demi-largeur, énergie), mais est convenable dans le cadre de l'étude du champ électrique radial où nous sommes surtout intéressés par la fréquence de décalage Doppler. Elle s'appuie sur le fait que la composante centrale est en général quasiment symétrique par rapport à la fréquence nulle.

Nous supposons ici qu'il est possible d'effectuer la décomposition suivante du spectre $S(f)$ :

$$S(f) = S_{doppler}(f) + S_0(f) + bruit \tag{4.7}$$

où la composante centrale est notée $S_0$. Les hypothèses suivantes sont également effectuées :

*i*) la composante centrale $S_0$ et le bruit sont des fonctions paires de la fréquence.

*ii*) la composante Doppler est positive $S_{doppler}(f) \geq 0$

*iii*) la composante Doppler n'existe que d'un seul côté :

$$S_{doppler}(f) > 0 \Rightarrow S_{doppler}(-f) = 0$$

[3]Cette méthode a été mise au point lors de ce travail de thèse, raison pour laquelle elle est décrite plus en détail.

Dans ce cas, il est possible de montrer que la composante Doppler se calcule à partir de la partie impaire du spectre $S^-(f) = \{S(f) - S(-f)\}/2$ :

$$S_{doppler}(f) = S^-(f) + |S^-(f)| \tag{4.8}$$

Donnons brièvement la démonstration de ce résultat :
Soit $f$ donné, nous considérons les deux cas $S_{doppler}(f) = 0$ et $S_{doppler}(f) > 0$ :

- Si $S_{doppler}(f) = 0$, alors $S^-(f) = -S_{doppler}(-f)/2 < 0$ d'où $S^- + |S^-| = 0 = S_{doppler}(f)$
- Si $S_{doppler}(f) > 0$, alors $S^-(f) = S_{doppler}(f)/2 > 0$ (en utilisant l'hypothèse *iii*), d'où :

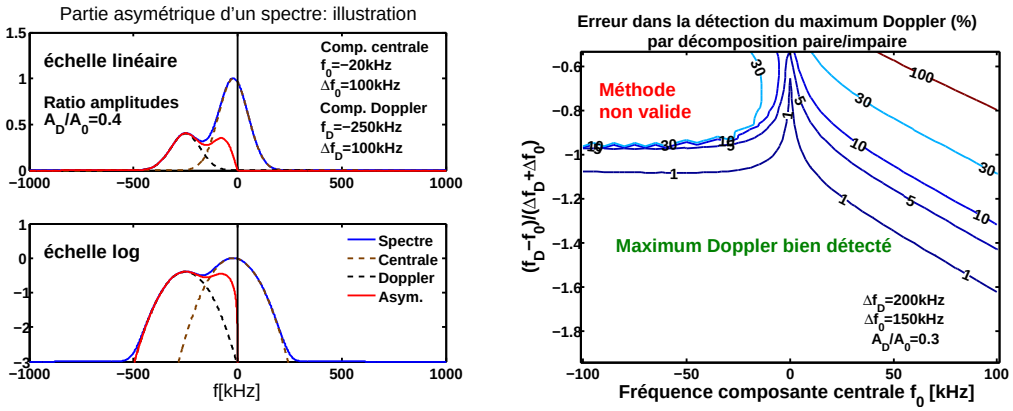
$$S^- + \left|S^-\right| = 2\, S^- = S_{doppler}(f)$$

.

La partie $S^-(f) + |S^-(f)| \equiv S^{asym.}$ est désignée par "partie asymétrique" dans la suite de ce paragraphe. L'hypothèse *iii* est en général vérifiée dans le coeur du plasma, où le décalage en fréquence de la composante Doppler est suffisamment grand par rapport à sa demi-largeur. Près du bord ($r/a > 0.95$), elle peut ne plus être exactement vérifiée ; mais le décalage en fréquence Doppler reste tout de même correctement détecté en général.

La composante Doppler est exactement extraite lorsque les hypothèses *i* à *iii* sont vérifiées ; mais en pratique ceci peut ne pas être toujours rigoureusement le cas. Nous pouvons tester la sensibilité de cette méthode à une légère non-parité de la composante centrale (il s'agit de l'hypothèse la plus "fragile"). Un exemple de test dans un cas relativement défavorable est donné à la figure 4.11a, dans lequel cette méthode est employée pour analyser un spectre typique simulé, somme d'une composante centrale gaussienne légèrement décalée (centrée en -20 kHz, largeur d'atténuation en $1/e$ de 100kHz), d'un bruit à -3dB et d'une composante Doppler décalée de -250kHz et de largeur 100kHz. L'asymétrie de la composante centrale cause ici la détection d'un maximum "parasite" du spectre extrait par cette méthode (en rouge), mais le décalage Doppler associé est faible (environ $-60$ kHz) et celui-ci ne peut pas être confondu avec le vrai maximum Doppler. En effet, il est très rare que la fréquence de décalage Dopper soit inférieure en valeur absolue à 100 kHz ; lorsque ceci est le cas les mesures ne sont en général pas validées. En général, la composante centrale ne peut pas être bien approximée par une fonction simple de type Gaussienne et reste difficile à caractériser ; sa largeur peut atteindre 100kHz dans les cas les plus défavorables.

Ce test peut être appliqué plus systématiquement en balayant les paramètres d'étude (fréquences Doppler et du pic central, nous gardons leur largeur fixe ici) : ainsi la figure 4.11b




(a) (b)

FIG. 4.11: *A gauche (a) : spectre simulé (bleu), somme d'un bruit et de compsantes centrales et Doppler gaussiennes (en pointillés), et partie asymétrique extraite (en rouge). La composante centrale est centrée sur $f_0 = -20$ kHz, afin d'insérer un léger défaut dans l'hypothèse de sa parité. A droite (b) : contours de l'erreur (%) commise en prenant comme fréquence Doppler le maximum de la partie asymétrique, en fonction de $f_0$ et du rapport entre décalage $f_D - f_0$ et somme des demi-largeurs $\Delta f_D + \Delta f_0$.*

représente les lignes de niveau de l'erreur effectuée lorsque le maximum Doppler est détecté par cette méthode, après filtrage de la partie symétrique. En abscisse se trouve la valeur du décentrage en fréquence de la composante centrale (notée "0") et en ordonnée le rapport entre la différence de fréquence des pics Doppler (noté "$D$") et central et de la somme de leur demi-largeur (soit $f_D - f_0/\Delta f_D + \Delta f_0$). Les deux pics sont bien séparés visuellement lorsque ce rapport est "suffisamment" (cela dépend aussi du ratio entre l'amplitude des deux pics) supérieur à un. Le rapport entre les amplitudes des pics $A_D/A_0$ est dans cette étude arbitrairement fixé à 0.3. Il en ressort que lorsque la composante centrale est suffisamment symétrique (centrée sur $|f_0| \lesssim 100$ kHz, ce qui est bien vérifié dans la plupart des cas), le maximum Doppler est bien détecté tant que le décalage en fréquence est supérieur à la somme des demi-largeurs des composantes centrale et Doppler.

La figure 4.12 présente une illustration de la méthode sur un cas réel, dans laquelle sont montrés le spectre (en noir), sa partie asymétrique calculée (bleu). Sur l'exemple de la figure de droite, la composante Doppler est trop faiblement décalée en fréquence et trop faible en amplitude pour pouvoir être séparée de la composante centrale.

### 4.3.3 Accessibilité et volume de mesures

En mode O, la localisation de la zone de mesure dépend essentiellement de l'angle d'inclinaison poloïdal de l'antenne et du profil radial de la densité électronique. En mode X, la

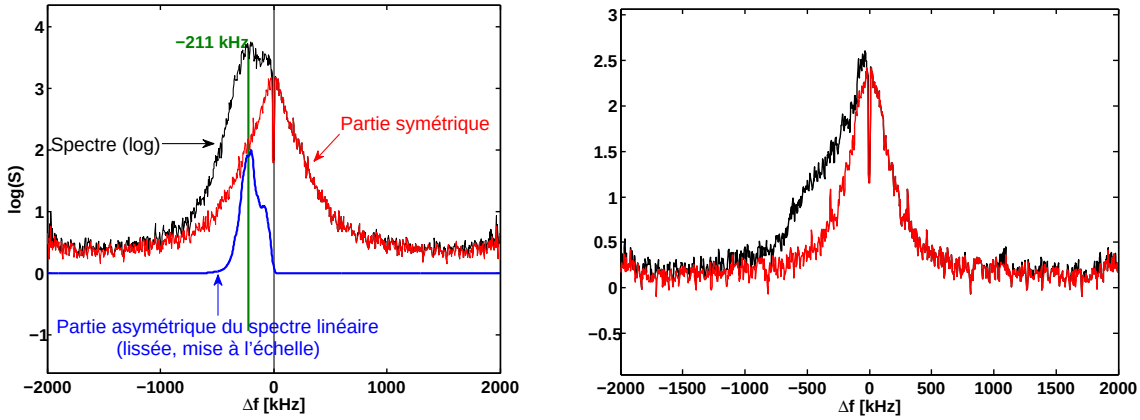



FIG. 4.12: *A gauche : exemple de partie Doppler (bleu, lissée) extraite d'un spectre (noir, en log). A droite : un spectre pour lequel il n'est pas possible de déterminer* $\Delta\omega$.

valeur du champ magnétique est également très influente. Pour qu'un spectre soit exploitable, il est nécessaire que la composante Doppler possède une amplitude suffisamment élevée, ainsi qu'un décalage en fréquence suffisant pour être séparable de la composante du signal centrée sur $f = 0$. Ceci dépend en partie des propriétés des fluctuations de densité (énergie, vitesse perpendiculaire).

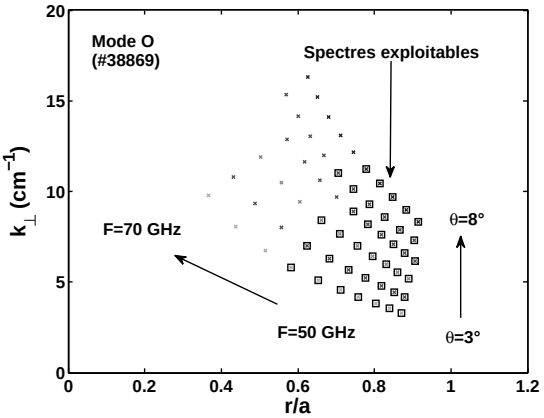



FIG. 4.13: *Représentation dans le plan* $(r/a,\ k_\perp)$ *des points de mesure obtenus en mode O au cours d'une décharge (#38869,* $n_e(0) \sim 6 \times 10^{19} m^{-3}$*). Six déclenches comportant chacune 10 paliers de fréquences sont effectuées.*

La figure 4.13 représente dans le plan $(r/a,\ k_\perp)$ un ensemble de points de mesure obtenus en mode O au cours d'un choc (densité centrale $n_e(0) \sim 6 \times 10^{19} m^{-3}$). Dans cet exemple, pour $r/a \lesssim 0.6$, l'intensité de la composante Doppler du signal devient trop faible et celle-ci ne peut pas être correctement caractérisée. L'échelle des fluctuations observées est typiquement

comprise dans la gamme $k_\perp \sim 3 - 15\ cm^{-1}$, et dépend de l'angle poloïdal de l'antenne. En mode O, lorsque $n_e$ augmente, les points de mesure sont décalés vers l'extérieur du plasma.

En mode X, les mesures sont localisées au bord du plasma lorsque $B_0 = 3.8$T, typiquement dans la zone $0.8 < r/a < 1.1$. A plus faible champ magnétique, la zone accessible est décalée vers l'intérieur du plasma.

Le volume de mesure, d'où provient la composante Doppler du signal rétrodiffusé, est difficile à déterminer avec précision : celui-ci dépend de la trajectoire du faisceau mais aussi des propriétés de la turbulence. Il est localisé dans un voisinage du point de rebroussement où $k_r = 0$. Son extension peut être estimée à partir du tracé de rayon, en considérant les extrémités du faisceau. L'exemple de la figure 4.14 montre la position de la couche de réflection (et le $k_\perp$correspondant) du rayon central et des "extrémités" du faisceau (atténuées en intensité d'un facteur $1/e^2 \sim 0.1$), pour les différentes fréquences sondes d'une déclenche en mode O. Plus la zone observée se situe loin dans le plasma, plus le volume observé est large. Un ordre de grandeur typique du volume de mesure (cf figure 4.14) est $\Delta(r/a) \sim 0.1$, $\Delta\theta \sim 10°$, $\Delta(R\varphi) \sim 15$cm.

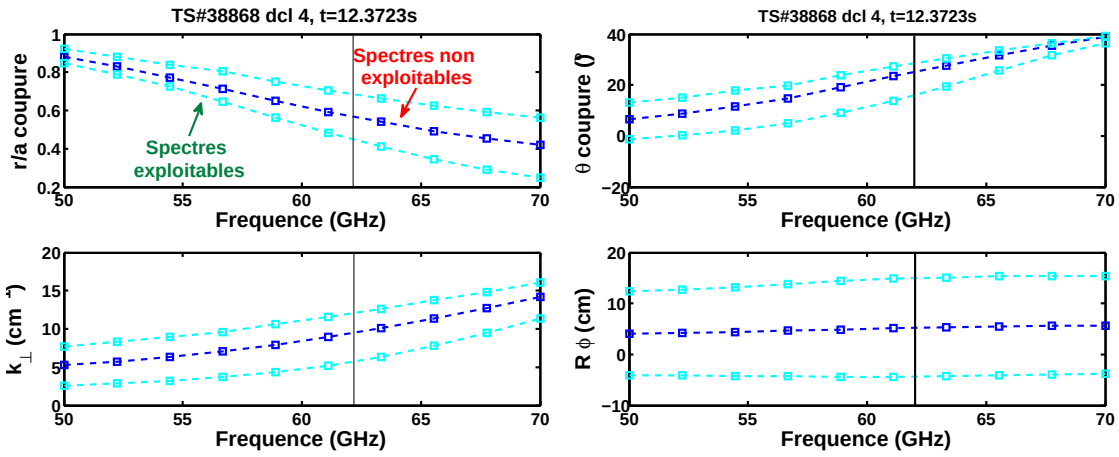



FIG. 4.14: *Un exemple d'estimation du volume de mesures (en $r/a$, $k_\perp$, $\theta$, $R\phi$) : choc 38868, avec $n_e(0) \sim 6 \times 10^{19} m^{-3}$, mesures en mode O, angle poloïdal antenne 4.8°. La position de la couche de réflection du rayon central (bleu) et celle des rayons correspondant à une intensité diminuée d'un facteur $1/e^2$ (cyan) sont représentées.*

## 4.4 Conclusion

**Sources d'erreur**

L'une des possibles sources d'erreur "systématique" en réflectométrie Doppler vient du fait que les mesures s'appuient sur une détermination préalable du profil de densité électronique par un autre diagnostic (interférométrie ou réflectométrie). Une incertitude sur la densité se répercute sur la détermination de la localisation de la zone de mesure et du $k_\perp$ par le tracé de rayon. Les données de la réflectométrie n'existent pas pour tous les chocs. L'interférométrie effectue des mesures intégrées sur une ligne de visées, qui doivent être inversées. Une erreur non négligeable peut résulter de la procédure d'inversion, en particulier au bord du plasma. De plus, cette mesure est insensible aux modifications locales du profil de $n_e$, pouvant par exemple intervenir en présence de larges ilots magnétiques.

Une source d'erreur "statistique" (incertitude associée diminuant avec le nombre de mesures) vient de la détermination de la fréquence de décalage Doppler. En général, les spectres exploitables obtenus peuvent être correctement reproduits par une fonction de Taylor (définie au §4.3.2), et l'erreur effectuée lors de la détermination de $\Delta\omega$ reste alors acceptable (typiquement 5%). Celle-ci peut devenir importante lorsque la composante Doppler ne peut être séparée de la composante centrale (décalage Doppler ou intensité trop faibles). Les mesures de vitesse perpendiculaire ne sont alors pas validées, en général.

Notons aussi que la conversion de la vitesse perpendiculaire en un champ électrique via la relation $v_\perp \simeq E_r/|B|$ repose sur l'hypothèse d'une vitesse de phase des fluctuations faible devant $v_\perp$. L'incertitude dans la détermination de $B$ est principalement due ou ripple (quelques %) et à l'incertitude sur le champ magnétique poloïdal, lui-même faible devant $B_\varphi$ : l'erreur lors de la détermination de $B$ est négligée dans la suite.

Lorsque cela est possible, nous évaluerons l'erreur sur $v_\perp$ à partir de l'ensemble des mesures réalisées lors de la phase stationnaire d'un choc. Ceci ne permet toutefois pas d'inclure l'erreur systématique dûe à l'incertitude sur le profil de densité, qui peut être évaluée séparément en effectuant un tracé de faisceau avec différents profils de densité plausibles en entrée.

**Possibilités d'utilisations du diagnostic**

Dans ce travail de thèse, la réflectométrie Doppler est utilisée pour mesurer le champ électrique radial. Celui-ci peut en principe être déterminé par d'autres méthodes : notamment par *Heavy Ion Beam Probe* (HIBP) et CXRS. Cette première méthode permet des mesures de qualité mais est difficile à mettre en place sur un grand tokamak. La spectroscopie d'échange de charges permet également de déterminer $E_r$ via une mesure séparée des termes de l'équa-

tion d'équilibre radial des forces. L'hypothèse d'une même vitesse de l'impureté et de l'ion majoritaire doit alors être effectuée. La vitesse poloïdale, faible, est toutefois difficile à mesurer. La réflectométrie Doppler offre une possibilité relativement directe de mesurer le champ électique radial à une vitesse de phase de fluctuations près, et possède en outre l'avantage d'être un diagnostic peu coûteux et simple d'utilisation.

Ce diagnostic peut également servir à caractériser l'intensité de la turbulence en fonction des échelles : en effet, une variation de l'angle poloïdal d'antenne permet d'effectuer des mesures d'énergie de la turbulence $|\delta n|^2$ (intégrale de la composante Doppler) à différents vecteurs d'ondes $k_\perp$. Ceci est par exemple visible sur la figure 4.13. Un exemple de spectre $|\delta n|^2(k_\perp)$ est présenté dans la référence [Hennequin 06]. Enfin, un second réflectomètre ajouté en 2010 permettra aussi d'effectuer des études de corrélation à longue distance.

# Chapitre 5

# Flux de particules et champ électrique radial induits par le ripple

Au chapitre 2, il a été vu que le transport collisionnel de particules est automatiquement ambipolaire dans un tokamak axisymétrique. En présence de ripple, ceci n'est plus le cas, et différents mécanismes peuvent être à l'origine d'un courant radial de charges influant la valeur d'équilibre du champ électrique radial. Le ripple n'est pas l'unique origine possible d'une perte d'ambipolarité des flux de particules ; cependant son influence est à priori très importante sur Tore Supra. En effet, la valeur du ripple y est très élevée ($<$7%, cf §3.1) ; d'autre part il n'existe pas de source importante de quantité de mouvement, l'injection de neutres étant quasi-perpendiculaire et de faible puissance ($<$ 1MW).

En préalable à l'étude expérimentale du chapitre 6, les différents types de flux de particules causés par le ripple sont ici introduits. Les théories décrites sont relativement anciennes : nous nous intéresserons ainsi au calcul de flux de particules localement piégées effectué par Stringer en 1972 [Stringer 72] puis Connor et Hastie en 1973 [Connor 73]. Les flux de particules toroïdalement piégées, correspondant au régime *ripple-plateau* (indépendant de la fréquence de collision), ont été calculés par Boozer [Boozer 80]. Deux revues sur le transport collisionnel induit par le ripple ont été publiées par Kovrizhnykh [Kovrizhnykh 84] et Yushmanov [Yushmanov 87]. Il existe également des mécanismes plus spécifiques aux particules énergétiques [Goldston 81], mais qui ne seront pas décrits dans ce chapitre.

Après une discussion préliminaire sur la condition d'existence de minima locaux du champ magnétique au § 5.1, une version simplifiée du calcul de Connor et Hastie est présentée (§5.2). Celle-ci est effectuée avec un terme de collision de Krook ; il est vérifié que l'expression des flux de particules reste raisonnablement en accord avec [Connor 73]. L'effet de la dérive $E \times B$, ignoré par Connor et Hastie, est ensuite pris en compte et une approximation numérique

des flux de particules est proposée. Enfin la section 5.3 présente heuristiquement le régime ripple-plateau et rappelle l'expression des flux de particules calculés par Boozer.

## 5.1 Minima locaux du champ magnétique

Un ripple non nul peut être à l'origine de minima locaux de l'intensité du champ magnétique le long d'une ligne de champ. La condition d'existence de tels puits est donnée dans ce paragraphe.

Si nous supposons des surfaces magnétiques circulaires concentriques, avec un coefficient de ripple $\delta$ dépendant à priori de $r$ et $\theta$. Le champ magnétique toroidal s'écrit (avec $N \gg 1$ nombre de bobines de champ toroïdal) :

$$B_\varphi(r,\theta,\varphi) = B_0\ (1 - \epsilon\ \cos\theta - \delta\ \cos N\varphi)$$

L'intensité le long d'une ligne de champ est ici considérée, avec $\theta(\varphi) = \varphi/q + \theta(\varphi = 0)$. Un minimum local de $B$ existe si la dérivée de $B_\varphi$ par rapport à $\varphi$ s'annule à cause de la variation rapide en $\cos N\varphi$. Ceci se traduit par :

$$\frac{\epsilon}{N\,q\delta}\ \sin\theta(\varphi) + \sin N\varphi - \frac{\partial\delta}{\partial\theta}\frac{1}{Nq\delta}\ \cos N\varphi = 0$$

Le dernier terme en $\cos N\varphi$ peut être négligé devant le $\sin N\varphi$ : en effet, leur rapport est de l'ordre de $1/Nq \ll 1$. Il existe des minima locaux causés par l'ondulation en $\cos N\varphi$ du champ magnétique si :

$$\frac{\epsilon}{Nq\delta}|\sin\theta| \equiv \alpha|\sin\theta| < 1$$

Condition dans laquelle le paramètre $\alpha \equiv \epsilon/Nq\delta$ a été introduit (notation issue de [Stringer 72]). Un exemple typique de cartographie de la valeur de $\alpha|\sin\theta|$ est donné à la figure 5.1.

Lorsque de tels minima locaux existent, la profondeur d'un puits de ripple peut être définie :

$$\Delta = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_0} \tag{5.1}$$

où $B_{min}$ est la valeur du champ magnétique à l'endroit d'un minimum local, $B_{max}$ est le maxi-

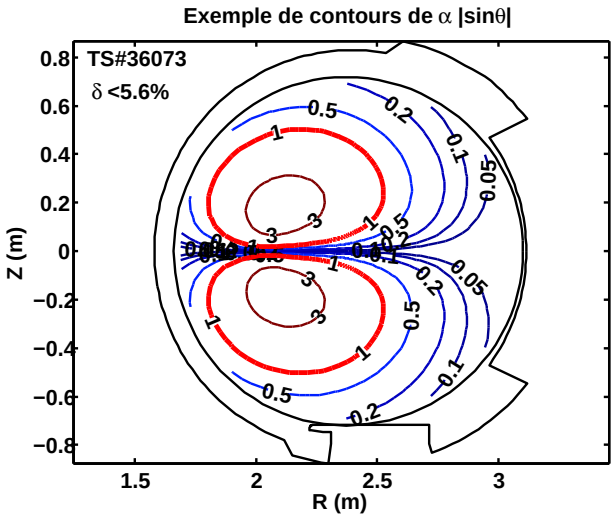



FIG. 5.1: *Contours du paramètre $\alpha|\sin\theta|$ sur un plasma typique de Tore Supra. Aucun minima local n'existe à l'intérieur des contours (en rouge) tels que $\alpha|\sin\theta| = 1$.*

mum local adjacent possédant la plus faible amplitude. Dans le cas d'un ripple indépendant de $\theta$, la valeur de $\Delta$ peut être calculée, en évaluant le champ magnétique aux extrema locaux ($m \in \mathbb{Z}$) $N\varphi = 2m\pi - sin^{-1}(\alpha \sin\theta)$ (minimum local) et $N\varphi = (2m-1)\pi + sin^{-1}(\alpha \sin\theta)$ (maximum local adjacent où l'amplitude de $B$ est la plus faible, si $\theta > 0$) :

$$\Delta(r,\theta) = \begin{cases} 2\delta(\sqrt{1-\alpha^2\sin^2\theta} - \alpha|\sin\theta|\left\{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha|\sin\theta|)\right\}) & \text{si } \alpha|\sin\theta| < 1 \\ 0 \ \text{ sinon} \end{cases} \tag{5.2}$$

La condition de piégeage local des particules peut être exprimée dans les variables $(E,\mu)$ ou $(v_{||}, V_c)$ :

$$\frac{E}{B_{max}} < \mu < \frac{E}{B_{min}} \qquad \text{ou bien} \qquad \left|\frac{v_{||}}{V_c}\right| < \sqrt{\frac{\Delta B_0}{B_{min}}} \simeq \sqrt{\Delta} \tag{5.3}$$

ce qui correspond à une fraction $f$ de particules localement piégées $f \sim \sqrt{\Delta}$. Dans la seconde inégalité (qui découle de la première, en réecrivant $B_{max}$ à l'aide de l'équation 5.1), les vitesses parallèles et perpendiculaires sont prises au niveau du minimum local où $B = B_{min}$.

## 5.2 Flux de particules localement piégées

L'expression des flux de particules localement piégées peut s'interpréter à partir d'arguments heuristiques, présentés ici avant un calcul plus détaillé. La fraction de particules impliquée dans ce type de ransport est de l'ordre de $\sqrt{\delta}$. Le temps de dépiégeage collisionnel est le temps associé à une variation de l'angle de pitch $v_{||}/v \sim \sqrt{\delta}$ ; soit $\Delta t \sim \delta/\nu$. Ces particules subissent un mouvement de va-et-vient toroïdal pendant lequel l'angle poloïdal reste quasi-identique. La dérive verticale n'est alors pas compensée. Le libre parcours moyen associé est causé par la dérive verticale : $\Delta r \sim V_D \, \Delta t$. Ceci permet d'évaluer un coefficient de diffusion heuristique associé à ce régime de diffusion (noté $LT$ pour "local trapping") :

$$D^{LT} \sim \frac{\delta^{3/2} V_D^2}{\nu} \tag{5.4}$$

Il est visible à cause de la dépendance en $1/\nu$ que le coefficient $D^{LT}$ ionique est supérieur au coefficient électronique d'un facteur $\sqrt{m_i/m_e} \sim 60$.

En présence d'un champ électrique radial, une vitesse angulaire de rotation poloïdale causée par la dérive $E \times B$ s'ajoute à la vitesse de dérive verticale. Celle-ci vaut :

$$\omega_E = \frac{E_r}{rB}$$

Si le temps de dépiégeage collisionnel $\delta/\nu$ est supérieur au temps pris par une particule pour parcourir un demi-tour poloïdal $\Delta t = \pi/\omega_E$, le pas radial de diffusion sera limité (à cause de la compensation de la dérive verticale dans le demi-plans inférieurs et supérieurs) par :

$$\Delta r = \frac{\pi V_D}{\omega_E}$$

Le coefficient de diffusion est alors proportionnel à la fréquence de collision, et donc supérieur pour les électrons :

$$D^{LT}_{E\times B} \sim \delta^{-1/2} V_D^2 \, \frac{\nu}{\omega_E^2} \tag{5.5}$$

Ce régime de diffusion nécessite de très faibles fréquences de collision. L'effet de la dérive $E \times B$ peut toutefois influencer le comportement des particules les moins collisionnelles. Ceci sera vu à la section 5.2.2.

### 5.2.1 Calcul des flux de particules localement piégées

Le calcul présenté ici est une version simplifiée de celui effectué par Stringer [Stringer 72] puis Connor et Hastie [Connor 73][1]. Le point de départ du calcul est l'équation de dérive cinétique. Une population de particules (ions ou électrons) localement piégées est considérée, pour lesquelles la condition de piégeage $|v_{||}/V_c| < \sqrt{\Delta}$ est vérifiée. Le coefficient de ripple $\delta$ est supposé indépendant de $\theta$, ce qui permet d'utiliser l'expression (5.2) de la profondeur d'un puits de ripple $\Delta$.

L'opérateur de collision utilisé ici est un opérateur de Krook pour des raisons de simplicité du calcul : en effet, dans un second temps, celui-ci sera complexifié par la prise en compte de la dérive $E \times B$. L'opérateur de Krook est très basique, et son emploi n'est à priori pas justifié, mais l'expression finale des flux de particules est proche de celle dérivée dans [Connor 73]. En notant $\nu_{eff} = \nu/\Delta$ et $f_M$ la fonction de distribution Maxwellienne, l'opérateur de collision est écrit :

$$C(f) = -\nu_{eff}\,(f - f_M)$$

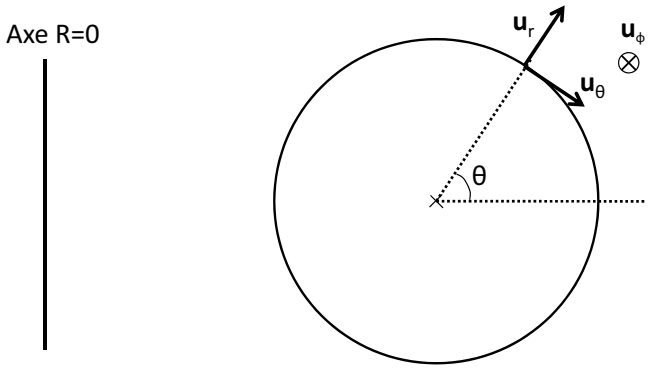



FIG. 5.2: *Conventions utilisées*

Le calcul est effectué dans les variables $(r, \theta, \varphi, \mu, E)$, avec $\mu = mV_c^2/2$ et $E = mv^2/2 + e\phi$. Le plasma est supposé circulaire, avec des surfaces magnétiques concentriques (pas de décentrement de Shafranov). La figure 5.2 précise les conventions utilisées.

L'équation de dérive cinétique 2.11 (introduite section 2.1) s'écrit, en régime stationnaire :

[1] Il existe également des versions de ce calcul dans [Bourdelle 00] et en notes internes à l'IRFM : X. Garbet, P. Maget

$$\mathbf{v}_{\shortparallel}.\nabla f + (\mathbf{V}_D + \mathbf{V}_{E\times B}).\nabla f = -\nu_{eff}(f - f_M) \tag{5.6}$$

En premier lieu, un moyennage est effectué sur le mouvement de va-et-vient toroidal (de période $T(E,\mu,\Delta)$ ) des particules piégées. L'opérateur $\overline{...} = \frac{1}{T}\oint ...dt = \oint ...\frac{R}{v_{||}}d\varphi$ est appliqué ; celui-ci annule le terme périodique $\mathbf{v}_{\shortparallel}.\nabla f$. Les vitesses de dérive étant quasiment constantes sur un période, l'équation 5.6 moyennée sur une oscillation dans un puits ripple devient :

$$(\mathbf{V}_D + \mathbf{V}_{E\times B}).\nabla \overline{f} = -\nu_{eff}\ (\overline{f} - f_M) \tag{5.7}$$

Le signe $\overline{\ }$ associé à l'opérateur de moyennage est omis par la suite. La fonction de distribution est développée $f = f_M(r,E) + f_1(r,\theta,\varphi,E,\mu)$. La vitesse de dérive verticale est, avec $\boldsymbol{u_z}$ vecteur unitaire vertical :

$$\mathbf{V}_D = -\frac{(v^2 + v_{||}^2)}{2(eB/m)R}\,\boldsymbol{u_z} \simeq \frac{E}{eB_0R_0}\,(\sin\theta\,\boldsymbol{u_r} - \cos\theta\,\boldsymbol{u_\theta})$$

où l'on a utilisé le fait que $|v_{||}/V_c| \sim \sqrt{\delta} \ll 1$ pour les particules localement piégées. D'autre part $\mathbf{V}_{E\times B} \simeq \frac{E_r}{B_0}\,(\boldsymbol{u_\theta} + \frac{\epsilon}{q}\boldsymbol{u_\varphi})$, ce qui permet d'écrire les termes en $\mathbf{V}.\nabla f$ de l'équation 5.6 :

$$\mathbf{V}_D.\nabla f = \frac{E}{eB_0R_0}\,\sin\theta\,\frac{\partial f_M}{\partial r} - \frac{E}{eB_0R_0}\,\frac{\cos\theta}{r}\,\frac{\partial f_1}{\partial\theta}$$

$$\mathbf{V}_{E\times B}.\nabla f = \omega_E\,(\frac{\partial f_1}{\partial\theta} + \frac{\epsilon^2}{q}\frac{\partial f_1}{\partial\varphi})$$

A partir d'ici, l'effet de la dérive $E\times B$ va être ignoré en posant $\omega_E = 0$ : cela a été effectué dans le calcul de Connor et Hastie. Il vient alors :

$$f_1 = -w\,\frac{V_D^{th}}{\nu_{eff}}\,\sin\theta\,\frac{\partial f_M}{\partial r} \tag{5.8}$$

où $w = E/T$ et $V_D^{th} = T/eB_0R_0$, vitesse de dérive verticale pour les particules d'énergie $T$. Le flux radial de particules (en $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}}$) est noté $\Gamma$. Il est calculé en sommant $f_1\mathbf{V}_D.\boldsymbol{u_r}$ sur le domaine des particules piégées et en moyennant sur les angles $(\theta,\varphi)$.

$$f_1\mathbf{V}_D.\boldsymbol{u_r} = -w^2\,\frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{eff}}\,\sin^2\theta\frac{\partial f_M}{\partial r} \tag{5.9}$$

**Calcul du flux**

Afin d'intégrer sur l'espace des vitesses, le changement de variables : $(E,\mu) \rightarrow (w = E/T,\ \tilde{\mu} = \mu B_0/T)$ est effectué. L'élément de volume dans l'espace des vitesses vaut :

$$2\pi\, V_c\, dV_c\, dv_{||} = \frac{4\pi B}{m^2}\frac{1}{|v_{||}|} dE\; d\mu = \pi V_{th}^3 \frac{B}{B_0}\,\frac{V_{th}}{|v_{||}|}\; dw\, d\tilde{\mu}$$

avec $V_{th} = \sqrt{2T/m}$ et l'on s'est placé dans la région $v_{||} > 0$ (l'expression intégrée est indépendante du signe de $v_{||}$). $B_{min}$ est la valeur du champ magnétique correspondant au minimum local du champ magnétique associé au puits de ripple local (pour rappel, $\Delta = (B_{max} - B_{min})/B_0$ où $B_{max}$ est le plus petit des maxima locaux autour du minimum $B_{min}$).

Pour les particules piégées dans le ripple, les variables $(w, \tilde{\mu})$ vérifient[2] : $0 < w < +\infty$ et $wB_0/B_{max} < \tilde{\mu} < wB_0/B_{min}$. Les intégrales sont calculées en sommant successivement sur les variables $\varphi$, $\tilde{\mu}$, $\theta$, $w$ ($w$ est choisie en dernier afin de pouvoir effectuer une discussion sur la contribution respective des particules de différentes énergies au flux total). Nous avons donc :

$$\Gamma = -\int_0^{+\infty} dw \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \int_{wB_0/B_{max}}^{wB_0/B_{min}} d\tilde{\mu} \int_{-\varphi_{max}}^{+\varphi_{max}} \frac{N\, d\varphi}{2\pi} \left\{ \pi (V_D^{th})^2 \frac{w^2}{\nu(w)} \frac{\partial f_M}{\partial r} \Delta \sin^2\theta\, V_{th}^3 \frac{B_{min}}{B_0} \frac{V_{th}}{v_{||}} \right\} \tag{5.10}$$

La fonction de distribution Maxwellienne s'écrit :

$$f_M = \frac{n(r)}{\pi^{3/2} V_{th}^3} \times \exp(\frac{e\phi}{T}) \times \exp(-w)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_M}{\partial r}(r,w) &= f_M \times \left[ \frac{\nabla n}{n} + (w - \frac{3}{2}) \frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T} \right] \\ &\simeq \frac{n(r)}{\pi^{3/2} V_{th}^3}\, e^{-w} \times \left[ \frac{\nabla n}{n} + (w - \frac{3}{2}) \frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T} \right] \end{aligned}$$

**Moyennage sur $\varphi$**

Le moyennage sur l'angle toroidal est effectué en ne considérant qu'un seul puits de ripple, i.e. $-\pi/N < \varphi < \pi/N$. Le mouvement de va-et-vient toroidal est borné dans l'intervalle $|\varphi| < \varphi_t(w, \tilde{\mu})$ où $\varphi_t$ est la valeur maximale de l'angle toroidal atteint, qui vérifie $E = \mu B$. La valeur de $\varphi_t$ varie entre 0 (particules très piégées) et $\pi/N$ (frontière entre les domaines des particules localement piégées et des particules bananes). Afin de simplifier le calcul, nous modélisons le champ magnétique dans le voisinage de $B_{min}$ par un profil parabolique,

[2]Il serait plus correct de définir une borne supérieure associée à la limite en énergie à partir de laquelle les particules rapides ont un libre parcours moyen semblable aux dimensions de la machine $w_{max}^{5/2} V_D^{th}/\nu_{eff}^{th} \sim a$ (refs. [Yushmanov 87, Gurevich 87] )

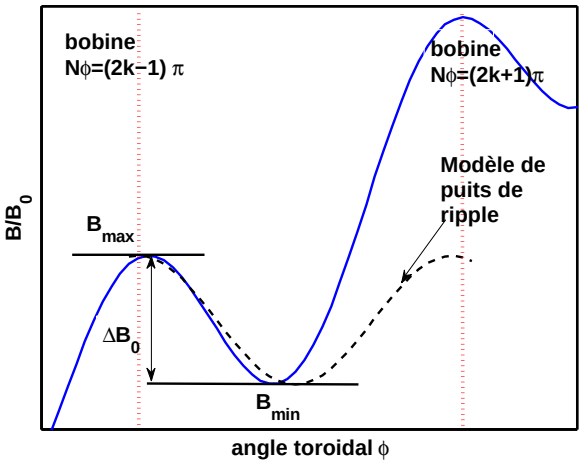



FIG. 5.3: *Modèle de puits de ripple.*

approximant la fonction $B_{min} + \Delta B_0\,(1 - \cos N\varphi)/2$ (cf figure 5.3) :

$$B(\varphi) \simeq B_{min} + \frac{\Delta B_0 N^2 \varphi^2}{4}$$

Cette approximation n'est pas effectuée dans le calcul de Connor et Hastie ; au final la différence se répercute sur l'expression du facteur de forme noté $G(\alpha)$ ou $J(\alpha)$, défini plus loin. La vitesse parallèle peut être exprimée en fonction de $\tilde{\mu}$ et de $\varphi_t$ :

$$\frac{v_{||}}{V_{th}} = \frac{N\,\varphi_t}{2}\,\sqrt{\mu\Delta}\,\left\{1 - (\frac{\varphi}{\varphi_t})^2\right\}^{1/2}$$

La vitesse parallèle constitue le seul terme dépendant de $\varphi$ dans l'intégrante de l'équation (5.10). Lors du moyennage sur $\varphi$, il vient alors :

$$\frac{N}{2\pi}\int_{-\varphi_t}^{\varphi_t} \frac{V_{th}}{v_{||}} d\varphi = \frac{1}{\sqrt{\tilde{\mu}\,\Delta}}$$

**Intégration sur $\tilde{\mu}$**

Elle se ramène au calcul de la quantité suivante :

$$\int_{wB_0/B_{max}}^{wB_0/B_{min}} \frac{d\tilde{\mu}}{\sqrt{\tilde{\mu}\Delta}} = 2\sqrt{\frac{wB_0}{\Delta}}\left(\frac{1}{\sqrt{B_{min}}} - \frac{1}{\sqrt{B_{max}}}\right) \simeq \sqrt{w\Delta} \times \left(\frac{B_0}{B_{min}}\right)^{3/2}$$

où l'on utilise $B_{max} = B_{min} + \Delta B_0$. Etant donné que $B_{min}/B_0 = 1 + \mathcal{O}(r/R_0)$ , nous faisons l'approximation :

$$\int_{wB_0/B_{max}}^{wB_0/B_{min}} \frac{d\tilde{\mu}}{\sqrt{\tilde{\mu}}} \approx \sqrt{w\Delta}$$

**Moyennage sur $\theta$**

La valeur de l'expression entre accolades de l'équation 5.10, moyennée sur $\varphi$ et intégrée sur $\tilde{\mu}$, est (on la note $\Gamma^{w\theta}_{\varphi\tilde{\mu}}$) :

$$\Gamma^{w\theta}_{\varphi\tilde{\mu}} = -\frac{1}{\sqrt{\pi}}\, n\, \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}} \times (2\delta)^{3/2} \times w^4 e^{-w} \times (\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2} \sin^2\theta \times \left[\frac{\nabla n}{n} + (w - \frac{3}{2})\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right] \quad (5.11)$$

où l'on a utilisé $\nu(w) = \nu_{th}\, w^{-3/2}$ et introduit la valeur du ripple $\delta$, supposée uniforme sur une surface magnétique dans ce calcul (le cas d'un ripple poloïdalement asymétrique sera discuté plus loin). Le seul terme dépendant de $\theta$ est le produit $\Delta^{3/2} \sin^2\theta$ ; on utilise alors l'expression de $\Delta/2\delta$ donnée dans 5.2, avec $\alpha = \epsilon/Nq\delta$ :

$$\frac{\Delta(r,\theta)}{2\delta} = \sqrt{1 - \alpha^2 sin^2\theta} - \alpha|sin\theta| \left\{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha|sin\theta|)\right\}$$

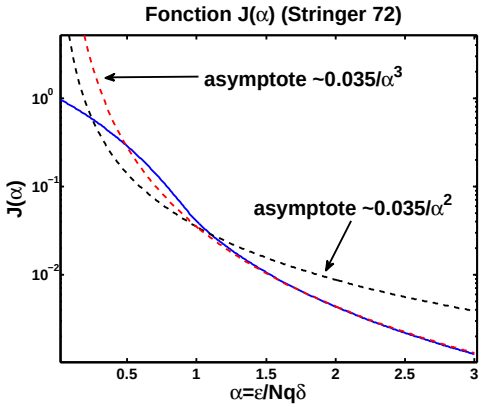
Avec cette expression de $\Delta$, le moyennage sur l'angle poloidal a été effectué dans [Stringer 72] en introduisant la fonction $J(\alpha)$ :

$$J(\alpha) \equiv \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} (\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2} \sin^2\theta d\theta = \frac{4}{\pi}\int_0^{\pi/2} (\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2} \sin^2\theta d\theta$$

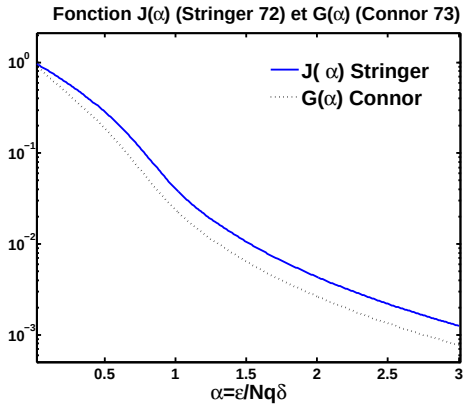
Soit donc :

$$J(\alpha) = \frac{4}{\pi\alpha^2} \int_0^{\min(\alpha,1)} \frac{y^2}{\sqrt{\alpha^2 - y^2}} \left[\sqrt{1-y^2} - y\,(\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(y))\right]^{3/2} dy$$

où le changement de variable $y = \alpha \sin\theta$ a été effectué (raison pour laquelle on se ramène à l'intervalle $[0, \pi/2]$). Cette fonction peut être évaluée numériquement ; elle est représentée figure 5.4a. On a $J(0) = 1$, et $J$ est très bien approximée pour $\alpha > 1$ par $J \simeq 0.035/\alpha^3$.




(a) *Fonctions* $J(\alpha)$ [Stringer 72] *et asymptotes pour* $\alpha > 1$.




(b) *Comparaison entre les facteur de formes* $J(\alpha)$ *[Stringer 72], et* $G(\alpha)$ *[Connor 73].*

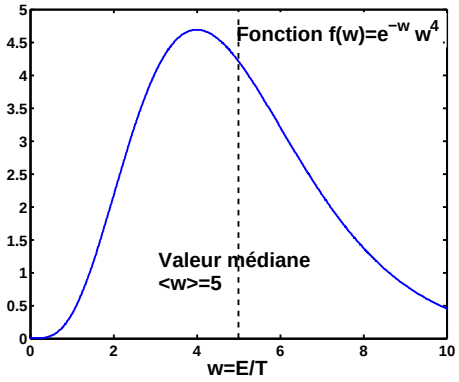



FIG. 5.4: *Graphe de la fonction* $w \to w^4 \exp(-w)$*, montrant le poids de la contribution des différentes énergies au flux de particules total.*

**Intégration sur** $w = E/T$

La dernière étape du calcul consiste à effectuer l'intégration sur $w$ :

$$\Gamma = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{J(\alpha)}{2} n \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}} \times (2\delta)^{3/2} \times \int_0^{+\infty} dw\, w^4 e^{-w} \left[ \frac{\nabla n}{n} + (w - \frac{3}{2}) \frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T} \right]$$

Le graphe de la fonction $w \to w^4 e^{-w}$ (figure 5.4) montre que ce sont les particules d'une énergie de l'ordre de 4-5 fois l'énergie thermique qui contribuent le plus au flux total. Il est donc utile de considérer le comportement de cette population : en particulier de vérifier que le libre parcours radial moyen (qui croit comme $w$) reste petit devant les dimensions de la machine.

En annexe B, une interprétation de la valeur de la constante $C$, lorsque le flux de particules

est écrit sous la forme $\Gamma = D\,(\nabla n/n - eE_r/T + C\,\nabla T/T)$, est proposée. $C$ peut être reliée à l'énergie normalisée moyenne $\langle w \rangle$ des particules à l'origine du transport : $C = \langle w \rangle - 3/2$. Dans le cas des flux considérés, $\langle w \rangle = 5$ ; la constante devant le terme $\nabla T/T$ vaut donc $\langle w \rangle - 3/2 = 3.5$. Le flux total de particules localement piégées est donc finalement (en utilisant $\int w^4 e^{-w} dw = 24$) :

$$\Gamma = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \times 24 \times J(\alpha)\; n\; \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}} \delta^{3/2} \times \left[ \frac{\nabla n}{n} + 3.5 \frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T} \right] \tag{5.12}$$

Nous pouvons faire quelques remarques sur les différences entre l'expression finale des flux dérivée ici et celle des références originales [Stringer 72, Connor 73] :

- dans le cas du calcul de Connor et Hastie, la constante devant le terme $\nabla T/T$ vaut 3.37 (au lieu de 3.5) en raison de la forme des fréquences de collisions utilisées. D'autre part le coefficient numérique $\sqrt{2/\pi} \approx 0.8$ de la relation 5.12 vaut $64/(9 \times (2\pi)^{3/2}) \approx 0.45$ dans la version originelle. Lors de l'étude expérimentale du prochain chapitre, nous utiliserons les valeurs des constante issues du calcul de Connor et Hastie.
- comme cela a été précisé au moment de l'intégration sur $\varphi$, le calcul de Connor tient compte de l'asymétrie toroïdale des puits de ripple. Le facteur de forme $G(\alpha)$ est par conséquent légèrement inférieur à celui de Stringer $J(\alpha)$ : leur rapport $J(\alpha)/G(\alpha)$ varie suivant les valeurs de $\alpha$ dans l'intervalle $1 - 1.8$.

Il peut également être noté que la contribution des impuretés au courant radial de charges total est faible devant celle de l'ion majoritaire. Sur Tore Supra, l'impureté dominante est le carbone ($Z = 6$). Or l'équation (5.12) implique que pour les flux d'impuretés $\Gamma_Z$ localement piégées :

$$\frac{Z\,\Gamma_Z}{\Gamma_i} \sim \frac{Z\,n_Z}{n} \left( \frac{V_{D,Z}^{th}}{V_D^{th}} \right)^2 \frac{\nu_{ii}}{\nu_{Zi}} \sim \frac{n_Z}{n} \times \frac{1}{Z^3} < 10^{-2}$$

Le champ électrique radial ambipolaire induit par le ripple est déduit de la condition $\Gamma_i(E_r) = \Gamma_e(E_r)$. Si l'on néglige l'effet des autres mécanismes non-ambipolaires, nous avons alors :

$$\frac{\Gamma_i(E_r = 0)}{\Gamma_e(E_r = 0)} \sim \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{7/2} \frac{\nu_e^{th}}{\nu_i^{th}} \sim 60 \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{7/2}$$

Dans le cas où $T_i \sim T_e$, il est possible de négliger le flux électronique ; le champ électrique radial ambipolaire (issu de $\Gamma_i(E_r) = \Gamma_e(E_r) \simeq 0$) vaut alors :

$$E_r = \frac{T_i}{e_i}\left(\frac{\nabla n_i}{n_i} + 3.37\frac{\nabla T_i}{T_i}\right) \tag{5.13}$$

En raison de la dépendance en $T^{7/2}$ des flux ripple, il n'est pas toujurs possible de négliger les flux électroniques devant les flux ioniques : si $T_e/T_i > 2$, alors $\Gamma_e(E_r = 0) > 0.2\ \Gamma_i(E_r = 0)$ ), et lorsque $T_e/T_i = 3$ les flux ioniques et électroniques à $E_r = 0$ deviennent égaux.

### 5.2.2 Prise en compte de la dérive $E \times B$

Le calcul de Connor et Hastie présenté au paragraphe précédent ignore l'effet de la dérive $E \times B$. Or celle-ci modifie le transport pour plusieurs raisons : d'une part, à cause de la variation poloïdale de la profondeur d'un puits de ripple $\Delta$, d'autre part à cause de la réduction du pas radial de la diffusion évoqué précédemment (cf équation 5.5). Ces effets peuvent notamment influencer les particules faiblement collisionnelles, pour lesquelles $\nu_{eff} < \omega_E$ : par exemple les particules thermiques d'énergie élevée $E \gg T$. Etant donné que le transport de particules localement piégées est dominé par les particules d'énergie $E \sim 5T$ (cf figure 5.4), l'effet de la dérive $E \times B$ ne peut pas être totalement ignoré. En outre, lors de l'étude expérimentale nous serons intéressés par la valeur de la constante devant le terme en $\nabla T_i/T_i$ dans l'expression du champ électrique ambipolaire (5.13) ; cette constante est directement reliée à l'énergie des particules contribuant aux flux non-ambipolaires. La dérive $E \times B$ est susceptible de modifier les contributions relatives des différentes énergies.

Dans cette section, le calcul des flux de particules localement piégées présenté précedemment est adapté afin de prendre en compte la dérive $E \times B$, et notamment l'effet de limitation du pas radial de diffusion. En revanche, le dépiégeage non-collisionnel dû à la diminution de la profondeur d'un puits de ripple vu par une particule lors de son mouvement de précession n'est pas pris en compte. L'expression des flux de particules ne pourra pas être mise sous une forme analytique simple, et des approximations numériques seront proposées. Leur mise en place est décrite en détail dans l'annexe C. Il existe plusieurs expressions pour les flux de particules localement piégées dans la littérature intégrant ces effets (par exemple [Crume 88], [Itoh 96]) ; mais en général celles-ci sont présentées sous forme d'une sommation sur l'énergie des particules non explicitée.

La dérive $E \times B$ peut réduire significativement les flux ioniques. Lorsque les flux électroniques sont dominants, le champ électrique radial ambipolaire devient positif : la solution positive de $E_r$ est nommée *electron root* (par opposition à l'*ion root*, avec $E_r < 0$). Celle-ci a été observée sur plusieurs machines hélicoïdales : W7-AS [Maassberg 00], LHD, TJ-II, CHS (un résumé se trouve dans [Yokoyama 07]). Une transition electron root donne lieu à un

transport néoclassique réduit ; il a également été mis en évidence sur W7-AS que le transport turbulent pouvait également être diminué dans la zone de transition *ion root/ electron root*, à cause du cisaillement de la vitesse $E \times B$ [Stroth 01]. Sur les tokamaks, il n'existe pas d'observations claire de ce type de bifurcation.

**Calcul du flux de particules**

Le calcul est effectué avec les mêmes hypothèses que dans la section 5.2 ; mais avec une fréquence de précession poloïdale $\omega_E = E_r/rB$ non nulle. Les principales étapes de la démarche sont présentées ici ; des détails supplémentaires se trouvent dans l'annexe C.

Dans l'équation de dérive cinétique, le terme $\mathbf{V}_{E\times B}.\nabla f$ doit maintenant être pris en compte. Celui vaut :

$$\mathbf{V}_{E\times B}.\nabla f \simeq \omega_E \frac{\partial f_1}{\partial \theta}$$

L'équation de dérive cinétique se met alors sous la forme :

$$\omega_E \frac{\partial f_1}{\partial \theta} + \nu_{eff}\, f_1 = w\, V_D^{th}\, \sin\theta\, \frac{\partial f_M}{\partial r}$$

Une solution de la forme $f_1 = A\,\sin\theta + B\,\cos\theta$ est recherchée (mais la contribution au flux de particules du terme en $\cos\theta$ s'annule quasiment lors de l'intégration en $\theta$, et cette partie de $f_1$ est ignorée). Les expressions de la perturbation de la fonction de distribution $f_1$ et du flux radial associé $f_1 \boldsymbol{V}_D.\boldsymbol{u_r}$ sont respectivement :

$$f_1 = -\frac{\nu_{eff}}{\nu_{eff}^2 + \omega_E^2}\, V_D^{th}\, w\, \sin\theta \frac{\partial f_M}{\partial r}$$

$$f_1 \boldsymbol{V}_D.\boldsymbol{u_r} = -w^2\, \frac{\nu_{eff}}{\omega_E^2 + \nu_{eff}^2}\, (V_D^{th})^2\, \sin^2\theta\, \frac{\partial f_M}{\partial r} \tag{5.14}$$

De façon similaire au calcul avec $\omega_E = 0$, $f_1 \boldsymbol{V}_D.\boldsymbol{u_r}$ est sommée successivement sur $\varphi$, $\tilde{\mu}$, $\theta$ et $w$. Les deux premières étapes, le moyennage sur $\varphi$ et l'intégration sur $\tilde{\mu}$ sont identiques. En revanche, lors du moyennage sur $\theta$ (qui précède l'intégration sur $w = E/T$) le facteur de forme $J(\alpha)$ est remplacé par un nouveau facteur $2I_\theta$ :

$$J(\alpha) = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} (\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2} \sin^2\theta d\theta \quad \rightarrow \quad 2I_\theta = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \frac{(\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2}\sin^2\theta}{1 + (\frac{2\delta\omega_E}{\nu})^2 \times (\frac{\Delta}{2\delta})^2} d\theta \tag{5.15}$$

Contrairement au cas $\omega_E = 0$, le facteur de forme dépend, en plus de $\alpha$, du terme $\Delta\omega_E/\nu$, i.e. à la fois de $E_r$ et $w$. $I_\theta$ doit être évalué et approximé numériquement.

Au final, l'expression finale des flux est mise sous la forme suivante :

$$\Gamma(\alpha,\, X) \approx -\sqrt{\frac{2}{\pi}}\; n\; \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}}\; \delta^{3/2}\; J(\alpha)\; E_0(\alpha, X) \left[\frac{\nabla n}{n} + E_1(\alpha, X)\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right] \tag{5.16}$$

Celle-ci dépend du paramètre $\alpha = \epsilon/Nq\delta$ introduit précédemment et d'un second paramètre $X$ défini par :

$$X = \frac{2\delta\omega_E}{\nu^{th}}$$

$X$ est le rapport entre fréquence de dépiegeage (à $\theta = 0$) et vitesse de précession poloïdale. Deux fonctions $E_0(\alpha, X)$ et $E_1(\alpha, X)$ ont été introduites. Si $E_r = 0$, alors $X = 0$ et quelle que soit la valeur de $\alpha$ on a $E_0(\alpha, 0) = 24$, $E_1(\alpha, 0) = 3.5$. L'expression du flux radial de particules (5.12) avec $E_r = 0$ est alors retrouvée.

**Approximations numériques**

Les approximations utilisées pour les fonctions $E_{0/1}$ sont caractérisées par les coefficients $C^j_{0/1}(\alpha)$ ($j = 1 - 3$). Elles sont valables pour $0 < X < 2$ (ce qui est vérifié dans les conditions expérimentales considérées par la suite). Trois domaines distincts sont utilisés pour le paramètres $\alpha$, séparés par les valeurs $\alpha = 0.7$ et $\alpha = 1.3$. La forme des fonctions $E_{0/1}$ est :

$$E_i(\alpha, X) \simeq C^1_i(\alpha) \exp(-C^2_i(\alpha)\, X) + C^3_i(\alpha)$$

Les valeurs des coefficients $C^j_{0/1}(\alpha)$ utilisées sont données dans les tableaux 5.1a et 5.1b. L'erreur effectuée en approximant ainsi $E_0$ et $E_1$, ramenée à leur plage de variation sur le domaine étudié (valeurs extrêmes) reste inférieure à 15%.

**Commentaires**

Les lignes de niveau des fonctions $E_0$ et $E_1$ sont représentées à la figure 5.5. L'effet de la dérive $E \times B$ sur les flux de particules, qui intervient via le paramètre $X$,est double :

- une diminution de l'amplitude des flux de particules (diminution rapide de $E_0$ avec $X$)
- une diminution de la valeur de la constante devant $\nabla T/T$ dans l'expression des flux (variation de $E_1$). Celle-ci est dûe au fait que les flux des particules les plus énergétiques (moins collisionnelles) sont plus réduits que ceux des particules d'énergie $T$. Un graphe

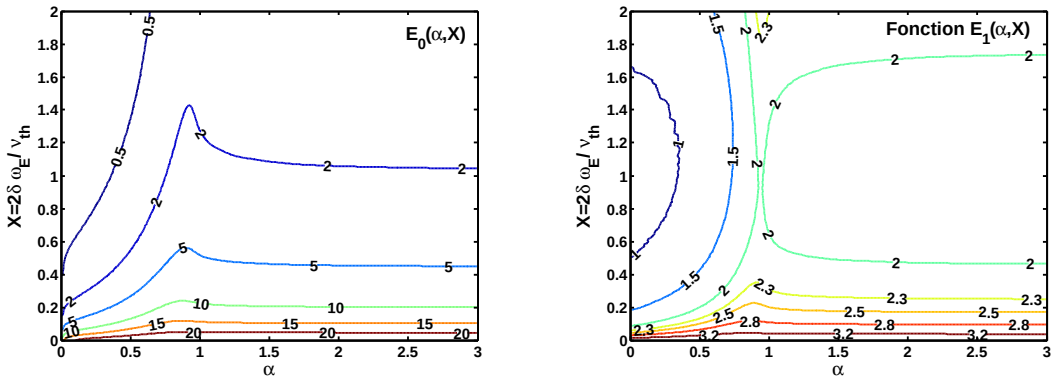
| $E_0$ | I : $\alpha < 0.7$ | II : $0.7 < \alpha < 1.3$ | III : $\alpha > 1.3$ |
|---|---|---|---|
| $C_0^1(\alpha)$ | $-11.18\, e^{-16.65\alpha} + 21.80$ | $5.54\alpha^2 - 10.81\,\alpha + 26.68$ | 21.76 |
| $C_0^2(\alpha)$ | $17.44\, e^{-0.92\alpha} - 5.00$ | $2.61\alpha^2 - 4.62\,\alpha + 5.87$ | 4.25 |
| $C_0^3(\alpha)$ | $-78.46\, e^{-0.015\alpha} + 78.58$ | $-6.28\alpha^2 + 12.94\,\alpha - 4.83$ | 1.50 |

(a) *Coefficients fonction* $E_0 \simeq C_0^1(\alpha)\exp(-C_0^2(\alpha)\,X) + C_0^3(\alpha)$

| $E_1$ | I : $\alpha < 0.7$ | II : $0.7 < \alpha < 1.3$ | III : $\alpha > 1.3$ |
|---|---|---|---|
| $C_1^1(\alpha)$ | $40.97\, e^{-0.008\alpha} - 38.54$ | $4.28\alpha^2 - 9.07\,\alpha + 6.32$ | 1.69 |
| $C_1^2(\alpha)$ | $13.75\, e^{-0.45\alpha} - 6.48$ | $-12.98\alpha^2 + 28.99\,\alpha - 11.04$ | 4.91 |
| $C_1^3(\alpha)$ | $-15.93\, e^{-0.041\alpha} + 16.76$ | $-4.63\alpha^2 + 9.86\,\alpha - 3.27$ | 1.80 |

(b) *Coefficients fonction* $E_1 \simeq C_1^1(\alpha)\exp(-C_1^2(\alpha)\,X) + C_1^3(\alpha)$

TAB. 5.1: *Approximation fonctions* $E_0$ *et* $E_1$




(a) *Contours fonction* $E_0(\alpha, X)$ (b) *Contours fonction* $E_1(\alpha, X)$

FIG. 5.5: *Fonctions* $E_0$ *et* $E_1$.

illustratif est montré à la figure 8.5 de l'annexe C.

L'effet de la dérive $E \times B$ n'est pas le même pour les ions et les électrons : pour les électrons le paramètre $X$ est plus faible dans un rapport $\sqrt{m_e/m_i}$. Pour les ions, il peut être observé sur la figure 5.5 que la dérive $E \times B$ est susceptible de modifier les flux de particules même avec des valeurs modestes de $X$ ($X \sim 0.2 - 0.7$ est une plage de variation typique à mi-rayon des plasmas de Tore Supra).

### Champ électrique radial ambipolaire

Dans le cas où les flux ioniques restent suffisamment grands devant les flux électroniques pour avoir $\Gamma_i \gg \Gamma_e$ et que l'équation d'ambipolarité reste approximable par $\Gamma_i(E_r) \simeq 0$, le champ électrique radial est solution de l'équation

$$E_1(\alpha, X(E_r))\frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i} - \frac{e\,E_r}{T_i} = 0 \tag{5.17}$$

Cette équation implicite ne peut pas être résolue de façon simple analytiquement, en revanche il est possible (cf annexe C) de calculer la valeur du paramètre $X$ à partir du champ électrique radial $E_{r0}$ d'équilibre en l'absence d'effets de la dérive $E \times B$ :

$$E_{r0} = \frac{T_i}{e}\left(3.5\ \frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i}\right) \tag{5.18}$$

Il s'agit en quelque sorte du premier pas une méthode itérative, le paramètre $X_0 = 2\delta E_{r0}/rB\nu^{th}$ associé au champ électrique radial $E_{r0}$ est utilisé pour évaluer $E_1$, soit finalement :

$$E_r = \frac{T_i}{e}\left(E_1(\alpha, X_0)\ \frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i}\right) \tag{5.19}$$

## 5.3 Le régime de transport ripple-plateau

Le transport ripple-plateau est causé par les particules piégées toroïdalement. Ce régime a été mis en évidence dans [Boozer 80], référence dont les résultats sont résumés dans cette section. Les coefficients de transport ne dépendent pas de la fréquence de collision, ce qui justifie sa dénomination par analogie avec le régime plateau de la théorie néoclassique. Dans l'étude de Boozer, deux sous-régimes sont évoqués dans lesquels les mécanismes physiques diffèrent ; mais au final les flux de particules possèdent une expression identique. Le premier concerne des fréquences de collisions faibles, telles que $\omega_{b0}/N^2q^2 < \nu < \omega_{b0}/\sqrt{Nq}$ (avec $\omega_{b0} = \epsilon^{3/2}v/qR$), et implique les particules bananes. Le second, à collisionalité plus élevée ($\omega_{b0}/\sqrt{Nq} < \nu < Nv/R$) met en jeu des particules de faible *pitch angle*, quasiment piégées localement ; ces dernières sont impliquées dans le transport d'une manière analogue aux particules résonantes du régime plateau.

**Partie non-axisymétrique de la vitesse de dérive**

Dans [Boozer 80], la vitesse de dérive est décomposée en une partie axisymétrique $\mathbf{v}_{nc}$, à l'orgine du transport néoclassique usuel (intrinsèquement ambipolaire), et une partie non-axisymétrique $\mathbf{v}_r$. La composante radiale de $\mathbf{v}_r$ est impliquée dans le transport ripple-plateau, et s'écrit

$$(\mathbf{v}_r)_r \simeq \frac{N\delta\rho_\theta}{2R}\,v\ \cos N\varphi \tag{5.20}$$

où $\rho_\theta = mv/eB_\theta$ est le rayon de Larmor poloïdal.

Une interprétation physique de cette vitesse est par exemple donnée dans [Wesson 87] (partie "Ripple transport"). Le ripple cause une modulation $\Delta v_{||}$ de la vitesse parallèle le long du trajet d'une particule, et donc une différence entre les temps de séjour dans les parties supérieures et inférieures du tokamak. Celle-ci peut se calculer en différenciant par rapport à $\delta$ l'expression de la vitesse parallèle $mv_{||}^2/2 = mv^2/2 - \mu B_0(1 - \epsilon\cos\theta - \delta\cos N\varphi)$, soit :

$$v_{||}\,\Delta v_{||} \simeq \frac{v^2}{2}\,\delta\cos N\varphi$$

La modulation $\Delta T$ de la durée de parcours parallèle d'un segment de longueur $l$ ($T = l/v_{||}$) est alors :

$$\Delta T = l\,\frac{\Delta v_{||}}{v_{||}^2} = T\,\frac{v^2\delta\cos N\varphi}{2\,v_{||}^2}$$

Il est possible d'y associer la partie de la dérive verticale (de composante radiale $V_{D,r}$) qui ne sera pas compensée lors de l'alternance de séjours dans les demi-plans supérieurs/ inférieurs :

$$\begin{aligned}(\mathbf{v}_r^T)_r \quad &\equiv \quad V_{D,r}\,\frac{\Delta T}{T} = V_{D,r}\,\frac{\Delta v_{||}}{v_{||}} \\ &= V_{D,r}\quad \frac{\delta}{2}\,\frac{v^2}{v_{||}^2}\,\cos N\varphi \end{aligned} \tag{5.21}$$

Cette vitesse est notamment élevée près des points de rebroussement où $v_{||} = 0$. L'essentiel du pas radial de la diffusion du régime ripple-plateau s'effectue au niveau de la dernière ondulation ripple précédant le point de rebroussement d'une trajectoire banane (dans le cas faiblement collisionnel). La valeur du *pitch angle* $\xi = v_{||}/v$ peut y être estimée, en considérant que l'angle poloïdal correspondant à la traversée d'une phase ripple est $\Delta\theta \sim 1/Nq \ll 1$. Il vient alors, près d'un point de rebroussement d'angle poloïdal $\theta_t$ :

$$(\frac{v_{||}}{v})^2 \simeq \frac{\epsilon}{Nq}\sin\theta_t \tag{5.22}$$

L'expression de $(\mathbf{v}_r)_r$ de Boozer (5.20) est retrouvée en insérant cette valeur de $v_{||}/v$ dans (5.21) et en utilisant $V_{D,r} \simeq \rho_L v\ \sin\theta/R$.

**Régime de transport ripple-plateau faiblement collisionnel**

Le transport ripple-plateau faiblement collisionnel est causé par la non-compensation des dérives $(\mathbf{v}_r)_r$ au niveau de la dernière ondulation précédant un point de rebroussement d'une

particule banane (angle $\theta_t$), soit $|\theta - \theta_t| < 1/Nq$. Il a en effet été souligné dans le paragraphe précédent que la contribution dominante de $(\mathbf{v}_r)_r$ provient de cette zone. Le pas radial de la diffusion est le produit de $(\mathbf{v}_r)_r$ par le temps de survol de cette zone, soit, en utilisant (5.20) et (5.22) :

$$\begin{aligned} \Delta r &= \frac{R}{N v_{||}} \times \frac{N \delta \rho_\theta}{2R} v \, \cos N\varphi \\ &= \delta \rho_\theta \left( \frac{Nq}{\epsilon} \right)^{1/2} \cos N\varphi \end{aligned}$$

L'ensemble des particules toroïdalement piégées est impliqué dans ce mécanisme, ce qui correspond à une fraction $\sqrt{\epsilon}$. Le pas de temps associé est le temps de parcours d'une trajectoire banane, soit $\Delta t = qR/\sqrt{\epsilon}v$. En considérant que la phase $N\varphi$ est rendue aléatoire par les collisions, le processus peut être modélisé par une marche aléatoire de coefficient de diffusion :

$$D^{RP} \sim \frac{\delta^2 N \rho_\theta^2 \, v}{R}$$

Le régime ne peut être considéré comme diffusif qu'à condition que les collisions soient assez fréquentes pour rendre aléatoire le terme de phase $N\varphi$ (variation de phase de l'ordre de l'unité). Ceci se traduit par une variation de l'angle poloïdal du point de rebroussement $\theta_t = \arccos(\xi^2(1 - E/\mu B_0)/\epsilon)$ (en négligeant les variations de $\mu$ et $E$) pendant l'intervalle de temps $\Delta t$ de l'ordre de :

$$\Delta\theta_t \sim 2 \arctan \theta_t \, \frac{\Delta\xi}{\xi} \gtrsim \frac{1}{Nq}$$

Compte tenu de $(\Delta\xi)^2 = \nu \, \Delta t$ et $\xi^2 \sim \epsilon$ pour les particules bananes, le terme de phase $N\varphi$ peut être considéré comme aléatoire si

$$\frac{\nu}{\omega_{b0}} \gtrsim \frac{1}{(Nq)^2} \tag{5.23}$$

où $\omega_{b0} = \epsilon^{3/2} v/qR$. Les particules dont la fréquence de collision est trop faible pour que la condition (5.23) soit vérifiée effectuent plusieurs rebonds avant que la phase "ripple" $\cos N\varphi$ ne soit rendue aléatoire. Un nouveau régime de collision *banana-drift* apparait, décrit par exemple dans [Yushmanov 82] ou [Garbet 10]. La condition (5.23) est loin d'être mise en défaut pour les particules thermiques sur Tore Supra ; raison pour laquelle nous ne décrivons pas ce régime dans ce chapitre.

**Régime de transport ripple-plateau fortement collisionnel**

Le transport ripple-plateau en régime fortement collisionnel fait intervenir une population de particules de faible *pitch angle*, proches de la zone de piégeage local dans le plan $(v_{\|}, V_c)$. De façon analogue au transport en régime plateau usuel, celles-ci vérifient une condition de résonance entre le temps de parcours d'une ondulation de $B_\varphi$ et le temps de piégeage local/dépiégeage associé à ce *pitch angle.* Celle-ci s'écrit :

$$\Delta t = \frac{R}{N\, v_{||}} = \frac{1}{\nu}(\frac{v_{||}}{v})^2$$

Soit une valeur du *pitch angle* "résonant" associé $\xi_{res}$ :

$$\xi_{res} = \frac{v_{||}}{v} = (\frac{\nu\, R}{N\, v})^{1/3}$$

Le pas radial de diffusion est :

$$\Delta r = (\mathbf{v}_r)_r \Delta t = \frac{N\delta\rho_\theta}{2R}\, v\, \frac{\xi_{res}^2}{\nu}$$

Le coefficient de diffusion associé à ce processus vaut alors, en considérant une fraction $f$ de particules impliquée vérifiant $|\xi| < \xi_{res}$ (soit $f = \xi_{res}$) :

$$D^{RP} = \frac{N\delta^2\rho_\theta^2 v}{R}$$

Ce coefficient de diffusion est identique à celui du régime faiblement collisionel, mais le mécanisme change : en particulier la population de particules impliquée dans le transport n'est pas la même.

Lorque la fréquence de collision devient trop élevée, le mouvement parallèle des particules devient de type "marche au hasard" et l'expression du coefficient de diffusion n'est plus valide. La limite supérieure en fréquence de collision pour ce régime est $\nu < Nv/R$, qui provient d'une comparaison entre libre parcours moyen parallèle et longueur d'un puits de ripple.

Le régime fortement collisionnel ne concerne pas les particules pour lesquelles le *pitch angle* $v_{||}/v$ est trop élevé (en comparaison avec $\xi_{res}$) au niveau de l"'entrée" du dernier puit de ripple avant le point de rebroussement, où $|\theta_t - \theta| \sim 1/Nq$. Si à cet endroit $|v_{||}/v| > \xi_{res}$, la particule n'entre pas dans la zone de piégeage au cours de son survol du puits de ripple. En estimant $(v_{||}/v)^2 \sim \epsilon|\sin\theta_t|/Nq$ et en utilisant l'expression de $\xi_{res}$ la limite inférieure du

régime fortement collisionnel est:

$$\nu > \frac{2|\sin\theta_t|^{3/2}\omega_{b0}}{\sqrt{Nq}} \sim \frac{\omega_{b0}}{\sqrt{Nq}}$$

**Flux de particules**

L'expression des flux de particules dérivée par Boozer est identique dans le cas des régimes faiblement et fortement collisionnels :

$$\Gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{2}}\, n\, N\, \left\langle \delta^2 \right\rangle\, \rho_{\theta,th}^2\, \frac{V_{th}}{R}\frac{B}{B_\varphi}\, \left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{3}{2}\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right) \tag{5.24}$$

avec $\langle \delta^2 \rangle = \int \delta^2 d\theta/2\pi$ et $\rho_{\theta,th} = mV_{th}/eB_\theta$. Pour une impureté de charge $Z$, $Z\Gamma_Z/\Gamma_i \sim n_Z Z^{-5/2}/n \ll 1$. De même que pour les particules localement piégées, ces flux sont proportionnels à la racine carrée masse des particules et $\Gamma_e/\Gamma_i \sim \sqrt{m_e/m_i} \ll 1$. Le champ électrique radial ambipolaire déduit de l'équation $\Gamma_i(E_r) = 0$ vaut alors :

$$E_r = \frac{T_i}{e}\left(\frac{\nabla n_i}{n_i} + \frac{3}{2}\frac{\nabla T_i}{T_i}\right) \tag{5.25}$$

Cette expression est très similaire à celle induite par les flux de particules localement piégées, hormis la valeur de la constante devant le terme $\nabla T_i/T_i$ : c'est cette constante qui permet de discriminer expérimentalement ces deux régimes.

Le schéma 5.6 résume les domaines d'existence des deux sous-régimes du ripple-plateau.

## 5.4 Récapitulatif

### 5.4.1 Résumé

Le flux de particules induits par le ripple peuvent impliquer les particules localement piégées ou toroïdalement piégées. Ces flux se mettent sous la forme suivante :

$$\Gamma = -n\, D\, \left(\frac{\nabla n}{n} + C\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right)$$

Le tableau 5.2 résume les valeurs des coefficients de diffusion $D$ et de la constante $C$ dans

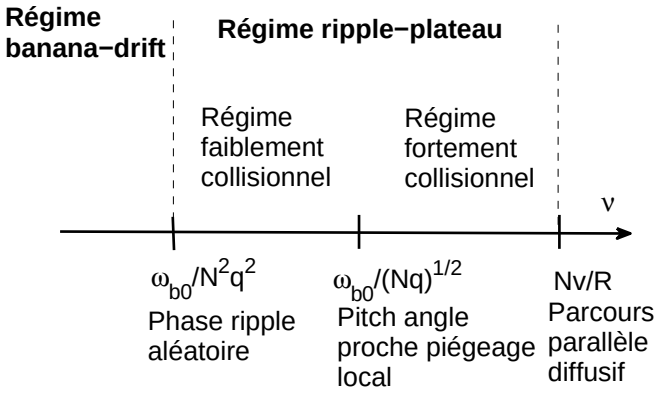



FIG. 5.6: *Fréquences de séparation des deux sous-régimes du ripple-plateau.*

| | Ripple-plateau | Piégeage local | Piégeage local, effet $E \times B$ |
|---|---|---|---|
| $C$ | $3/2$ | 3.37 ou $7/2$ | fonction $E_1(\alpha, X)$ |
| $D$ | $\sqrt{\frac{\pi}{2}}\ N\ \langle\delta^2\rangle\ \rho^2_{\theta,th}\ \frac{V_{th}}{R}\frac{B}{B_\varphi}$ | $12.4\,J(\alpha)\ \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}}\delta^{3/2}$ | $12.4\,J(\alpha)\,(E_0/24) \times \delta^{3/2}\ \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}}$ |

TAB. 5.2: *Tableau récapitulatif des flux de particules induits par le ripple. Les fonctions $E_0$ et $E_1$ sont approximées dans les tables 5.1a et 5.1b.*

les régimes ripple-plateau et de piégeage local. Ce dernier est séparé en deux cas $\omega_E = 0$ et $\omega_E$ fini (dénommé "effet $E \times B$") ; la constante devant le coefficient de diffusion choisie est celle du calcul de Connor et Hastie, soit $64 \times 27.42/9(2\pi)^3 \simeq 12.4$. Par la suite, les régimes ripple-plateau et de piégeage local sont respectivement indexés par $RP$ et $LT$ (pour "local trapping").

### 5.4.2 Adaptation au cas d'un ripple poloïdalement asymétrique

Contrairement à ce qui est supposé dans les calculs précédents, le coefficient de ripple $\delta$ n'est en général pas poloïdalement uniforme et dépend de $\theta$. Sur Tore Supra, une approximation de la fonction $\delta(r, \theta)$ est présentée au chapitre 3.

Dans le cas des flux ripple-plateau, le facteur de forme $\langle\delta^2\rangle$ dépend du coefficient de ripple et peu être évalué directement à partir de la position d'une surface magnétique donnée et de la carte $\delta(r, \theta)$. Une évaluation de ce terme sur Tore Supra, qui s'appuie sur le fait que $\delta(r, \theta) \sim \delta_0 \exp(-(2\theta/\pi)^2)$, peut être exprimé en fonction de $\delta_0 = \delta(\theta = 0)$ :

$$\left\langle \delta^2 \right\rangle \sim \delta_0^2 \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-2\,(2\theta/\pi)^2)\; d\theta \sim 0.3\,\delta_0^2$$

Dans le cas des flux de particules localement piégées, le calcul est adapté au cas réel en effectuant la substitution suivante dans l'équation (5.12) :

$$J(\alpha)\,\delta^{3/2} \rightarrow \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} \int_{0}^{2\pi} \Delta^{3/2} \sin^2\theta d\theta = \frac{\left\langle \Delta^{3/2} \sin^2\theta \right\rangle}{\sqrt{2}}$$

Dans ce cas, la profondeur d'un puit de ripple $\Delta$ est calculée à partir de sa définition $\Delta = (B_{max} - B_{min})/B_0$, en se plaçant le long d'une ligne de champ d'équation $\theta(\varphi) = \varphi/q + \theta_0$.

L'adaptation du calcul des flux de particules avec prise en compte de la dérive $E \times B$ est plus délicate, car le facteur de forme $I_\theta$ dépend de l'énergie $w$ dans l'équation (5.15). Ce point est considéré plus en détail dans l'annexe D. La méthode choisie consiste à rechercher une approximation de la fonction $\Delta^+$ (partie symétrique de $\Delta$ par rapport à l'axe $\theta = \pi/2$), de la forme suivante, où nous avons cherché à ajuster la valeur du paramètre $\alpha$ pour pouvoir écrire :

$$\Delta^+_{approx.}(r,\theta) = 2\delta_{eff} \left( \sqrt{1 - \alpha_{eff}^2 \sin^2\theta} - \alpha_{eff} \left| \sin\theta \right| \left\{ \frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha_{eff} \left| \sin\theta \right|) \right\} \right) \quad (5.26)$$

En effet, c'est la profondeur effective $\Delta$ qui intervient directement dans la théorie (lors du calcul de la fonction de distribution perturbée) ; $\delta$ n'apparait dans l'expression finale des flux qu'en raison de l'expression de $\Delta$ (5.2). L'emploi de la partie symétrique $\Delta^+$ est dû au fait que la fonction 5.26, qui est exactemement $\Delta$ dans le cas d'un ripple $\delta = \delta(r)$, est symétrique par rapport à l'axe $\theta = \pi/2$. En outre, une substitution de $\Delta$ par $\Delta^+$ dans l'expression (5.15) ne modifie que très légèrement (quelques %) la valeur du facteur de forme. De plus amples détails sont donnés dans l'annexe D.

Cette annexe présente également quelques valeurs de paramètres $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$ calculées pour les plasmas étudiés dans le chapitre suivant, à des rayons normalisés $0.6 \lesssim r/a \lesssim 0.85$ et pour différentes tailles de plasmas. Les graphes associés montrent que le rapport $\delta_{eff}/\delta(\theta = 0) \approx 0.5$, mais que $\alpha_{eff}/\left\{\epsilon/Nq\delta(\theta = 0)\right\}$ peut évoluer dans un intervalle plus large (1 à 4 sur les exemples considérés).

Au final, lorsque la dérive $E \times B$ est prise en compte et que le ripple n'est pas poloïdalement symétrique, le flux de particules localement piégées se calcule à partir de l'équation (5.16) en

substituant $\delta_{eff}$ à $\delta$ et $\alpha_{eff}$ à $\alpha$, après avoir déterminé les valeurs de ces paramètres à partir de la connaissance de la carte réelle de $\Delta(r, \theta)$.

# Chapitre 6

# Etude de l'influence du ripple sur le champ électrique radial de Tore Supra

Dans le but de déterminer les mécanismes à l'origine de la génération du champ électrique radial sur Tore Supra, les prédictions de $E_r$ induit par le ripple vont maintenant être comparées avec les mesures par réflectométrie Doppler. La comparaison s'effectue typiquement à $0.6 < r/a < 0.8$ côté faible champ, dans une zone suffisamment éloignée de la DSMF pour que l'effet des pertes d'orbites ioniques ne soit pas important[1]. Comme mentionné précedemment, sur Tore Supra les flux de particules induits par le ripple sont *a priori* suffisamment élevés pour contraindre la valeur de $E_r$ ambipolaire. Nous chercherons à vérifier ceci expérimentalement.

Une difficulté liée à ce type d'étude vient du fait que la valeur prédite de $E_r$ induit par le ripple ne dépend pas de $\delta$, à cause du fait que $\Gamma_i(E_r = 0) \gg \Gamma_e(E_r = 0)$ (cf équations 5.13 et 5.25).

Chronologiquement, le travail présenté ici s'est effectué en plusieurs étapes : dans un premier temps, la valeur du champ électrique radial induit par les flux de particules localement piégées a été comparée aux mesures Doppler sur une série de décharges typiques de Tore Supra, décrites au §6.1.1. En novembre 2008, une série d'expériences au cours de laquelle la valeur maximale du ripple est variée d'un ordre de grandeur (5% à 0.6%) a été effectuée. Celles-ci avaient pour but de détecter une éventuelle dépendance de $E_r$ avec $\delta$, ou la présence d'autres mécanismes non-ambipolaires. Ces séries de points de mesures sont dénommées "$r/a$=0.6" et "scan ripple". Après une présentation des conditions de l'étude, la comparaison entre mesures et prédictions sera décrite dans la section 6.2.

[1] la zone dans laquelle les pertes d'orbites ont lieu est située juste à l'intérieur de la DSMF et possède une extension radiale de l'ordre du rayon de Larmor poloïdal (cf. par exemple [Shaing 89]) : typiquement quelques centimètres sur Tore Supra.

| Choc | $t$ (s) | $B_0$ (T) | $I_p$(MA) | $n_e(0)\times10^{19}m^{-3}$ | $P_{FCI}$(MW) | $P_{LH}$(MW) | $q_a$ | Gaz |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 33595 | 10.1 | 3.7 | 1.2 | 5.2 | 4.4 | 0 | 3.9 | D |
| 33937 | 13.1 | 3.8 | 0.9 | 5.3 | 7.7 | 0 | 5.4 | D |
| 33951 | 15.2 | 3.8 | 0.9 | 5.1 | 8.1 | 0 | 5.3 | D |
| 35089 | 6.1 | 3.4 | 1.1 | 5.2 | 0 | 0 | 3.8 | He |
| 35091 | 6.1 | 3.4 | 1.1 | 6.9 | 0 | 0 | 3.8 | He |
| 35961 | 23.8 | 3.7 | 0.6 | 3.8 | 2.5 | 1.7 | 8.0 | D |
| 36058 | 14.7 | 3.1 | 0.55 | 4.3 | 3.5 | 0 | 7.6 | D |
| 36073 | 15.4 | 3.8 | 1.0 | 4.6 | 4.7 | 0 | 4.8 | D |
| 36074 | 15.6 | 3.7 | 1.0 | 4.6 | 4.2 | 0 | 4.7 | D |
| 38868 | 15.6 | 3.8 | 0.9 | 5.8 | 4.3 | 1.9 | 5.3 | D |
| 38869 | 15.7 | 3.8 | 0.9 | 5.9 | 4.6 | 1.9 | 5.3 | D |
| 38872 | 25.7 | 3.8 | 0.9 | 5.6 | 4.6 | 1.9 | 5.3 | D |
| 38880 | 25.6 | 3.8 | 0.9 | 5.2 | 4.6 | 1.9 | 5.3 | D |
| 38882 | 25.6 | 3.8 | 0.9 | 5.5 | 4.6 | 1.9 | 5.3 | D |
| 38908 | 14.3 | 3.2 | 0.8 | 5.4 | 1.7 | 0 | 5.0 | D |
| 33627 | 5.8 | 3.2 | 1 | 4 | 1 | 0 | 4.0 | D |
| 33627 | 9.8 | 3.2 | 1 | 4.4 | 3.2 | 0 | 4.0 | D |
| 43081 | 8.6 | 3.8 | 1.2 | 4.7 | 4.5 | 0 | 4.0 | D |
| 43082 | 8.6 | 3.8 | 1.2 | 6.2 | 4.2 | 0 | 3.9 | D |
| 43085 | 8.6 | 3.8 | 1.2 | 6 | 4.5 | 0 | 3.9 | D |

TAB. 6.1: *Caractéristiques des chocs de la série "$r/a = 0.6$"*

## 6.1 Conditions plasmas et mesures

### 6.1.1 Base de données de la série "r/a=0.6"

Cette étude s'appuie sur une série de décharges de issues de la base de données de Tore Supra, choisies en fonction de la disponibilité des mesures de température ionique et de $E_r$. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 6.1. Ces chocs offrent une bonne représentativité du domaine opérationnel de Tore Supra, notamment en ce qui concerne le courant plasma (0.6 à 1.2MA), la puissance de chauffage additionnel FCI (0 à 8MW) et LH (0 à 2MW). Deux chocs ohmiques avec Hélium sont présents (35089 et 35091). Tous les plasmas considérés sont en mode L, avec une injection extérieure de quantité de mouvement (IDN) négligeable, et un champ magnétique au centre du plasma $B_0 > 3T$.

#### 6.1.1.1 Evaluation de la valeur expérimentale prédite de la vitesse $E \times B$ due au ripple

Comme ceci a été vu au chapitre précédent, la vitesse $E \times B$ prédite s'écrit sous la forme :

$$V_{E\times B}^{ripple} = \frac{T_i}{B\, e_i}\ \left(\frac{1}{n_i}\frac{dn_i}{dr} + C\frac{1}{T_i}\frac{dT_i}{dr}\right) \tag{6.1}$$

où le coefficient $C$ dépend du mécanisme considéré. Afin d'évaluer $V_{E\times B}^{ripple}$, il est nécessaire de connaître la valeur du champ magnétique $B$, de la température ionique $T_i$, et de la densité ionique $n_i$.

$T_i$ est mesurée par Spectroscopie d'Echange de Charges (CXRS). Le diagnostic est décrit dans la section 3.2. Le nombre de mesures effectuées au cours d'un choc est limité à 2-3 sur cette série de plasmas. Chaque mesure est intégrée sur environ 200ms. Elles sont situées dans le plan $Z = 0$, à des rayons de visées fixes en $R$, le rayon normalisé correspondant étant situé dans l'intervalle $0 < r/a < 0.65$. La plupart de ces décharges sont en effet antérieures à l'amélioration du diagnostic effectuée en 2008. Pour les chocs 35089 et 35091, en raison de l'utilisation des lignes de visées extérieures du diagnostic, les mesures s'étendent jusqu'à $r/a \simeq 0.75$.

La densité ionique $n_i$ ne peut être mesurée directement : la valeur du terme$\nabla n_i/n_i$ est obtenue à partir des mesures de densité électronique $n_e$ en supposant que $\nabla n_i/n_i \approx \nabla n_e/n_e$. Pour ces chocs, le profil de densité utilisé est le meilleur fit tenant compte des mesures disponibles parmi l'interférométrie, la reflectométrie, et la diffusion Thomson ; il est effectué avec TPROF (cf chapitre 3). Notons que dans l'équation 6.1, la contribution du terme $\nabla n_i/n_i$ est plus faible que celle du terme $C\,\nabla T_i/T_i$ : en effet, pour quasiment tous les points de comparaison considérés, $|\nabla T_i/T_i| \gtrsim |\nabla n_e/n_e|$, et $C = 1.5$ ou 3.37. Ainsi, dans le cas des prédictions de $E_r$ dû aux particules localement piégées où $C = 3.37$, la partie de la vitesse $E \times B$ dépendant du gradient de densité est toujours inférieure à 25% de la vitesse $E \times B$ totale (et vaut 15% en moyenne).

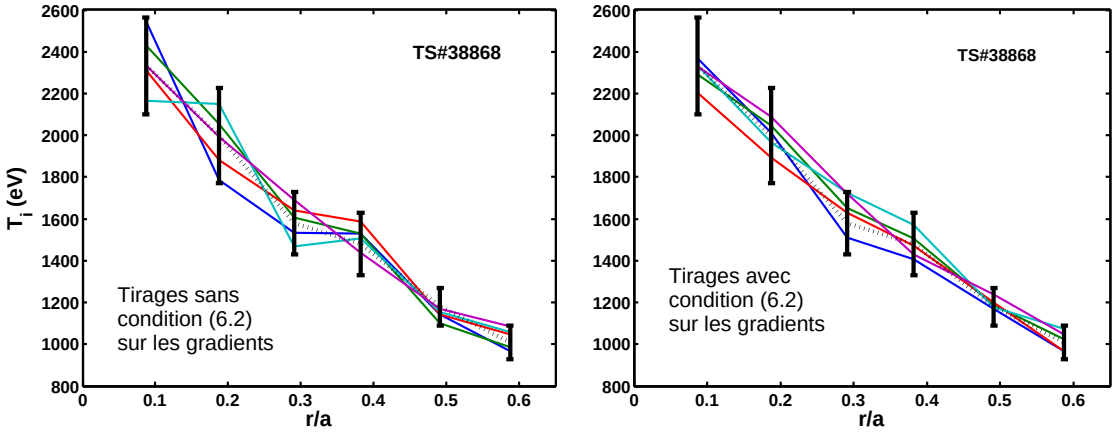
Lors des comparaisons prédictions/mesures, la valeur de $V_{E\times B}^{ripple}$ est évaluée à l'instant des mesures de $T_i$. Les gradients doivent être calculés en dérivant par rapport au rayon de la surface magnétique $r$ plutôt que par rapport au rayon des mesures $R$ : la condition d'ambipolarité porte en effet sur les flux de particules moyennés sur une surface magnétique donnée. A cause du décentrement de Shafranov, les surfaces magnétiques sont plus resserrées à l'extérieur du plasma et l'écart entre deux surfaces $\Delta r$ est légèrement supérieur à la distance $\Delta R$ entre les points de mesures correspondants dans le plan $Z = 0$, coté faible champ. La coordonnée radiale $r$ associée aux points de mesures CXRS est estimée en utilisant la méthode décrite à la section 3.3 (chapitre 3). Le terme $\nabla T_i/T_i$ est alors calculé à partir des points de mesures, sans utilisation de fit.

L'erreur lors de l'estimation de $V_{E\times B}^{ripple}$ est principalement issue de l'évaluation du gra-

dient de la température ionique. Il s'agit en effet du terme dominant dans l'équation 6.1. La méthode utilisée pour évaluer l'erreur consiste à effectuer une série de tirages aléatoires de "points de mesures" fictifs à l'intérieur des barres d'erreurs, et de calculer l'écart type associé. Une condition supplémentaire a été ajoutée concernant le gradient d'un tirage aléatoire : pour être acceptable celui-ci doit vérifierla condition

$$\max_{r/a>0.25} |\nabla \tilde{T}_i(r) - \nabla T_i^{CX}(r)| < \frac{1}{2}(\max_{r/a>0.25} |\nabla T_i^{CX}| - \min_{r/a>0.25} |\nabla T_i^{CX}|) \tag{6.2}$$

où $\tilde{T}_i(r)$ est un profil de température ionique tiré aléatoirement (avec une probabilité uniforme) dans l'intervalle $[T_i^{CX}(r) - \delta T_i^{CX}(r),\ T_i^{CX}(r) + \delta T_i^{CX}(r)]$, $T_i^{CX}(r)$ étant le profil radial de température ionique mesuré par CXRS et $\delta T_i^{CX}(r)$ l'erreur associée. Les rayons utilisés sont ceux des points de mesure de $T_i$. Le but de cette condition est de diminuer la probabilité d'obtenir des tirages aléatoires dont le gradient aurait un comportement physiquement peu réaliste (par exemple points situés alternativement en $T_i^{CX} \pm \delta T_i^{CX}$). L'erreur lors du calcul du terme $\nabla T_i/T_i$ est évaluée comme 1.5 fois l'écart type de la série de profils aléatoires $\nabla \tilde{T}_i/\tilde{T}_i$, ce qui correspond à un intervalle de confiance de 87%. La figure 6.1 présente un exemple illustratif de la méthode utilisée sur un nombre réduit de tirages (5). L'erreur sur le terme $\nabla n_e/n_e$ est estimée en calculant l'écart-type des variations de ce terme dans des conditions plasmas stationnaires et sur un voisinage en rayons $[r/a - 0.03,\ r/a + 0.03]$, en utilisant un fit.




(a) *Tirages sans condition 6.2* (b) *Tirages avec condition 6.2*

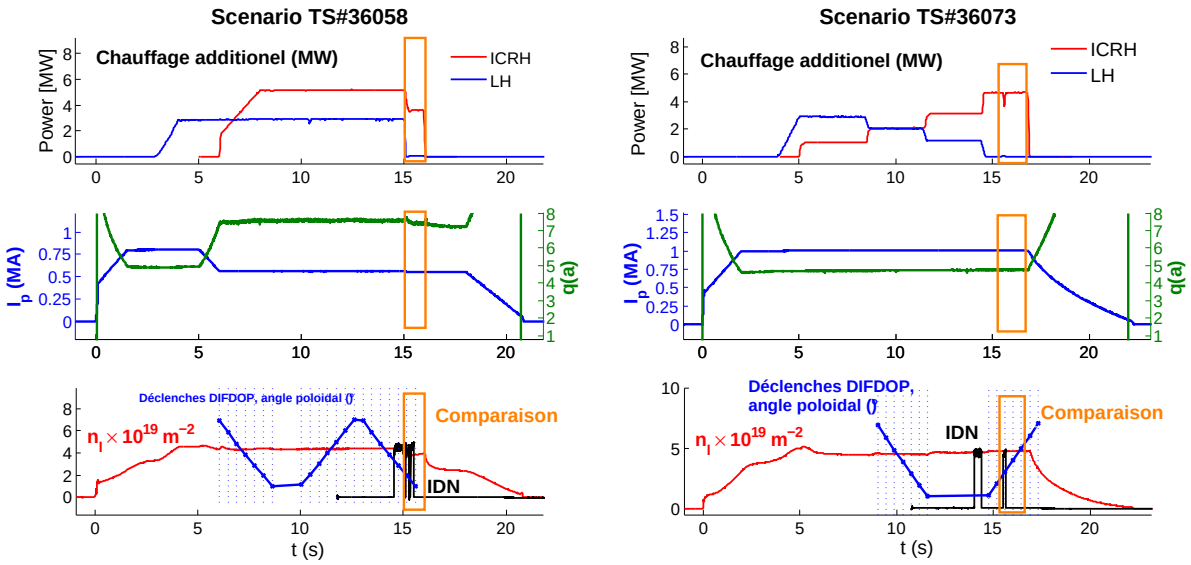
FIG. 6.1: *Méthode utilisée pour le calcul de l'erreur sur le terme $\nabla T_i/T_i$ : profil mesuré (pointillés, noir) et tirages aléatoires (couleurs) avec et sans condition 6.2. 5 tirages sont effectués ici, à titre d'illustration.*

#### 6.1.1.2 Mesures par réflectométrie Doppler et exemples de comparaison

Au cours de chacun des chocs, une série de déclenches DIFDOP est effectuée avec différents angles poloïdaux d'antenne. Au cours d'un choc donné, l'ensemble des mesures Doppler effectuées à condition plasma identiques à celles de l'instant des mesures CXRS sont prises en compte. Seul le mode O est utilisé (le mode X n'était pas encore installé lorsque cette étude a été faite), dans la gamme de fréquence de la bande V (50-75 GHz). La localisation des points de mesure dépend des conditions plasmas, mais se situait typiquement dans la zone $0.6 < r/a < 0.9$. La vitesse perpendiculaire $v_\perp$ et l'erreur associée sont déterminées à partir de l'ensemble des mesures effectuées dans les mêmes conditions plasma que les mesures CXRS.

La comparaison entre vitesse perpendiculaire mesurée et prédite a été effectuée systématiquement sur toutes les décharges de la table 6.1. Afin d'illustrer la méthode utilisée, la comparaison va être ici détaillée pour les chocs 36058 et 36073. Le choc 36058 est chauffé avec 3.5MW de puissance FCI, et le choc 36073 avec 4.7MW. Les températures ioniques centrales mesurées par CXRS sont respectivement de 1.5 keV et 2 keV environ (figure 6.4). Pour ces chocs, les temps de l'acquisition CXRS sont respectivement $t = 14.6\,s$ et $t = 15.4\,s$. Les déclenches DIFDOP choisies pour la comparaison sont celles situées à des instants au cours desquels les conditions plasmas sont identiques, c'est à dire $15.2 < t < 16\,s$ pour le choc 36058 et $14.6 < t < 16.8\,s$ pour le choc 36073 (second tir IDN), voir figure 6.2. Les détails des points de comparaison correspondant à ces chocs sont donnés dans la série de tables 6.2.

La comparaison mesures/prédictions ne peut être effectuée que dans la zone de recouvrement entre mesures de $T_i$ et $v_\perp$. Dans la plupart des plasmas, celle-ci est restreinte à une zone étroite près de $r/a \sim 0.6$ : en effet les mesures de CXRS sont situées dans la zone centrale du plasma alors que la réflectométrie Doppler sonde typiquement l'intervalle de rayons $0.5 < r/a <$ SOL. La valeur du ripple local au niveau du point de comparaison est de l'ordre de 1-2% (figure 6.3). Un test systématique des différentes théories présentées au chapitre précédent pour les plasmas du tableau 6.1 sera présenté à la partie 6.2.2.




(a) *Choc 36058* (b) *Choc 36073*

FIG. 6.2: *Scenarii des chocs 36058 et 36073 : chauffage additionnel (haut), courant plasma et facteur de sécurité au bord $q_a$ (milieu), densité linéique intégrée et temps des mesures Doppler/CXRS (bas). La fenêtre temporelle des comparaisons mesures/prédictions est représentée en orange.*

| $t\,(s)$ | N° palier | Fréq. (GHz) | $\theta_{ant.}(°)$ | $k_\perp\,(cm^{-1})$ | $v_\perp\,(km/s)$ | err $v_\perp\,(km/s)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 14.4 | 4 | 54.7 | 4 | 6.0 | -2.5 | 0.1 |
| 14.8 | 4 | 54.7 | 3 | 4.5 | -2.7 | 0.1 |

(a) *Choc 36058*

| $t\,(s)$ | N° palier | Fréq. (GHz) | $\theta_{ant.}(°)$ | $k_\perp\,(cm^{-1})$ | $v_\perp\,(km/s)$ | err $v_\perp\,(km/s)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 15.6 | 3 | 52.4 | 3 | 4.4 | -2.5 | 0.1 |
| 16.1 | 4 | 53.7 | 4 | 6.1 | -3 | 0.1 |
| 16.5 | 5 | 54.9 | 5 | 7.7 | -2.8 | 0.07 |

(b) *Choc 36073*

TAB. 6.2: *Caractéristiques des points de comparaison DIFDOP (situés dans la fenêtre noire sur la figure 6.6), pour les chocs 36058 et 36073 : fréquence, angle poloïdal antenne $\theta_{ant.}$, $k_\perp$, vitesse perpendiculaire mesurée et erreur. La polarisation est en mode O.*

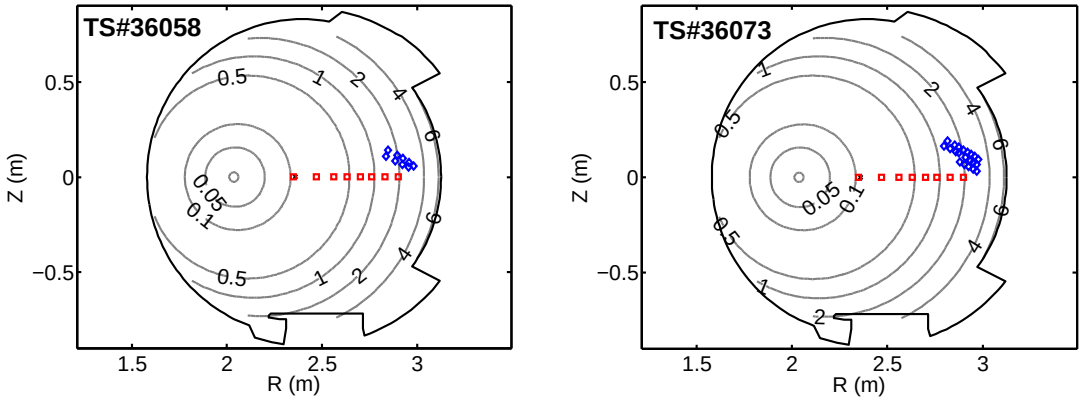



FIG. 6.3: *Points de mesures Doppler (bleu), CXRS (rouge), et lignes de contour du coefficient de ripple $\delta(\%)$ pour les chocs 36058 (gauche) et 36073 (droite).*

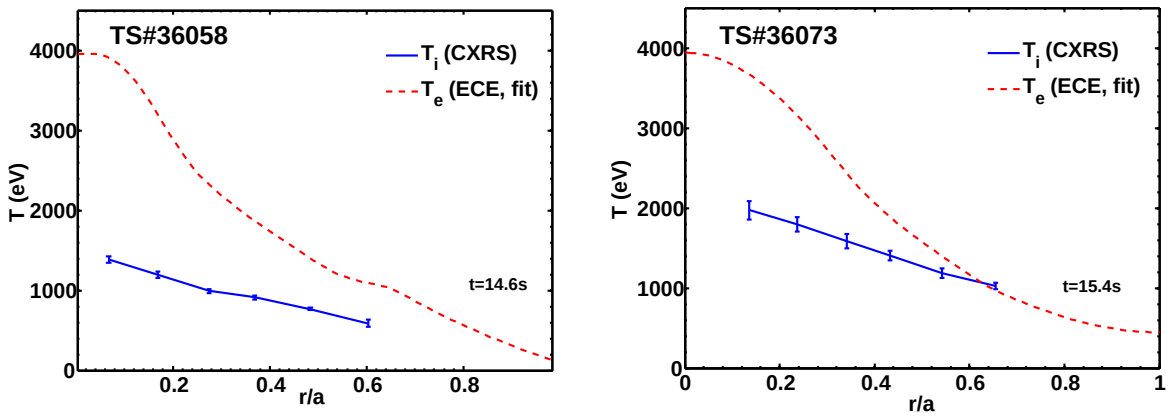



FIG. 6.4: *Profils de température ionique mesuré par CXRS, et fit de la température électronique estimée par TPROF (à partir des mesures d'ECE et de diffusion Thomson).*

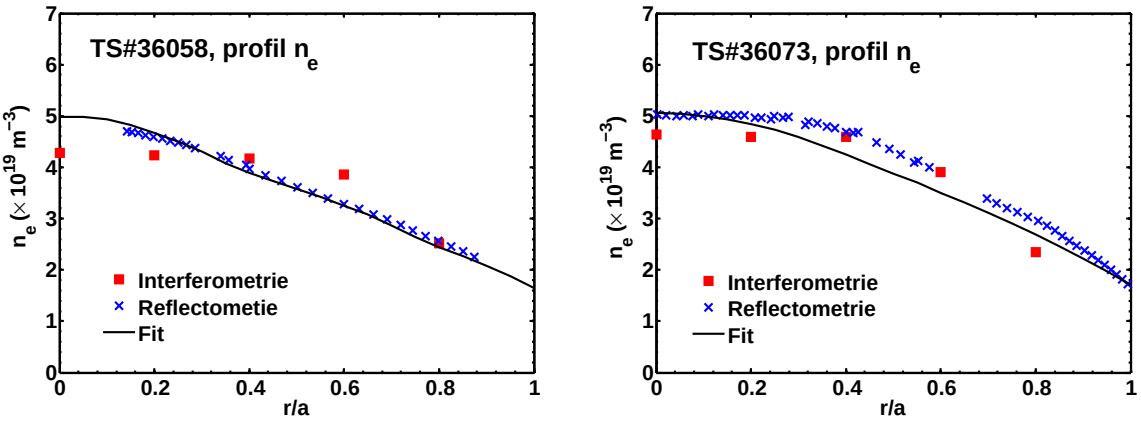



FIG. 6.5: *Profils densité électronique chocs 36058 et 36073, mesuré par réflectométrie, interférométrie et fit TPROF utilisé.*

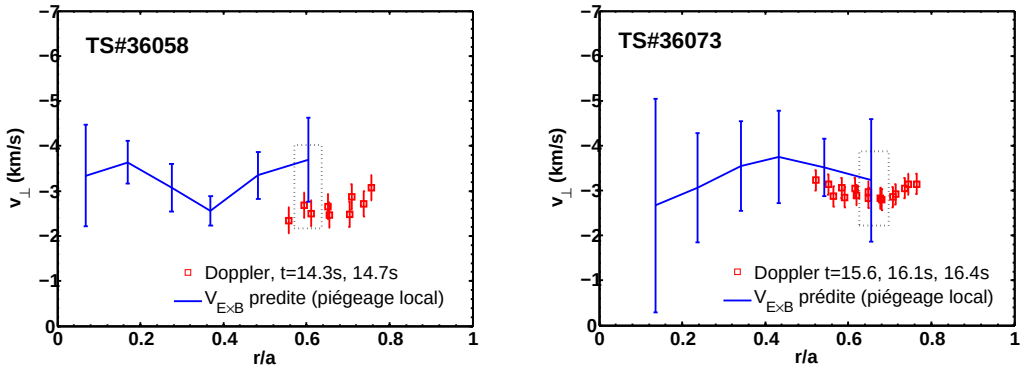
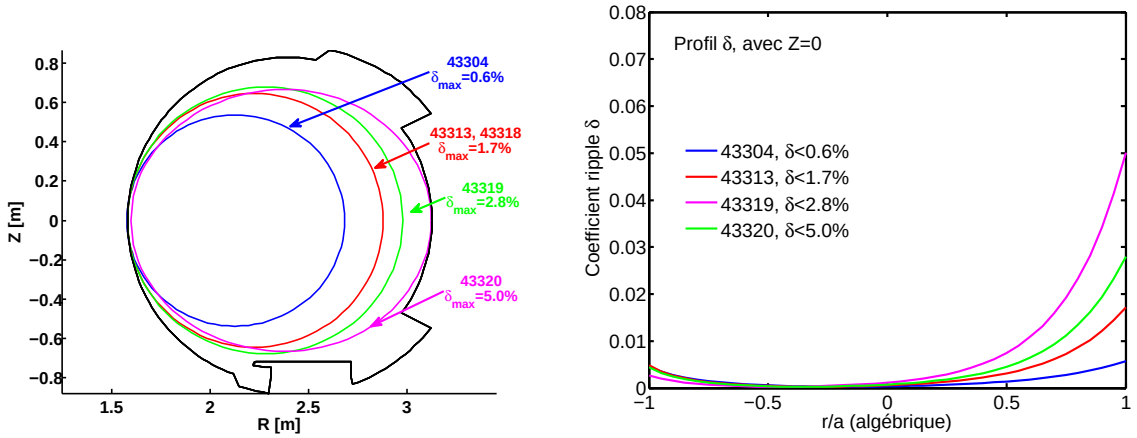



FIG. 6.6: *Comparaison entre mesures par réflectométrie Doppler (rouge, plusieurs profils dans conditions plasmas stationnaires) et prédictions de vitesse $E \times B$ associée au régime de piégeage local.*

### 6.1.2 Expériences dédiées “scan ripple”

#### 6.1.2.1 Conditions plasmas



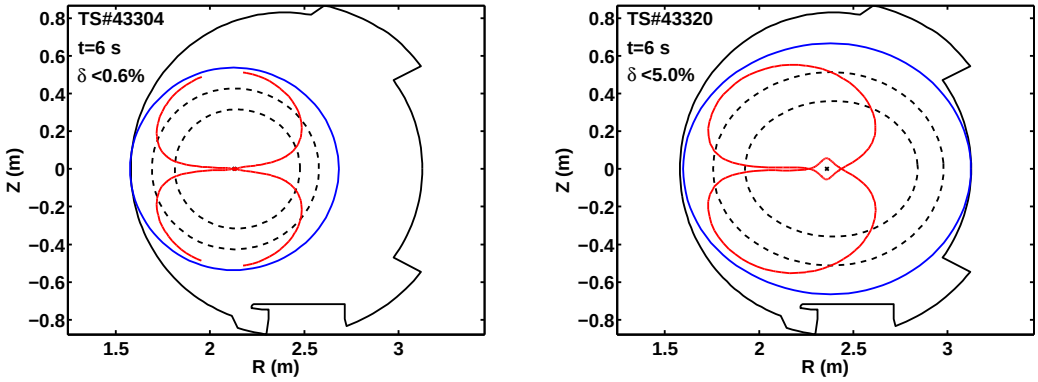

(a) *Section des plasmas, lors des expériences de scan ripple.*

(b) *Profil δ sur la corde Z=0.*

FIG. 6.7: *Plasmas de la série “scan ripple”*

Sur Tore Supra, le ripple est plus faible du côté fort champ que faible champ, et atteint son minimum au point $R = 2.04$m, $Z = 0$. Afin de diminuer la valeur de $\delta$, et par conséquent le poids des termes $\Gamma^{ripple}$ dans l'équation d'ambipolarité, une série de plasmas ohmiques en appui sur les anneaux de garde a été réalisée. Les figures 6.7a et 6.7b montrent les sections du plasma et le profil du coefficient de ripple sur le long de l'axe $Z = 0$ sur les chocs effectués. En augmentant le petit rayon du plasma de 55cm à 76cm, la valeur maximale du ripple au bord du plasma est variée de 0.6% à 5%. La partie du plasma où il n'existe pas de minima locaux (à l'origine des flux non-ambipolaires du régime de piégeage local) occupe ainsi une section plus importante du plasma lorsque $\delta$ décroit. Ceci est visible sur la figure 6.8 montrant cette zone (à l'intérieur de la frontière en rouge) pour les plasmas où $\delta < 0.6\%$ et $\delta < 5\%$ .

Les principales caractéristiques des décharges sont résumées dans le tableau 6.3. Pour le choc 43320 où le ripple est maximal, une ellipticité négative ($-10$cm) est donnée au plasma afin d'éviter l'appui sur le LPT ; au cours de ce choc un appui LPA n'a cependant pas pu être évité. Ces expériences ont été réalisées avec un champ magnétique au centre du plasma de 2.15T, pour lesquelles le mode X de la réflectométrie Doppler peut atteindre des rayons normalisés d'environ $r/a \sim 0.7 - 0.8$. La valeur du facteur de sécurité au bord est la même pour toutes les décharges $q_a \sim 3.3$. Ces expériences datent de novembre 2008, elles tirent avantage des améliorations du diagnostic CXRS effectuées à l'automne 2008 : nombre de




(a) *Choc 43304,* $\delta < 0.6\%$ (b) *Choc 43320,* $\delta < 5.0\%$

FIG. 6.8: *Position des zones de bon confinement, sans minima locaux du champ magnétique. Celles-ci sont situées à l'intérieur des cercles rouges (calculé d'après critère* $\alpha|\sin\theta| > 1$*). Les surfaces magnétiques* $r/a = 0.6$ *et* $r/a = 0.8$ *sont indiquées en pointillés.*

voies augmenté, recouvrant une portion du plasma plus large (notamment, des mesures sont disponibles pour $r/a < 0.9$), et fiabilité accrue des mesures de vitesse de rotation toroïdale. La réflectométrie Doppler peut utiliser simultanément le mode X et le mode O.

| Choc | $\delta_{max}$ (%) | $R_0$(m) | $a$(cm) | $B(R_0)$(T) | $n_{e0}(\times 10^{19} m^{-3})$ | $I_p$(MA) | $q_a$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 43304 | 0.6 | 2.13 | 55 | 2.16 | 4.5 | 0.52 | 3.3 |
| 43313 | 1.7 | 2.23 | 65 | 2.16 | 4.2 | 0.70 | 3.3 |
| 43318 | 1.7 | 2.23 | 65 | 2.16 | 4.2 | 0.70 | 3.3 |
| 43319 | 2.8 | 2.28 | 69 | 2.11 | 3.9 | 0.76 | 3.3 |
| 43320 | 5.0 | 2.36 | 76 (b=66cm) | 2.16 | 3.8 | 0.82 | 3.3 |

TAB. 6.3: *Caractéristiques des chocs "scan ripple" (plasmas ohmiques) : valeur maximale du ripple* $\delta_{max}$*, petit et grand rayon, champ magnétique au centre, densité, courant plasma, facteur de sécurité au bord.*

La figure 6.9 montre le scenario de l'un des chocs (43318) ; la même séquence temporelle est utilisée pour toute cette série. Les mesures discutées ici sont effectuées lors des cinq déclenches DIFDOP entre $t = 3$s et $t = 6$s (à la fin du choc, des plasmas détachés sont réalisés, mais leur étude n'est pas présentée ici). L'angle poloïdal de l'antenne associé est compris entre 5.5° et 7°. Un tir IDN de 400ms est effectué pour les mesures par échange de charge entre $t = 4.8$s et $t = 5.2$s.

Les profils de température ionique obtenus sont approximativement les mêmes, mais le gradient est plus important près du bord ($r/a > 0.75$) pour les chocs à fort ripple (figure 6.10 a et b). Les profils de densité électroniques déterminés par TPROF à partir des mesures

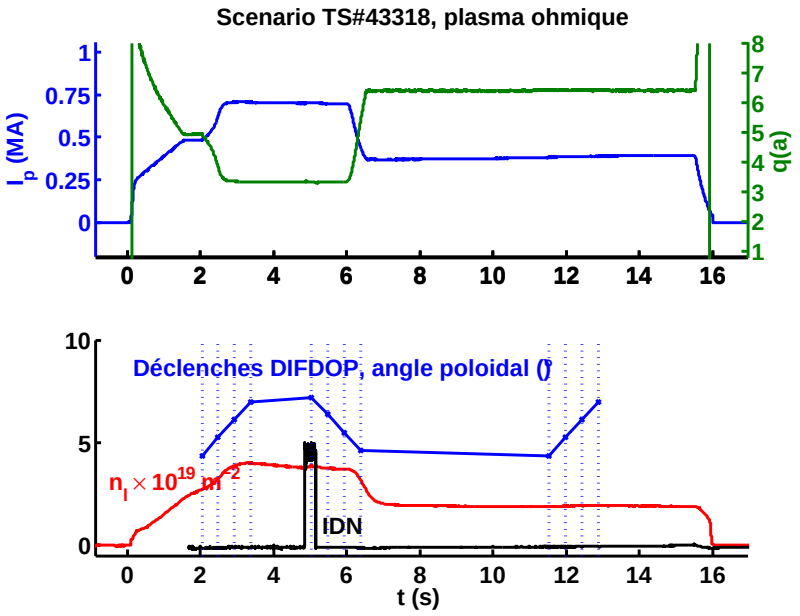



FIG. 6.9: *Scenario du choc 43318 : courant plasma et $q_a$, densité et temps d'acquisitions.*

d'interférométrie et de diffusion Thomson[2] sont présentés à la figure 6.11. Ces derniers sont similaires dans la zone d'étude $r/a > 0.6$.

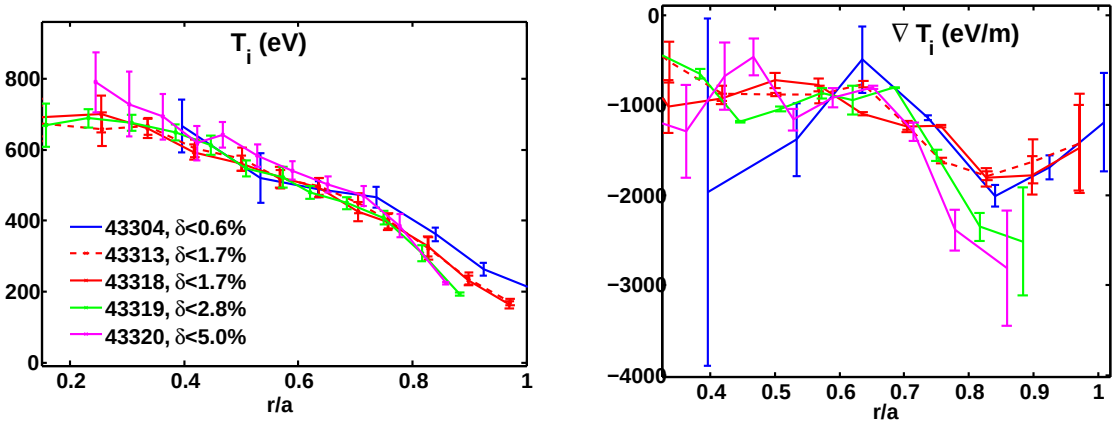



FIG. 6.10: *Profils de $T_i$ (gauche) mesurés par CXRS, et gradient $T_i$ (droite) lors de la série de chocs du scan ripple*

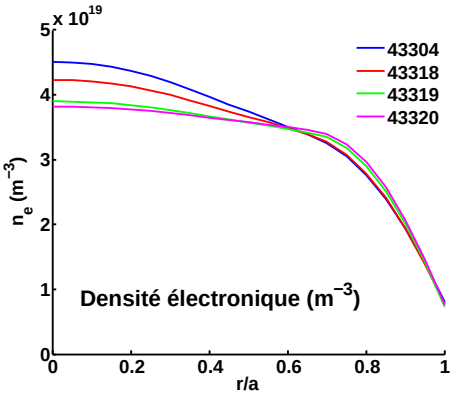
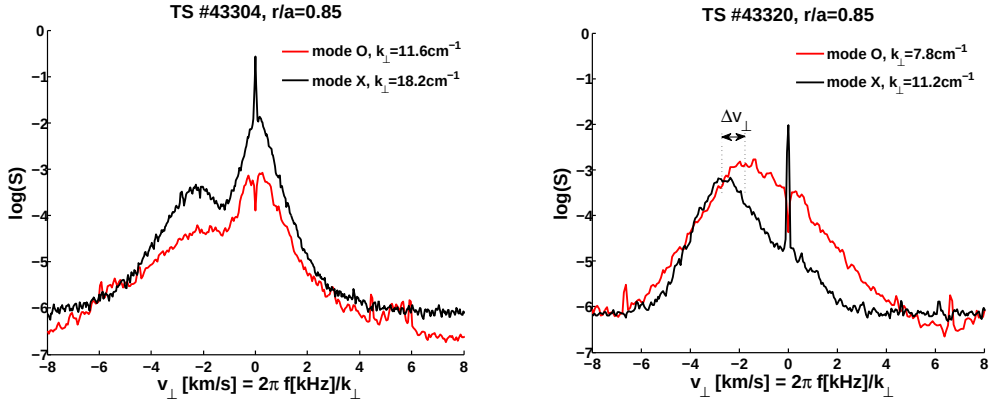



FIG. 6.11: *Profils de densité électronique (TPROF).*




(a) *Choc 43304* (b) *Choc 43320*

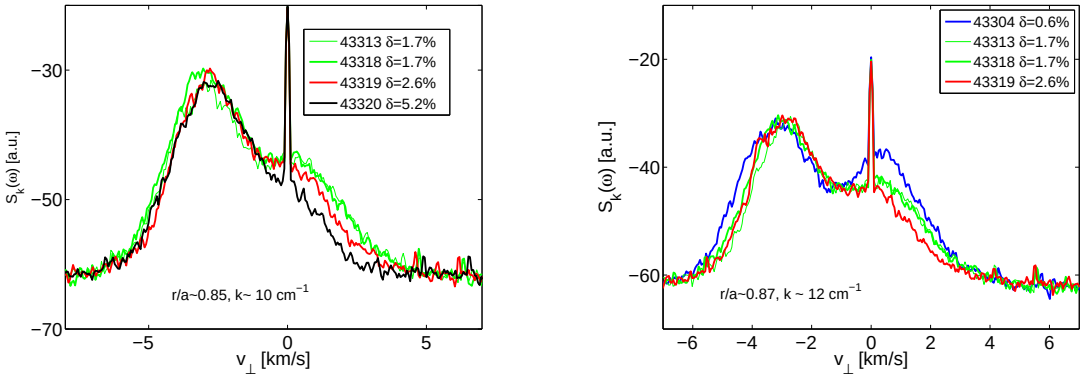
FIG. 6.12: *Spectres en $v_\perp$ du mode O et mode X (déclenche 4), autour de $r/a = 0.85\,(\pm 0.03)$. Un écart entre les fréquences Doppler moyennes est visible pour le choc 43320, de l'ordre de 1km/s.*

#### 6.1.2.2 Mesures de vitesse perpendiculaire

Les mesures DIFDOP sont effectuées simultanément en mode O et X. Pour les choc à fort ripple, un désaccord entre les mesures par mode O et mode X est observé près du bord $r/a > 0.85$ . Ceci est visible sur les spectres Doppler avec axes des abscisses ramenés à une vitesse perpendiculaire (i.e la fréquence $f$ est multipliée par $2\pi/k_\perp$) de la figure 6.12. Un écart d'environ 1 km/s existe pour ces points, ce qui est considérable. Il est difficile d'expliquer de telles différences. Il est possible que celle-ci soit due à la mauvaise connaissance du profil exact de densité au bord du plasma (pas de mesures de réflectométrie disponibles). Le mode O,

[2]en raison du faible champ magnétique, les mesures de densité par réflectométrie standard n'étaient pas disponibles pour ces expériences.

dont l'indice optique ne dépend que de la densité, est plus sensible que le mode X à de telles incertitudes, étant donné que l'indice $N_X$ dépend en plus du champ magnétique (équation 4.6). Cette mauvaise détermination de $n_e$ peut ainsi se répercuter dans le calcul du $k_\perp$ et de la localisation de la zone de coupure. Pour cette raison, le mode X est privilégié pour cette étude.



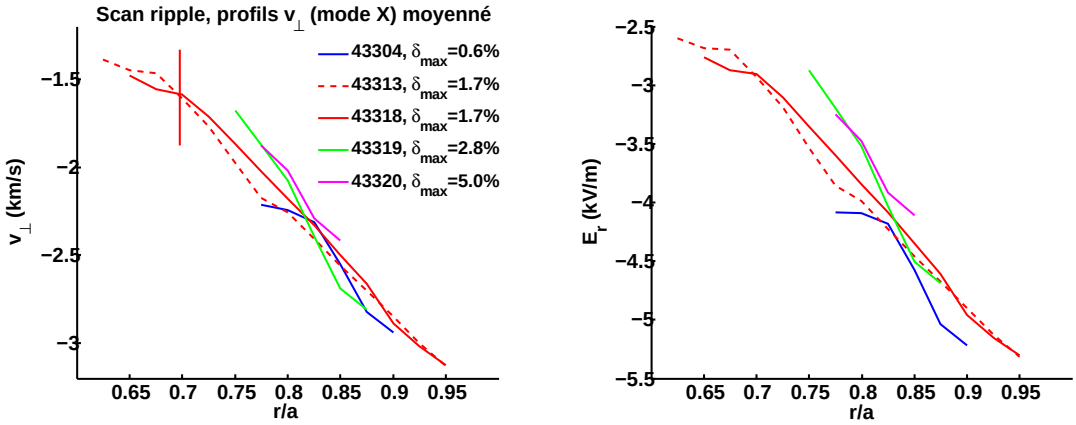

(a) $r/a \simeq 0.85$ (b) $r/a \simeq 0.87$

FIG. 6.13: *Superposition des spectres Doppler avec $v_\perp$ en abscisse, obtenus en mode X pour $r/a \simeq 0.85$ et $r/a \simeq 0.87$.*

A la figure 6.13, les spectres en $v_\perp$ obtenus en mode X pour différents chocs de la série sont superposés, au voisinage des positions $r/a = 0.85$ et $r/a = 0.87$ (la turbulence étant observée à des échelles $k_\perp$comparables). Malgré l'important écart entre les valeurs de ripple au bord de ces chocs, la vitesse perpendiculaire change assez peu : l'écart en $v_\perp$ entre les chocs est inférieur à 0.5km/s. Notons aussi que les largeurs des spectres présentés sont voisines : les propriétés de la turbulence ne sont pas significativement modifiées par un changement de la valeur du ripple.

Les profils moyens de $v_\perp$ mesurés en mode X sont présentés à la figure 6.14. Il s'agit d'un moyennage effectué sur toutes les mesures DIFDOP effectuées à conditions plasmas constantes ; la valeur moyenne et l'erreur (définie ici comme 1.5 fois l'écart-type des profils de $v_\perp$ successifs, en ignorant les mesures en mode O) sont calculées. Une barre d'erreur typique est représentée pour le choc 43318 sur la figure. Bien que la variation de l'effet du ripple soit importante, comme cela a été souligné au paragraphe précédent, le champ électrique radial varie peu entre les chocs 43304 ($\delta < 0.6\%$) et 43320 ($\delta < 5\%$).

Notons que ceci n'est à priori pas incompatible avec un champ électrique radial induit par le ripple : l'expression de ce dernier ne dépend en effet pas de $\delta$ en régime de piégeage local ou ripple-plateau. Dans la section suivante, les différentes théories du chapitre 5 prédisant la




(a) *Profils de vitesse perpendiculaire mesurée en mode X.*

(b) *Profils de $E_r$ (en supposant $V^{flu} \simeq 0$) mesuré en mode X.*

FIG. 6.14: *Profils de vitesse perpendiculaire et champ électrique radial moyennés sur les mesures successives (4 déclenches).*

valeur du champ électrique radial sont comparées avec les mesures de réflectométrie Doppler.

## 6.2 Comparaison des prédictions avec les mesures

Avec les deux séries de conditions plasmas présentées, nous disposons de points de comparaison théorie/expériences dans la zone $0.6 < r/a < 0.8$ pour différentes valeurs du ripple d'une part, et diverses conditions plasmas (chauffage notamment) d'autre part. En préalable à cette comparaison, nous considérons plusieurs effets susceptibles d'introduire un biais en modifiant la valeur prédite de $E_r$ ou en créant un écart entre vitesse des fluctuations mesurée et vitesse $E \times B$ :

- *particules rapides* : les flux de particules rapides générées par les chauffage additionnels ne peuvent pas être décrits par les théories évoquées au chapitre 5 ; d'une part à cause du fait que ces théories supposent une fonction de distribution Maxwellienne, d'autre part parce que les mécanismes impliqués sont différents (flux convectifs, régime banana-drift).
- *température électronique :* une température électronique grande devant la température ionique peut mettre en défaut l'hypothèse $\Gamma_i(E_r = 0) \gg \Gamma_e(E_r = 0)$ effectuée, à l'origine de l'expression du champ électrique radial ambipolaire, solution de $\Gamma_i(E_r) \simeq 0$.
- *vitesse de phase des fluctuations de densité* $V_{flu} = v_\perp - V_{E\times B}$ : une vitesse de phase des fluctuations de densité élevée met en défaut l'hypothèse selon laquelle la vitesse

perpendiculaire mesurée est quasi-égale à la vitesse $E \times B$.

### 6.2.1 Possibles sources de biais

#### 6.2.1.1 Particules rapides

Les plasmas de la série "scan ripple" sont ohmiques et l'effet des particules suprathermiques sur $E_r$ y est à priori négligeable. En revanche, parmi les chocs de la série "$r/a = 0.6$" certains plasmas sont chauffés avec une puissance FCI importante (8MW), susceptible de générer des pertes d'ions rapides non négligeables. Des électrons rapides peuvent être également crées par le chauffage LH, mais celui-ci est effectuéee à une puissance plus faible (<2MW). Dans l'équation d'ambipolarité, un nouveau terme associé à ces flux doit être ajouté (où l'exposant $th$ est utilisé pour désigner les flux de particules thermiques) :

$$\Gamma_i^{th}(E_r) + \Gamma_i^{fast} = \Gamma_e^{th}(E_r) + \Gamma_e^{fast}$$

Afin d'évaluer les flux d'ions rapides, nous nous appuyons sur une étude précédente effectuée sur Tore Supra, dont le but était la caractérisation des pertes d'ions rapides à l'aide des diagnostics DRIPPLE I et II [Basiuk 04]. Au cours de ces mesures, l'énergie moyenne des particules rapides perdues était estimée être dans l'intervalle $\langle E_{lost} \rangle = 150 - 300$ keV dans le cas de plasmas chauffés avec des puissances FCI de 0.5 à 5MW (H minoritaire, $n_H/n_D \sim 10\%$). La fraction de la puissance FCI perdue $f_{loss}$ pouvait aller jusqu'à 30%.

En utilisant ces informations, il est possible d'évaluer la contribution des termes $\Gamma_i^{fast}$, et de la comparer aux flux de particules thermiques. Nous supposons que la dépendance en $E_r$ de $\Gamma_i^{fast}$ est faible : ceci peut être justifié par le fait que la contribution à l'énergie totale du terme $e\phi$, de l'ordre de l'énergie thermique $T$ est faible dans le cas de particules dont l'énergie est de l'ordre de $10^2$ $T$. L'effet de $E_r$ sur la diffusion stochastique est également étudié analytiquement dans [Assas 04], il en ressort que dans les conditions typiques de Tore Supra (notamment cisaillement magnétique important), l'effet de $E_r$ est relativement modéré. Nous pouvons alors comparer le flux ionique ripple calculé avec $E_r = 0$ avec l'estimation des flux d'ions rapides suivante :

$$\Gamma_i^{fast} \sim f_{loss} \, \frac{P_{FCI}}{(2\pi)^2 \, R_0 \, r \, \langle E_{lost} \rangle} \tag{6.3}$$

Cette comparaison, effectuée à $r/a \sim 0.6$ pour les chocs étudiés, est montrée à la figure 6.15. $\Gamma_i^{fast}$ est estimé en prenant $f_{loss}/\langle E_{lost} \rangle \sim 0.1$ %/keV, en se basant sur la figure 8

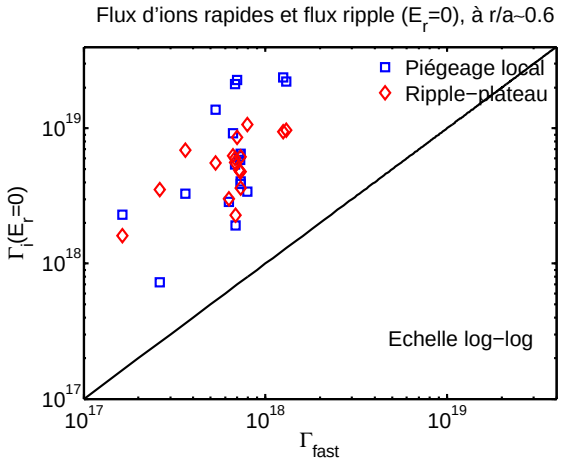


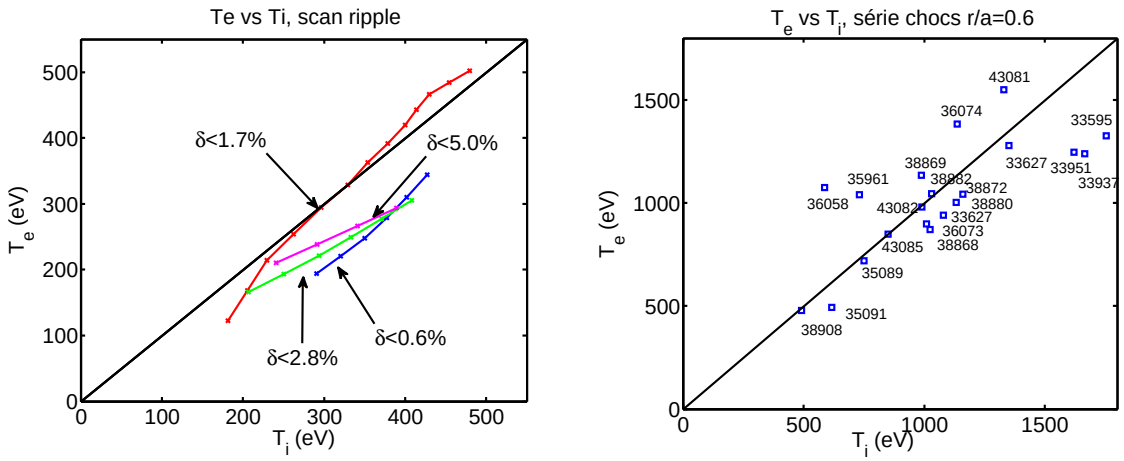

FIG. 6.15: *Estimation du flux d'ions rapides* $\Gamma_{fast}$ *à* $r/a \sim 0.6$ *(éq. 6.3) et flux thermiques en l'absence du champ électrique radial ambipolaire* $\Gamma_i(E_r = 0)$ *dans le cas des régimes ripple-plateau et piégeage local sans* $E \times B$*. Echelle log-log.*

de [Basiuk 04]. Les flux de particules thermiques à $E_r = 0$ sont calculés dans le cas d'un transport ripple-plateau (équation 5.24) ou de particules localement piégées sans prise en compte de l'effet de la dérive $E \times B$ (équation 5.12).

Nous vérifions qu'à $r/a = 0.6$ le rapport entre estimation de flux de particules rapides et flux ripple-plateau à $E_r = 0$ vaut 10% en moyenne, et reste toujours inférieur à 30% (idem avec le flux de particules en régime de piégéage local). Les pertes de particules rapides ne constituent donc à priori pas le principal mécanisme déterminant le champ électrique radial ambipolaire ; même s'il est possible qu'elles influent sur sa valeur.

#### 6.2.1.2 Température électronique

Les expressions simples du champ électrique radial ambipolaire en régime ripple-plateau ou de piégeage local données au chapitre 5, dépendent de l'hypothèse $\Gamma_i(E_r) \gg \Gamma_e(E_r = 0)$. En régime de piégeage local (sans effets $E \times B$), $\Gamma \propto \sqrt{m}\, T^{7/2}$, et cette hypothèse devient discutable dès que $T_e \sim 2\, T_i$. L'effet de la dérive $E \times B$ peut également contribuer à abaisser significativement les flux ioniques. En régime ripple-plateau, $\Gamma \sim \sqrt{m}\, T^{3/2}$, et les flux ioniques et électroniques sont du même ordre de grandeur lorsque $T_e \sim 7\, T_i$, ce qui n'est pas vérifié en pratique. Pour les deux séries de chocs considérés, au niveau des rayons de comparaison, les figures 6.16a et 6.16b montrent que pour tous ces chocs $T_e \sim T_i$, ce qui justifie la dérivation de l'expression de $E_r$ à partir de $\Gamma_i(E_r) = 0$.




(a) *Série scan ripple.* (b) *Série* $r/a \sim 0.6$.

FIG. 6.16: *Températures ioniques et électroniques locales, au niveau de chaque point de comparaison mesures/prédictions*

#### 6.2.1.3 Vitesse de phase des fluctuations

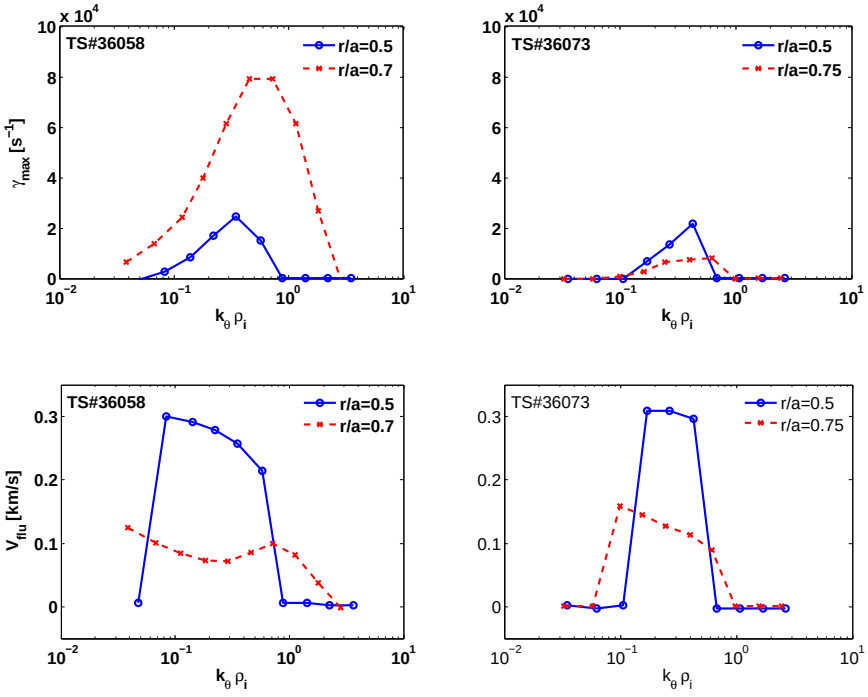
Une analyse a été effectuée avec le code gyrocinétique linéaire KINEZERO (voir [Bourdelle 00] ou [Bourdelle 02]) afin de déterminer les caractéristiques attendues de la vitesse de phase des fluctuations dans les cas des chocs 36058 et 36073 (série "$r/a = 0.6$"). Les taux de croissance linéaires $\gamma_{max}$ et la vitesse de phase associée $V_{flu} = \omega/k$ calculés pour $0.5 < r/a < 0.75$ sont présentés à la figure 6.17. Les valeurs maximales calculées pour $V_{flu}$ sont de l'ordre de 0.3 km/s dans le sens diamagnétique ionique, ce qui est faible devant les vitesses perpendiculaires mesurées dans la gamme 2-4km/s. $V_{flu}$ est de l'ordre de ou inférieur à l'erreur effectuée lors de la détermination de $V_{E\times B}$ à partir des mesures de $T_i$ et $n_e$.

### 6.2.2 Comparaison mesures/prédictions de champ électrique radial induit par le ripple

Nous pouvons maintenant comparer les mesures de $v_\perp$ avec les vitesses $E \times B$ prédites par différents modèles. Les expressions de $E_r$ sont similaires et ne diffèrent que par un coefficient numériques $C_{T_i}$ ; elles ont en effet la forme :

$$E_r = \frac{T_i}{e}\left(\frac{\nabla n_i}{n_i} + C_{T_i}\frac{\nabla T_i}{T_i}\right) \tag{6.4}$$

Les mesures de $v_\perp$ par Réflectométrie Doppler vont être comparées aux prédictions suivantes :




(c) *Choc 36058* (d) *Choc 36073*

FIG. 6.17: *Taux de croissance linéaire $\gamma_{max}$ $(s^{-1})$ et vitesse de phase $V_{flu}$ $(km/s)$ des modes instables issues de simulations gyrocinétiques KINEZERO pour les chocs 35058 et 36073, à deux différents rayons, en fonction du nombre d'onde $k_\theta$(normalisé au rayon de gyration ionique $\rho_i$). Pour $V_{flu}$, le signe positif correspond au sens diamagnétique ionique.*

- $E_r$ induit par les flux de particules localement piégées ; $C_{T_i} = 3.37$ ou 3.5 (équation 5.13).
- $E_r$ induit par les flux de particules localement piégées, avec prise en compte de l'effet reconfinant de la dérive $E \times B$ ; le coefficient $C_{T_i}$ est approximé par l'expression (8.10), cf chapitre 5 et annexe C.
- $E_r$ induit par les flux de particules piégées toroïdalement (ripple-plateau) ; $C_{T_i} = 3/2$ (équation 5.25) [Boozer 80].

Nous nous intéressons également au cas où les régimes ripple-plateau et de piégeage local coexistent : en effet, ces deux régimes impliquent différentes classes de particules (bananes/localament piégées) et ne sont pas incompatibles. L'évaluation de $C_{T_i}$ dans le cas de la prise en compte des deux régimes (piégeage local $LT$ et ripple-plateau $RP$) s'appuie sur l'écriture du flux ionique total sous la forme :

$$\Gamma_i = \Gamma_i^{RP} + \Gamma_i^{LT} = n \left\{ D_{RP}\left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{3}{2}\frac{\nabla T}{T} - e\frac{E_r}{T}\right) + D_{LT}\left(\frac{\nabla n}{n} + 3.37\frac{\nabla T}{T} - e\frac{E_r}{T}\right) \right\}$$

où les coefficients $D_{LT}$ et $D_{RP}$ sont donnés au tableau 5.2. En introduisant

$$x = \frac{D_{LT}}{D_{RP} + D_{LT}} \qquad\qquad 1 - x = \frac{D_{RP}}{D_{RP} + D_{LT}}$$

ce flux s'exprime alors sous la forme :

$$\Gamma_i = n\,(D_{LT} + D_{RP}) \left\{ \frac{\nabla n}{n} - e\frac{E_r}{T} + [3.37x + \frac{3}{2}(1-x)]\frac{\nabla T}{T} \right\}$$

De laquelle on déduit l'expression de $C_{T_i}$ dans le cas où les deux régimes coexistent.

$$C_{Ti}^{LT+RP} = \frac{7}{2}x + \frac{3}{2}(1-x) \tag{6.5}$$

Le même raisonnement peut également être effectué dans le cas où l'effet de la dérive $E \times B$ est pris en compte dans l'expression de $\Gamma^{LT}$, mais quelques itérations numériques sont effectuées en raison de la dépendance $E_r = E_r(D_{LT}(E_r),\, D_{RP})$. Au final, les mesures sont comparées avec les 5 prédictions différentes, qui seront parfois dénommées sous l'abréviation entre parenthèses : régimes de piégeage local (LT), régime de piégeage local avec prise en compte de la dérive $E \times B$ (LT-$E \times B$), régime ripple-plateau (RP), et la superposition des régimes ripple-plateau et piégege local, avec ou sans effets $E \times B$ (LT/RP et LT-$E \times B$/RP).

#### 6.2.2.1 Chocs de la série "$r/a = 0.6$"

**Fréquences caractéristiques**

En premier lieu, nous identifions et évaluons un certain nombre d'échelles de temps jouant un rôle dans l'étude de l'effet du ripple :

- la fréquence de collision ionique thermique $\nu_{ii}^{th}$
- la limite supérieure en fréquence de collision du régime banane (pour les particules thermiques) $\omega_{b0} = \epsilon^{3/2} V_i^{th}/qR$
- la fréquence de dépiégeage des particules thermiques localement piégées $\nu_{eff}^{th} = \nu_{ii}^{th}/2\delta$
- la vitesse angulaire de précession poloïdale due à la dérive $E \times B$ : $\omega_E = |E_r/rB|$
- la limite inférieure en fréquence du régime ripple-plateau $\omega_{b0}/N^2q^2$ .
- la fréquence de transition entre les régimes ripple-plateau fortement collisionnels et faiblement collisionnels $\omega_{b0}/\sqrt{Nq}$.

La valeur de ces fréquences caractéristiques pour les points expérimentaux de la comparaison à $r/a \sim 0.6$ (table 6.1) est montrée dans la table 6.4. Nous soulignons les tendances générales suivantes :

- il existe deux chocs avec plasma d'Helium (35089, 35091) pour lesquels la fréquence de collision est un ordre de grandeur plus importante que pour les autres points expérimentaux.
- les fréquences de collisions vérifient $\nu_{ii}^{th} \gg \omega_{b0}/(Nq)^2$ : par conséquent, le transport des particules bananes induit par le ripple est de type ripple-plateau (et non pas banana-drift). Certains chocs sont en régime ripple-plateau fortement collisionnel ($\nu_{ii}^{th} > \omega_{b0}/(Nq)^{1/2}$), d'autres en régime ripple-plateau faiblement collisionnel ($\nu_{ii}^{th} < \omega_{b0}/(Nq)^{1/2}$).
- la fréquence de dépiégeage collisionnel des particules localement piégées est en général supérieure à la fréquence de précession poloïdale $\omega_E$, mais celles-ci sont proches pour certains chocs avec fort chauffage (33595, 33937, 33951). L'effet de la dérive $E \times B$ sur les flux de particules localement piégées n'est pas négligeable pour les valeurs considéres de $\omega_E/\nu_{eff}$.

| Choc | $\nu_{ii}^{th}$ | $\omega_{b0} = \epsilon^{1.5} V_i^{th}/qR$ | $\nu_{eff}^{th} = \nu_{ii}^{th}/2\delta_{eff}$ | $\omega_E = E_r/rB$ | $\omega_{b0}/N^2q^2$ | $\omega_{b0}/\sqrt{Nq}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 33595 | $3 \times 10^2$ | $5 \times 10^3$ | $2 \times 10^4$ | $6 \times 10^3$ | 5 | $9 \times 10^2$ |
| 33937 | $3 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $3 \times 10^4$ | $9 \times 10^3$ | 2 | $5 \times 10^2$ |
| 33951 | $4 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $3 \times 10^4$ | $1 \times 10^4$ | 2 | $5 \times 10^2$ |
| 35089 | $4 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $2 \times 10^5$ | $3 \times 10^3$ | 1 | $4 \times 10^2$ |
| 35091 | $8 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $3 \times 10^5$ | $2 \times 10^3$ | 1 | $3 \times 10^2$ |
| 35961 | $8 \times 10^2$ | $2 \times 10^3$ | $6 \times 10^4$ | $4 \times 10^3$ | 0.3 | $2 \times 10^2$ |
| 36058 | $1 \times 10^3$ | $1 \times 10^3$ | $1 \times 10^5$ | $6 \times 10^3$ | 0.4 | $2 \times 10^2$ |
| 36073 | $6 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $4 \times 10^4$ | $6 \times 10^3$ | 2 | $5 \times 10^2$ |
| 36074 | $6 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $6 \times 10^4$ | $8 \times 10^3$ | 3 | $5 \times 10^2$ |
| 38868 | $7 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $6 \times 10^4$ | $5 \times 10^3$ | 2 | $4 \times 10^2$ |
| 38869 | $8 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $7 \times 10^4$ | $4 \times 10^3$ | 2 | $4 \times 10^2$ |
| 38872 | $6 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $5 \times 10^4$ | $5 \times 10^3$ | 2 | $4 \times 10^2$ |
| 38880 | $6 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $5 \times 10^4$ | $5 \times 10^3$ | 2 | $4 \times 10^2$ |
| 38882 | $7 \times 10^2$ | $3 \times 10^3$ | $6 \times 10^4$ | $5 \times 10^3$ | 2 | $4 \times 10^2$ |
| 38908 | $3 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $2 \times 10^5$ | $3 \times 10^3$ | 1 | $3 \times 10^2$ |
| 33627 | $6 \times 10^2$ | $4 \times 10^3$ | $4 \times 10^4$ | $4 \times 10^3$ | 4 | $7 \times 10^2$ |
| 33627 | $4 \times 10^2$ | $4 \times 10^3$ | $3 \times 10^4$ | $7 \times 10^3$ | 4 | $7 \times 10^2$ |
| 43081 | $4 \times 10^2$ | $4 \times 10^3$ | $3 \times 10^4$ | $6 \times 10^3$ | 4 | $7 \times 10^2$ |
| 43082 | $1 \times 10^3$ | $4 \times 10^3$ | $7 \times 10^4$ | $5 \times 10^3$ | 3 | $6 \times 10^2$ |
| 43085 | $1 \times 10^3$ | $3 \times 10^3$ | $8 \times 10^4$ | $4 \times 10^3$ | 3 | $6 \times 10^2$ |

TAB. 6.4: *Fréquences caractéristiques ($s^{-1}$).*

**Régime de transport dominant**

Les régimes de piégeage local et ripple-plateau sont caractérisés par les coefficients de diffusion suivants (cf §5.4) :

$$D_{LT} = 8.7\,\frac{V_D^2}{\nu_{ii}^{th}}\left\langle \Delta^{3/2}\sin^2\theta\right\rangle \tag{6.6}$$

$$D_{RP} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} N\,(\frac{q}{\epsilon})^2\left\langle \delta^2\right\rangle \frac{RV_D^2}{V_i^{th}} \tag{6.7}$$

Leur rapport vaut :

$$\frac{D_{RP}}{D_{LT}} = 0.14\,\frac{R\nu_{ii}^{th}}{V_i^{th}}\,N\,(\frac{q}{\epsilon})^2 \frac{\left\langle \delta^2\right\rangle}{\left\langle \Delta^{3/2}\sin^2\theta\right\rangle} \tag{6.8}$$

Ces coefficients sont évalués à partir des mesures expérimentales. Les facteurs géométriques $\left\langle \Delta^{3/2}\sin^2\theta\right\rangle$ et $\langle\delta^2\rangle = \int \delta^2(r,\theta)d\theta/2\pi$ [Boozer 80] sont calculés en prenant en compte la carte $\delta(r,\theta)$ réelle (formule 3.1).

Lorsque l'effet de la dérive $E\times B$ est pris en compte, le coefficient de diffusion du régime de piégeage local est estimé par :

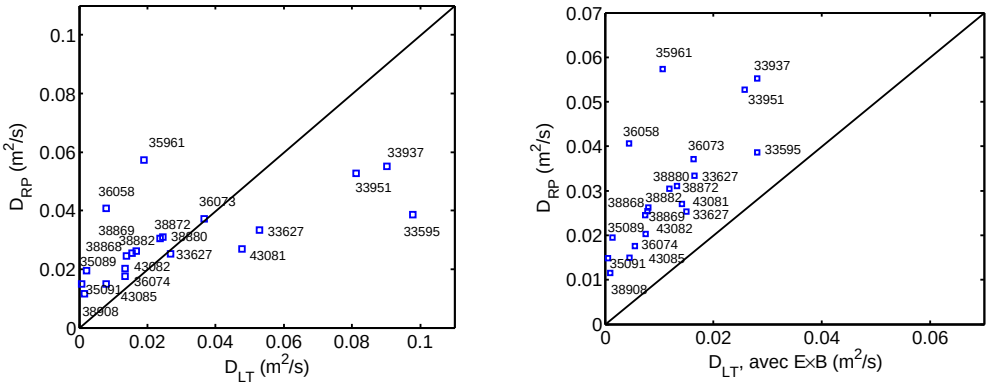
$$D_{LT-E\times B} \simeq 12.4\,J(\alpha_{eff})\,\frac{E_0(\alpha_{eff},\,X)}{24}\,\delta_{eff}^{3/2}\,\frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}}$$

où la fonction $E_0(\alpha, X)$ a été introduite au §5.2.2 ; et son adaptation dans le cas d'un ripple non uniforme poloïdalement discutée au §5.4 et dans l'annexe D. Pour rappel, cette adaptation s'effectue en remplaçant $\alpha$ et $\delta$ par leur valeurs effectives $\alpha_{eff}$, $\delta_{eff}$.

Sur la figure 6.18a, les points expérimentaux sont situés dans le plan $(D_{LT}, D_{RP})$. La plupart des points sont situés dans le demi-plan $D_{RP} > D_{LT}$, à l'exception de points associés aux chocs 33595, 33937 et 33951 (chauffage FCI important). Le régime ripple-plateau est donc en théorie dominant. Ces deux coefficients sont cependant du même ordre de grandeur. En intégrant l'effet de la dérive électrique (figure 6.18b), les flux du régime de piégeage local sont diminués et tous les points de mesure sont alors situés dans le demi-plan $D_{RP} > D_{LT-E\times B}$.

**Comparaisons mesures/ prédictions**

La comparaison systématique pour les chocs de la série "$r/a = 0.6$" entre les mesures de $v_\perp$ par réflectométrie Doppler et les prédictions par les différentes théories est montrée dans les




(a) *Sans prise en compte de la dérive $E \times B$.* (b) *Avec prise en compte de la dérive $E \times B$.*

FIG. 6.18: *Coefficients de diffusion associés aux régimes ripple-plateau et de piégeage local sans prise en compte de la dérive $E \times B$ (à gauche), où avec (à droite).*

figures 6.19a à 6.19d et 6.19e, pour les régimes (dans l'ordre) de piégeage local, ripple-plateau, piégeage local avec effet $E \times B$, et superposition ripple-plateau / piégeage local (sans et avec prise en compte dérive $E \times B$).

Un paramètre quantifiant l'écart pour chaque modèle entre prédictions et mesures est défini, associé à l'écart "moindre carrés" ($MC$) :

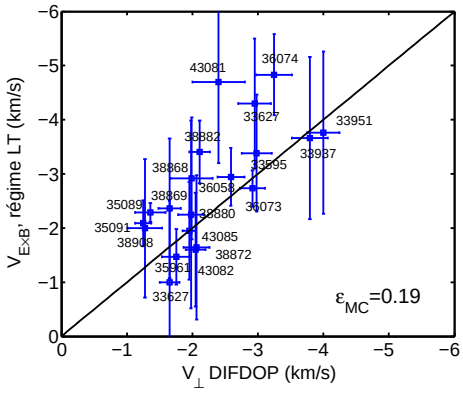
$$\epsilon_{MC} = \frac{1}{N_{points}} \sum (1 - V_{E\times B}^{predite} / v_{\perp}^{Doppler})^2 \tag{6.9}$$

où la somme est effectuée sur l'ensemble des points de comparaison disponibles. Les valeurs de $\epsilon_{MC}$ sont indiquées sur les figures.

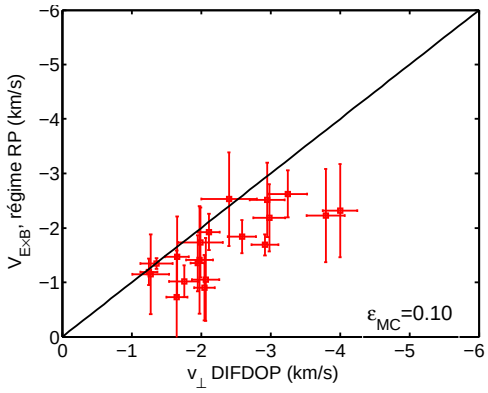
Au vu des figures 6.19a à 6.19d, les prédictions du régime de piégeage local seul (fig. 6.19a) sont les plus éloignées des valeurs expérimentales. Les autres prédictions (ripple-plateau, piégeage local avec effet $E \times B$, et superposition de régimes) semblent plus adaptées.

Nous pouvons maintenant discuter de la validité de l'application des théories testées. Le régime de piégeage local devrait normalement être considéré en incluant les effets de la dérive $E \times B$ ; nous avons vu que ces derniers étaient susceptibles de modifier fortement les flux de particules. Ceci tend à disqualifier les prédictions du régimes de piégeage local sans $E \times B$ (figure 6.19a), ainsi que la superposition ripple-plateau/piégeage local (6.19d). Le coefficient de diffusion associé au régime de piégeage local avec effet $E \times B$ est plus faible que celui du régime ripple-plateau (figure 6.18b) : la prédiction de la figure 6.19c n'est donc en théorie pas applicable aux cas considérés. Au final, le régime ripple-plateau semble ainsi la piste d'interprétation la plus adaptée pour interpréter la valeur des mesures de champ

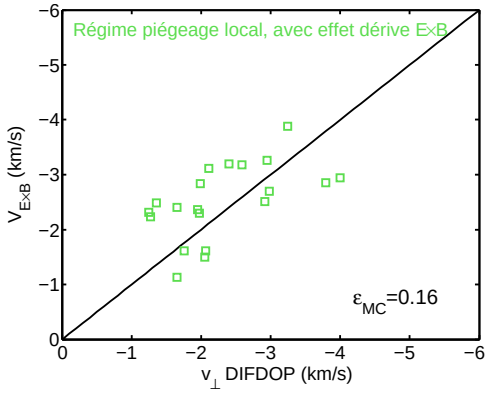
électrique radial. Les prédictions associées à ce régime peuvent être affinées en prenant en compte l'effet de la dérive $E \times B$, et l'accord mesures/théorie est alors amélioré (figure 6.19e). Il sera dans ce cas intéressant d'analyser plus en détail les raisons de l'écart apparent de ces prédictions avec les mesures pour les chocs avec fort chauffage FCI 33951 et 33937 : un effet des ions rapides reste une éventualité possible ; mais des points de comparaison supplémentaires doivent être ajoutés. Signalons également que sur ces deux chocs, l'avant dernière voie de mesures ($R = 2.8$ m, $r/a = 0.46$) n'est pas disponible, ce qui augmente l'incertitude sur l'évaluation du gradient de $T_i$ et donc sur le champ électrique radial prédit.



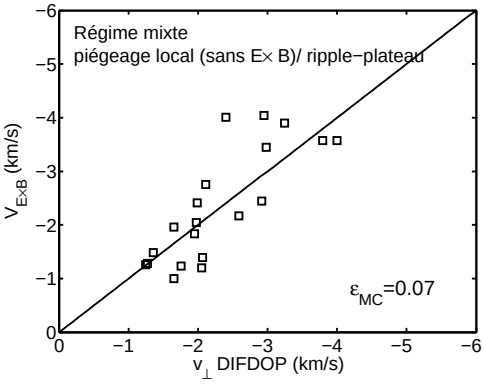

(a) $V_{E\times B}$ *piégeage local*



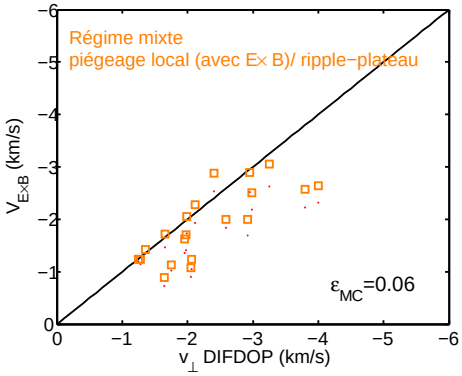

(b) $V_{E\times B}$ *ripple-plateau*




(c) *Piégeage local, avec effet dérive* $E \times B$




(d) *Ripple-plateau et piégeage local (sans* $E \times B$*)*




(e) *Ripple-plateau et piégeage local (avec* $E \times B$*). Les prédictions du régime ripple-plateau seul sont marquées par des points.*

FIG. 6.19: *Comparaison prédictions/ mesures de vitesse perpendiculaire, et quantification de l'écart par le paramètre* $\epsilon_{MC}$.

#### 6.2.2.2 Chocs de la série scan ripple

La même démarche d'analyse est reprise pour la série "scan ripple" : fréquences caractéristiques, comparaison des coefficients de diffusion et test de la validité des théories.

**Fréquences caractéristiques**

Les fréquences caractéristiques moyennes autour des points de comparaisons considérés (vers $r/a = 0.8$) sont présentées dans la table 6.5. Les plasmas étant ohmiques et étudiés relativement près de la DSMF, la fréquence de collision thermique ionique est plus élevée que dans la série précédente (de l'ordre de $10^3 \mathrm{s}^{-1}$). Le régime de diffusion ripple des particules toroïdalement piégées est ici le ripple-plateau fortement collisionnel, étant donné que $\omega_{b0}/\sqrt{Nq} \ll \nu_{ii}^{th} \ll N\,V_{th}/R$. Le rapport entre fréquence de dépiégeage des particules localement piégées et fréquence de précession poloïdale $\nu_{eff}/\omega_E$ varie entre 37 (faible ripple) et 5 (fort ripple). Pour les chocs à fort ripple, l'effet de la dérive $E \times B$ sur les flux de particules n'est donc à priori pas négligeable.

| Choc, $\delta_{max}$ | $\nu_{ii}^{th}$ | $\omega_{b0} = \epsilon^{1.5} V_i^{th}/qR$ | $\nu_{ii}^{th}/2\delta_{eff}$ | $E_r/rB$ | $NV_{th}/R$ | $\omega_{b0}/(Nq)^{1/2}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 43304/0.6% | $2 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $3 \times 10^5$ | $8 \times 10^3$ | $9 \times 10^5$ | $3 \times 10^2$ |
| 43413/1.7% | $3 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $2 \times 10^5$ | $6 \times 10^3$ | $8 \times 10^5$ | $4 \times 10^2$ |
| 43319/2.8% | $3 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $1 \times 10^5$ | $8 \times 10^3$ | $8 \times 10^5$ | $4 \times 10^2$ |
| 43320/5.0% | $3 \times 10^3$ | $2 \times 10^3$ | $5 \times 10^4$ | $9 \times 10^3$ | $7 \times 10^5$ | $4 \times 10^2$ |

TAB. 6.5: *Fréquences caractéristiques ($s^{-1}$), moyennées sur les points de mesure.*

**Régimes de diffusion**

Les valeur moyennes du rapport entre coefficients de diffusion $D_{RP}$ et $D_{LT}$ (ou $D_{LT-E\times B}$) sont montrées au tableau 6.6. Cette moyenne est prise sur les rayons où il existe un recouvrement entre mesures de réflectométrie Doppler et de CXRS (en ne considérant pas le points situés trop près du bord, $r/a > 0.9$). La valeur du coefficient dans le cas $LT - E \times B$ est estimée suivant la méthode décrite en annexe D et à la fin du chapitre 5, qui repose sur une détermination des paramètres effectifs $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$. Il apparait dans le tableau 6.6 que pour tous les chocs le coefficient de diffusion du régime ripple-plateau est grand devant celui du régime de piégeage local.

**Comparaisons mesures/ prédictions**

De manière similaire à la série de chocs "$r/a = 0.6$", les mesures de $v_\perp$ par réflectométrie Doppler sont comparées au différentes prédictions de $V_{E\times B}$ induite par le ripple. Sur ces

| Choc | 43304 | 43313 | 43318 | 43319 | 43320 |
|---|---|---|---|---|---|
| ripple maximal | 0.6% | 1.7% | 1.7% | 2.8% | 5.0% |
| rapport $D_{RP}/D_{LT}$ | 71 | 14 | 15 | 8 | 7 |
| rapport $D_{RP}/D_{LT(E\times B)}$ | 96 | 21 | 21 | 11 | 6 |

Table 6.6: *Valeur moyenne du ratio des coefficients de diffusion ripple-plateau (RP) et piégeage local (LT), avec et sans prise en compte de l'effet de la dérive $E \times B$.*

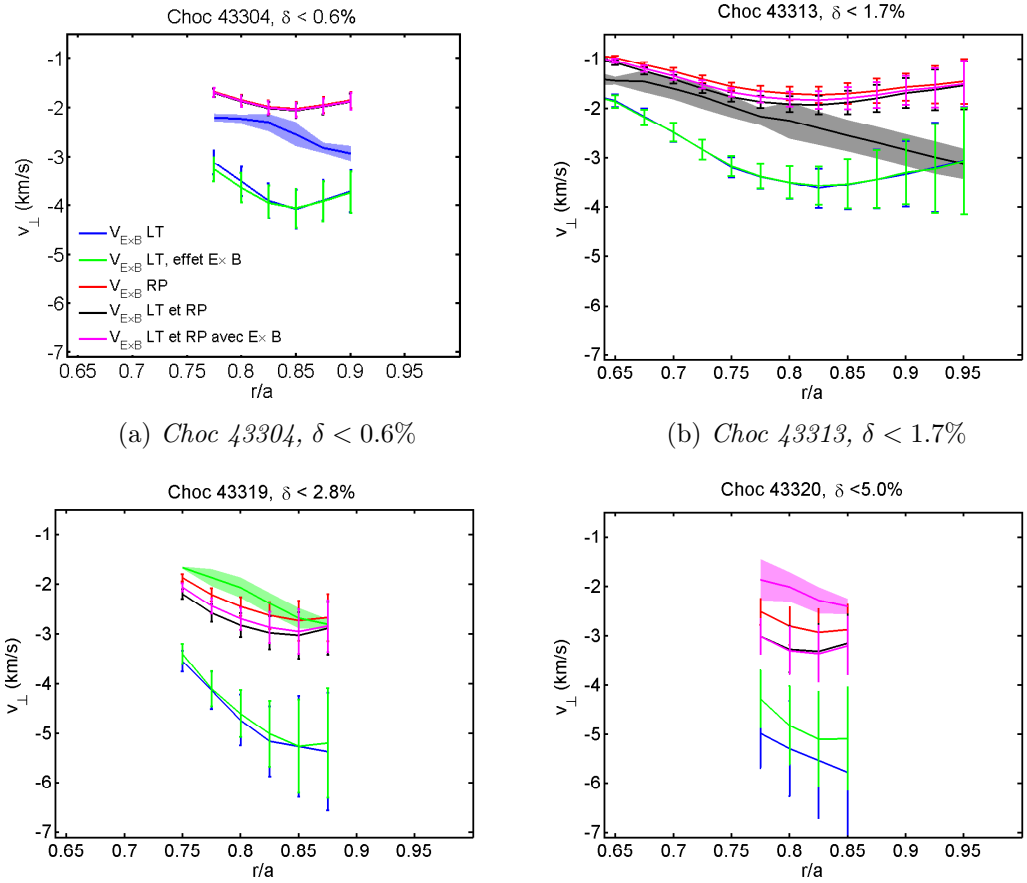
chocs, la zone de recouvrement entre mesures Doppler et CXRS est plus étendue que pour la série précédente, de nouvelles lignes de visées mesurant $T_i/V_\varphi$ près du bord ayant été ajoutées en 2008. La comparaison est effectuée plus près du bord, autour de $r/a \sim 0.8$.

Les profils de vitesse perpendiculaires et les barres d'erreurs présentés ici sont évalués en tenant compte de l'ensemble des mesures Doppler effectuées lors d'un choc (à conditions plasmas constantes). Les profils de vitesse perpendiculaire mesurés à chaque déclenche sont interpolés sur une série des rayons normalisés communes à toutes les déclenches d'un même choc, ce qui permet d'évaluer l'erreur à partir de la dispersion des points. Seuls les rayons pour lesquels plus de deux points de mesures existent sont retenus. Les mesures de $T_i$, $n_e$ et leur gradients sont également interpolées sur les mêmes rayons pour effectuer la comparaison mesures/prédictions.

La série de figures 6.20 montre les comparaisons des mesures avec $V_{E\times B}$ pour les chocs 43304, 43313, 43319 et 43320 (où $\delta$ maximal vaut respectivement 0.6%, 1.7%, 2.8% et 5.0%). Un écart important existe entre les points expérimentaux et les prédictions du régime de piégeage local. Cet écart est plus important pour les chocs à fort ripple 43319 et 43320 : en effet, pour ces chocs le gradient de $T_i$ est plus important près du bord, mais la vitesse perpendiculaire mesurée reste la même que sur les autres décharges. De même que dans le cas de la série de chocs "$r/a = 0.6$", le régime ripple-plateau semble le mieux adapté pour prédire la valeur de $v_\perp$. Ceci est en accord avec les évaluations du régime de diffusion dominant effectuées au paragraphe précédent (tableau 6.6). Les prédictions du régime "mixte" ripple-plateau/ piégeage local avec $E \times B$ sont par ailleurs quasiment confondues avec celles du régime ripple-plateau, étant donné que $D_{RP} \gg D_{LT-E\times B}$.

#### 6.2.2.3 Synthèse des deux séries d'expériences

Le tableau 6.7 résume la valeur du paramètre $\epsilon_{MC}$ (normalisé à sa valeur dans le cas du régime de piégeage local) quantifiant l'écart mesures/prédictions pour les deux séries d'expérience. Celui-ci montre que le régime de piégeage local (avec ou sans $E \times B$) est moins bien adapté que le régime ripple-plateau pour interpréter les mesures de champ électrique radial




(a) *Choc 43304,* $\delta < 0.6\%$ (b) *Choc 43313,* $\delta < 1.7\%$

(c) *Choc 43319,* $\delta < 2.8\%$ (d) *Choc 43320,* $\delta < 5.0\%$

FIG. 6.20: *Profils radiaux de vitesse perpendiculaire mesuré par DIFDOP (zone couleur), comparé avec prédictions de vitesse* $E \times B$ *due aux flux de particules localement piégées (bleu), particules localement piégées avec prise en compte de l'effet de la dérive électrique (vert), ripple-plateau (rouge), régime mixte ripple-plateau et piégeage local avec (rose) ou sans effets* $E \times B$ *(noir).*

aux rayons considérés. Le régime mixte LT/RP a été pris en compte dans cette étude, mais n'est à priori pas valide dans la mesure ou la dérive $E \times B$ est ignorée, ce qui ne se justifie pas. La modification des prédictions ripple-plateau par les flux de particules localement piégées (régime LT-$E \times B$/RP) est légère par rapport aux prédictions du régime ripple-plateau seul. Comme cela a été déjà mentionné, il serait intéressant d'examiner plus en détail les points de mesure de la série "$r/a = 0.6$" avec fort chauffage FCI (chocs 33937 et 33951), pour lesquels les prédictions du régime ripple-plateau semblent relativement éloignées par rapport aux mesures.

| Prédictions | LT | RP | LT-$E \times B$ | LT / RP | LT-$E \times B$/RP |
|---|---|---|---|---|---|
| $r/a = 0.6$ | 1 | 0.53 | 0.84 | 0.37 | 0.31 |
| Scan ripple | 1 | 0.16 | 0.86 | 0.16 | 0.18 |

Table 6.7: *Ecart moindre carrés $\epsilon_{MC}$ (normalisé à sa valeur associée aux prédictions du régime de piégeage local) entre mesures et prédictions dans les régimes suivants : piégeage local (LT), ripple-plateau (RP), piégeage local avec prise en compte de la dérive $E \times B$ (LT-$E \times B$), et superposition de régimes (LT/RP et LT-$E \times B$/RP) . Plus celui-ci est faible, meilleur est l'accord mesures/prédictions.*

**Détermination inverse de la valeur de $C_{T_i}$**

Il est également possible de recalculer à partir des données de cette étude la valeur du coefficient $C_{T_i}$. En effet, celui-ci peut être estimé en inversant la relation 6.4 (avec $v_\perp$ vitesse perpendiculaire est mesurée par réflectométrie Doppler) :

$$C_{T_i} = \frac{T_i}{\nabla T_i} \left( \frac{ZB\, v_\perp}{T_i} - \frac{\nabla n_i}{n_i} \right) \tag{6.10}$$

Les valeurs de $C_{T_i}$ déduites de cette relation sont montrées dans la série de figures 6.21, pour les deux séries d'expériences considérées (pour la série "scan ripple", nous nous plaçons à $r/a = 0.8$). Elles sont représentées en fonction des valeurs prédites pour $C_{T_i}$ dans les cas des différents régimes de transport (LT$-E\times B$, LT/RP, LT$-E\times B$/RP), et les lignes horizontales correspondent aux régimes de piégeage local ($C_{T_i} = 3.37$) et ripple-plateau ($C_{T_i} = 1.5$). Les points de comparaison pour lesquels l'erreur sur $C_{T_i}$ est importante ($> 1.5$) ne sont pas considérés pour cette étude.

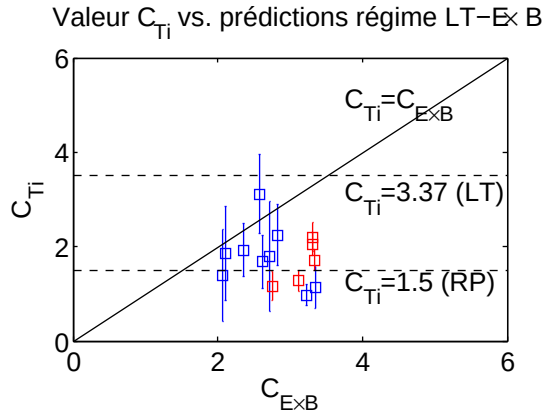
Il est également possible de définir plusieurs paramètres quantifiant la "distance" entre l'expérience et les différents modèles. Nous utilisons :

$$\epsilon_1 = \frac{1}{N} \sum (C_{T_i} - C_{T_i}^{predite})^2 \tag{6.11}$$

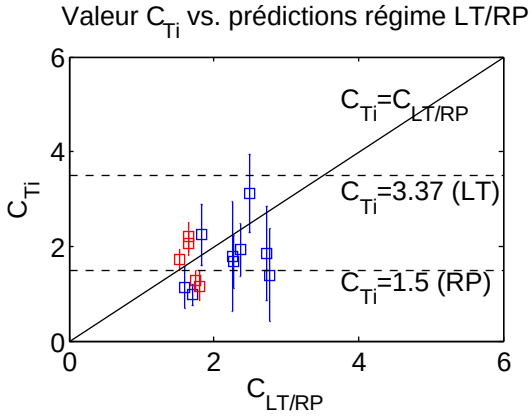
$$\epsilon_2 = \frac{1}{N} \sum \left( \frac{C_{T_i} - C_{T_i}^{predite}}{\Delta C_{T_i}} \right)^2 \tag{6.12}$$

où $\Delta C_{T_i}$ est l'incertitude associé à la détermination de $C_{T_i}$. La somme prend en compte les points de comparaisons des deux séries. Les valeurs de ces critères, normalisées à la valeur du régime LT, sont résumées dans le tableau 6.8.

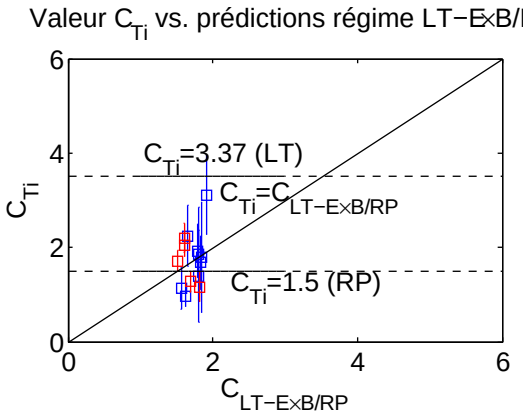
Ce tableau (de même que le tableau 6.7) montre un meilleur accord prédictions/expérience pour le régime ripple-plateau que pour le régime de piégeage local. Celui-ci est amélioré lorsque la coexistence des deux régimes est prise en compte (LT/RP ou LT $- E \times B$/RP).




(a) *En abscisse : prédictions $C_{T_i}$ du régime $LT - E \times B$*




(b) *Prédictions $C_{T_i}$ du régime $LT/RP$*




(c) *Prédictions $C_{T_i}$ du régime $LT - E \times B/RP$*

FIG. 6.21: *Valeurs du coefficient $C_{T_i}$ pour les différents points de comparaisons (rouge : série scan ripple, bleu : série $r/a = 0.6$). En abscisse sont testées différents types de prédictions. Pour des raisons de visualisation, les points ayant une barre d'erreur élevée ($> 1.5$) sont représentés par des étoiles.*

| Prédictions | LT | RP | LT-$E \times B$ | LT / RP | LT-$E \times B$/RP |
|---|---|---|---|---|---|
| $\epsilon_1/\epsilon_{1,LT}$ | 1 | 0.12 | 0.60 | 0.14 | 0.09 |
| $\epsilon_2/\epsilon_{2,LT}$ | 1 | 0.06 | 0.79 | 0.08 | 0.07 |

Table 6.8: *Paramètres $\epsilon_{1-2}$, définis dans les relations 6.11 et 6.12, quantifiant l'écart entre valeurs expérimentales et prédites de $C_{T_i}$ pour les différents régimes (normalisé aux valeurs de ces paramètres associées au régime de piégeage local).*

La valeur moyenne de $C_{T_i}$, ainsi que l'écart-type associé, peuvent également être calculés sur cet échantillon de points. Nous le faisons de deux manières : d'une part, en ignorant l'erreur associée à chaque point et en effectuant un simple moyennage :

$$\langle C_{T_i} \rangle = 1.75 \qquad \sigma = 0.56$$

ou d'autre part, en effectuant un tirage aléatoire, pour chaque point de comparaison, d'un grand nombre (identique pour chaque point) de valeurs de $C_{T_i}$ distribuées suivant une loi normale et en calculant la moyenne et l'écart-type sur l'échantillon obtenu. Cette seconde méthode tient compte de l'erreur associée à chaque déterminations de $C_{T_i}$ ; elle conduit à la même valeur moyenne :

$$\langle C_{T_i} \rangle = 1.75 \qquad \sigma = 0.83$$

Une valeur moyenne de 1.75 est donc bien plus proche de la valeur théorique de $C_{T_i}$ prédite pour le régime ripple-plateau (1.5) que pour le régime de piégeage local (3.37).

## 6.3 Mesures de vitesse de rotation toroïdale par CXRS

Lors de la série d'expériences "scan ripple", une augmentation de $V_\varphi$ dans le sens contre-courant avec le ripple a été observée par les mesures CXRS. Ceci est montré dans la figure 6.22. Par exemple, à $r/a = 0.8$, $V_\phi$ passe d'environ $-12$km/s ($\delta_{max} = 0.6\%$) à $-32$km/s ($\delta_{max} = 5.0\%$). Ceci suggérerait une relation de type $V_\varphi \propto \sqrt{\delta}$, étant donné que $\ln(32/12)/\ln(5/0.6) \sim 0.5$. En outre, $\sqrt{\delta}$ correspond à la fraction de particules localement piégées. D'autre part, l'allure des différents profils de $V_\varphi$ ("parallèles" entre eux dans le coeur du plasma) suggère la présence d'une source de rotation du plasma située au bord, dans la zone $r/a > 0.7$.

Il est alors intéressant de comparer pour les différents chocs les profils de moment angulaire dans la direction toroïdale associé à la force $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ en prenant $j_r = e\Gamma_i(E_r = 0)$, avec $\Gamma_i$ flux de particules ripple-plateau. Ceci peut aider à évaluer quantitativement l'effet de la variation

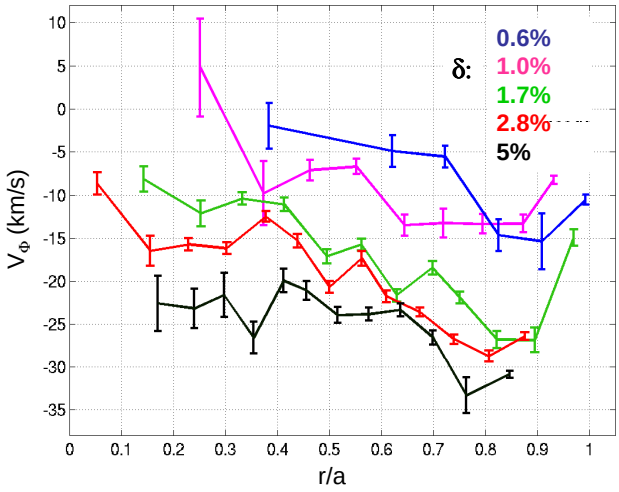



FIG. 6.22: *Profils de vitesse de rotation toroïdale mesurés par CXRS lors de décharges à différents ripple.*

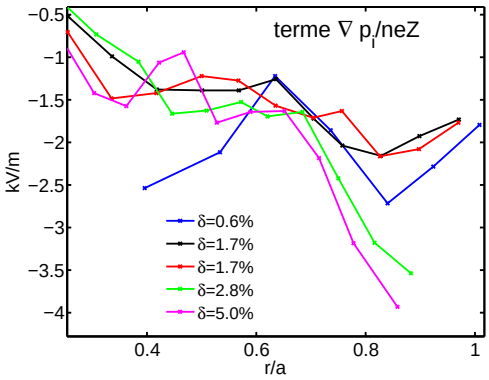
du ripple sur la rotation ; cette grandeur n'intervient toutefois pas réellement étant donné que le champ électrique radial ambipolaire s'ajuste de façon à ce que $j_r = 0$ : la manière dont les flux non-ambipolaires dus au ripple influence la rotation n'est pas encore totalement élucidée théoriquement. La figure 6.22 montre l'allure, pour les différentes valeur du ripple, de la grandeur suivante :

$$\begin{aligned} T_\varphi &= |\langle j_r(E_r = 0) R B_\theta \rangle| \\ &\simeq \left| e\Gamma_i(E_r = 0) \frac{r}{q} B_0 \right| \end{aligned} \tag{6.13}$$

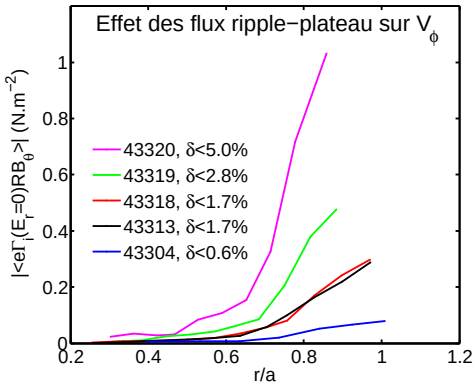
où les flux ripple-plateau sont donnés par l'équation (5.24). Les profils obtenus semblent conforter l'idée d'un effet du ripple sur la rotation prenant principalement place dans la région $r/a > 0.7$.

Nous cherchons ensuite à estimer la variation du terme $V_\phi B_\theta$ dans l'équation d'équilibre radial des forces. Le fait que le champ électrique radial au bord soit quasi-identique d'un choc à l'autre (figure 6.14) suggère une forte modification de $V_\theta$ lorsque le ripple augmente. La valeur de $B_\theta$ est modifiée de choc à choc car le petit rayon du plasma change, tandis que $q_a$ et $B_0$ restent quasiment identiques (cf table 6.3). Une estimation de $B_\theta$ basée sur un profil de courant parabolique montre que celui-ci varie entre 0.18T (choc 43304, faible ripple) et 0.28T (43320, fort ripple). Il en resulte que la valeur du terme $V_\phi B_\theta$ à $r/a = 0.8$ passe de $-2$kV/m à $-9$kV/m. Etant donné la faible variation du champ électrique radial associé, la vérification de l'équilibre radial des forces implique une importante modification de la somme $(-V_\theta B_\phi + \nabla p/ne)$. La variation du terme $\nabla p/ne$ n'étant que d'environ 2kV/m (figure 6.23a),

ceci suggère que la vitesse poloïdale est significativement modifiée par une augmentation du ripple (dans le sens diamagnétique ionique, $\Delta V_\theta / \Delta \delta_{max} > 0$) .




(a) *Comparaison du terme $\nabla p_i / neZ$ pour les différents chocs.*




(b) *Profils de moment toroïdal moyenné, avec $E_r = 0$ (équation 6.13), l'illustrant le poids de l'effet du ripple pour les différents chocs.*

FIG. 6.23

L'effet du ripple sur la vitesse de rotation poloïdale est encore mal élucidé, mais il est possible que le ripple affecte les prédictions usuelles pour $V_\theta$ : en effet une contribution supplémentaire associée à la non-axisymétrie du champ magnétique doit être prise en compte dans le tenseur de viscosité $\langle \nabla . \pi \rangle$.

Une autre piste d'explication pourrait venir de la compétition entre le ripple et un autre mécanisme tendant à faire tourner le plasma dans le sens co-courant. Ceci semblerait consistant avec une modification de la modification de la vitesse $V_\varphi$ avec $\delta$. Il a été montré sur Alcator C-Mod (cf §2.4.1), où le ripple est très faible, que la co-rotation observée dans le coeur du plasma provenait de la SOL. Ce mécanisme pourrait être "masqué" par le couple important dû au ripple dans les plasmas usuels (où $\delta_{max} \sim 5\%$), mais devenir détectable lorsque $\delta$ est diminué. Si tel est le cas, les observations présentées ne pourront pas être correctement modélisées par la théorie néoclassique, dans la mesure où le transport turbulent de quantité de mouvement intervient (celui-ci est important près du bord du plasma où le niveau de fluctuation est élevé).

Pour finir, ces observations peuvent être rapprochées avec celles effectuées sur JET ([de Vries 08], et également [Nave 09]) et JT-60 ([Yoshida 06], [Urano 07]), où la vitesse de rotation toroïdale varie dans le sens-contre courant lorsque le ripple est augmenté.

## 6.4 Conclusion et tentative d'extrapolation à ITER

En résumé, les mesures de vitesse perpendiculaire par réflectométrie Doppler ont permis de tester différentes prédictions de la valeur du champ électrique radial ambipolaire dû au ripple. Ces comparaisons ont été effectuées dans la zone $0.6 \lesssim r/a \lesssim 0.85$, pour différents décharges (ohmiques, et avec chauffage additionnels) en mode L, avec appui limiteur et une injection extérieure de quantité de mouvement négligeable. La valeur du ripple au bord extérieur du plasma a également été variée d'un ordre de grandeur (0.6% à 5%).

Les mesures effectuées mettent en évidence la dépendance du champ électrique radial avec les gradients de densité et de température ionique, de la forme :

$$E_r = \frac{T_i}{e}\left(\frac{\nabla n_i}{n_i} + C_{T_i}\frac{\nabla T_i}{T_i}\right)$$

La valeur du coefficient $C_{T_i}$ dépend du mécanisme non-ambipolaire dominant, nous avons cherché à comparer les prédictions associées à différents régimes de transports collisionnels (induits par le ripple) avec les valeurs de $E_r$ déterminées expérimentalement.

Parmi les régimes de diffusion considérés, le régime ripple-plateau est celui dont les prédictions pour $V_{E\times B}$ sont le plus proches des mesures, sur l'ensemble des points de comparaison dont nous disposons. Ceci s'accorde avec la comparaison des coefficients de diffusion des régimes ripple-plateau et de piégeage local. L'effet du transport des particules localement piégées est secondaire mais peut parfois être influent : ceci dépend des conditions plasmas.

L'une des difficultés liée à cette étude vient du fait que le champ électrique radial induit par le ripple ne dépend en théorie pas (sauf légèrement, si l'effet de la dérive $E \times B$ est pris en compte) de la valeur de $\delta$. Il est alors délicat de déterminer un mécanisme dominant à partir des mesures. Nous n'avons considéré ici que le transport collisionnel associé au ripple, et ignoré le transport néoclassique "axisymétrique" et le transport turbulent. Si ces derniers pouvaient être à l'origine de la génération d'un champ électrique radial possédant le même type de dépendance avec les gradients de $T_i$ et $n_i$ que dans le cas du transport dû au ripple, nous ne pourrions pas exclure ces mécanismes.

Toutefois, nous rappelons les arguments qui nous ont conduit à les écarter : le transport collisionnel axisymétrique, comme cela est montré dans l'annexe A, est *automatiquement ambipolaire* et ne donne pas naissance à un champ électrique radial. Dans le cas idéal d'un tokamak parfaitement axisymétrique, le champ électrique peut être causé par des phénomènes ayant lieu près de la séparatrice (pertes d'orbites, qui ont lieu dans une région de largeur de l'ordre du rayon de Larmor poloïdal) ou à l'extérieur (SOL, comme cela est le cas sur Alcator

C-Mod [LaBombard 04]). Dans ces deux cas, un transport de quantité de mouvement doit être invoqué pour expliquer le fait que le champ électrique radial soit influencé dans le coeur du plasma. Or dans cette étude, nous avons montré que le champ électrique radial obéissait à une équation *locale*, ce qui est peu compatible avec l'hypothèse d'un champ $E_r$ généré au voisinage de la séparatrice.

Le transport turbulent, même s'il n'est en général pas considéré comme étant fortement non-ambipolaire, peut affecter la valeur de $E_r$, par exemple en créant des écoulement "zonaux". L'existence d'un effet sur la rotation toroïdale (et donc sur $E_r$) d'un champ électrique radial cisaillé est montrée dans [Gürcan 07]. Toutefois, ce mécanisme concerne des plasmas où existe un fort cisaillement de $E_r$ (barrières de transport), ce qui n'est pas le cas dans les situations expérimentales rencontrées lors de cette étude (mode L).

Tore Supra est un tokamak à très fort ripple ($\delta < 7\%$), et où le champ électrique radial peut être mesuré sans injection de quantité de mouvement. Il est donc tout à fait adapté à l'étude de l'effet de la non-axisymétrie sur $E_r$. Il sera par la suite intéressant de se demander s'il existe une valeur minimale du ripple à partir de laquelle le champ électrique radial possède la forme considérée dans ce chapitre (équation 6.4). En effet, lorsque $\delta$ diminue, en l'absence d'injection de quantité de mouvement, une compétition peut exister entre les effets du ripple et le transport de quantité de mouvement depuis la périphérie du plasma (SOL, ou intérieur de la DSMF). Lors de cettte étude sur Tore Supra, la valeur minimale du ripple pouvant être atteinte, relativement élevée ($\delta < 0.6\%$), n'a pas permis de mettre en défaut la dépendance de $E_r$ avec les gradients de $T_i/n_i$.

Il existe de nombreux exemples de telles comparaisons sur les stellarators, où l'influence de la non-axisymétrie sur le champ électrique radial est bien établie [Maassberg 00, Ehmler 03]. Celles-ci sont plus rares sur les tokamaks même s'il a souvent été constaté que celui-ci approchait les valeurs "néoclassiques". Une comparaison entre mesures et prédictions a été effectuée sur le tokamak JIPPT-IIU par Ida et al. [Ida 90] , où $E_r$ est mesuré par spectroscopie d'échange de charges sur des plasmas avec injection de neutres quasi-perpendiculaire. Celle-ci est montrée à la figure 6.24. Les mesures y sont comparées aux prédictions de Connor et Hastie (cf §5.2) et de Shaing et Callen [Shaing 82] (ces dernières concernent également le régime de piégeage local mais des corrections ont été ajoutées pour prendre en compte la frontière particules localement piégées/ toroïdalement piégées). La mise en défaut de ces prédictions est significative dans la partie extérieure du plasma. Le fait que le régime de piégeage local prédise des valeurs trop négatives pour $E_r$ est commun avec les observations sur Tore Supra présentées dans ce chapitre (figures 6.19a et 6.20). Par ailleurs, le rapport entre $E_r$ prédit et mesuré est de l'ordre de 2, proche du rapport des constantes 3.37/1.5 : ceci suggère que le

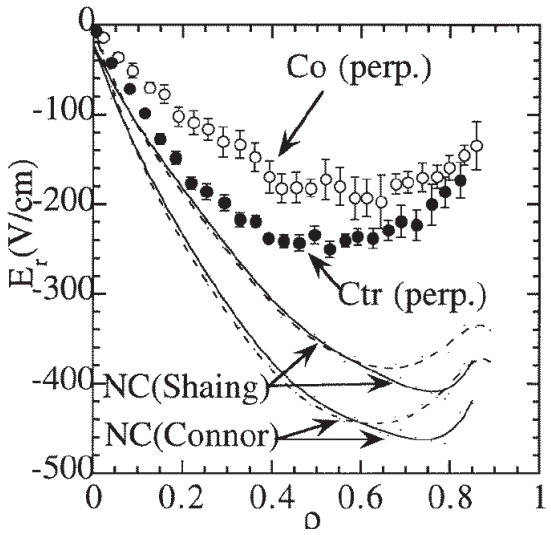



FIG. 6.24: ([Ida 90], JIPPT-IIU) *Comparaison entre mesures de $E_r$ et prédictions du champ électrique ambipolaire généré par les flux de particules localement piégées.*

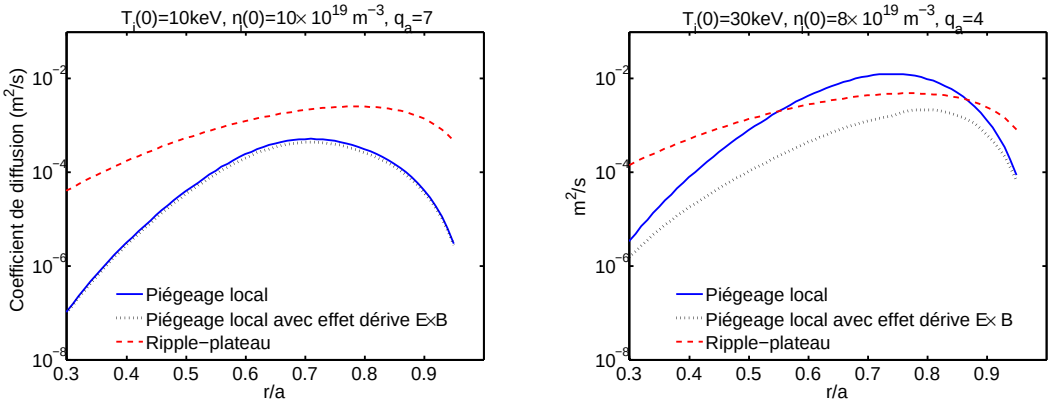
régime de transport dominant pourrait être le ripple-plateau dans la comparaison présentée.

En conclusion de cette étude sur le transport non-ambipolaire induit par le ripple, nous évaluons l'ordre de grandeur des coefficients de diffusion associés aux différents régimes sur ITER. Les applications numériques sont effectuées avec les paramètres suivants : $R_0 = 6$m, $a = 2$m, $B_0 = 5$T, $\delta_{max} = 0.5\%$. Le nombre de bobines sur ITER est de 18 ; cependant la périodicité dans le direction toroïdale est doublée à cause des inserts ferritiques, installés pour réduire la valeur du ripple. Nous choisissons $N = 36$. Les profils radiaux de température ionique, densité, facteur de sécurité, et ripple sur la corde $Z = 0$ sont supposés être de la forme :

$$T_i(\rho) = T_{i0}(1-\rho^2)^{1.5} \qquad n(\rho) = n_0(1-\rho^2)^{0.5}$$

$$\delta(\rho, \theta = 0) = \delta_{max}\rho^3 \qquad q(\rho) = 1 + (q_a - 1)\rho^2$$

Nous supposons que le ripple dans ITER possède une dépendance poloïdale similaire à celle de Tore Supra, soit $\delta = \delta_0 \exp(-(2\theta/\pi)^2)$, avec $\delta_0(\rho) = \delta(\rho, \theta = 0)$. Le facteur de forme du régime ripple-plateau vaut ainsi (équation 6.7) vaut alors environ $\langle \delta^2 \rangle \simeq 0.3\ \delta_0^2$. Le coefficient de diffusion du régime de piégeage local est évalué à partir des paramètres d'approximation $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$. A la fin de l'annexe D, la dépendance de $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$ avec




(a) *Cas favorable au régime ripple-plateau.* (b) *Cas favorable au régime de piégeage local.*

FIG. 6.25: *Evaluation de l'ordre de grandeur des coefficients associés aux régimes de piégeage local et ripple-plateau dans ITER, dans deux cas : l'un priviliégiant le régime RP (à gauche, avec* $T_{i0} = 10\text{keV}$,$n_0 = 10 \times 10^{19} m^{-3}$, $q_a = 7$*), l'autre le régime LT (à droite, avec* $T_{i0} = 30\text{keV}$, $n_0 = 8 \times 10^{19} m^{-3}$, $q_a = 4$*).*

$\alpha_0(r) = \epsilon / N q \delta_0(r)$ est étudiée, et les approximations suivantes sont proposées :

$$\alpha_{eff} \approx \alpha_0 \, \{1 + 4 \exp(-3\alpha_0)\}$$

$$\delta_{eff} \approx 0.5 \, \delta_0$$

Les coefficients de diffusion $D_{LT}$, $D_{RP}$, $D_{LT-E\times B}$ dans ITER sont évalués dans deux jeux de conditions plasmas : l'un privilégiant le régime de piégeage local ($T_{i0} = 30\text{keV}$, $n_0 = 8 \times 10^{19} m^{-3}$, $q_a = 4$, et l'autre le régime ripple-plateau ($T_{i0} = 10\text{keV}$, $n_0 = 10 \times 10^{19} m^{-3}$, $q_a = 7$). En effet, le rapport entre les coefficients de diffusion $D_{LT}/D_{RP} \propto T \; n^{-1} q^{-2}$.

Ainsi, le coefficient de diffusion associé au régime ripple-plateau est de l'ordre de $10^{-3}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ et varie peu entre les deux jeux de conditions considérés. Lorsque la température ionique centrale est de l'ordre de 10keV, les effets de la dérive $E \times B$ ne modifient pas notablement la valeur de $D_{LT}$ : les coefficients $D_{LT}$ et $D_{LT-E\times B}$ sont de l'ordre de $10^{-4}\text{m}^2\text{s}^{-1}$. Ils sont alors inférieurs à $D_{RP} \sim 10^{-3}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ : le régime ripple-plateau est dominant. En revanche, dans le cas où la température ionique centrale est élevée ($T_i = 30\,\text{keV}$), l'effet de la dérive $E \times B$ diminue le coefficient de diffusion d'environ un ordre de grandeur ($D_{LT}$ passe de $10^{-2}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ à $10^{-3}\text{m}^2\text{s}^{-1}$). Le fait que la dérive $E \times B$ soit prise ou non en compte change alors les conclusions sur le régime dominant, étant donné qu'alors $D_{LT-E\times B} < D_{RP} < D_{LT}$.

Pour évaluer le champ électrique radial dans ITER, ces flux de particules induits par le ripple doivent être comparés aux pertes de particules rapides (issues des chauffages additionnels ou des réactions de fusion), ainsi qu'aux flux de particules associés aux autres mécanismes non-ambipolaires concurrents.

.

# Chapitre 7

# Influence de l'activité MHD sur la vitesse perpendiculaire

Au chapitre précédent, il a été montré que dans la zone de gradient des plasmas de Tore Supra, la valeur du champ électrique radial était déterminée par l'ambipolarité des flux de particules thermiques induits par le ripple, et négative. Ceci correspond aux observations de la réflectométrie Doppler : usuellement, la composante Doppler des spectres issus du plasma de coeur est toujours décalée du côté $v_\perp < 0$ (correspondant à $E_r < 0$).

L'étude présentée dans ce chapitre découle d'observations dans cette zone d'une inversion de la vitesse perpendiculaire, où $E_r$ devient localement positif. Ces observations ont été effectuées dans des conditions plasmas particulières, qui vont être détaillées en section 7.1.

Un champ électrique radial positif ne pouvant pas être induit par les flux de particules dus au ripple, nous avons cherché à identifier le mécanisme à l'origine de cette inversion. Une meilleure caractérisation des différents mécanismes non-ambipolaires agissant à l'intérieur de la DSMF est en effet importante en vue d'améliorer la compréhension de la dynamique des barrières de transport.

La dépendance de cette inversion de $E_r$ avec différents paramètres plasmas sera étudiée au cours de ce chapitre. Nous verrons aussi qu'il existe certaines similitudes avec l'inversion du sens de rotation toroïdale sur TCV (présentée au §2.4.4), même si $V_\varphi$ reste dans le sens contre-courant sur Tore Supra.

Après une description des observations effectuées (§7.1), et une étude de l'influence de différents paramètres plasma (§7.2), une tentative d'interprétation de ces résultats est présentée (§7.3), dans laquelle l'hypothèse d'un lien entre inversion de $E_r$ et activité MHD est discutée.

## 7.1 Introduction : observation d'une inversion du champ électrique radial

En novembre 2008, une série d'expériences [1] destinées à rechercher la possibilité d'une transition L-H a été réalisée. Les conditions plasmas avaient été choisies pour faciliter cette transition et se trouvaient relativement éloignées du fonctionnement habituel de Tore Supra :

- plasma elliptique, afin de diminuer le ripple au bord ($\delta < 3\%$ au lieu de 5%).
- plasma triangulaire, pour que la valeur de la courbure du plasma au niveau des antennes de chauffage soit proche de celle pour laquelle les antennes avaient étaient conçues (i.e. avant le changement de configuration CIEL).
- courant plasma élevé afin d'améliorer le confinement des ions rapides, par conséquent le facteur de sécurité au bord du plasma avoisinait 3.
- Champ magnétique abaissé à 2T (habituellement $B_0 > 3$T sur Tore Supra) pour diminuer le seuil en puissance de transition $P_{L-H}$, étant donné que les lois d'échelles (par exemple [Ryter 94]) prédisent $P_{L-H} \propto B$.

Pendant la phase de plasma ohmique précédant la mise en route du chauffage additionnel par FCI, plusieurs spectres présentant une composante Doppler décalée en fréquence dans le sens $v_\perp > 0$ (i.e $E_r > 0$) ont été observés. Il s'agissait de la première détection de ce type de spectres par le réflectomètre Doppler de Tore Supra, à l'intérieur de la DSMF. En présence de chauffage FCI, ce phénomène n'était plus visible (en partie à cause de l'augmentation de la densité qui décalait la zone d'observation vers l'extérieur du plasma). La figure 7.1 montre l'un des spectres observés, en mode O, ainsi que l'allure des profils de vitesse perpendiculaire associés. Cette inversion du signe de $v_\perp$ est localisée vers $r/a \sim 0.5$ et ne s'étend pas jusqu'au centre du plasma.

Lors de ce travail, nous avons réalisé plusieurs séries d'expériences afin de mieux comprendre l'origine de cette inversion du champ électrique radial, qui mettait en défaut les prédictions discutées au chapitre précédent. La stratégie de l'étude expérimentale consistait à se placer dans les conditions de l'observation et à faire varier divers paramètres. Deux séries de plasmas ohmiques ont été effectuées, résumées dans le tableau 7.1. La première (novembre 2008) avait pour but de tester l'influence de la forme et du courant plasma sur l'inversion de $E_r$ : les premières observations suggéraient que ces grandeurs jouent un rôle. Lors d'une seconde série d'expériences (novembre 2009), le champ magnétique était varié entre $B_0 = 1.95$ T et 2.3 T dans le but de changer les conditions d'observations (utile pour les réflectométries

[1] intitulées "Recherche du mode H", 16 novembre 2008, physiciens en charge Roland Sabot et Jérôme Bucalossi.

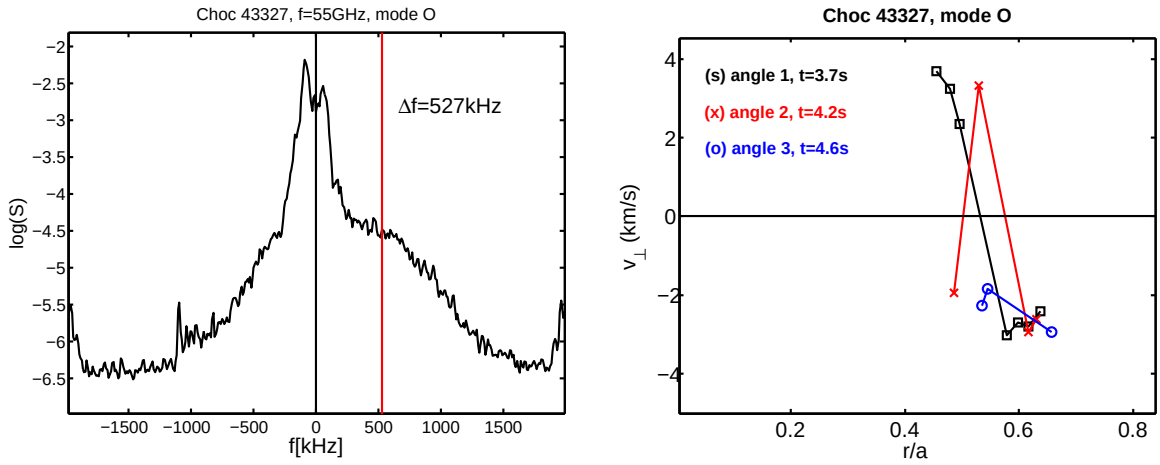



FIG. 7.1: *A gauche, l'un des premiers spectres avec $v_\perp > 0$ (choc 43327, recherche du mode H). A droite, profils radiaux de $v_\perp$ observés lors de ce choc.*

Doppler et standard, ainsi que l'ECE), de tester l'influence de $B_0$ et d'accroître la statistique des points de mesure. Quelques chocs complémentaires ont également été effectués en février 2010.

Un exemple de scenario est montré à la figure 7.2, en même temps que la frontière extérieure du plasma. Dans la plupart des chocs (lorsque rien n'est précisé dans la colonne commentaire du tableau 7.1), une rampe de courant est effectuée, dont la valeur finale permet d'atteindre un facteur de sécurité $q_a$ au bord inférieur à 3 : nous verrons en effet que le phénomène étudié est très sensible à la valeur de $q_a$. La triangularité $\tau$ et d'ellipticité $\epsilon$ de l'ensemble des chocs sont voisines de $\tau = 12$ cm et $\epsilon = 9$ cm, à l'exception des chocs 43961 et 45015, circulaires. La densité linéique n'était pas toujours bien contrôlée lors de ces chocs, et tendait à augmenter légèrement malgré le fait qu'elle était programmée fixe (cf. tableau 7.1).

## 7.2 Observations : caractérisation de l'inversion de vitesse perpendiculaire

Dans cette section, les observations effectuées par la réflectométrie Doppler au cours des décharges du tableau 7.1 vont être présentées plus en détail. Après quelques considérations sur

| | $B_0(R_0)$ (T) | $n_l^{(4)} \times 10^{19} m^{-2}$ | $I_p(kA)$ | $q_a$ | Commentaires |
|---|---|---|---|---|---|
| Nov. 2008 | | | | | |
| 43409 | 1.92 | 3.3 - 3.6 | 600 - 715 | 3.8 - 3.05 | |
| 43410 | 1.92 | 3.3 - 3.6 | 600 - 745 | 3.8 - 2.92 | |
| 43411 | 1.92 | 3.4 - 3.6 | 695 | 3.6 - 3.15 | variation ellipticité |
| 43412 | 1.92 | 3.4 - 3.6 | 700 | 3.2 - 3.05 | variation triangularité |
| 43413 | 1.90 | 3.3 - 3.6 | 600 - 745 | 3.6 - 2.80 | |
| Nov. 2009 | | | | | |
| 43950 | 1.93 | 3.0 - 3.4 | 600 - 745 | 3.6 - 2.85 | |
| 43951 | 1.93 | 3.3 - 3.7 | 600 - 765 | 3.6 - 2.75 | |
| 43952 | 1.93 | 3.3 - 3.9 | 700 | 3.03 - 2.98 | rampe densité |
| 43953 | 2.33 | 4.1 - 4.7 | 740 - 910 | 3.6 - 2.8 | |
| 43957 | 2.17 | 3.8 - 4.1 | 680 - 860 | 3.6 - 2.8 | |
| 43958 | 2.02 | 3.5 - 3.7 | 640 - 815 | 3.6 - 2.7 | |
| 43959 | 2.02 | 3.4 - 4.1 | 820 | 2.8 - 2.7 | rampe densité |
| 43960 | 1.97 | 3.5 - 3.8 | 620 - 805 | 3.6 - 2.7 | |
| 43961 | 1.97 | 3.5 - 3.9 | 620 - 805 | 4 - 3.1 | plasma circulaire |
| 43963 | 1.87 | 3.7 - 3.8 | 590 - 815 | 3.4 - 2.4 | $R_0 = 2.50$m |
| Fev. 2010 | | | | | |
| 45012 | 2.62 | 4.5 | 830-1020 | 3.7-2.8 | Mesures ECE |
| 45014 | 2.62 | 4.5 | 830-1020 | 3.7-2.8 | Mesures ECE |
| 45015 | 1.91 | 4-5.7 | 615-845 | 3.9-2.9 | plasma circulaire |

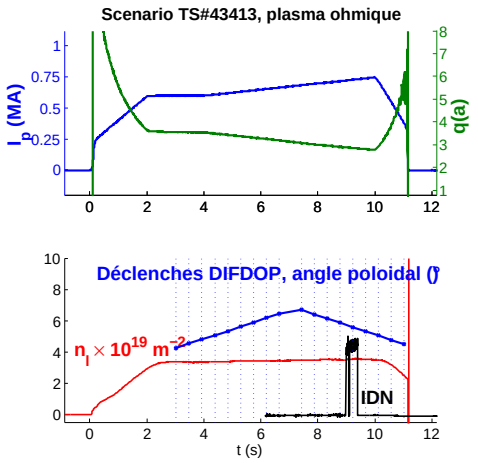
TAB. 7.1: *Décharges et plage de variation des principaux paramètres (début-fin de choc). La densité linéique intégrée $n_l$ est mesurée sur la ligne de visée centrale n°4 (cf. figure 3.3).*

l'incertitude des mesures Doppler pour ces chocs, nous discutons de l'influence des différents paramètres ($q_a$, $n_e$, forme du plasma, et champ magnétique $B_0$) sur l'inversion de $E_r$ .

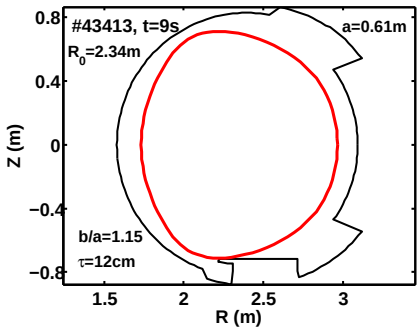
### 7.2.1 Mesures Doppler et incertitudes

Dans ces séries de décharges, les acquisitions Doppler sont effectuées en mode O (50-75GHz) et en mode X (75-110GHz). Aux valeurs du champ magnétique considérées, ces deux polarisations sondent la même zone du plasma : typiquement $0.5 \lesssim r/a \lesssim 0.8$, mais cela dépend de la densité et de $B_0$. Au niveau de l'inversion de $v_\perp$, l'échelle des fluctuations observées est de l'ordre de 0.1cm ($k_\perp \sim 10 - 15$ cm$^{-1}$).

Nous signalons tout d'abord certaines difficultés liées aux mesures par réflectométrie Doppler dans les conditions plasma de l'étude. Notamment, à cause de la difficulté d'extraire la valeur de la vitesse perpendiculaire à partir des spectres pour ces décharges, les mesures Doppler dans ce chapitre seront principalement présentées sous forme de spectrogrammes (au lieu de profils radiaux de $v_\perp$), qui sont suffisants pour mettre en évidence un changement




(a) *Choc 43413, scenario : $I_p$, $q_a$, $n_l$, et temps des mesures CXRS et DIFDOP.*



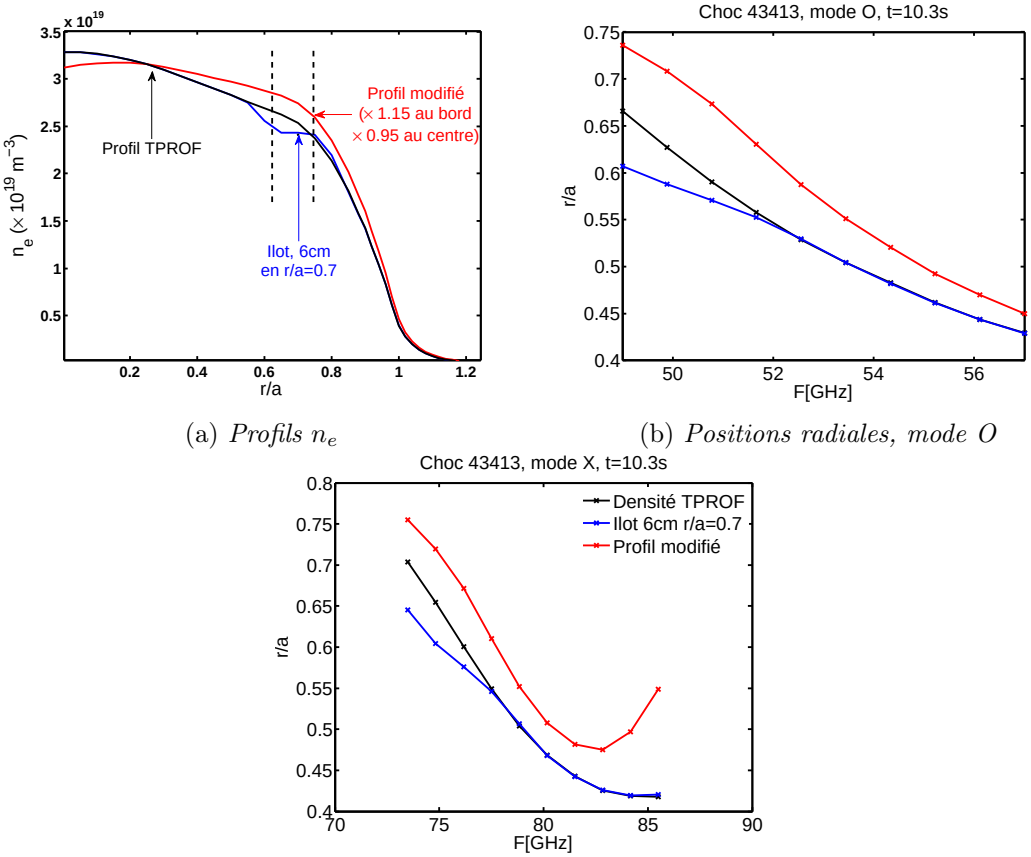

(b) *Choc 43413, forme du plasma*

FIG. 7.2: *Choc 43413 : scenario (avec temps des mesures DIFDOP en pointillés bleu) et forme du plasma.*

de signe du champ électrique radial.

1. **profil de densité** : il est reconstruit à partir des mesures de densité intégrées sur une ligne de visée (interférométrie) et des mesures de densité centrale (Thomson), et n'est donc pas connu avec précision. Sa reconstruction ne permet pas de déterminer les perturbations locales de la densité, en particulier en présence de larges ilots magnétiques (nous verrons à la section 7.3 que ceci est le cas pour ces chocs). Ces erreurs dans la détermination de la densité locale causent une incertitude dans l'estimation de la localisation des mesures et dans le calcul du $k_\perp$ de la réflectométrie Doppler, calculées à partir du tracé de faisceau (section 4.3.1). Cette incertitude est estimée dans l'exemple présenté à la figure 7.3, où le profil de $n_e$ déterminé par TPROF (en noir) est modifié artificiellement, d'une part pour simuler un ilot de 6 cm centré en $r/a = 0.7$ (en bleu), d'autre part pour évaluer l'effet d'une erreur dans la reconstruction du profil de $n_e$ au bord du plasma (rouge). Dans le cas considéré, l'erreur $\Delta r/a$ associée à une surestimation de 15% de la densité dans la partie extérieure du plasma varie entre 0.05 et 0.08 en mode O, et reste de l'ordre de 0.05 en mode X. Ceci donne une estimation de l'erreur en $r/a$ en fonction de l'erreur dans la détermination de la densité : $\Delta r/a \sim 0.5\Delta n_e/n_e$. L'erreur induite par la présence d'un ilot de $\Delta r/a = 0.1$ est de l'ordre de la demi-largeur de l'ilot en mode O, elle est légèrement plus faible en mode X.

2. **calcul du rayon normalisé, approximation de l'équilibre** : le tracé de rayon est basé sur un approximation de l'équilibre du plasma. La méthode employée est décrite à la section 3.3 (chapitre 3), et repose sur l'hypothèse d'un profil de décentrement de




(a) *Profils $n_e$* (b) *Positions radiales, mode O*

(c) *Positions radiales, mode X*

FIG. 7.3: *Evaluation de l'erreur dûe à la mauvaise connaissance du profil exact de $n_e$ lors du calcul de la localisation des mesures Doppler par tracé de rayon. Le profil initial (sous-figure a) est varié pour simuler la présence d'un ilot centré en $r/a = 0.7$ (bleu) ou pour simuler une erreur dans la reconstruction (rouge) $n_e^{modifié}/n_e^{initial} = 0.95 + (1.15 - 0.95) \times r/a$. Profils de densité utilisés et $r/a$ correspondants aux différents paliers de fréquence en mode O (sous-figure b) et en mode X (sous-figure c).*

Shafranov parabolique et de surfaces magnétiques elliptiques (et de même ellipticité que la DSMF). La triangularité du plasma n'est pas prise en compte. Ces approximations peuvent causer des erreurs lors des changements de coordonnées $(R, Z) \leftrightarrow r/a$, qui interviennent à différents endroits de l'étude (notamment lors de tracé de faisceau, ou de comparaisons de mesures issues de différents diagnostics). La plupart des mesures étant effectuées au voisinage du plan médian, l'erreur dûe à la non-prise en compte de la triangularité (relativement faible) reste petite.

3. **détection de la composante Doppler** : dans la série de spectres étudiés, la composante Doppler des spectres possède un intensité relativement faible en comparaison avec la composante centrée sur $f = 0$ (voir l'exemple de spectre à la figure 7.1). Ceci est en partie dû aux densités relativement faibles utilisées ($n_l \sim 3 - 4.5 \times 10^{19} m^{-2}$),

d'autre part au fait que certaines mesures sont effectuées très à l'intérieur du plasma ($r/a \sim 0.5 - 0.8$). La composante Doppler est par conséquent en général difficile à séparer de la composante centrale parasite ce qui rend la détermination de la vitesse perpendiculaire délicate sur certains points. Ceci a motivé la mise en place de la méthode présentée au chapitre 4 (section 4.3.2), qui consiste à décomposer un spectre en parties paires et impaires, et permet de filtrer la composante $f = 0$. Pour rappel, la partie "asymétrique" du spectre est définie par :

$$S^{asym.} \equiv \frac{S^- + |S^-|}{2} \qquad \text{avec} \qquad S^-(f) = \frac{S(f) - S(-f)}{2} \tag{7.1}$$

Nous utiliserons souvent par la suite la partie asymétrique calculée à partir du spectre en logarithme (notée $S_{log}^{asym}$). Comme mentionné au §4.3.2, utiliser le spectre en logarithme ne permet pas une détermination précise de la fréquence de décalage Doppler (et donc de $v_\perp$ et $E_r$). Toutefois, dans cette étude nous sommes plus intéressés par la détection de l'inversion de la vitesse perpendiculaire que par la connaissance de sa valeur exacte. L'évolution de la vitesse perpendiculaire sera parfois représentée sous forme de spectrogrammes comportant en abscisse le rayon de mesure et en ordonnée la fréquence de décalage Doppler, convertie en vitesse pependiculaire en divisant $\Delta\omega$ par $k_\perp$ (étant donné que $\Delta\omega = k_\perp v_\perp$). La partie asymétrique du spectre en logarithme est alors représentée par un code couleur.

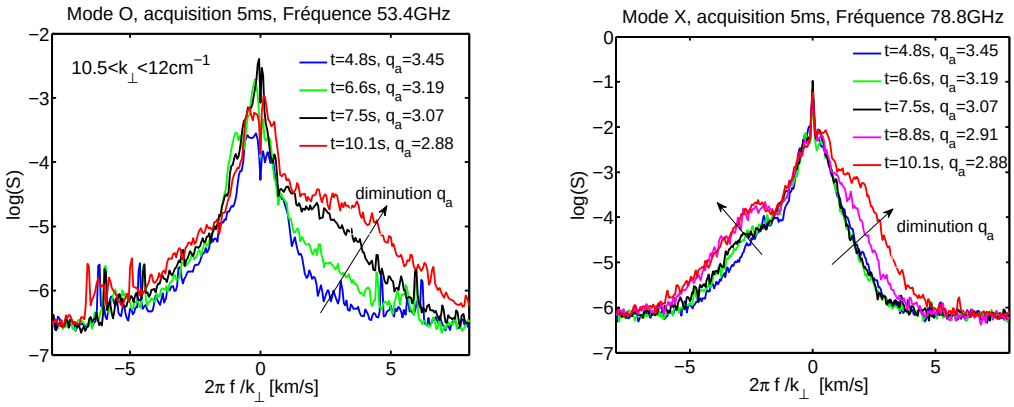
### 7.2.2 Sensibilité de l'inversion de $E_r$ aux paramètres plasma

Afin de caractériser ce phénomène, nous nous intéressons à ici l'influence sur l'inversion du champ électrique radial de plusieurs paramètres : le facteur de sécurité au bord $q_a$, la densité, le champ magnétique et la forme du plasma.

#### 7.2.2.1 Influence du facteur de sécurité au bord

Parmi les facteurs dont dépend l'inversion du champ électrique radial, le facteur de sécurité au bord $q_a$ est l'un de ceux dont l'effet est le plus visible. En effet, lors des chocs avec une rampe descendante de $q_a$ (43410, 43413, 43951, effectués avec un champ magnétique $B_0 = 1.9$ T), la composante $v_\perp > 0$ apparait progressivement sur les spectres en mode O et X lorsque $q_a$ diminue.

Considérons la figure 7.4, qui montre cet effet dans le cas du choc 43413 (scenario à la figure 7.2), durant lequel $q_a$ est abaissé de 3.6 à 2.8. Les spectres obtenus à différents



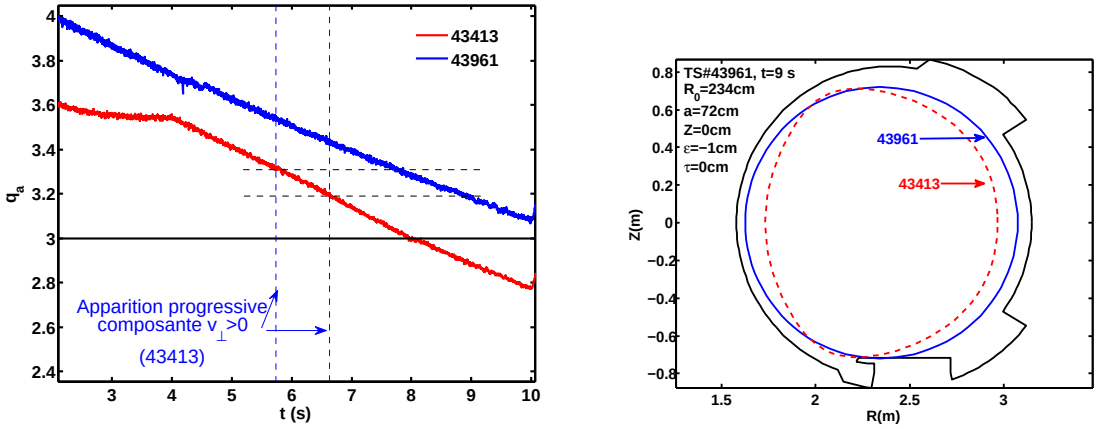

(a) *Evolution spectres en mode O, 53.4 GHz.* (b) *Evolution spectres en mode X, 78.8GHz.*

FIG. 7.4: *Superposition des spectres en mode O (gauche) et X (droite) à différents instants de la rampe de courant lors du choc 43413. Mesures situées dans la zone* $r/a \sim 0.5 - 0.6$ *(la position varie légèrement au cours du temps).*

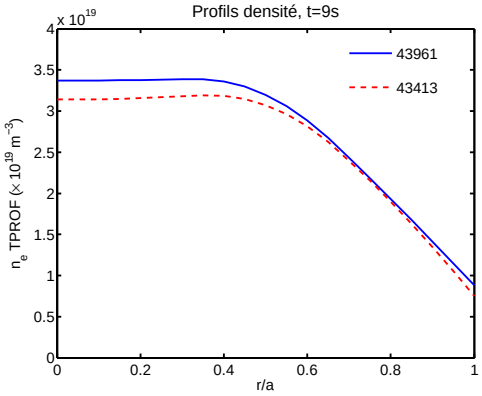
instants du choc, à la position radiale de l'inversion[2], sont superposés. L'abscisse des figures est convertie d'une fréquence $f$ à une vitesse perpendiculaire en multipliant $f$ par $2\pi/k_\perp$. Les mesures Doppler sont effectuées en différents instants de ce choc (18 en tout), et à chaque instant d'acquisition une série de $2\times10$ paliers de fréquences permettent de sonder différentes positions radiales à la fois en mode O et en mode X. L'apparition progressive de la composante $v_\perp > 0$ est visible sur un ou deux paliers de fréquence en mode O (dont $F = 53.4$GHz, sur la figure), ainsi qu'en mode X. La composante centrée sur $f = 0$ est visible à tout instant du choc. D'importantes différences entre le mode O et le mode X peuvent être notées : la vitesse perpendiculaire associée à cette composante est de l'ordre de $2 - 3$km/s en mode O, contre environ 1 km/s en mode X. Ce point est discuté plus en détail dans l'annexe E ; où il sera conclu que les mesures en mode O sont plus adaptées si l'inversion apparait au voisinage d'un ilot magnétique (où le gradient de densité peut devenir localement nul, voire légèrement positif).

[2]Plus précisément, ces spectres sont tous acquis à la même fréquence sonde 53.4GHz, pour laquelle l'inversion apparait. La position radiale associée varie légèrement avec la densité au cours du choc, donc les spectres superposés ne correspondent pas exactement à la même position radiale mais sont voisins.

#### 7.2.2.2 Comparaison avec un choc à plasma circulaire, sans inversion de $E_r$




(a) *Facteur de sécurité au bord, chocs 43413 et 43961.* (b) *Frontière du plasma choc 43961 (et 43413).*




(c) *Profils $n_e$ (TPROF, interférométrie et Thomson).*

FIG. 7.5: *Chocs 43961 et 43413 : frontière plasma, $q_a$ et profils densité à $t = 9s$.*

Les mesures de vitesse perpendiculaire effectuées lors du choc 43413 (paragraphe précédent) sont ici comparées à celles d'un choc effectué dans des conditions plasma voisines (43961, section circulaire), mais pour lequel aucune inversion du champ électrique radial n'est observée. Ceci permet de mettre en relief l'observation de l'inversion de $E_r$ par la réflectométrie Doppler.

Le choc 43961 est effectué avec un plasma circulaire, une rampe descendante de facteur de sécurité jusqu'à $q_a = 3.1$ (contre 2.8 pour le choc 43413, figure 7.5) et un champ magnétique valant $B_0 = 1.97\,\mathrm{T}$(contre 1.90 T) en $R_0 = 2.35\mathrm{m}$. Aucune inversion de vitesse perpendiculaire n'est observée lors de cette décharge, qui peut donc être utilisée comme référence. Les

profils de densité reconstruits par TPROF à partir de l'interférométrie/diffusion Thomson (figure 7.5c), montrent que la densité centrale est plus élevée pour le choc 43413, mais que les densités sont comparables pour $r/a > 0.5$. Les mesures Doppler peuvent être comparées à celles du choc 43413, et nous décrivons l'allure des spectrogrammes ($r/a$, $v_\perp$, $S_{log}^{asym.}$) obtenus lors de ces deux chocs et leurs différences qualitatives, en mode O et en mode X (où $S_{log}^{asym.}$ est la partie symétrique extraite à partir du spectre logarithmique) :

*Mode O-* dans la figure 7.6, les spectrogrammes représentent ($r/a$, $v_\perp$, $S_{log}^{asym.}$) à différents instants des chocs 43413 (colonne de gauche) et 43961 (colonne de droite). Pour le choc 43413, les temps choisis correspondent au début du choc ($t = 4.4s$, en haut) alors que l'inversion $v_\perp$n'est pas observée, puis $t = 5.7s$ (au milieu) lorsque les premiers signes de son apparition deviennent décelables, et enfin $t = 9.7s$ (en bas) lorsque celle-ci est bien établie. L'inversion est alors visible dans la partie $v_\perp \sim 2 - 6$ km/s, $r/a \sim 0.5$ du spectrogramme. La zone accessible pour les mesures change au cours du temps, en raison des variations de la densité et de l'angle poloïdal de lancement de l'onde incidente (cf figure 7.2, en bas). A noter aussi, entre $t = 4.4s$ et $t = 5.7s$, une évolution est également observable dans la zone située près de l'inversion ($r/a \sim 0.6$), dans laquelle la vitesse perpendiculaire est négative : celle-ci se rapproche de zero juste avant et pendant l'inversion de $v_\perp$. Enfin, aux rayons inférieurs à ceux de l'inversion $r/a < 0.5$, la vitesse perpendiculaire reste négative ; la composante Doppler des spectres correspondant est faible en amplitude, mais la partie asymétrie du spectre est située dans la zone $v_\perp < 0$. L'effet décrit ici pour le choc 43413 est qualitativement le même au cours des chocs où l'inversion est bien observée en mode O à $B_0 = 1.9$T. Le rayon normalisé de l'inversion $v_\perp$ peut légèrement varier ; il est en général compris entre $r/a = 0.5$ et 0.6. En comparaison, les spectrogrammes ($r/a$, $v_\perp$, $S_{log}^{asym.}$) du choc 43961 montrent une faible évolution de $v_\perp$ entre les différents instants du choc. En mode O, les mesures ne s'étendent pas jusqu'à $r/a \simeq 0.5$ pour cette décharge, zone de l'observation de l'inversion pour le choc 43413.

*Mode X-* les spectrogrammes obtenus en mode X au cours des mêmes chocs 43413 et 43961 sont présentés à la figure 7.7. L'inversion de vitesse perpendiculaire n'est pas observée de la même façon qu'en mode O. Sur le choc 43413, de légers signes d'inversion sont observés, avec une partie asymétrique du spectre présentant une composante $v_\perp > 0$ décalée de 1km/s environ (voir également figure 7.4b). Cette observation est plus "diffuse", et semble être vue sur 2 ou 3 paliers de fréquences recouvrant une large zone radiale (d'étendue $\Delta r/a \sim 0.07$ en fin de choc). Le décalage Doppler de 1km/s (converti en $v_\perp$) est beaucoup plus faible qu'en mode O ($2 - 4$ km/s). Dans le cas du choc 43961, de légères composantes du spectre dans le demi-plan $v_\perp > 0$ semblent apparaître, mais sont beaucoup moins marquées.

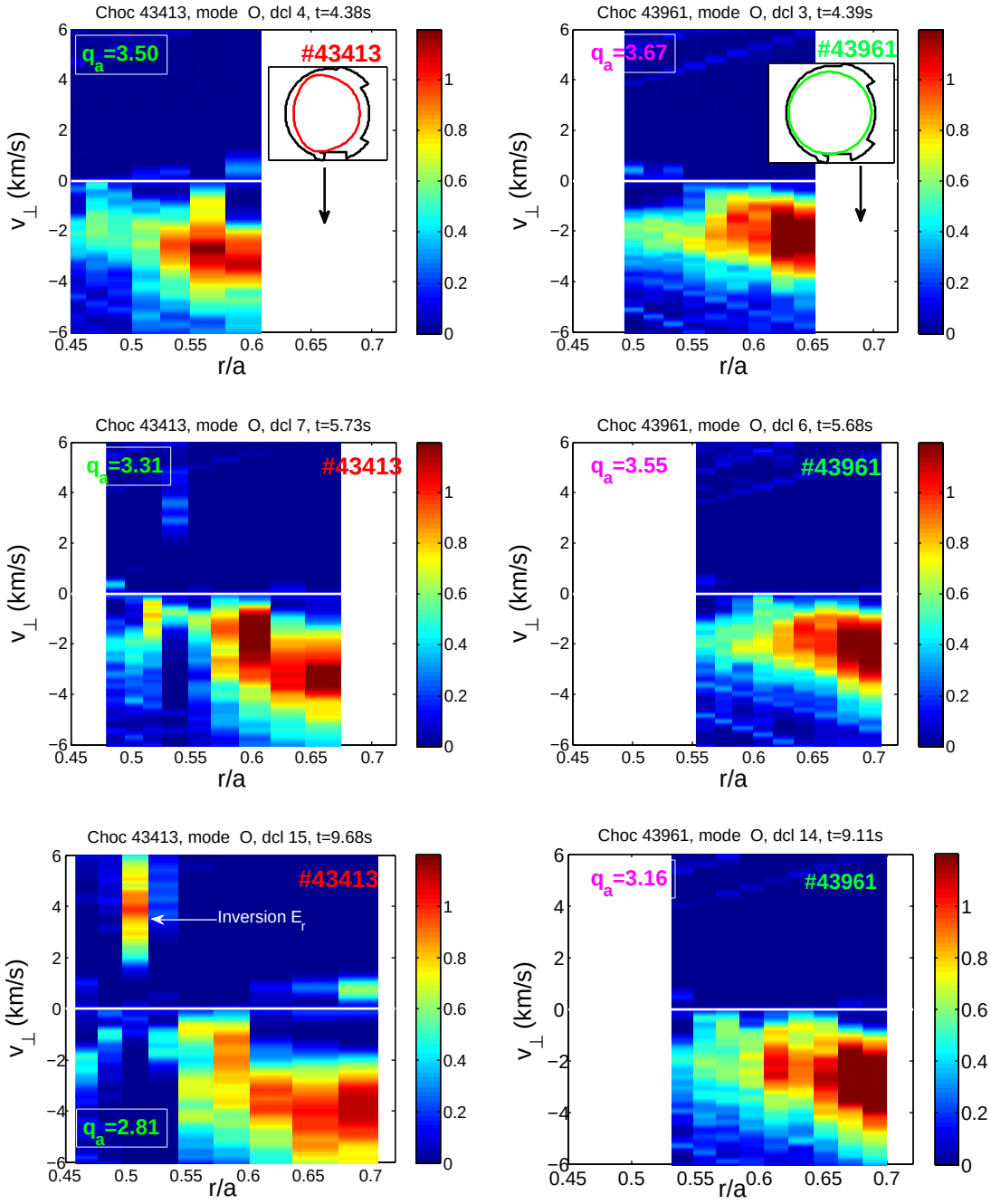



FIG. 7.6: *Mode O : évolution des spectrogrammes, représentant* $(r/a,\ v_\perp,\ S_{log}^{asym.})$ *à différents temps des chocs 43413 et 43961. Pour le 43413 : avant l'inversion* ($t = 4.4s$, $q_a = 3.5$), *autour du temps d'apparition* ($t = 5.7s$, $q_a = 3.3$), *et à la fin du choc lorsque l'inversion* $v_\perp$ *est bien établie* ($t = 9.7s$, $q_a = 2.8$, *visible autour de* $r/a = 0.5$, $v_\perp = +4$ *km/s sur la sous-figure correspondante, en bas à gauche). L'échelle de couleur est identique pour tous les spectrogrammes* $(r/a,\ v_\perp,\ S_{log}^{asym.})$ *présentés dans ce chapitre.*

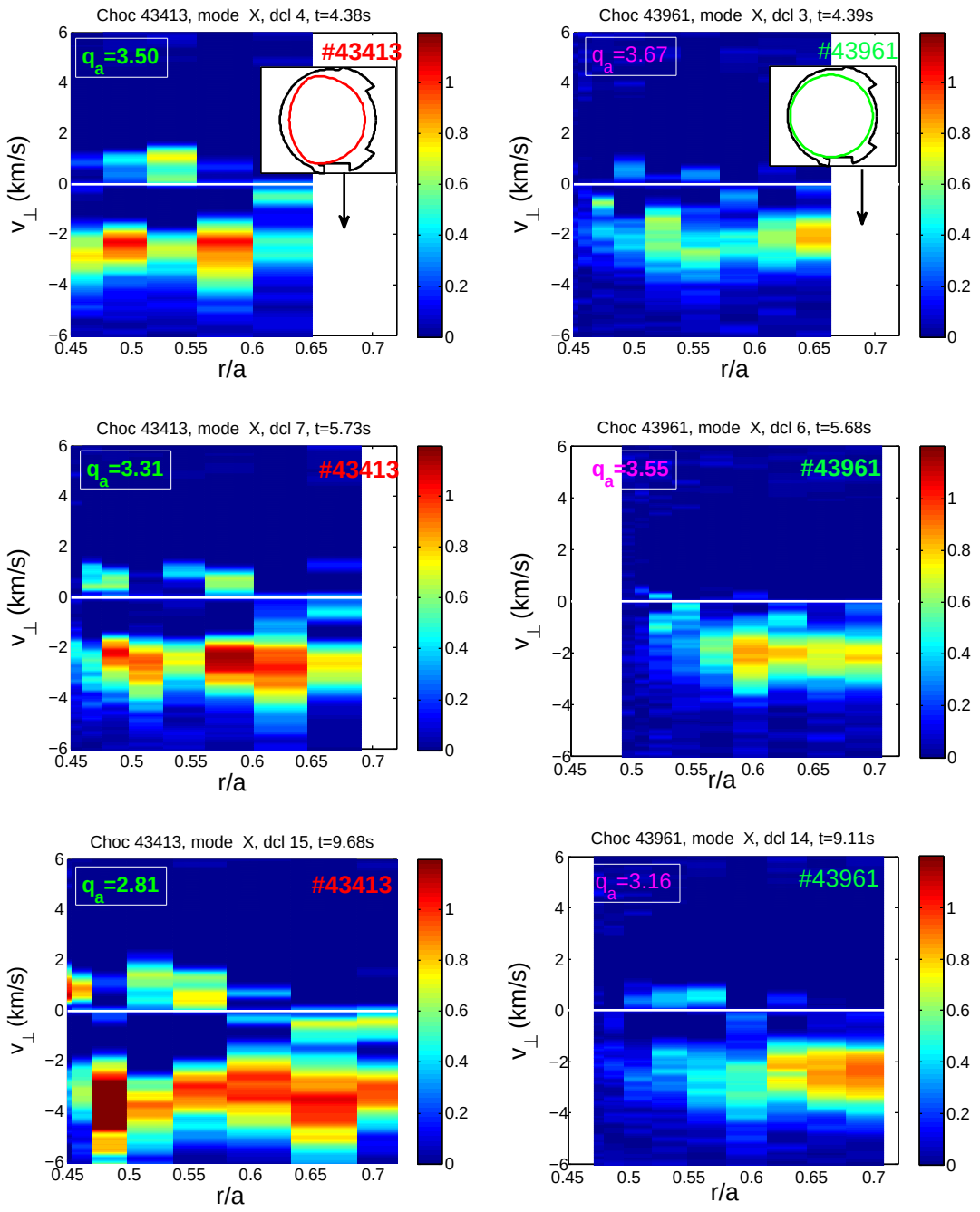
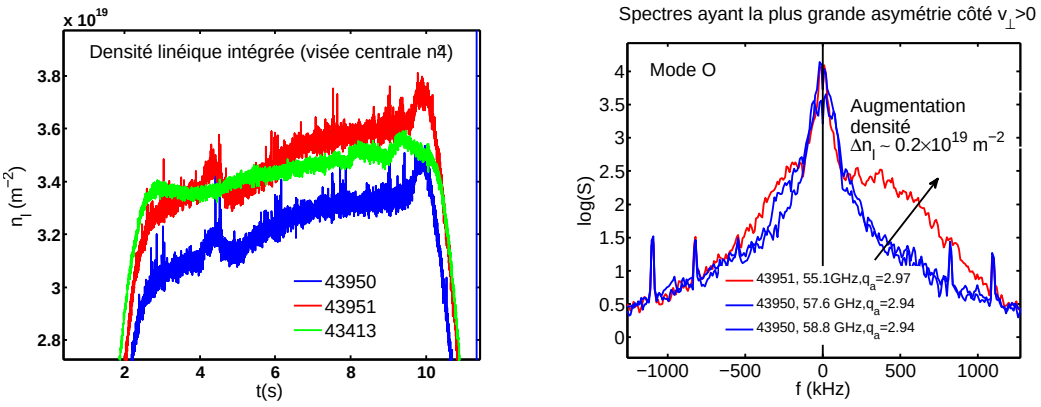



FIG. 7.7: *Mode X : évolution des spectrogrammes* $(r/a, v_\perp, S_{log}^{asym.})$ *à différents temps des chocs 43413 et 43961. Pour le 43413 : avant l'inversion* ($t = 4.4s$, $q_a = 3.5$), *autour du temps d'apparition* ($t = 5.7s$, $q_a = 3.3$), *et à la fin du choc lorsque l'inversion* $v_\perp$ *est bien établie* ($t = 9.2s$, $q_a = 2.85$).

#### 7.2.2.3 Influence de la densité




(a) *Densité linéique (corde 4).* (b) *Composante $v_\perp > 0$*

FIG. 7.8: *Influence de $n_e$ : comparaison des chocs 43950 et 43951, évolutions de $n_l$ et spectre où la composante Doppler $v_\perp > 0$ est la mieux observée pour chacun de ces chocs.*

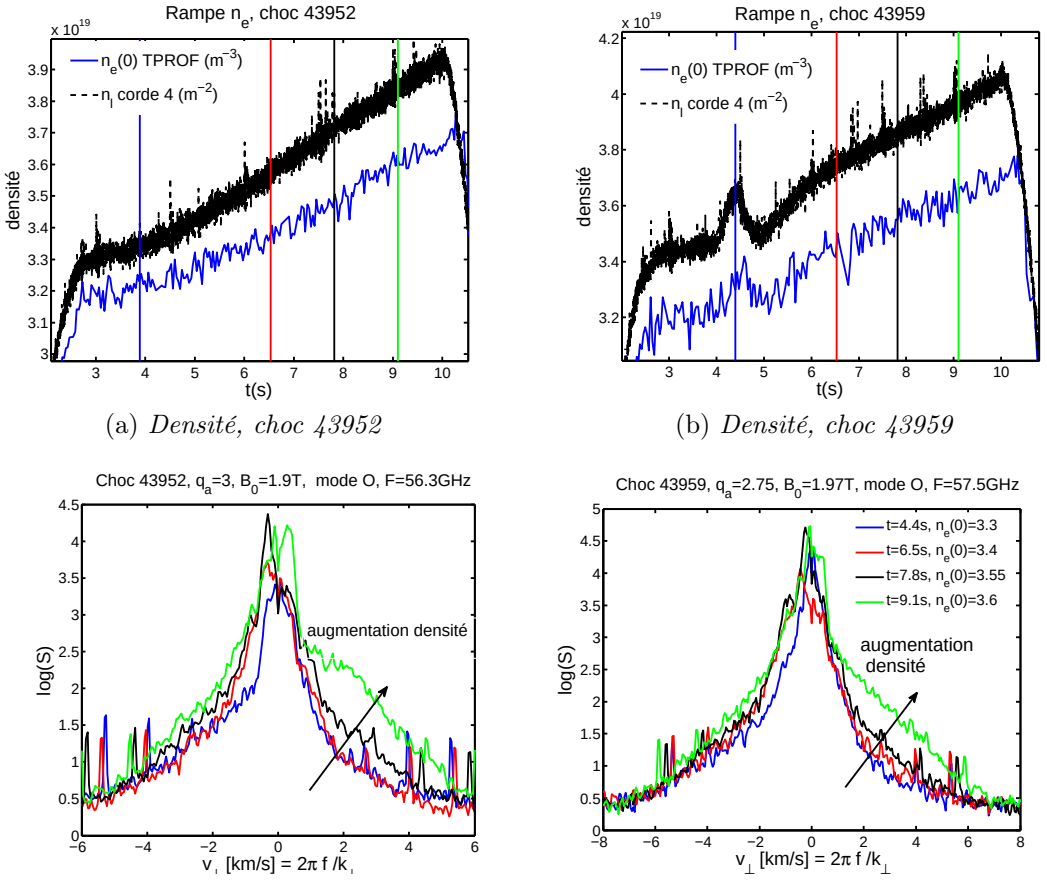
L'inversion du champ électrique radial observée dépend également de la densité du plasma. Nous considérons dans ce paragraphe plusieurs illustrations de cet effet.

La première vient de la comparaison entre deux chocs quasi-identiques, le 43950 et le 43951. La densité du choc 43951 est légèrement supérieure à celle du choc 43950 : ceci est montré sur la figure 7.8a représentant les densités linéiques intégrées sur la corde verticale n°4 traversant le centre du plasma. L'écart entre les $n_l$ vaut environ $\Delta n_l \sim 0.2 \times 10^{19} m^{-2}$. Ces deux chocs sont effectués au même champ magnétique au centre du plasma $B_0 = 1.93$ T, et possèdent des sections du plasma superposables à celles du choc 43413 (figure 7.2b). Le facteur de sécurité au bord est abaissé jusqu'à $q_a = 2.85$ (choc 43950) ou $q_a = 2.75$ (choc 43951). Par ailleurs, le choc 43951 est très similaire au choc 43413 hormis le champ magnétique légèrement supérieur (1.93 T contre 1.90 T).

Sur le choc 43951, l'inversion de $E_r$ est observée, de façon similaire au choc 43413. En revanche elle n'est pas ou quasiment pas détectée sur le choc 43950, à plus faible densité. Ceci est montré à la figure 7.8b, qui superpose pour chacun de ces chocs le spectre en mode O (parmi l'ensemble des mesures disponibles) pour lequel l'énergie du côté $v_\perp > 0$ est la plus élevée. Le facteur de sécurité est le même ($\simeq 2.95$) aux instants des spectres de la figure. La non-observation de l'inversion de $v_\perp$ lors de la décharge 43950 est ainsi due à la valeur moins élevée de la densité électronique : ceci suggère l'existence d'un seuil en densité pour l'inversion de $v_\perp$.

Deux autres chocs (43952 et 43959), au cours desquels une rampe de densité est effectuée à courant plasma constant, montrent l'influence de $n_e$. Le facteur de sécurité au bord y subit

des variations relativement faibles : $q_a$ : 3.03 $\rightarrow$ 2.98 sur le choc 43952, $q_a$ : 2.80 $\rightarrow$ 2.70 sur le choc 43959. La densité intégrée sur la ligne de visée centrale (n°4) est significativement augmentée au cours de ces décharges, dans les plages suivantes : choc 43952, $n_l$ $[10^{19}m^{-2}]$ : 3.3 $\rightarrow$ 3.9 ; et choc 43959, $n_l$ $[10^{19}m^{-2}]$ : 3.4 $\rightarrow$ 4.1. Notons que dans les deux cas, les valeurs cibles programmées étaient plus élevées mais n'avaient pas été atteintes. Enfin le champ magnétique au centre de la DSMF vaut $B_0 = 1.93$ T pour le choc 43952 et 2.02 T pour le choc 43959.




(a) *Densité, choc 43952* (b) *Densité, choc 43959*

(c) *Evolution spectres mode O, choc 43952.* (d) *Evolution spectres mode O, choc 43959.*

FIG. 7.9: *Evolution des spectres en mode O à différents instants lors des rampes de densités lors des chocs 43952 et 43959. Les fréquences considérées (56.3GHz pour le choc 43952, 57.5GHz pour le choc 43959) sont celles où l'inversion de $v_\perp$ est la plus visible.*

Sur la figure 7.9, différents spectres (en mode O) sont superposés, qui correspondent au palier de fréquence pour lequel l'inversion de $v_\perp$ est la mieux observée (celle-ci est visible sur deux paliers de fréquences lors du choc 43952). Une apparition progressive au cours de

la rampe de densité est visible et confirme l'influence de la densité. Dans les deux cas, la composante $v_\perp > 0$ semble apparaitre lorsque $n_e(0) \sim 3.5 - 3.6 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$.

Il est également notable sur la figure que la composante $v_\perp > 0$ est moins marquée pour le choc 43959. Or l'une des principales différences entre ces chocs vient du champ magnétique plus élevé ($B_0 = 2.02$ T) lors du choc 43959. Le facteur de sécurité est également plus faible ($\sim 2.75$ contre 3).

Ainsi nous concluons de ces observations que dans les conditions plasmas considérés ici l'inversion du champ électrique radial est favorisée par une augmentation de la densité.

#### 7.2.2.4 Influence du champ magnétique

L'effet du champ magnétique est montré par la comparaison des chocs 43413 ($B_0 = 1.90$ T), 43960 ($B_0 = 1.97$ T) et 43958 ($B_0 = 2.02$T). La densité est plus élevée sur les chocs 43960 et 43958 où $B_0$ est plus intense (figure 7.10a) : nous avons vu que cet effet tend à favoriser l'inversion de la vitesse perpendiculaire. Or au contraire, l'inversion est difficilement visible sur ces chocs. Ceci est montré à la figure 7.10 : celle-ci compare les spectres Doppler (mode O) pour lesquels la composante $v_\perp > 0$ possède la plus grande énergie, pour chacun de ces chocs. Ces spectres correspondent à la position radiale de l'inversion (lorsqu'elle existe), et sont obtenus en général en fin de rampe descendante de $q_a$. Comme visible sur la figure, une diminution du champ magnétique apparait ainsi être un facteur favorable à l'inversion du champ électrique radial.

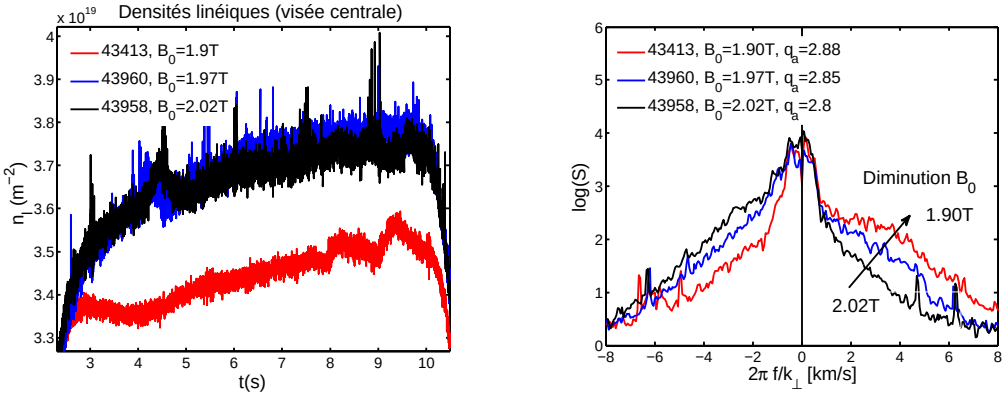



FIG. 7.10: *A gauche, densités linéiques intégrées sur la ligne de visée n°4. A droite, comparaison des spectres Doppler mode O pour lesquels l'énergie du côté $v_\perp > 0$ est maximale, sur les chocs 43413 ($B_0 = 1.90$ T), 43960 ($B_0 = 1.97$ T), et 43958 ($B_0 = 2.02$ T) .*

Sur les chocs à plus fort champ magnétique (2.15 T, 2.30 T), l'inversion de $v_\perp$ n'est pas détectable en mode O. Cependant, il existe toujours en mode X des paliers de fréquence pour lesquels l'évolution lors de la rampe descendante de $q_a$ est semblable à celle du choc 43413 (montrée à la figure 7.4b). La question de la différence entre observations mode O et mode X est discutée dans l'annexe E, où il apparait que le mode O est mieux adapté pour mesurer $v_\perp$ dans les conditions considérées. Le comportement des observations en mode X reste toutefois à éclaircir.

En résumé, pour les chocs étudiés, une diminution du champ magnétique favorise l'observation de l'inversion de $E_r$.

#### 7.2.2.5 Influence de la forme du plasma : ellipticité et triangularité

Une influence favorable de la triangularité et l'ellipticité sur l'inversion est également probable, mais les chocs réalisés avec plasmas circulaires (43961 et 45015) ne permettent pas de conclure avec certitude. Sur le choc 43961 (présenté §7.2.2.2), le champ magnétique de 1.97 T est moins favorable à l'inversion que 1.9 T. Aucune inversion de $E_r$ n'est observée pour ce choc, mais ceci pourrait être aussi dû au champ magnétique, ou au facteur de sécurité (ou éventuellement à une combinaison de ces effets). Pour le choc 45015, $B_0 = 1.90$T et $q_a > 2.9$ (conditions de l'inversion), mais la densité est très élevée ($n_l < 5.9 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-2}$) et la zone de mesure trop décalée vers l'extérieur du plasma pour qu'une éventuelle inversion vers $r/a \sim 0.5 - 0.6$ soit détectée. Aucune mesure au cours de ces chocs ne suggère la présence d'une telle inversion, même faiblement marquée (comme par exemple pour le choc 43950) : ceci nous amène à la conclusion qu'un effet de la forme du plasma est probable mais doit être confirmé par des mesures supplémentaires.

### 7.2.3 Récapitulatif

Pour résumer, les chocs effectués ont permis de tester l'effet de différents paramètres sur l'inversion de vitesse perpendiculaire : champ magnétique $B_0$, facteur de sécurité au bord $q_a$, densité linéique intégrée $n_l$, et ellipticité $\epsilon$/triangularité $\tau$. Le tableau 7.2 présente les valeurs de ces paramètres lors du choc 43413, ainsi que leur influence sur l'inversion de $E_r$.

Les valeurs locales des principaux paramètres du plasma ($T_e$, $T_i$, $n_e$, $q$) et des échelles de longueur/temps caractéristiques au voisinage de l'inversion de $v_\perp$ lors du choc 43413 ($r/a = 0.55$) sont également données dans le tableau 7.3.

| Paramètre | Effet sur l'inversion $E_r$ | Valeurs #43413 |
|---|---|---|
| $q_a$ | $q_a \searrow \Rightarrow$ inversion $E_r$ | $2.8 - 3.1$ |
| $B_0$ | $B_0 \searrow \Rightarrow$ inversion $E_r$ | 1.90 T |
| $n_l$ | $n_l \nearrow \Rightarrow$ inversion $E_r$ | $3.5 \times 10^{19}$ m$^{-2}$ |
| $\tau, \epsilon$ | $\tau, \epsilon \nearrow \Rightarrow$ inversion $E_r(?)$ | $\simeq$ 12 cm, 9 cm |

TAB. 7.2: *Résumé de l'effet observé de $q_a$, $B_0$, de la densité $n_l$ (linéique, intégrée sur la visée centrale n°4) et de la forme du plasma (triangularité $\tau$, ellipticité $\epsilon$, définies au chapitre 3 par la relation 3.2 et exprimées en cm) sur l'inversion de la vitesse perpendiculaire.*

| | |
|---|---|
| $T_i\ (eV)$ | 520 |
| $T_e\ (eV)$ | 670 |
| $n_e(\times 10^{19} m^{-3})$ | 2.8 |
| $B\,(T)$ | 1.65 |
| $q$ | $\simeq 1.5$ |
| $E_r\,(kV/m) < 0$ | $-2.8$ |
| $E_r\,(kV/m) > 0$ | $+3.7$ |

(a) *Paramètres locaux*

| | |
|---|---|
| $\nu_i^{th}$ | $1.4\ kHz$ |
| $\nu_e^{th}$ | $80\ kHz$ |
| $\omega_{bi} = \sqrt{\epsilon} V_{th}^i / qR$ | $13\ kHz$ |
| $\nu_{eff} \simeq \nu_i^{th} / \delta$ | $160\ kHz$ |
| $\omega_E = \lvert E_r(<0)/rB \rvert$ | $5\ kHz$ |
| $\rho_{\theta i} = m V_{th}^i / eB_\theta$ | $7\,mm$ |
| $\rho_{\theta e} = m V_{th}^e / eB_\theta$ | $0.1\,mm$ |

(b) *Echelles de temps et longueurs caractéristiques*

TAB. 7.3: *Valeurs des grandeurs locales au voisinage de l'inversion de $E_r$, à la fin du choc 43413 ($r/a = 0.55$).*

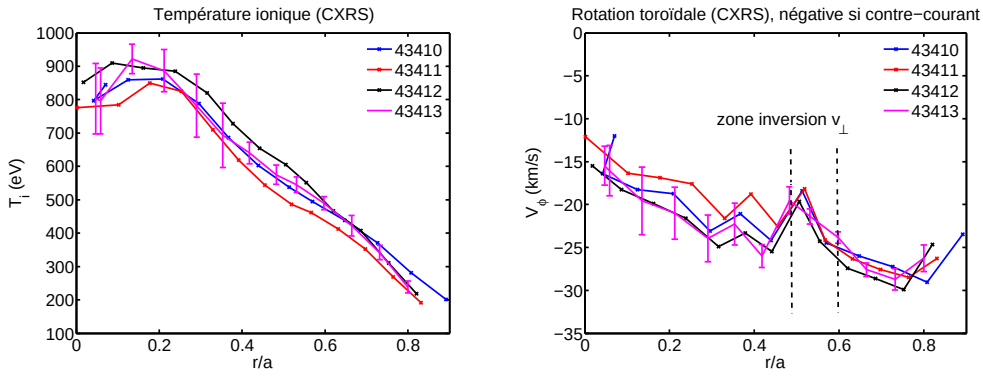
### 7.2.4 Mesures de vitesse de rotation toroïdale et température ionique par CXRS

Des mesures de température et de vitesse de rotation toroïdale de l'ion Carbone par Spectroscopie d'Echange de Charge ont été effectuées sur ces séries des décharges. Lors des chocs 43950-43963 de Novembre 2009, celles-ci présentent toutefois un très faible rapport signal sur bruit, à cause de problèmes liés au faisceau IDN. Les mesures issues de la série 43410-43413 (au cours de laquelle $B_0 = 1.9$T) sont de bonne qualité et sont présentées dans cette partie. Sur ces chocs, les profils de $T_i/V_\varphi$ sont acquis lors d'un tir IDN à la fin de la rampe de courant, lorsque l'inversion de la vitesse perpendiculaire est bien établie. En revanche, aucune mesure n'est disponible en début de rampe, même si cela aurait été intéressant pour étudier la modification de la rotation toroïdale lors de l'apparition de l'inversion de vitesse perpendiculaire.

Les profils de température ionique (figure 7.11a) et de vitesse de rotation toroïdale (figure 7.11b) sont similaires sur les différents choc de cette série, effectués dans des conditions plasmas très proches. La température ionique centrale est de l'ordre de 900 eV, typique de plasmas ohmiques sur Tore Supra. La vitesse de rotation toroïdale varie entre $-30$km/s ($r/a = 0.8$) et $-15$km/s au centre du plasma. A l'instant des mesures d'échange de charge, l'inversion de $v_\perp$ était détectée par la réflectométrie Doppler. Dans la zone où celle-ci est observée ($r/a \quad 0.5 - 0.6$), il existe une légère perturbation de $V_\varphi$, répétable de choc à choc. La vitesse de rotation toroïdale devient localement moins élevée dans le sens contre-courant. En revanche, cela ne se traduit pas par un changement de signe de $V_\varphi$, contrairement à la vitesse perpendiculaire.

Il est également intéressant d'effectuer une comparaison entre la vitesse perpendiculaire mesurée et prédite, comme au chapitre 6. A la figure 7.12a, la vitesse perpendiculaire mesurée par réflectométrie Doppler en mode O et mode X à la fin du choc ($t = 10.1s$) est comparée à la vitesse $E \times B$ associée aux régimes de piégeage local (bleu) et ripple-plateau (rouge). Les prédictions du régime ripple-plateau s'accordent bien aux mesures Doppler, ce qui est cohérent avec le fait que les plasmas considérés sont ohmiques et à priori dominés par ce régime (les conditions plasmas sont proches de celles de la série "scan ripple" du chapitre précédent).

L'évaluation des termes différents termes de l'équation d'équilibre radial des forces est présentée à la figure 7.12b ; pour rappel cette équation s'écrit :




(a) $T_i$ *(eV)* (b) $V_\phi$*(km/s) (négatif si contre-courant).*

FIG. 7.11: *Mesures par CXRS de température de l'impureté Carbone (à gauche) et de vitesse de rotation toroïdale (à droite). Mesures effectuées à la fin de la rampe de courant (lorsque* $q_a < 3$*) .*

$$E_r = V_\varphi B_\theta - V_\theta B_\varphi + \frac{\nabla p}{ne}$$

dans laquelle les termes $V_\varphi B_\theta$ (en noir, avec $B_\theta$ calculé selon méthode présentée §3.3) et $\nabla p/ne \simeq \nabla(n_e T_i)/ne$ (cyan) sont calculés à partir des mesures de $T_i/V_\varphi$ par échange de charge. Le terme $(-V_\theta B_\varphi)$ est déduit de la différence entre le champ électrique radial mesuré, proche du champ électrique radial ripple-plateau (figure 7.12a). L'étude menée au chapitre précédent a en effet montré ce régime est dominant dans les plasmas ohmiques. En pointillés, le terme $(-V_\theta B_\varphi)$ est calculé de la même façon, en prenant en compte le point à $r/a = 0.5$ pour lequel le champ électrique radial est positif. Une accélération locale de la vitesse poloïdale, qui passe de 3 à 6 km/s dans la zone de l'inversion de $E_r$, est ainsi mise en évidence. Cette conclusion n'est toutefois vraie qu'à condition que l'équation d'équilibre radial des forces soit vérifiée ; ceci peut ne pas être le cas si l'inversion de $E_r$ existe à l'intérieur d'un ilot magnétique. Ce point sera rediscuté au §7.3.5.

## 7.3 Vers une interprétation : recherche d'un lien entre inversion de $E_r$ et activité MHD

Les plasmas étudiés sont ohmiques, et ne sont donc pas soumis à des pertes notables de particules rapides. L'activité MHD apparait alors comme un candidat naturel pour expliquer le fait que les prédictions de champ électrique radial induit par le ripple (qui est négatif)

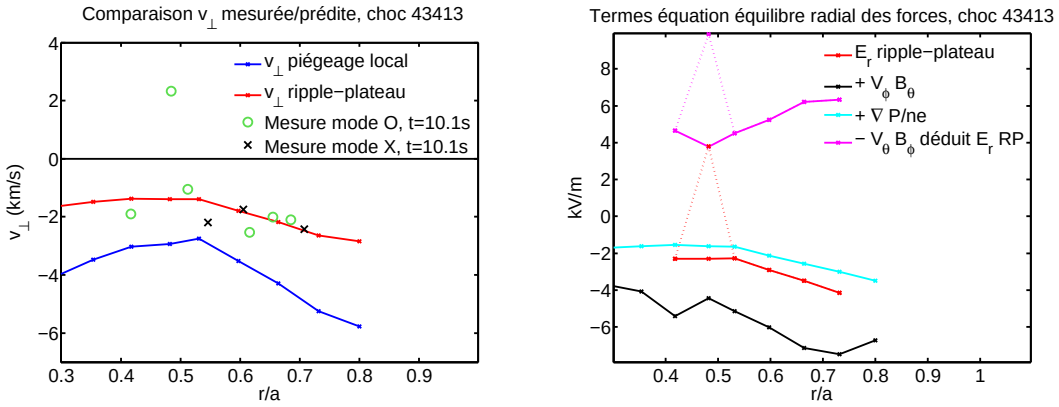



FIG. 7.12: *A gauche, comparaison entre $v_\perp$ mesurée en mode O à la fin du choc et prédictions associées aux régimes ripple-plateau et de piégeage local. A droite : valeur du terme $-V_\theta B_\varphi$ déduit du champ $E_r$ ripple-plateau et effet sur ce terme de l'inversion de $E_r$ (en pointillés).*

soient mises en défaut. Ceci est également suggéré par la dépendance de l'inversion de $E_r$ avec le facteur de sécurité au bord.

Dans cette section, après avoir fait le point sur la disponibilité des différentes mesures dans les conditions plasma des décharges de cette étude (§7.3.1), nous montrerons qu'une corrélation a pu être décelée entre l'inversion de $E_r$ et le comportement de l'activité MHD mesurée par les capteurs magnétiques (§7.3.2). Celle-ci reste toutefois difficile à expliquer. Les caractéristiques de l'activité MHD mesurées par les capteurs magnétiques, la radiométrie ECE et la réflectométrie sont ensuite décrites, dans le but de chercher à mettre en relation l'inversion de $E_r$ avec un éventuel ilot magnétique.

### 7.3.1 Disponibilité des diagnostics

Au cours de ces expériences, certaines mesures étaient indisponibles, en partie à cause du caractère inhabituel de ces conditions plasmas sur Tore Supra :

- $B_0$ étant plus faible qu'usuellement, il n'était pas possible de mesurer le profil de densité électronique par réflectométrie, la reconstruction (cf § 3.2) ne pouvant pas être initialisée. Il sera toutefois possible d'utiliser la réflectométrie pour détecter des applatissements du profil de densité associé à des ilots magnétiques (cf §7.3.4). Par conséquent, les profils de densité éléctronique sont évalués par TPROF à partir des mesures d'interférométrie et de diffusion Thomson.
- Lors des expériences de 2008 et 2009, les mesures de profils de $T_e$ par ECE ne sont pas disponibles. La calibration du diagnostic pour une utilisation au second harmonique du

mode X n'était en effet pas valable au moment des expériences. Un nombre réduit de voies pouvait être utilisé pour l'étude des fluctuations dans la zone centrale $r/a \lesssim 0.3$. Des mesures de fluctuations de $T_e$ au bord du plasma ont pu être effectuées au cours de chocs complémentaires avec $B_0 = 2.6$ T en février 2010 (chocs 45012 et 45014).

– Sur la série 43410 - 43413, un tir IDN effectué en fin de choc permet d'avoir accès aux profils radiaux de $T_i$ et $V_\phi$. La qualité des mesures de spectroscopie d'échange de charge est beaucoup moins bonne sur la série de chocs 43950-43963, où le rapport signal sur bruit était affaibli par des claquages du faisceau IDN.

### 7.3.2 Activité MHD et inversion de vitesse perpendiculaire

Etant donné que nous cherchons à quantifier l'influence de différents paramètres sur l'inversion de $E_r$, et que la composante Doppler correspondante n'est pas toujours facilement extractable sur les spectres, il est utile de définir au préalable un critère quantifiant le "poids" sur un spectre donné de sa partie associée aux fréquences $f > 0$ (associées à une vitesse perpendiculaire positive). Nous utilisons donc le critère suivant, dénommée "*crit.pos.*", construit à partir de la partie asymétrique du spectre Doppler en logarithme, $S_{log}^{asym.}$, définie au chapitre 4 (équation 4.8) :

$$crit.pos. \equiv \frac{\int_{f>0} \left\{ S_{log}^{asym.}(f) \right\} \, df}{\int \left\{ S_{log}^{asym.}(f) \right\} \, df}$$

La définition de cette grandeur repose sur des considérations visuelles : elle ne possède pas de signification physique. Un spectre Doppler est dominé par sa partie positive si $crit.pos. > 0.5$, et par sa partie négative dans le cas contraire, ce qui permet de détecter une inversion de $E_r$.

L'intensité de l'activité MHD est quantifiée par la valeur RMS du signal des mesures magnétiques, notée $s_{MHD}$. Lors des divers chocs avec rampe descendante de $q_a$, l'évolution temporelle de $s_{MHD}$ présentait des caractéristiques remarquables et reproductibles. En effet, sur les chocs pour lesquels $B_0 < 1.93$ T, l'allure de $s_{MHD}(t)$ est semblable à celle du choc 43413, montrée à la figure 7.13 : l'intensité atteint un premier maximum lorsque $q_a \sim 3.2$, puis diminue, et enfin augmente à nouveau.

Etant donné l'importance du facteur de sécurité au bord, il est intéressant de superposer sur un même graphique l'évolution du signal MHD représentée sous forme de courbe paramétrée dans le plan $(q_a(t),\ s_{MHD}(t))$, pour tous les chocs avec rampe de $q_a$. Ceci est montré à la figure 7.14a, qui met en évidence la reproductibilité de l'allure du signal $s_{MHD}(t)$,

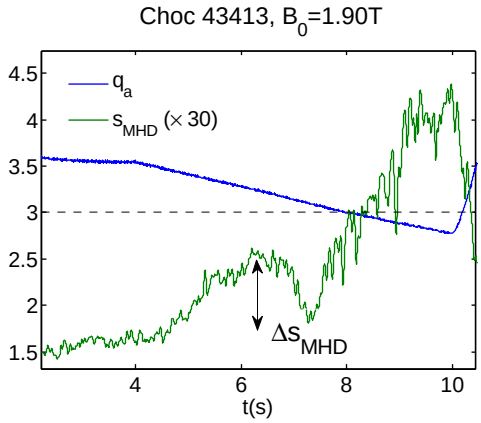



FIG. 7.13: *Facteur de sécurité au bord et évolution du signal d'intensité de l'activité MHD (lissé) en fonction du temps pour le choc 43413.*

ainsi que l'existence de comportements caractéristiques différenciés par un code couleur. Les chocs pour lesquels 1.9 T $< B_0 <$ 1.93 T sont représentés en noir, les chocs pour lesquels 1.97 T $< B_0 <$ 2.6 T en bleu et les chocs 43961 et 45015, avec plasmas circulaires, en rouge. Le comportement observé est différent pour ces trois classes de décharges. Pour les chocs en noir, à plus faible champ magnétique, il existe une augmentation passagère de l'activité MHD lorsque $q_a \sim 3.2 - 3.3$, qui rediminue vers $q_a \sim 3.1$. Celle-ci existe toujours mais devient beaucoup moins marquée lorsque le champ magnétique augmente (chocs en bleu), même légèrement. Sur les chocs 43961 et 45015, avec plasmas circulaires (pour lesquels $B_0$ vaut respectivement 1.90 T et 1.97 T), ce minimum n'est pas observé : ceci montre que la forme du plasma possède affecte les propriétés de l'activité MHD lorsque $q_a$ approche la valeur de 3.

Or il a été vu à la section précédente que l'inversion de vitesse perpendiculaire est justement observée sur les chocs à faible champ magnétique (1.9 T $< B_0 <$ 1.93 T), pour lequel existe ce minimum d'activité MHD près de $q_a \sim 3.1$. Cette apparente corrélation peut être mise en évidence en représentant pour chacun des chocs la valeur maximale du paramètre *crit.pos* (poids relatif de la partie $f > 0$ d'un spectre Doppler) obtenue en fonction de la "profondeur" du minimum de l'intensité de l'activité MHD dans la zone $q_a \sim 3 - 3.1$, quantifiée par (voir aussi figure 7.13) :

$$\Delta s_{MHD} \equiv \max_{q_a > 3.15} s_{MHD} \; - \; \min_{3 < q_a < 3.15} s_{mHD}$$

Le graphe 7.14, représentant *crit.pos.* en fonction de $\Delta s_{MHD}$ pour la série de chocs étudiée

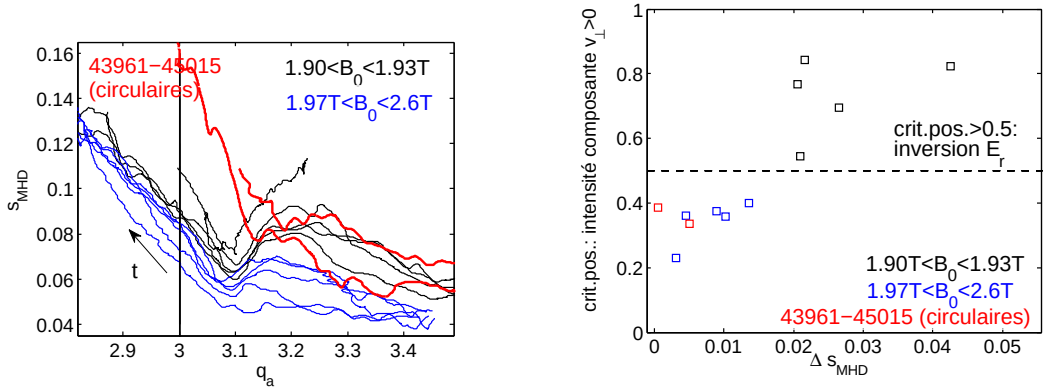



FIG. 7.14: *A gauche : évolutions temporelles dans le plan* $(q_a, s_{MHD})$ *pour l'ensemble des chocs avec rampe descendante de* $q_a$*. A droite : effet de la diminution de l'intensité de l'activité MHD (quantifiée par* $\Delta s_{MHD}$*, en abscisse) sur l'inversion de* $v_\perp$ *(quantifiée par le maximum de crit.pos., en ordonnée). Chaque point représente un des chocs de la série, avec différents champs magnétiques. L'inversion de* $v_\perp$ *correspond à crit.pos.* $\gtrsim 0.5$*.*

met bien en évidence le lien entre inversion de la vitesse perpendiculaire et diminution de l'activité MHD lorsque $q_a$ approche 3.

L'instant exact où se développe l'inversion de vitesse perpendiculaire est difficile à déterminer avec précision. Dans le cas du choc 43413, par exemple, son effet est déjà visible sur les spectres Doppler lorsque $q_a = 3.2$ (figure 7.4a), c'est à dire lors du premier maximum du signal d'activité MHD. Une étude expérimentale plus approfondie sera nécessaire pour pouvoir conclure sur le lien de causalité existant entre ces deux phénomènes.

Ces observations pourraient suggérer qu'une partie de l'énergie associée aux fluctuations magnétiques a été convertie en une énergie d'écoulement moyen dans la direction perpendiculaire.

Nous pouvons également remarquer que l'inversion de $v_\perp$ et la diminution de l'activité MHD sont deux effets qui affectent des zones du plasmas distinctes. Le signal mesuré par les bobines magnétiques provient en effet du bord du plasma, tandis que l'inversion de $E_r$ a lieu à mi-rayon. Il existe toutefois d'autres exemples d'observations de tels couplages entre bord et zone de gradients : ainsi, sur JET l'instant du déclenchement d'une barrière de transport interne peut coïncider avec celui d'un épisode d'activité MHD dû à la traversée de la séparatrice par une surface rationnelle (cf figure 8 dans [Joffrin 02]).

### 7.3.3 Analyse des modes MHD

Dans le but de clarifier le lien entre inversion de $E_r$ et activité MHD, nous avons cherché à collecter les informations sur l'activité MHD issues des différents diagnostics, y compris pour les chocs où aucune inversion n'est observée.

#### 7.3.3.1 Mesures magnétiques

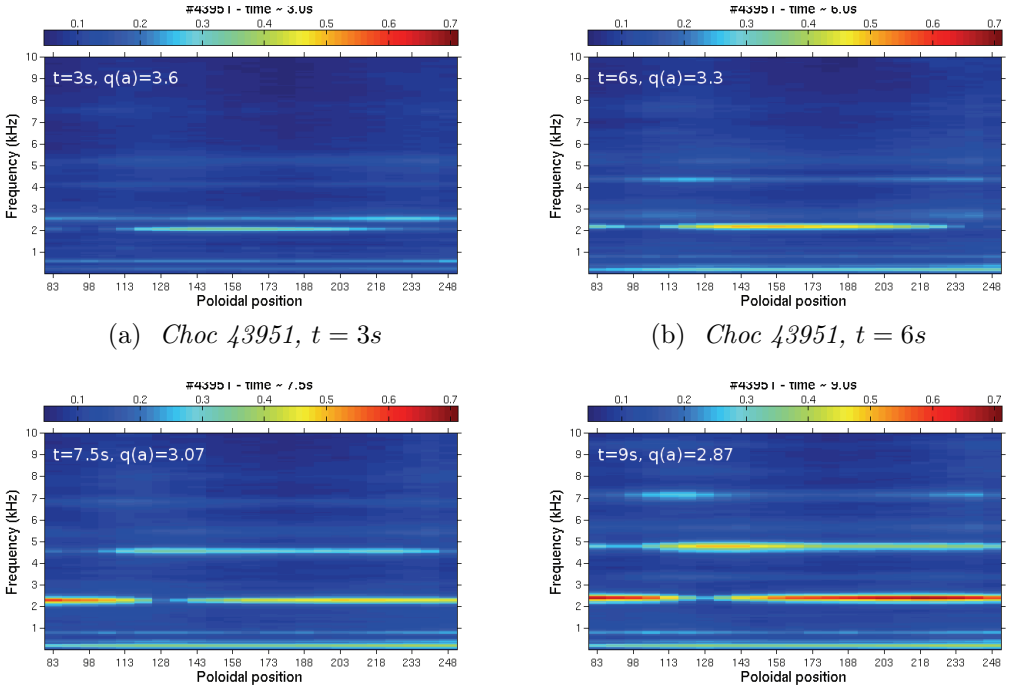
Au cours de ces décharges, des acquisitions rapides de mesures magnétiques ont été réalisées, permettant de déterminer la fréquence et les propriétés des modes MHD. Ces acquisitions sont effectuées par brèves déclenches (durée 80 ms environ) et espacées au cours des rampes descendantes de $q_a$.

La fréquence et l'évolution des modes observés est similaire sur l'ensemble des chocs considérés (y compris avec plasmas circulaires). La figure 7.15 détaille les mesures sur le choc représentatif 43951, et leur évolution au cours de la rampe de $q_a$. Elle montre les spectres moyens des fluctuations de $B_\theta$ mesurés par les bobines placées à différentes positions poloïdales (cf chapitre 3, §3.2), à plusieurs instants d'acquisition ($t$ =3s, 6$s$, 7.5s, 9s). Nous pouvons voir qu'un mode est détecté à une fréquence dans la plage $2 - 2.5$ kHz, ainsi qu'une composante à la fréquence double du premier mode (qui devient de plus en plus marquée pendant le choc). Il peut aussi être intéressant de regarder plus finement le comportement du mode à 2 kHz. Au début du choc, à $t = 3s$, celui-ci semble "doublé", avec deux fréquences très rapprochées, respectivement environ $\sim 2$ kHz et $\sim 2.5$ kHz. Au cours de la rampe descendante de $q_a$, le mode à 2.5 kHz s'estompe, tandis que l'amplitude du mode à 2 kHz augmente.

Il est également visible sur la figure 7.16 que l'amplitude du mode à $\sim 2$ kHz et de celui à fréquence double tend à osciller en opposition de phase, avec une périodicité de l'ordre de 5ms (200Hz). Ceci n'est pas observé usuellement sur Tore Supra, mais le lien avec l'inversion de la vitesse perpendiculaire n'est pas évident : ce mode à fréquence double est en effet détecté sur tous les chocs (y compris les chocs sans inversion de $v_\perp$). .

Quelques difficultés existent pour identifier la structure de ce mode, en partie à cause de la forme du plasma et le fait que les bobines de mesures sont toutes situées du côté fort champ. L'analyse par ondelettes conclut à un mode $m = 2,\ n = 1$ ; ceci sera confirmé par plusieurs vérifications complémentaires présentées dans la suite.

Nous pouvons par ailleurs estimer la fréquence des modes MHD associés aux surfaces rationnelles $q = 3/2$, $q = 2$, et $q = 5/2$. Lorsque la fréquence propre de ces modes est




(a) *Choc 43951, $t = 3s$* (b) *Choc 43951, $t = 6s$*

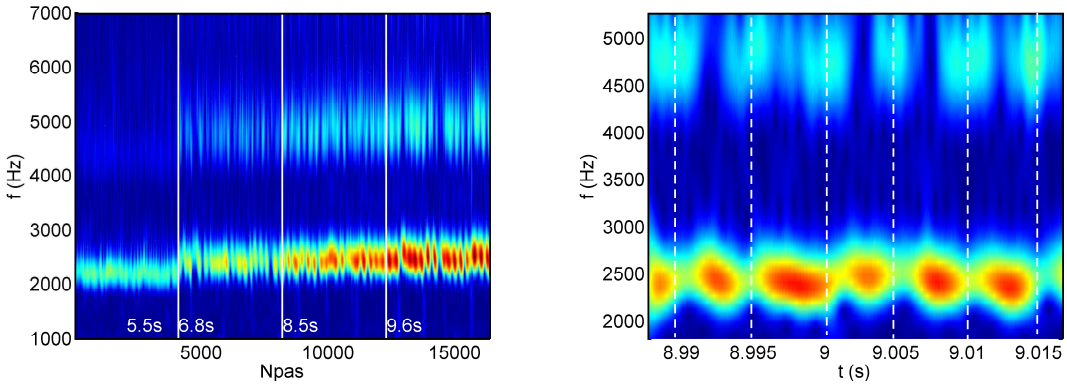
(c) *Choc 43951, $t = 7.5s$* (d) *Choc 43951, $t = 9s$*

FIG. 7.15: *Spectre des fluctuations magnétiques mesuré par les bobines de Mirnov situées à différents angles poloïdaux, aux déclenches d'acquisitions rapides $t = 3s$, $6s$, $7.5s$ et $9s$.*

négligée, celle-ci est de l'ordre de :

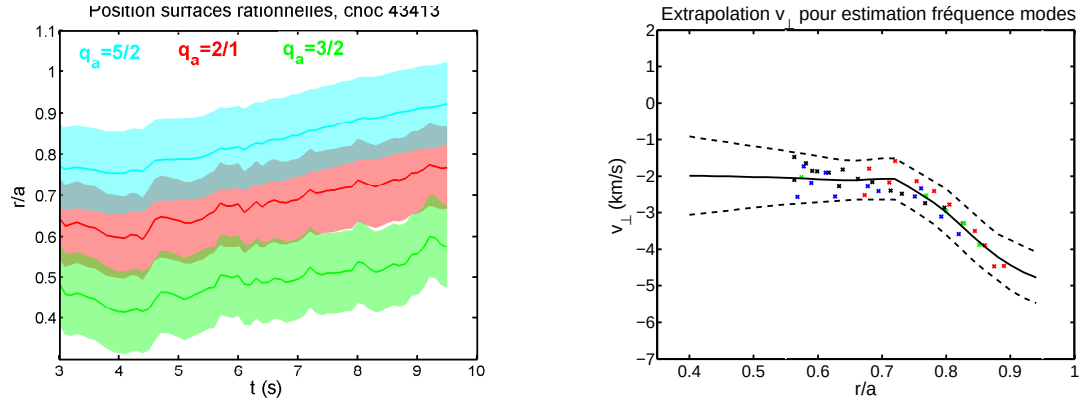
$$f_{m,n} \sim \frac{m}{r}\, v_\perp \tag{7.2}$$

Les profils de vitesse perpendiculaire varient peu de choc à choc, à part près de l'inversion. Un ordre de grandeur de la fréquence des modes (fig 7.2) est évalué à partir d'un profil de $v_\perp$ moyen pour ces chocs (7.17b), qui a été extrapolé radialement, et du rayon des surfaces rationnelles calculé par CRONOS (7.17c). La fréquence du mode 5/2 est trop élevée pour correspondre au mode à 2kHz détecté par les mesures magnétiques ; les fréquences des modes 2/1 et 3/2 sont relativement proches (au vu de l'erreur associée à cette estimation) et voisines de 2 kHz.

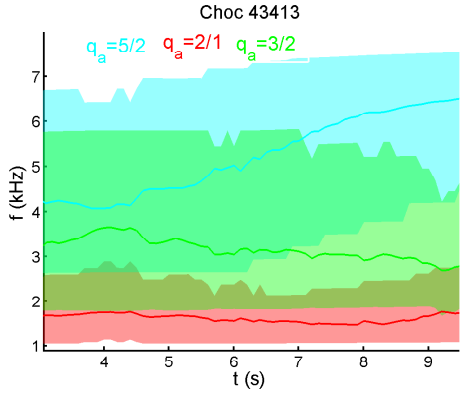



(a) *Spectrogramme du choc 43413* (b) *Agrandissement de la figure de gauche*

FIG. 7.16: *A gauche : spectrogramme des fluctuations magnétiques à différents instants du choc 43413. A droite : zoom montrant l'oscillation en opposition de phase de l'intensité des modes à 2.5kHz et 5kHz.*




(a) *Estimation du $r/a$ (incertitude $\Delta r/a = \pm 0.1$)* (b) *Superposition des profils de $v_\perp$ (partie négative)*




(c) *Estimation de la fréquence.*

FIG. 7.17: *(7.17c) Estimation de la fréquence des modes 2/1 (rouge), 3/2 vert), 5/2 (cyan), à partir de l'estimation de leur position radiale (7.17a) et de la vitesse perpendiculaire mesurée (7.17b).*

#### 7.3.3.2 Informations complémentaires à 2.6T : détection d'ilots magnétiques par ECE

Sur les chocs où l'inversion de vitesse perpendiculaire est observée, le diagnostic d'ECE peut seulement être utilisé pour mesurer les fluctuations de $T_e$ dans la zone centrale du plasma (non calibré, présences de voies inutilisables), avec une observation au second harmonique en mode X. De larges oscillations de précurseurs de dents de scie sont détectées dans le coeur, qui apparaissent au cours de la rampe de $q_a$. Le lien avec l'inversion de $v_\perp$ n'est pas clair, mais il est intéressant de noter ceci en vue de la discussion, où nous ferons l'inventaire des points commun entre l'inversion de $v_\perp$ et l'inversion de $V_\varphi$ observée sur TCV : en effet la présence d'oscillations de précurseurs de dents de scie est aussi signalée dans [Duval 08].

Afin de pouvoir disposer de mesures de fluctuations de $T_e$ par ECE dans la partie extérieure du plasma, deux chocs supplémentaires à $B_0 = 2.6\,\mathrm{T}$ (45012 et 45014) ont été effectués en Février 2010. A ce champ magnétique, les mesures d'ECE en mode O (1er harmonique) sont localisées du côté fort champ, entre $R = 1.74\,\mathrm{m}$ et $R = 2.08\,\mathrm{m}$ environ. Les fluctuations de $T_e$ dans la zone de $0.6 \lesssim r/a \lesssim 0.9$ peuvent alors être étudiées. Sur ces chocs, de façon similaire aux autres décharges, les plasmas sont triangulaires/elliptiques et $q_a$ est progressivement abaissé jusqu'à 2.8 par une rampe de courant plasma. Le spectrogramme du signal issu des mesures magnétiques, à la figure 7.18, montre que le mode à 2 kHz est également détecté au cours de ce choc. Son intensité augmente au cours du temps (entre $t = 3.5\mathrm{s}$ et $t = 4.5\mathrm{s}$).

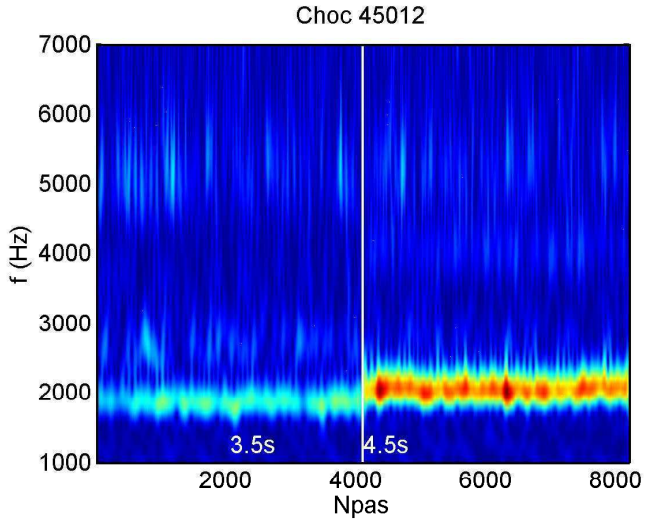



FIG. 7.18: *Spectrogramme des fluctuations des mesures magnétiques, choc 45012*

Ce mode peut être localisé grâce aux mesures d'ECE : la figure 7.19 montre en effet le spectre de fluctuations de $T_e$ calculé pour chaque voie (résolution spatiale de 2cm environ), et à différents instants de la rampe de $q_a$. Un ilot magnétique apparait progressivement lorsque $q_a \sim 3.2$ et devient de plus en plus large au cours du choc. Il n'est pas évident de délimiter précisément sa frontière, mais la largeur de l'ilot est de l'ordre de 10 cm à $t = 7s$, lorsque $q_a = 3$. La fréquence est la même que celle du mode dominant le signal des mesures magnétiques ; nous en déduisons qu'il s'agit du même mode. Celui-ci est centré sur $r/a = 0.75$ ($R = 1.9$ m). Ce rayon est proche de celui de la surface $q = 2$, prédit par EFIT (la reconstruction du profil de $q$ par EFIT est toutefois relativement imprécise, aucune mesure par MSE n'étant disponible pour ces chocs). Ceci est en outre cohérent avec l'estimation de la fréquence du mode 2/1 effectuée au paragraphe précédent, à partir de la vitesse perpendiculaire (figure 7.17).

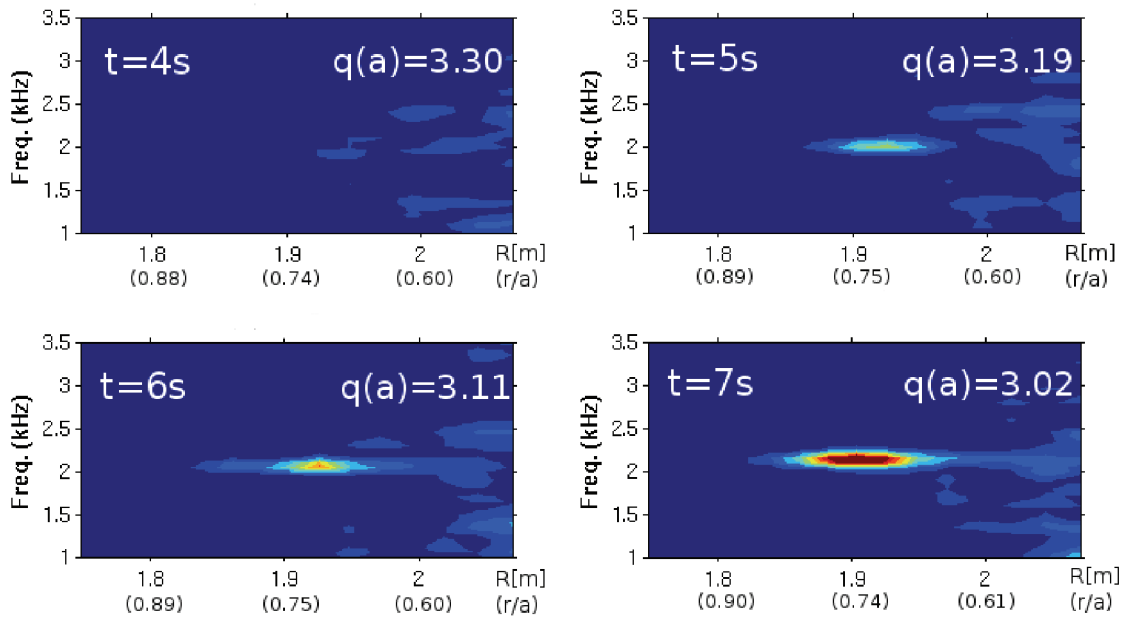



FIG. 7.19: *Spectrogrammes des fluctations mesurées par ECE, côté fort champ, pendant le choc 45012 ($B_0 = 2.6\,T$). En abscisse, valeurs du rayon et du rayon normalisé. L'apparition d'un mode $f \sim 2kHz$ pendant la rampe de courant est visible.*

L'évolution temporelle des signaux de $q_a$ et $s_{MHD}$ est montrée à la figure 7.20, où sont notés les instants des acquisitions ECE rapides. La comparaison avec la figure 7.19 semble

suggérer le fait que l'épisode d'activité MHD (ici peu marqué, mais tout de même visible) lorsque $q_a \sim 3.2$, à $t = 5 - 6$s, est lié à l'apparition de l'ilot sur $q = 2$ détecté par ECE. Or nous avions relié au §7.3.2 l'inversion de vitesse perpendiculaire à cette augmentation d'activité MHD précédant la traversée de la DSMF par la surface $q_a = 3$. Il est ainsi possible que cet ilot situé sur $q = 2$ influence l'inversion de $E_r$.

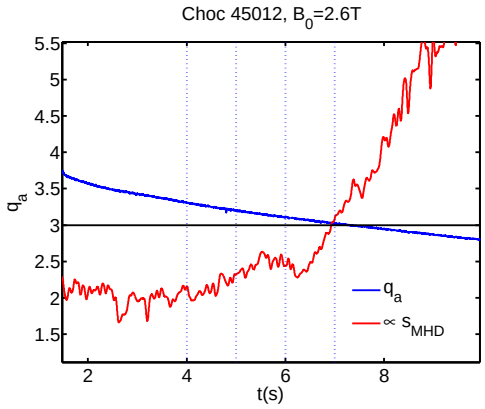



FIG. 7.20: *Evolution de $q_a$ et $s_{MHD}$ (en unité arbitraire) lors du choc complémentaire 45012 ; les temps d'acquisition rapides ECE (figure 7.19) est signalé par les lignes pointillées verticales.*

En supposant que cet ilot existe également sur les chocs où l'inversion de $v_\perp$ est observée et qu'il est situé au même rayon (ce qui est possible étant donné les valeurs identiques de $q_a$), un écart radial existerait alors entre cet ilot et la zone d'inversion, située vers $r/a \sim 0.5 - 0.6$ (vers $R = 2 - 2.05$ m du côté fort champ, soit $5 - 10$cm plus à l'intérieur du plasma). Dans ce cas, il serait intéressant d'étudier plus en détail cette région du voisinage de l'ilot : lors du choc 45012, les mesures sont bruitées à ces rayons, mais il est possible que le mode à 2 kHz influence également cette zone (suggéré par l'extension radiale de ce mode à $t = 7$s). Des mesures complémentaires par ECE seront nécessaires pour confirmer ou infirmer l'existence d'un tel effet.

### 7.3.4 Détection par réflectométrie des sauts de temps de vol associés à des ilots magnétiques

Dans ce paragraphe, nous cherchons à obtenir des informations supplémentaires sur la présence d'ilots magnétiques et leur position par rapport à la zone d'inversion de $E_r$, à l'aide

des mesures de la réflectométrie (diagnostic DREFLEC).

Le principe de la détection d'ilots par réflectométrie est le suivant : au niveau du point O d'un ilot, le profil de densité devient localement plat, ce qui entraine des discontinuités de temps de vol au cours du balayage de la fréquence-sonde. Le saut de temps de vol est de l'ordre de $\Delta\tau \sim 2N\,w/c$, où $N$ est l'indice optique et $w$ la largeur radiale de l'ilot, cf schéma 7.21. Cette méthode est présentée dans les références [Vermare 05 ] et [Vermare 05- these].

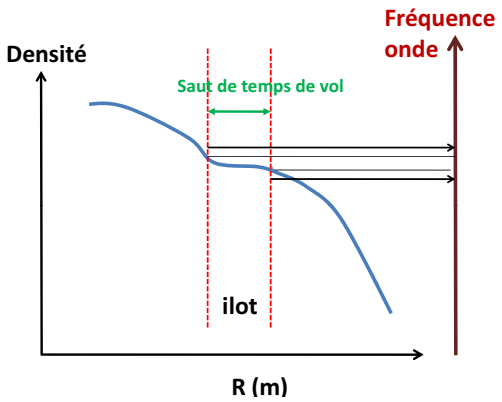



FIG. 7.21: *Schéma de principe de la détection d'ilots magnétiques par réflectométrie*

La réflectométrie peut ainsi détecter des sauts de temps de vol lorsqu'un ilot magnétique est situé à l'endroit de la couche de coupure de l'onde incidente. En revanche, la position radiale d'un tel saut de temps de vol ne peut pas être établie à partir des données de la réflectométrie seule pour ces chocs. En effet, il serait pour cela nécessaire de connaître la position de la coupure associée aux différentes fréquences sondes. Or pour les plasmas considérés la réflectométrie ne peut pas accéder au bord du plasma, et ainsi reconstruire le profil de densité de proche en proche. La correspondance fréquence-sonde/position a été ici estimée en utilisant le code de tracé de faisceau de la réflectométrie Doppler, présenté à la section 4.3.1. Celui-ci peut en effet fonctionner avec les paramètres de la réflectométrie standard (position de l'antenne, directions poloïdales et toroïdales initiales de l'onde incidente). Le profil de densité électronique utilisé pour effectuer cette estimation est le profil reconstruit par TPROF à partir des mesures d'interférométrie et de diffusion Thomson, également utilisé pour calculer la position des points de mesure de la réflectométrie Doppler. Ainsi, cette méthode permet d'estimer la position radiale associée à chaque fréquence-sonde de la réflectométrie.

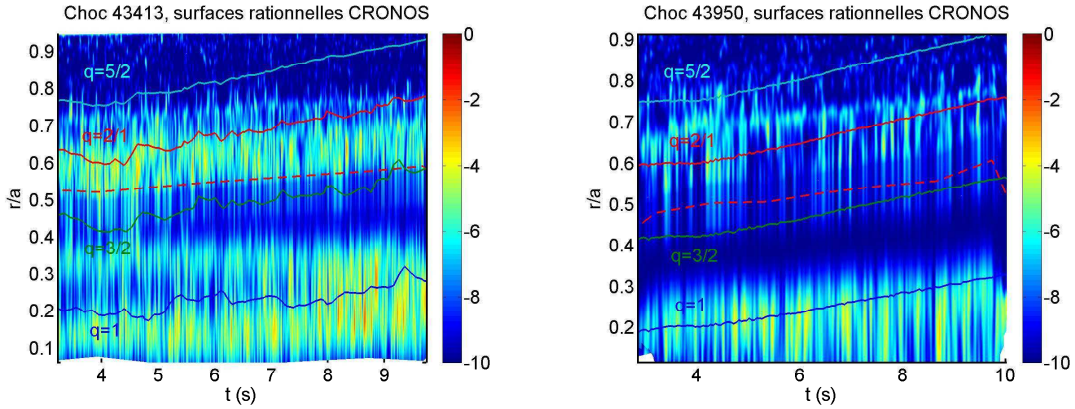
Les figures présentées dans cette partie cartographient l'intensité des sauts de temps de vol, avec :

- en abscisse le temps si l'acquisition DREFLEC est faite en mode "profils" ou l'indice du point si l'acquisition est effectuée en mode "rafale" (cf §3.2). Les acquisitions DREFLEC des chocs 43411 à 43413, ainsi que le 43950 sont effectuées en mode "profil", les autres sont en mode "rafale". Sur les chocs en mode rafale, cinq séries de 1000 balayages en fréquence rapides sont effectuées à différents instants du choc.
- en ordonnée le rayon normalisé de la couche de coupure associé à la fréquence-sonde (calculé avec le tracé de rayon de DIFDOP). La réflectométrie fonctionne avec deux bandes de fréquences V (50-75 GHz) et W (75-110GHz). Aux alentours de la fréquence 75 GHz, la puissance du signal émis est faible et le rapport signal sur bruit au niveau de la réception devient insuffisant. Pour cette raison les points associés à cette fréquence sont représentés en pointillés rouge.
- le code couleur caractérise l'intensité des sauts de temps de vol. Pour des raisons de visualisation, une échelle logarithmique a été utilisée pour le code couleur (associée à $\log_{10}(\Delta\tau + 10^{-10})$, où $\Delta\tau$ est le saut de temps de vol en $ns$) : ceci permet de mettre en évidence les variations de saut de temps vol dans la zone de gradients, plus faibles en intensité que ceux situés dans la zone centrale (près de $q = 1$ par exemple).

Sur tous les chocs étudiés, d'importants sauts de temps de vol se trouvent dans la région $r/a \sim 0.1 - 0.3$ et sont a priori associables à un ilot magnétique sur $q = 1$. Une seconde zone se situe autour de $r/a \sim 0.6 - 0.8$, variable suivant les chocs. Lorsque $B_0 \sim 1.9$ T, cette dernière se trouve proche de la zone associée à la séparation des bandes V et W ; mais elle existe aussi dans les cas où le rayon associé à $F = 75$ GHz est décalé vers l'extérieur : par exemple pour le choc 43957 avec $B_0 = 2.17$T. Cette zone de sauts de temps de vol est observée sur la plupart des chocs étudiés, y compris ceux où l'inversion de vitesse perpendiculaire n'est pas détectée (à plus fort champ magnétique).

Sur la figure 7.22a, la position radiale des surfaces rationnelles $q = 1$, 3/2, 2, 5/2 (de couleurs respectives bleu, vert, rouge, cyan) calculée par le code CRONOS est superposée aux positions radiales des sauts de temps de vol. Ceci est montré pour deux chocs (43413 et 43950). Une erreur non négligeable existe dans le calcul de la position des surfaces rationnelle par CRONOS : les seules informations permettant de containdre le profil de $q$ sont, pour ces expériences, la valeur au bord de $q_a$ et le rayon d'inversion des dents de scie. Cette comparaison, bien qu'imprécise, permet néanmoins de savoir quelles surfaces rationnelles de faible $n$ peuvent être associées aux ilots détectés. Sur le choc 43413, la zone de sauts de temps de vol (qui parait "doublée") est située dans la région $q \sim 3/2 - 2$ ; sur le choc 43950 les sauts

de temps de vol sont détectés sur une plage de fréquences (rayons) plus réduite et proche de $q = 2$.



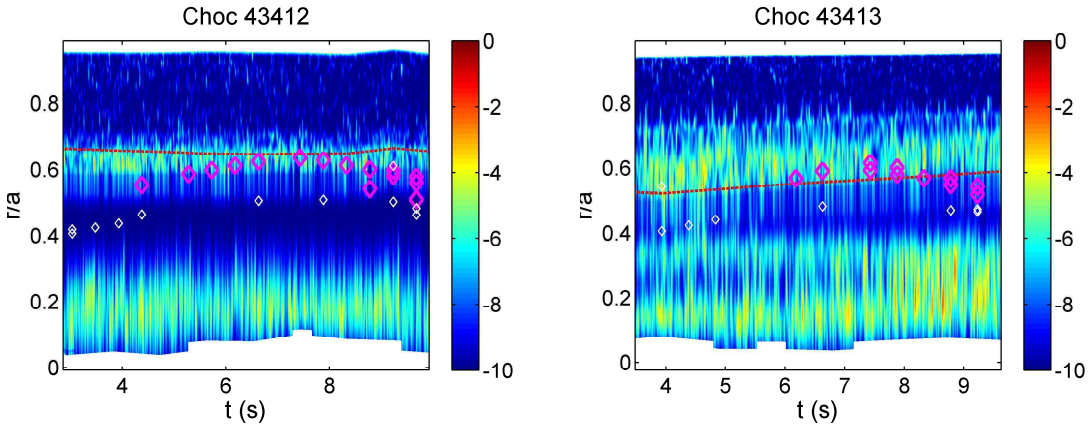

(a) *Choc 43413* (b) *Choc 43950*

FIG. 7.22: *Sauts de temps de vol, chocs 43413 et 43950, superposés avec la position des surfaces rationnelles calculées par le code CRONOS : q=1 (bleu), q=3/2 (vert), q=2 (rouge), q=5/2 (cyan). La position radiale associée à la fréquence* 75 *GHz (séparation bande V/W) est marquée en pointillés rouges.*

**Localisation des zones de sauts de phase et d'inversion de vitesse perpendiculaire** Nous comparons ensuite la localisation des sauts de temps de vol repérés par réflectométrie avec les zones d'inversion de $E_r$. La figure 7.23 superpose la carte de sauts de temps de vol avec les positions radiales où sont observées les inversions de $E_r$ (plus précisément, pour lesquels la partie asymétrique devient dominée par la contribution du côté $v_\perp > 0$). Les zones où sont observées des spectres vérifiant le critère $crit.pos. > 0.5$ (i.e. spectre Doppler dominé par la contribution des vitesses perpendiculaires positives), sont représentés par des losanges mauves (mode O) ou blancs (mode X).

Pour les chocs 43412 et 43413, les zones où le spectre en mode O s'inverse apparaissent près de la zone $r/a \sim 0.6$ où d'importants sauts de temps de vol sont observés. Ceci est également vérifié pour le choc 43411, non présenté. Il est difficile de dire si l'apparente évolution, visible sur la figure, de la position d'inversion de $E_r$ (qui semble évoluer vers l'intérieur du plasma) est physique ou liée à une incertitude de localisation. Un déplacement de l'inversion vers l'intérieur serait opposé à celui des surfaces rationnelles, qui se déplacent vers l'extérieur pendant la rampe de courant. En mode X, les spectres possédant une partie $v_\perp > 0$ semblent situés plus à l'intérieur du plasma ($r/a \sim 0.4 - 0.5$). L'annexe E montre toutefois que des

difficultés pour mesurer au voisinage de larges ilots magnétiques peuvent apparaitre en mode X.




(a) *Choc 43412* (b) *Choc 43413*

FIG. 7.23: *Intensité des sauts de phase superposée avec rayons où les spectres DIFDOP vérifient le critère crit.pos.* $> 0.5$*, en mode O (mauve) et X (blanc) pour les chocs 43412 et 43413.*

**Discussion sur le lien entre taille d'ilots et inversion de $E_r$**

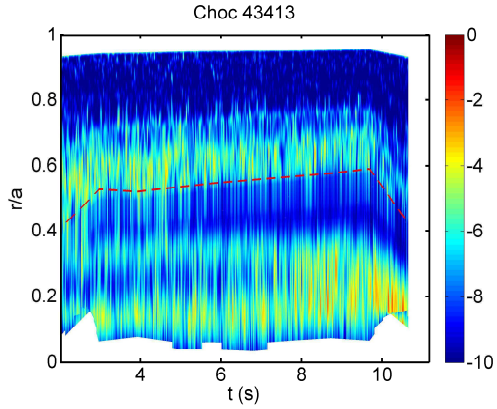
La comparaison de plusieurs chocs deux à deux permet de faire émerger une possible corrélation entre la taille des ilots magnétiques et l'inversion de la vitesse perpendiculaire. Nous comparons les chocs 43413 et 43951 d'une part, et 43950 et 43961 d'autre part. L'évolution de $v_\perp$ lors des chocs 43413 et 43961 a déjà été comparée dans la section 7.2.2.1 : la différence entre ces chocs vient de la forme du plasma, circulaire pour le choc 43961 et triangulaire pour le choc 43413 (figure 7.5), et également de la valeur du facteur de sécurité au bord, qui reste au-dessus de 3 pour le choc 43961. Les chocs 43950 et 43951 ne diffèrent que par un léger écart de densité, montré à la figure 7.8a.

Notons au préalable que sur le choc 43951, à cause de l'absence de mesure de densité par diffusion Thomson, le profil de $n_e$ ne peut pas être reconstruit par TPROF. Pour cette raison, la localisation des mesures DIFDOP ou des sauts de phase n'a pas pu être effectée. L'intensité des sauts de temps de vol sur ce choc, et sur le choc 43950 auquel il est comparé,

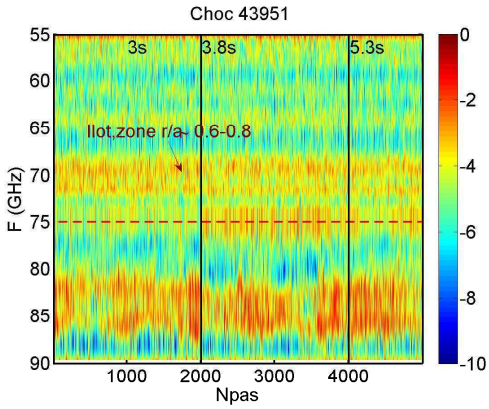
seront donc présentées sans conversion fréquence/rayon. A priori il n'existe pas de grande différence de position radiale des mesures de $v_\perp$/sauts de temps de vol entre ce choc et le 43413, quasi-identique.

L'évolution temporelle des sauts de temps de vol pour les chocs 43413/43961 et 43950/43951 est présentée dans la série de figures 7.24. Les spectres en mode O ayant la plus grande inversion de vitesse perpendiculaire obtenue lors de ces chocs sont également montrés. Quasiment aucune inversion n'est observée pour les chocs 43950 et 43961, ce qui avait été évoqué pour à la section 7.2. Une différence existe entre les chocs 43950 et 43951 : pour ce dernier, le saut de temps de vol près de $F = 70$ GHz ($r/a \sim 0.6 - 0.8$) semble "doublé" par rapport au saut à la même fréquence lors du choc 43950. De même, l'extension radiale de la zone de sauts de temps de vol associé à cet ilot est beaucoup plus large pour le choc 43413 (inversion $v_\perp$ très marquée) que pour le choc 43961 (pas d'inversion). Ceci suggère une relation entre les propriétés de l'ilot détecté et l'inversion de champ électrique radial.

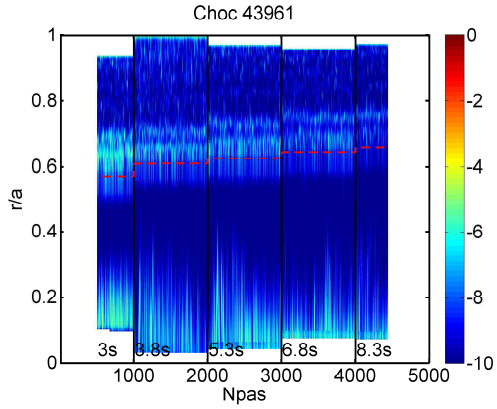
Alors que l'ECE met en évidence le développement progressif d'un ilot (à 2.6 T), la réflectométrie semble détecter les sauts de phase tout au long du choc, sans apparente évolution. Ce diagnostic est toutefois plus sensible que l'ECE aux petites perturbations. Il n'est en outre pas évident d'évaluer le rayon de l'ilot détecté par la réflectométrie.



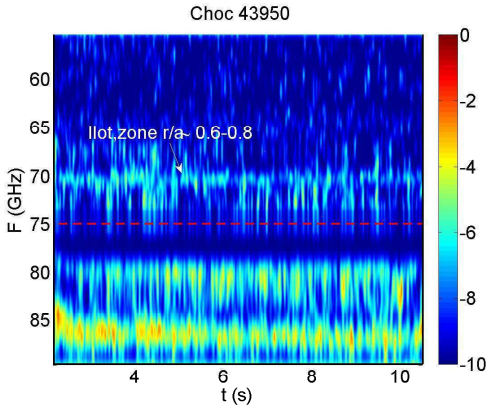

(a) *Choc 43413 (mode profils)*



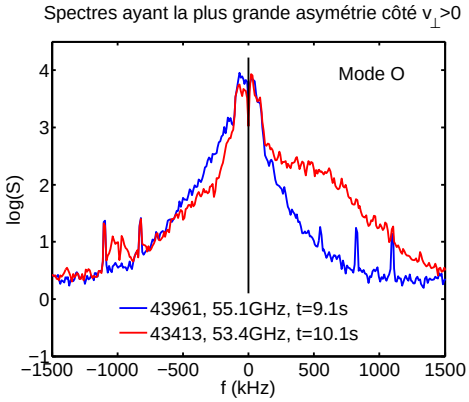

(b) *Choc 43951 (mode rafale)*



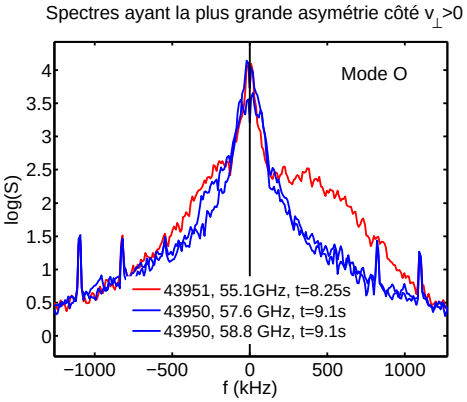

(c) *Choc 43961 (mode rafale)*




(d) *Choc 43950 (mode profil)*




(e) *Chocs 43413 et 43961*




(f) *Chocs 43950 et 43951*

FIG. 7.24: *Un lien entre taille de l'ilot et observation ou non de l'inversion de $E_r$ ?*

### 7.3.5 Recherche d'une périodicité temporelle dans les spectres Doppler

Plusieurs éléments supportant l'hypothèse d'un rôle joué par un ilot magnétique dans l'inversion du champ électrique radial viennent d'être évoqués. Le mécanisme exact à l'origine de ce phénomène reste à élucider. L'une des question en suspens est de savoir si cette inversion a lieu à l'intérieur ou au voisinage d'un ilot : l'incertitude radiale de la localisation de l'inversion et de l'ilot est suffisamment élevée pour autoriser les deux interprétations.

Nous nous posons alors la question de la détection d'une périodicité pour l'inversion de $E_r$ sur les mesures de la réflectométrie Doppler. En effet, le temps d'acquisition d'un spectre est de 5 ms, donc a priori suffisant pour voir une dizaine d'alternances point O/point X dans le volume de mesure pour un mode à 2 kHz. Si cette inversion était liée à un ilot (située à l'intérieur, par exemple), l'amplitude de la composante $v_\perp > 0$ sur les spectres pourrait varier de façon importante au cours de l'intervalle de temps d'acquisition. Ceci serait alors détectable lorsqu'une transformation de Fourier glissante est effectuée, ce que nous cherchons à tester. La méthode utilisée (décrite plus bas) est basique et ne permet pas de détecter une structure fréquentielle fine ; nous cherchons plutôt à repérer s'il existe des variations très marquées de l'intensité de cette composante à des fréquences inférieures à quelques kHz.

*Méthode utilisée*

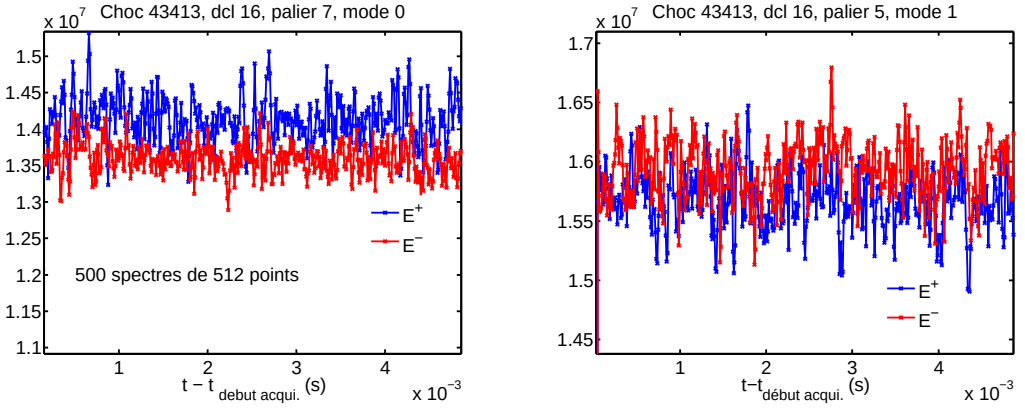
Un spectre Doppler est issu d'une acquisition effectuée (lors de cette série d'expériences) à 10 MHz pendant 5ms, et comporte ainsi 50000 points. Une fenêtre de Hamming glissante est utilisée, multipliant le signal (complexe) par :

$$H_{t_0}(t) = 0.54 - 0.46\ \cos(2\pi(t - t_0)/T_{fenetre})$$

où $T_{fenetre} = N_{fenetre}\,\Delta t$ (avec $\Delta t = 10^{-7}s$) est la taille de la fenêtre, de longueur $N_{fenetre}$ et centrée en $t_0$. Un nombre $N_{seg}$ de spectres sont calculés, où $N_{seg}$ est choisi indépendamment de la taille des segments, en autorisant un recouvrement entre fenêtres temporelles successives. A chaque pas de temps $t_0$, un spectre est calculé à partir d'un nombre $N_{fenetre}$ de points. Pour chacun de ces spectres intermédiaires "instantanés", les poids respectifs des régions du spectre associées à une vitesse perpendiculaire positive et négative sont comparés : nous y associons les grandeurs $E^+$ et $E^-$ définies par

$$E^+(t_0) = \int_{f>100\text{kHz}} S_{log}(f,\, t_0)\, df \qquad E^-(t_0) = \int_{f<-100\ \text{kHz}} S_{log}(f,\, t_0)\, df \tag{7.3}$$

Afin de diminuer la sensibilité aux variations de fréquence près de $f = 0$, l'intégration est effectuée en dehors de plage de fréquence où le spectre est dominé par la composante centrale, soit $|f| > 100$ kHz, et le spectre en logarithme $S_{log} = \log_{10}(S)$ est utilisé. Le choix de la longueur de la fenêtre sur laquelle les spectres instantanés sont calculés se fait de façon à ce que les phénomènes intéressants ne soient pas coupés. Nous choisissons $N_{fenetre} = 512$ points, ce qui permet de détecter des phénomènes de fréquence inférieure à $f_{max} \simeq 1/(2\,N_{fenetre}\,\Delta t) \sim 10$ kHz ; et $N_{seg} = 500$.




(a) *Mode O (spectre en rouge figure 7.4a).* (b) *Mode X (spectre en rouge figure 7.4b).*

FIG. 7.25: *Evolution temporelle des grandeurs $E^+$ et $E^-$ (définies formules 7.3), dans le cas des spectres de la figure 7.4 (déclenche 16 ; mode O : 53.4GHz, mode X : 78.8GHz).*

*Conclusions*

La méthode décrite précédemment est appliquée au signal brut à partir duquel le spectre de la figure 7.4a ayant la composante $v_\perp > 0$ la plus marquée, en rouge sur la figure (déclenche 16, t=10.1s, fréquence 53.4GHz, mode O). Ce procédé n'a pas permis de mettre en évidence de larges oscillations d'une période de l'ordre de la milliseconde. Sur la figure 7.25a, représentant l'évolution temporelle de $E^+(t_0)$ (et $E^-(t_0)$), la variation temporelle de $E^+$ reste de l'ordre de 10%, ce qui montre que la composante $v_\perp > 0$ reste présente durant toute le durée (5 ms) de la mesure. Ceci est également vrai dans le cas du spectre en mode X (déclenche 16, t=10.1s, fréquence 78.8 GHz, mode X), en rouge sur la figure 7.4b, voir figure 7.25b. La conclusion reste identique lorsque l'application de la méthode est variée (changement des paramètres $N_{seg}$ et $N_{fenetre}$ , travail sur la composante linéaire du spectre).

Le fait qu'aucune oscillation de la composante $v_\perp > 0$ ne soit détectée suggère que l'inversion du champ électrique radial ne possède pas de structure poloïdale ($m = 0$). Toutefois,

le volume de mesure Doppler possède une extension finie dans la direction poloïdale, ce qui pourrait également causer une perte de sensibilité des mesures à la succession de passages point O/point X d'un ilot : le volume de mesure pouvant contenir en permanence une partie de l'intérieur de l'ilot.

Il serait aussi intéressant d'effectuer par la suite une étude fréquentielle plus fine de l'intensité de cette composante $E_r > 0$, mais afin d'obtenir une résolution fréquentielle suffisante de nouvelles mesures devront alors être faites, avec un nombre accru de points d'échantillonnage.

### 7.3.6 Récapitulatif

Ainsi, si nous rassemblons les conclusions présentées dans cette section, où nous recherchions un lien entre activité MHD et inversion de $E_r$ :

- un lien entre l'inversion de la vitesse perpendiculaire et un épisode d'activité MHD précédant la traversée de la DSMF par la surface $q = 3$ est mis en évidence. La relation de causalité entre ces deux observations reste à approfondir.
- des mesures d'ECE à montrent la croissance d'un large ilot magnétique sur pendant cette phase d'augmentation puis diminution d'activité MHD.
- une zone où des sauts de temps de vol sont observés par la réflectométrie existe proche de l'inversion de la vitesse perpendiculaire. Le positionnement exact de ces régions l'une part rapport à l'autre ne peut pas être précisé à cause des incertitudes de localisation des mesures de réflectométrie et de réflectométrie Doppler.
- en présence de l'inversion de vitesse perpendiculaire, cette zone de sauts de temps de vol semble être plus étendue ; mais cette information nécessiterait d'être confirmée par d'autres comparaisons (cette conclusion est basée sur la seule comparaison des chocs 43950/43951 et 43413/43961).
- à partir des mesures de réflectométrie Doppler, aucune variation temporelle très marquée de l'inversion de $E_r$ n'a pu être mise en évidence pendant le temps d'acquisition d'un spectre (5 ms), ce qui pourrait suggérer une structure $m = 0$ de cette inversion.

## 7.4 Discussion

Afin de situer ces observations effectuées sur Tore Supra dans un contexte plus large, quelques résultats présentant des similarités sont évoqués ici.

Sur l'Héliotron LHD [Ida 02, Ida 04], des bobines externes de perturbation magnétique

$n/m = 1/1$ peuvent créer de larges ilots magnétiques (environ 10cm). En augmentant le courant de perturbation, et donc la taille de l'ilot généré (situé autour de $\rho \sim 0.85$), un écoulement en "vortex" avec changement de signe du champ électrique radial est observé à l'intérieur. La figure 7.26, issue de [Ida 04] montre les profils de $E_r$ mesurés par spectroscopie d'échange de charge (ion Néon) pour différentes tailles d'ilots. Les mesures sont effectuées au niveau du point O de l'ilot magnétique, et cet effet n'est pas observé au niveau du point X. Dans cette référence, l'écoulement est interprété comme étant dû à l'existence d'un cisaillement de vitesse de part et d'autre de l'ilot : la vitesse autour du point O résulte alors d'un équilibre la puissance nécessaire pour maintenir un écoulement cisaillé de part et d'autre de l'ilot et la puissance dissipée par viscosité à l'intérieur de l'ilot.

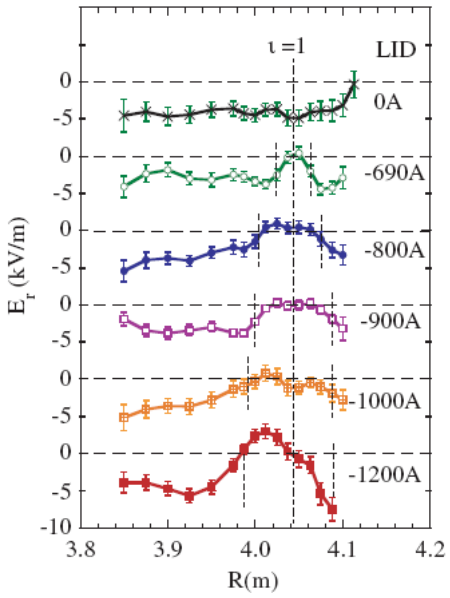



FIG. 7.26: [Ida 04] *Champ électrique radial observé au niveau d'un ilot crée par différents courants de perturbation $n = 1$, $m = 1$, sur LHD. L'intérieur de l'ilot est situé entre les lignes en pointillés, mettant en évidence l'apparition d'un écoulement "en vortex" (avec $E_r > 0$) à partir d'une taille critique.*

Il existe également des observations d'inversion du champ électrique radial dans un voisinage extérieur d'ilots magnétiques. De telles mesures sont rapportées sur le tokamak TUMAN-3M ($R = 53$cm, $a = 24$cm) ; elles sont effectuées par sondes de Langmuir [Askinazi 06] et réflectométrie Doppler [Bulanin 06]. Lors de plasmas en mode H, le champ électrique radial peut changer de signe et devenir positif lors d'épisodes d'activité MHD. Les mesures

par sondes de Langmuir sont faites à environ 1cm à l'extérieur d'un ilot situé en périphérie du plasma ; elles montrent une inversion de $E_r$. Ceci est confirmé par la réflectométrie Doppler. Les explications avancées dans [Askinazi 06, Bulanin 06] pour expliquer ces observations mettent en avant le rôle des électrons rapides dues à la stochasticisation des lignes de champ magnétique. Des observations similaires sont rapportées dans le tokamak STOR-M [Dreval 08]

Une modification de la valeur du champ électrique radial vers des valeurs plus positives, voire un changement de signe, est détecté sur les tokamaks où des perturbations magnétiques sont extérieurement imposées au plasma. Un changement de signe de $E_r$ près de la DSMF a ainsi été mesuré par Heavy Ion Beam Probe sur TEXT par Yang et al. [Yang 91], dans des plasmas limités par un diverteur ergodique. Il est d'ailleurs précisé dans cette référence que l'inversion de $E_r$ possède une structure $m = 0$, ce qui semble être similaire aux observations sur Tore Supra. Un effet des perturbations magnétiques générées par un divertor ergodique sur $E_r$ avait également été détecté sur Tore Supra par le diagnostic de diffusion collective ALTAIR [Payan 95] ; des observations de même type existent également sur TEXTOR ([Unterberg 07],[Coenen 09]). Ce changement de signe du champ électrique radial est expliqué par la stochasticisation des lignes de champ magnétique près du divertor ergodique, qui accroit le transport éléctronique.

Sur TEXT, il est montré dans [Yu 92] que l'activité MHD associée à un ilot $m = 2$ peut causer un hausse de l'intensité du spectre des fluctuations (mesuré par diffusion collective laser IR) dans la partie $E_r > 0$. Cet effet pourrait être similaire à celui observé sur Tore Supra par réflectométrie Doppler, mais sa localisation est difficile sur TEXT car le signal diffusé provient d'un volume de mesure étendu (dont une partie se situe dans la SOL).

Une possible raison expliquant l'inversion du champ électrique radial décrite dans ce chapitre pourrait venir de l'existence d'une zone de stochasticisation des surfaces magnétiques. Le transport des électrons, dont la vitesse parallèle est grande devant celle des ions, peut alors devenir important [Rechester 78]. Cet effet est non-ambipolaire et susceptible d'être à l'origine d'un changement de signe du champ électrique radial (devenant positif). Une zone de stochasticité des lignes de champ magnétique existe lors d'un recouvrement radial entre plusieurs ilots ; les diverses mesures disponibles ne permettent toutefois pas de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse.

Il a également été montré par Boozer et White [Boozer 82] que les électrons sont plus sensibles que les ions au "bruitage" des surfaces magnétiques. En présence d'un champ magnétique faiblement perturbé (en dessous du seuil de stochasticité) le transport collisionnel

électronique peut également être accru bien au-delà des valeurs néoclassiques.

Nous signalons également la mise en évidence par Grasso et al. [Grasso 06] (par résolution numérique des équations MHD résistives réduites) d'une bifurcation dans l'équilibre d'un ilot magnétique pour des valeurs élevées du paramètre $\Delta'$ : une solution présentant de forts écoulements cisaillés autour de l'ilot peut ainsi apparaitre.

Plusieurs caractéristiques communes entre les observations de l'inversion de $v_\perp$ sur Tore Supra et le changement de sens de la rotation toroïdale de TCV [Bortolon 06, Duval 08] peuvent être également soulignées, même si $V_\varphi$ ne s'inverse pas sur Tore Supra :

- elles concernent des plasmas où le facteur de sécurité au bord est proche de 3. Une dépendance avec le courant/ facteur de sécurité au bord existe sur les deux machines.
- même dépendance avec la densité électronique (sur TCV, $E_r > 0$ favorisé par une densité élevée, en mode limiteur). Un seuil semble également exister sur Tore Supra (cf §7.2.2.3).
- la triangularité et l'ellipticité du plasma (positives) favorisent cet effet.
- un mode ($m = 2/n = 1$) semble impliqué dans le mécanisme : sur TCV, un exemple de mode apparaissant avant l'inversion de vitesse toroïdale est donné (cf § 2.4.4, figure 2.5b). Le mécanisme associé semble toutefois complexe.
- des précurseurs des dents de scie sont observés. Un lien avec l'inversion de $V_\varphi/E_r$ n'est pas exclu : sur Tore Supra ces oscillations deviennent plus intenses au cours des rampes de courant, lorsque apparait l'inversion de $v_\perp$. Sur TCV ces oscillations disparaissent ou deviennent faibles une fois que le sens de la rotation a changé.

De telles ressemblances pourraient suggérer qu'il existe des points communs entre les mécanismes à l'origine de ces deux observations. Une question pouvant donner lieu à un travail futur serait par exemple de savoir si l'inversion locale de vitesse perpendiculaire sur Tore Supra pourrait être l'amorçage d'une inversion sur l'ensemble du profil de $V_\varphi$. Dans ce cas, une possible explication du fait que la vitesse de rotation toroïdale ne s'inverse pas serait liée à la valeur élevée du ripple sur Tore Supra, qui génère un couple dirigé dans le sens contre-courant.

Les observations présentées dans ce chapitre peuvent également être replacées dans la problématique plus large du lien entre génération d'écoulements et activité MHD. Il est en effet envisageable que les fluctuations magnétiques puissent jouer un rôle dans le déclenchement ou la destruction de barrières de transport. Ceci est suggéré par les observations (bien établies) d'ITB apparaissant lorsque le facteur de sécurité atteint une valeur minimale

entière ; ou bien lors de la rupture d'une barrière de transport externe causée par un ELM. Dans les plasmas considérés au cours de ce chapitre, l'activité MHD donne lieu à des flux non-ambipolaires suffisamment intenses pour contrebalancer l'effet du ripple, et cela malgré sa valeur élevée de $\delta$ sur Tore Supra. Il n'est donc pas exclu qu'un tel type de mécanisme soit effectif dans d'autre situations expérimentales.

Ainsi, pour résumer, une inversion de signe du champ électrique radial a été observée dans une zone proche de $r/a \sim 0.5 - 0.6$, et dans laquelle $E_r$ devient localement positif. Les prédictions d'un champ électrique radial induit par le ripple, négatif, sont alors mises en défaut. Cette inversion est observée dans des conditions plasmas particulières, et dépend notamment de $q_a$, de la densité, du champ magnétique, et probablement de la forme du plasma. Son observation est couplée avec une augmentation épisodique de l'activité MHD précédant la traversée de la DSMF par $q = 3$. Il a été vu qu'un large ilot sur $q = 2$ se développait durant cette phase dans des chocs à 2.6 T (mais où l'inversion de $E_r$ n'était pas observée) ; ce qui pourrait suggérer que cet ilot est impliqué dans le mécanisme. Des applatissements du profil de densité sont détectés dans un voisinage de l'inversion, mais il est difficile de quantifier exactement la distance correspondante en raison d'incertitude de localisation des mesures. D'autre part, le temps d'intégration des spectres Doppler (5 ms) est suffisamment long pour observer le passage alternatif dans le volume de mesure de points O et points X. Aucune variation temporelle significative à une fréquence inférieure à la dizaine de kiloHertz n'a été détectée : l'inversion du champ électrique radial possède donc à priori une structure $m = 0$.

# Chapitre 8

# Conclusion et perspectives

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés aux mécanismes à l'origine de la génération du champ électrique radial, dont le rôle dans la formation des barrières de transport est déterminant. Les problématiques de la prédiction de la rotation toroïdale dans ITER et de l'influence de la valeur non négligeable du ripple (ondulation de la composante toroïdale de $B$) se sont également situées en arrière-plan de cette étude.

Le travail effectué a porté sur les mécanismes à l'origine du champ électrique radial dans le cas de Tore Supra, où le ripple est très élevé. Les plasmas considérés sont en configuration limiteur, en mode L, et l'énergie totale injectée par le faisceau de particules neutres est négligeable. La vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité est mesurée par réflectométrie Doppler ; celle-ci est proche de la vitesse de dérive $E \times B$, qui domine généralement la vitesse de phase des fluctuations.

Dans un premier temps, les mesures de vitesse perpendiculaire ont été comparées avec les prédictions de vitesse $E \times B$ induite par les flux de particules localement piégées, basées sur le travail de Connor et Hastie [Connor 73]. Nous avons pu vérifier que, dans une zone proche de $r/a \sim 0.6$, le champ électrique radial mesuré s'accorde relativement bien avec ces prédictions, malgré un écart apparemment systématique.

Nous avons alors cherché à investiguer plus en détail les causes possibles de ce décalage. Plusieurs pistes ont alors été envisagées : effet des fluctuations, mécanismes non-ambipolaires concurrents, inadaptation du modèle. Le calcul de Connor et Hastie a été en particulier adapté aux situations expérimentales de Tore Supra en intégrant l'effet de la dérive $E \times B$, qui était négligée initialement.

Pour rechercher un éventuel mécanisme non-ambipolaire en compétition avec le transport de particules induit par le ripple, une série d'expériences dédiées a été réalisée, avec des plasmas ohmiques de différentes tailles en appui sur les anneaux de garde. Le ripple maximal

au niveau du bord extérieur du plasma y était varié de 5 % à 0.6 %. Les profils de vitesse perpendiculaire mesurés, peu variables d'un choc à l'autre, ne mettent pas en évidence l'existence d'autres mécanismes. En revanche la rotation toroïdale est significativement modifiée par une augmentation de $\delta$.

L'écart systématique entre prédictions de Connor et mesures étant confirmé sur cette série de comparaisons, nous avons envisagé l'hypothèse d'un autre effet lié au transport des particules dites "bananes". Nous avons finalement montré que le régime ripple-plateau [Boozer 80, Garbet 10] associé à ce mécanisme prédit mieux la valeur mesurée du champ électrique radial que le régime de piégeage local, aux points de comparaison considérés (situés dans la zone $0.6 < r/a < 0.8$). En outre, il a été vérifié que le transport ripple-plateau était en théorie dominant, ce qui s'accorde aux observations. Les flux de particules localement piégées peuvent influencer la valeur ambipolaire du champ électrique, notamment dans les plasmas à fort chauffage, mais leur influence apparait comme secondaire dans la zone considérée.

Ainsi, le champ électrique radial sur Tore Supra est bien décrit par la théorie collisionnelle du transport (en tokamak non-axisymétrique) : la partie non-ambipolaire des flux de particules turbulents semble ainsi faible devant celle induite par le ripple. Il serait par la suite intéressant d'étudier plus en détail les sources de champ électrique radial au voisinage de la DSMF, dans la zone $0.9 \lesssim r/a \lesssim SOL$. En effet, d'autres mécanismes concurrents affecter cette région, notamment le transport à travers la SOL [LaBombard 04] ou les pertes d'orbites : une information sur leur contribution relative pourra être retirée. D'autre part, l'éventuelle influence des flux de particules rapides n'a également pas pu être testée en raison d'un manque de points de comparaison mesures/prédictions issus de décharges à fort chauffage additionnel.

Tore Supra, pour lequel la valeur du ripple est très élevée, peut être considéré comme un "cas limite" permettant de vérifier l'influence du ripple sur $E_r$. Il n'est pas exclu que les mécanismes mis en évidence soient également effectifs sur d'autres tokamaks où le ripple est plus faible, mais ils seront alors susceptibles d'être contrebalancés par d'autres effets : transport de quantité de mouvement depuis la SOL, particules rapides,... Une caractérisation précise des sources de rotation spontanée/champ électrique radial est également importante en vue des études expérimentales de transport de quantité de mouvement.

La question de l'existence ou non de mécanismes pouvant entrer en compétition avec l'effet du ripple pour la génération de $E_r$ s'est posée suite aux premières vérifications de l'accord entre mesures et prédictions. Aussi, nous nous sommes intéressés à une inversion locale du signe de la vitesse perpendiculaire observée dans des conditions plasmas particulières. Le champ électrique radial mesuré étant alors positif, les prédictions de la valeur $E_r$ induit par

le ripple étaient mises en défaut. Plusieurs séries d'expériences dédiées ont été effectuées dans le but de caractériser ce phénomène. Il est apparu que celui-ci est en particulier sensible au facteur de sécurité au bord, à la densité, au champ magnétique, et probablement à la forme du plasma. Bien que le mécanisme paraisse complexe et n'ait pas pu être totalement explicité, un lien avec l'activité MHD a pu être mis en évidence, possiblement lié à la formation d'un ilot sur $q = 2$.

Des similarités avec l'inversion de vitesse toroïdale observée sur le tokamak TCV ont pu être relevées, bien qu'aucune inversion du sens de la vitesse toroïdale ne soit observée sur Tore Supra. Elles suggèrent qu'il existe un mécanisme sous-jacent commun susceptible d'intervenir dans diverses situations expérimentales. Sa caractérisation permettra une meilleure connaissance des sources de rotation spontanée en mode L. Il sera donc important pour la suite d'examiner plus en détail ces différents points communs.

Ces résultats peuvent également être replacés dans le cadre de la problématique plus large de l'interaction entre fluctuations magnétiques et écoulements. Un certain nombre de caractéristiques des barrières de transport suggèrent en effet qu'un rôle est joué par la MHD : déclenchement des ITB lorsque le minimum du facteur de sécurité atteint une valeur entière, disparition des barrières de transport pendant les ELMs,... En vue d'une meilleure compréhension de ces problèmes, il est donc intéressant d'apporter des nouvelles preuves expérimentales de la possibilités d'une génération spontanée d'un champ électrique radial lié à l'activité MHD. Une meilleure compréhension du mécanisme mis en jeu sur Tore Supra permettra de savoir si celui-ci pourrait être effectif dans des conditions plus proches de celles d'un réacteur, et s'il peut éventuellement être contrôlé par des perturbations magnétiques résonantes.

# Annexe A : Ambipolarité des flux de particules néoclassiques dans un tokamak axisymétrique

L'ambipolarité automatique prédit l'égalité des flux de particules ioniques et électroniques, indépendamment de la valeur du champ électrique radial. Une démonstration issue de [Boozer 80] est présentée, adaptée ici au cas d'une géométrie simple avec surfaces magnétiques circulaires concentriques (coordonnées $(r, \theta, \varphi)$).

L'expression du flux de particules moyenné sortant d'une surface magnétique de rayon $r$ donné (en $m^{-2}s^{-1}$) est :

$$\Gamma = \oint \frac{d\theta}{2\pi} \int f \, \mathbf{V}_D.\mathbf{u}_r \, d^3v \tag{8.1}$$

La fonction de distribution $f$ est décomposée en ses parties paires ($f^+$) et impaires ($f^-$) en $v_{||}$ : $f = f^+ + f^-$, avec

$$f^+ = \frac{f(v_{||}, V_c, ...) + f(-v_{||}, V_c, ...)}{2} \quad , \quad f^- = \frac{f(v_{||}, V_c, ...) - f(-v_{||}, V_c, ...)}{2}$$

Dans l'équation (8.1), la partie impaire s'annule dans lors de l'intégration sur l'espace des phases, et seule $f^+$ est conservée. L'intégrale dans l'espace des vitesses n'est maintenant considérée que dans la partie $v_{||} = |v_{||}| > 0$. D'où, avec un changement de variables $(v_{||}, V_c) \rightarrow (E, \mu)$

$$\Gamma = \oint \frac{d\theta}{2\pi} \int \frac{4\pi}{m^2} \frac{B}{|v_{||}|} f^+ \, \mathbf{V}_D.\mathbf{u}_r \, dE \, d\mu \tag{8.2}$$

où le Jacobien (2.12) $d^3v = 4\pi B dE \, d\mu / m^2 |v_{||}|$ a été utilisé. Une écriture du terme $\mathbf{V}_D.\mathbf{u}_r$

peut être déduite de la relation (2.6), valable si l'hypothèse d'axisymétrie est effectuée :

$$\mathbf{V}_D.\mathbf{u}_r = \frac{m}{e}\frac{v_{||}}{B}\frac{B_\varphi}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(\frac{v_{||}}{B}) \tag{8.3}$$

Cette expression est insérée dans (8.2)

$$\begin{aligned}\Gamma &= \oint \frac{d\theta}{2\pi}\,\frac{4\pi}{m^2}\,\frac{m}{e}\frac{B_\varphi}{r}\int f^+\frac{\partial}{\partial\theta}(\frac{v_{||}}{B})\,dE\,d\mu \\ &= -\oint \frac{d\theta}{2\pi}\,\frac{4\pi}{m^2}\,\frac{m}{e}\frac{B_\varphi}{rB}\int |v_{||}|\,\frac{\partial f^+}{\partial\theta}\,dE\,d\mu\end{aligned}$$

où une intégration par partie en $\theta$ a été effectuée. L'équation de dérive cinétique permet d'exprimer le terme $|v_{||}|\,\partial f^+/\partial\theta$ en fonction de l'opérateur de collision $C(f)$. Celle-ci est écrite aux points $M^+ = (|v_{||}|, V_c, ...)$ et $M^- = (-|v_{||}|, V_c, ...)$

$$\begin{aligned}|v_{||}|\,\frac{\mathbf{B}}{B}.\nabla f(M^+) + \mathbf{V}_D.\nabla f(M^+) &= C(f(M^+)) \\ -|v_{||}|\,\frac{\mathbf{B}}{B}.\nabla f(M^-) + \mathbf{V}_D.\nabla f(M^-) &= C(f(M^-))\end{aligned}$$

Soit, après soustraction, en remarquant que $\mathbf{V}_D$ est indépendante du signe de $v_{||}$ et en utilisant la linéarité de l'opérateur de collisions :

$$|v_{||}|\,\frac{\mathbf{B}}{B}.\nabla f^+ = \frac{|v_{||}|}{r}\,\frac{\partial f^+}{\partial\theta} = C(f^-)$$

Et après un changement de variable inverse $(E,\mu) \to (v_{||}, V_c)$

$$\Gamma = -\oint \frac{d\theta}{2\pi}\,\frac{B_\varphi}{2eB^2}\int m\,C(f^-)\,|v_{||}|\,d^3v$$

Soit finalement, en utilisant

$$\int\limits_{v_{||}>0} |v_{||}|\,C(f^-)\,d^3v = \int v_{||}\,C(f)\,d^3v$$

où l'intégrale du terme de droite est maintenant prise sur tout l'espace des vitesses :

$$\Gamma = -\oint \frac{d\theta}{4\pi} \frac{B_\varphi}{eB^2} \left( \int m\, v_{||}\, C(f)\, d^3v \right)$$

En raison de la conservation de la quantité de mouvement dans la direction parallèle, la quantité $\int m v_{||}\, C(f)\, d^3v$ est de signe opposé pour les ions et les électrons, ce qui entraine l'égalité des flux ioniques et électroniques et démontre la propriété d'ambipolarité automatique des flux de particules.

# Annexe B : Interprétation de la valeur du coefficient devant le terme en $\nabla T/T$

Supposons que nous ayons à calculer un flux de particules total qui soit la somme des contributions $\Gamma_k$ des flux issus de divers mécanismes (chaque mécanisme est indexé par $k$). Si l'on suppose que ces derniers sont proportionnels à la dérivée d'une distribution non perturbée Maxwellienne, ils pourront s'exprimer sous la forme :

$$\Gamma_k = C_k \times \left( A \int w^{n_k+1} e^{-w} g_k(w)\, dw) + B \int w^{n_k} e^{-w} g_k(w)\, dw \right)$$

où $C_k$ est une constante caractérisant l'intensité du flux, $w = E/T$ est l'énergie normalisée, $A = \nabla T/T$, $B = \nabla n/n - 3/2\nabla T/T - eE_r/T$ ($A$ et $B$ sont indépendants du mécanisme) ; $g_k(w)$ (resp. $n_k$) sont des fonctions (resp. exposants) dépendantes du mécanisme considéré.

Le flux total $\Gamma$ s'écrit alors :

$$\Gamma = \sum_k \Gamma_k = A \int w \times \left( \sum_k C_k w^{n_k} e^{-w} g_k(w) \right) dw + B \int \sum_k C_k w^{n_k} e^{-w} g_k(w)\, dw$$

Il est alors possible d'introduire $\langle w \rangle$, définie par :

$$\langle w \rangle \equiv \frac{\int w \times (\sum_k C_k w^{n_k} e^{-w} g_k(w))\ dw}{\int \sum_k C_k w^{n_k} e^{-w} g_k(w)\, dw}$$

$\langle w \rangle$ est l'espérance de la variable $w$, sa valeur peut être vue comme l'énergie normalisée des particules dont la contribution au flux total est la plus importante. On a alors :

$$\begin{aligned}\Gamma &= \left(\int \sum_k C_k w^{n_k} e^{-w} g_k(w)\, dw\right)\ (A\ \langle w\rangle + B) \\ &= \left(\int \sum_k C_k w^{n_k} e^{-w} g_k(w)\, dw\right) \times \left(\frac{\nabla n}{n} + (\langle w\rangle - \frac{3}{2})\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right)\end{aligned}$$

Réciproquement, il est alors possible de remonter, à partir de la connaissance des valeurs expérimentales du coefficient devant le terme $\nabla T/T$ (noté $C$), à des informations sur le mécanisme dominant à l'origine des flux de particules : notamment l'énergie des particules dont la contribution au flux total est la plus importante vaut :

$$\langle w\rangle = C + 3/2$$

Ainsi, dans le cas d'un flux ionique grand devant le flux électronique, le champ électrique radial ambipolaire peut se déduire de l'équation $\Gamma_i(E_r) = 0$, et sa valeur sera la solution de l'équation suivante (où l'on note que $\langle w\rangle$ peut avoir une dépendance en $E_r$, voir par exemple l'annexe suivante) :

$$\frac{\nabla n_i}{n_i} + (\langle w\rangle - \frac{3}{2})\frac{\nabla T_i}{T_i} - e\frac{E_r}{T_i} = 0$$

# Annexe C : Calcul des flux de particules localement piégées, avec prise en compte de l'effet de la dérive $E \times B$

Cette annexe présente (avec plus de détail que dans la section 5.2.2) le calcul du flux de particules localement piégées lorsque la dérive $E \times B$ est prise en compte. Les notations et les hypothèses initiales, hormis $\omega_E = 0$, sont les mêmes qu'à la section 5.2.1. Le déroulement du calcul suit également les mêmes étapes : détermination de la fonction de distribution perturbée $f_1$, puis du flux par sommations successives sur les variables $\varphi$, $\tilde{\mu}$, $\theta$ et $w$.

**Perturbation de la fonction de distribution**

L'équation de dérive cinétique pour les particules localement piégées s'écrit :

$$\mathbf{v}_{\shortparallel}.\nabla f + (\mathbf{V}_D + \mathbf{V}_{E\times B}).\nabla f = -\nu_{eff}(f - f_M)$$

Le calcul est mené comme à la section la section 5.2.1, à la différence que le terme $\mathbf{V}_{E\times B}.\nabla f$ est conservé :

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{E\times B}.\nabla f &= \frac{E_r}{rB_0}\frac{\partial f_1}{\partial \theta} + \frac{\epsilon}{q}\frac{E_r}{RB_0}\frac{\partial f_1}{\partial \varphi} = \omega_E\,(\frac{\partial f_1}{\partial \theta} + \frac{\epsilon^2}{q}\frac{\partial f_1}{\partial \varphi}) \\ \mathbf{V}_{E\times B}.\nabla f &\simeq \omega_E\,\frac{\partial f_1}{\partial \theta} \end{aligned}$$

La perturbation de la fonction de distribution $f_1$ est alors déterminée par l'équation :

$$\omega_E \frac{\partial f_1}{\partial \theta} + \nu_{eff}\, f_1 = w\, V_D^{th}\, \sin\theta \frac{\partial f_M}{\partial r}$$

Sa solution peut être cherchée sous la forme $f_1 = A\,\sin\theta + B\,\cos\theta$. Il vient :

$$f_1 = -\frac{\nu_{eff}}{\nu_{eff}^2+\omega_E^2} V_D^{th} w\,\sin\theta \frac{\partial f_M}{\partial r} - \frac{\omega_E}{\nu_{eff}^2+\omega_E^2} V_D^{th} w\,\cos\theta \frac{\partial f_M}{\partial r}$$

Le flux de particules total est calculé en sommant $f_1 \boldsymbol{V}_D.\boldsymbol{u_r}$ sur le domaine des particules piégées et en moyennant sur les angles $(\theta, \varphi)$. La partie en $\cos\theta$ est multipliée par $\sin\theta$ et integrée : elle sera par conséquent négligée, même si elle n'est pas rigoureusement nulle à cause de la dépendance en $\theta$ de $\nu_{eff} = \nu/\Delta(r,\theta)$.

Ainsi, dans l'expression de $f_1 \boldsymbol{V}_D.\boldsymbol{u_r}$ du chapitre 5, le facteur $1/\nu_{eff}$ est changé en :

$$\begin{aligned}\frac{\nu_{eff}}{\nu_{eff}^2+\omega_E^2} &= \frac{w^{3/2}\Delta}{\nu^{th}} \times \frac{1}{1+(\frac{\omega_E\Delta}{\nu})^2} \\ &= \frac{w^{3/2}2\delta}{\nu^{th}} \times \frac{\Delta}{2\delta} \times \frac{1}{1+(\frac{2\delta\omega_E}{\nu})^2 \times (\frac{\Delta}{2\delta})^2}\end{aligned}$$

ce terme ne dépend que de $\theta$ et $w$, les deux premières étapes de l'intégration (moyennage sur $\varphi$, intégration sur $\tilde{\mu}$) restent inchangées par rapport au chapitre 5, mis à part cette substitution.

$$f_1 \boldsymbol{V}_D.\boldsymbol{u_r} = -w^2\,\frac{\nu_{eff}}{\omega_E^2+\nu_{eff}^2}\,(V_D^{th})^2\,\sin^2\theta \frac{\partial f_M}{\partial r}$$

Nous reprenons le calcul du chapitre 5 avant moyennage sur $\theta$ (et intégration sur $w$) en effectuant la substitution dans l'équation 5.11 :

$$\Gamma_{\varphi\tilde{\mu}}^{w\theta} = -\frac{1}{\sqrt{\pi}}\,n\,\frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}} \times (2\delta)^{3/2} \times w^4 e^{-w} \times \frac{(\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2}\sin^2\theta}{1+(\frac{2\delta\omega_E}{\nu})^2 \times (\frac{\Delta}{2\delta})^2} \times \left[\frac{\nabla n}{n} + (w-\frac{3}{2})\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right]$$

Le moyennage sur $\theta$ se ramène au calcul de la quantité

$$I_\theta = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{(\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2}\sin^2\theta}{1+(\frac{2\delta\omega_E}{\nu})^2 \times (\frac{\Delta}{2\delta})^2} d\theta = \frac{2}{\pi\alpha^2}\int_0^{\pi/2} \frac{(\frac{\Delta}{2\delta})^{3/2}\alpha^2\,\sin^2\theta}{1+(\frac{2\delta\omega_E}{\nu})^2 \times (\frac{\Delta}{2\delta})^2} d\theta \qquad (8.4)$$

Et l'on pose $y = \alpha\sin\theta$ et $\beta = 2\delta\omega_E/\nu$ (qui dépend de $w$).

$$\frac{\Delta}{2\delta} = g(y) = \sqrt{1-y^2} - y(\frac{\pi}{2} - \sin^{-1} y)$$

Soit

$$I_\theta(\alpha,\beta) = \frac{2}{\pi\alpha^2} \int_0^{\min(\alpha,1)} \frac{g(y)^{3/2}}{1+[\beta g(y)]^2} \frac{y^2}{\sqrt{\alpha^2-y^2}} dy$$

$I_\theta$ peut être mis sous la forme suivante, en introduisant le facteur de forme $J(\alpha)$ issu de [Stringer 72] (voir chapitre 5) qui vérifie $I_\theta(\alpha,0) = J(\alpha)/2$ :

$$I_\theta(\alpha,\beta) = \frac{J(\alpha)}{2}\ \hat{I}_\theta(\alpha,\beta)$$

Evaluons le domaine de variation des paramètres $\alpha$ et $\beta$ intéressants dans le cadre de l'étude effectuée. Sur Tore Supra, la valeur de $\alpha = \epsilon/Nq\delta$ approche 0 dans le cas d'un fort ripple et peut être de l'ordre de plusieurs dizaines vers le centre du plasma, où $\epsilon$ et $\delta$ sont faibles. Il est cependant possible de se limiter à des plages de variations en $\alpha$ restreintes (intervalle [0,3]) en raison du comportement de $I_\theta(\alpha)$ qui, pour $\alpha \gtrsim 1.5$ est approximativement égal à un produit de deux fonctions $I_\theta(\alpha,\beta) \approx f(\alpha)\ g(\beta)$. D'autre part, en considérant des profils de température, densité, $q$, et ripple typiques sur Tore Supra, la valeur maximale atteinte par le paramètre $2\delta\omega_E/\nu^{th}$ (avec un champ $E_r$ calculé à partir de la relation de Connor et Hastie) est de l'ordre de l'unité ; nous choisissons une plage de variation du paramètre $\beta = 2\delta\omega_E/\nu^{th} \times w^{3/2}$ dans l'intervalle $[0,25]$, associé à des énergies maximales de l'ordre de $E = 10\,T$. Une approximation possible de la fonction $I_\theta(\alpha,\beta)$ est (donnée à titre indicatif, car elle n'est pas réutilisée) :

$$I_\theta^{appx.}(\alpha,\beta) = \frac{J(\alpha)}{2} \times \frac{1}{1+C(\alpha)\,\beta^2}$$

avec

$$C(\alpha) \quad = \quad \begin{cases} (1-\alpha)^2 & si \quad \alpha < 0.72 \\ 0.08 & si\ \alpha > 0.72 \end{cases}$$

Cette approximation conduit à des écarts de l'ordre de 60% notamment dans le domaine $0.72 < \alpha < 1.2$, $\beta > 1$ ; elle est cependant convenable (erreur maximale de l'ordre de 10%) dans le domaine $\alpha < 0.72$.

**Intégration sur l'énergie**

Le flux de particules est calculé en intégrant sur $w$ :

$$\Gamma(\alpha,\, X) \approx -\sqrt{\frac{1}{\pi}}\; n\; \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}}\; (2\delta)^{3/2} \int_0^{+\infty} w^4 e^{-w}\; \frac{J(\alpha)}{2}\; \hat{I}_\theta \left[\frac{\nabla n}{n} + (w - \frac{3}{2})\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right] dw \quad (8.5)$$

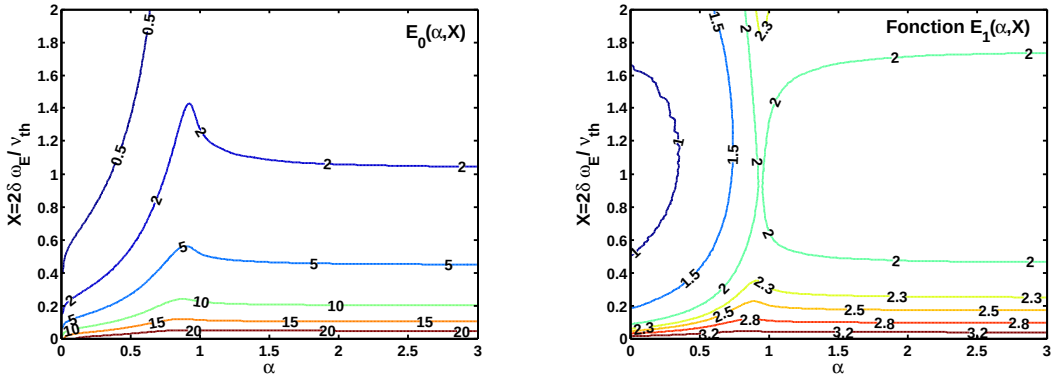
Le flux est mis sous la forme suivante, en introduisant deux fonctions $E_0(\alpha, X)$ et $E_1(\alpha, X)$ que nous allons chercher à approximer numériquement (où $X = 2\delta\omega_E/\nu^{th}$) :

$$\Gamma(\alpha,\, X) \approx -\sqrt{\frac{2}{\pi}}\; n\; \frac{(V_D^{th})^2}{\nu_{th}}\; \delta^{3/2}\; J(\alpha)\; E_0(\alpha, X) \left[\frac{\nabla n}{n} + E_1(\alpha, X)\frac{\nabla T}{T} - \frac{eE_r}{T}\right] \quad (8.6)$$

Ces deux fonctions introduites sont associées aux moments d'ordre 0 et 1 de l'intégrante de l'équation (8.5), $w^4 e^{-w} \hat{I}_\theta(\alpha,\, X\, w^{3/2})$ (voir annexe B). Elles sont calculées numériquement ; une représentation des lignes de contour est donnée aux figure 8.1a et 8.1b. Elle met en évidence l'existence de plusieurs régions suivant les valeurs de $\alpha$ :

- un domaine $\alpha \lesssim 0.7$ où $E_{0/1}$ croissent avec $\alpha$, à $X$ fixé.
- un domaine $\alpha \gtrsim 1.3$ où les fonctions $E_{0/1}$ deviennent quasiment indépendantes de $\alpha$.
- un domaine intermédiaire $0.7 \lesssim \alpha \lesssim 1.3$.

Dans le cas où $X = 0$, on a $E_0(\alpha, 0) = 24$ et $E_1(\alpha, 0) = 3.5$, ce qui permet de retrouver la relation (5.12) du chapitre 5. Ces valeurs décroissent cependant assez rapidement avec $X$, en particulier quand $\alpha \to 0$.




(a) *Contours fonction* $E_0(\alpha, X)$ (b) *Contours fonction* $E_1(\alpha, X)$

FIG. 8.1: *Fonctions* $E_0$ *et* $E_1$

**Evaluation numérique des fonctions** $E_0$ **et** $E_1$

Le domaine d'étude de $E_0$ et $E_1$ choisi est $(\alpha, X) \in [0, 3] \times [0, 2]$ (pour $\alpha > 3$, les résultats

restent valables). Les approximations utilisées sont de la forme suivante (avec $i = 0, 1$) :

$$E_i(\alpha, X) \simeq C_i^1(\alpha) \exp(-C_i^2(\alpha)\, X) + C_i^3(\alpha)$$

Les coefficients d'approximation $C^j(\alpha)$ sont calculés à l'aide d'un algorithme d'optimisation. Leurs graphes sont montrés à la figure 8.2. Ceux-ci font également apparaître une séparation en trois zones (notées $I$, $II$ et $III$ sur la figure), delimitées par les valeurs $\alpha = 0.7$ et $\alpha = 1.3$. En raison de la différences entre les allures des courbes, le choix des fonctions approximatrices dépend de la zone : exponentielle pour la zone $I$, polynome du second degré pour la zone $II$, constante pour la zone $III$. Il existe de légères discontinuités entre les raccords, mais qui restent acceptables dans la mesure ou nous ne sommes pas intéressés par le calcul de dérivées (cisaillement de $E_r$, par exemple). La valeur des coefficients est présentée dans les tableaux 8.1a et 8.1b. Au final, une approximation numérique des fonctions $E_0$ et $E_1$ est obtenue, dont l'écart au valeurs obtenues par un calcul numérique direct (normalisé à l'écart $\max(E_i) - \min(E_i)$) reste de l'ordre de 10% (voir figure 8.3).

| $E_0$ | I : $\alpha < 0.7$ | II : $0.7 < \alpha < 1.3$ | III : $\alpha > 1.3$ |
|---|---|---|---|
| $C_0^1(\alpha)$ | $-11.18\, e^{-16.65\alpha} + 21.80$ | $5.54\alpha^2 - 10.81\,\alpha + 26.68$ | 21.76 |
| $C_0^2(\alpha)$ | $17.44\, e^{-0.92\alpha} - 5.00$ | $2.61\alpha^2 - 4.62\,\alpha + 5.87$ | 4.25 |
| $C_0^3(\alpha)$ | $-78.46\, e^{-0.015\alpha} + 78.58$ | $-6.28\alpha^2 + 12.94\,\alpha - 4.83$ | 1.50 |

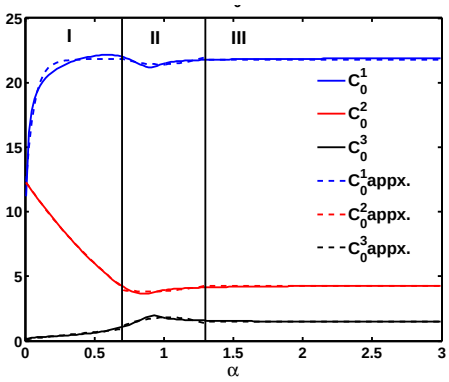
(a) Coefficients fonction $E_0 \simeq C_0^1(\alpha) \exp(-C_0^2(\alpha)\, X) + C_0^3(\alpha)$

| $E_1$ | I : $\alpha < 0.7$ | II : $0.7 < \alpha < 1.3$ | III : $\alpha > 1.3$ |
|---|---|---|---|
| $C_1^1(\alpha)$ | $40.97\, e^{-0.008\alpha} - 38.54$ | $4.28\alpha^2 - 9.07\,\alpha + 6.32$ | 1.69 |
| $C_1^2(\alpha)$ | $13.75\, e^{-0.45\alpha} - 6.48$ | $-12.98\alpha^2 + 28.99\,\alpha - 11.04$ | 4.91 |
| $C_1^3(\alpha)$ | $-15.93\, e^{-0.041\alpha} + 16.76$ | $-4.63\alpha^2 + 9.86\,\alpha - 3.27$ | 1.80 |

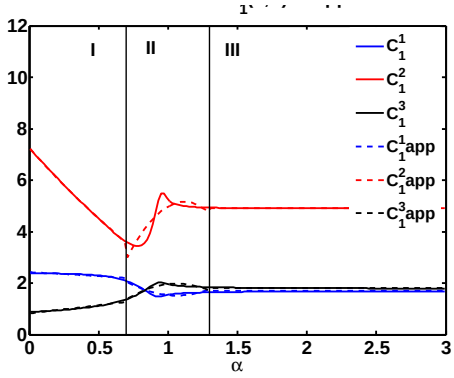
(b) *Coefficients fonction* $E_1 \simeq C_1^1(\alpha) \exp(-C_1^2(\alpha)\, X) + C_1^3(\alpha)$

TAB. 8.1: *Approximation fonctions* $E_0$ *et* $E_1$

Nous proposons également une approximation du facteur de forme de Stringer $J(\alpha)$, l'erreur $|J^{app.} - J|/J$ étant inférieure à 20% dans l'intervalle $[0.8, 1.3]$ (figure 8.4). L'asymptote

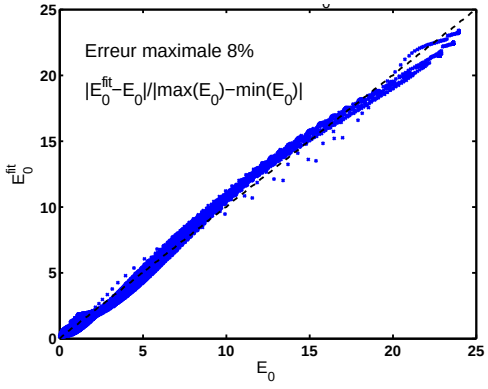



(a) *Coefficients $C_0^i(\alpha)$, approximant $E_0$*

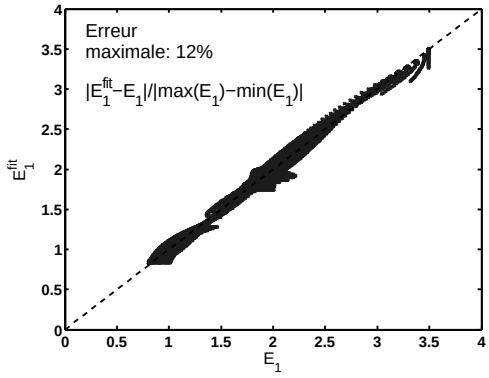



(b) *Coefficients $C_1^i(\alpha)$, approximant $E_1$*

FIG. 8.2: *Dépendance en $\alpha$ des coefficients d'approximation de $E_0$ et $E_1$, valeurs calculées (trait plein) et évaluées dans les tableaux 8.1a et 8.1b (pointillés).*




(a) *Comparaison entre $E_0(\alpha, X)$ et valeur approximée (tableau 8.1a).*




(b) *Comparaison entre $E_1(\alpha, X)$ et valeur approximée (tableau 8.1b).*

FIG. 8.3: *Test des approximations de $E_0$ et $E_1$*

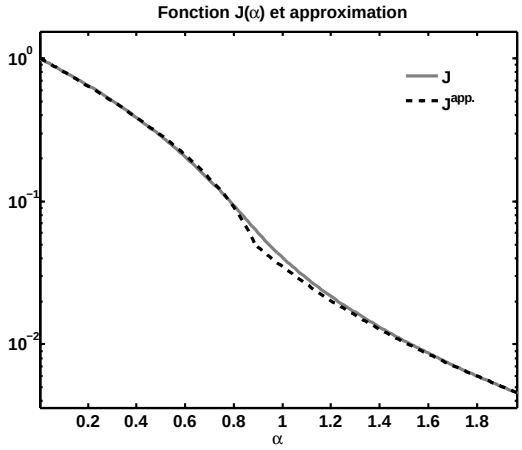



FIG. 8.4: *Facteur de forme de Stringer (en continu), et valeur approximée par la formule 8.7 (en pointillés).*

$0.035/\alpha^3$ est donnée dans [Stringer 72].

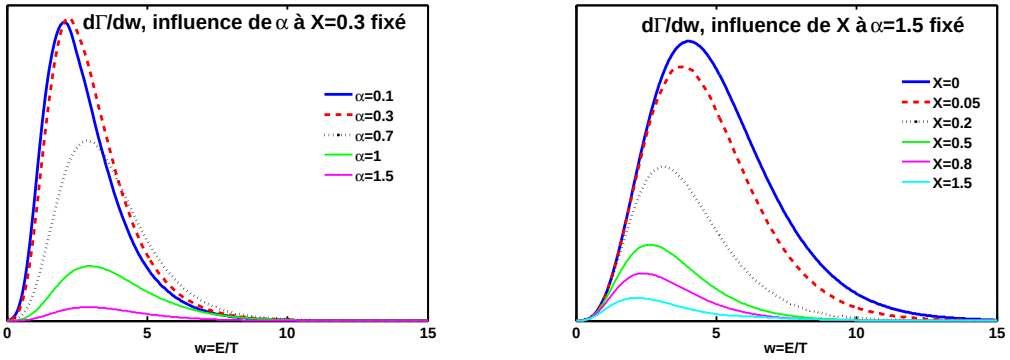
$$J^{app.}(\alpha) = \begin{cases} 1.19\ \exp(-1.18\alpha) - 0.18 & si\ \alpha < 0.89 \\ 0.035/\alpha^3 & si\ \alpha \geq 0.89 \end{cases} \tag{8.7}$$

## Discussion

L'amplitude des flux de particules thermiques localement piégées et la valeur du champ électrique radial ambipolaire, dépendent de la valeur des paramètres introduits $\alpha = \epsilon/Nq\delta$ et $X = \omega_E/(\nu^{th}/2\delta)$. Expérimentalement, il est difficile de séparer leur effet : par exemple, une modification du coefficient de ripple $\delta$ modifie à la fois la valeur de $X$ et $\alpha$. Le champ ambipolaire $E_r$, et par conséquent $\omega_E$ possède également ce type de dépendance.

Sur les figures 8.5a et 8.5b, la valeur de l'intégrante de l'équation 8.5 $d\Gamma/dw$ est représentée en fonction de $w$. Sur la figure 8.5b, il est visible qu'une augmentation du rapport $\omega_E/\nu_{eff}$ affecte à la fois à la valeur totale du flux de particules (intégrale) et la répartition des contributions des différentes énergies au flux total. En effet, le maximum de la courbe se déplace vers les faibles énergies quand $X$ augmente. Ceci est dû au fait que la dérive $E \times B$ diminue les flux radiaux de particules en ajoutant une composante poloïdale à leur vitesse de dérive. Cet effet est plus prononcé lorsque les particules ont une énergie importante (moins collisionnelles), et l'allure de la fonction $d\Gamma/dw$ change. Il en résulte, compte tenu du résultat de l'annexe B, une variation du coefficient numérique devant le terme en $\nabla T/T$ dans l'expression finale du flux (8.6). Le principal effet d'une variation de $\alpha$ à $X$ fixé est une diminution du flux de particules total (figure 8.5a).

Notons également que la valeur du paramètre $X$, inversement proportionnel à la fréquence de collision, est plus faible pour les électrons d'un facteur $\sqrt{m_e/m_i}$.




(a) *Effet du paramètre $\alpha$, à $X = 0.3$ fixé* (b) *Effet du paramètre $X$, à $\alpha = 1.5$ fixé*

FIG. 8.5: *Répartition de la contribution des différentes énergies au flux de particules total.*

## Détermination du champ électrique radial ambipolaire

Dans le cas où les flux de particules thermiques induits par le ripple sont le terme dominant de l'équation d'ambipolarité, $E_r$ est solution de l'équation $\Gamma_i(E_r) = \Gamma_e(E_r)$. Si les flux ioniques sont dominants (températures ioniques et électroniques suffisamment proches), le champ électrique radial est calculé à partir de l'équation $\Gamma_i(E_r = 0)$, ou encore :

$$E_1(\alpha, X(E_r))\frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i} - \frac{e\,E_r}{T_i} = 0 \tag{8.8}$$

dans laquelle le paramètre $X$ dépend du champ électrique radial. Cette équation implicite ne peut pas être résolue de façon simple analytiquement. Une méthode d'approximation possible consiste à utiliser pour calculer la valeur du paramètre $X$ le champ électrique radial $E_{r0}$ d'équilibre en l'absence d'effets de la dérive $E \times B$ :

$$E_{r0} = \frac{T_i}{e}\left(3.5\,\frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i}\right) \tag{8.9}$$

Il s'agit en quelque sorte du premier pas une méthode itérative, le paramètre $X_0$ associé à ce champ électrique radial $E_{r0}$ est utilisé pour évaluer $E_1$, soit finalement :

$$E_r = \frac{T_i}{e}\left(E_1(\alpha, X_0)\,\frac{\nabla T_i}{T_i} + \frac{\nabla n_i}{n_i}\right) \tag{8.10}$$

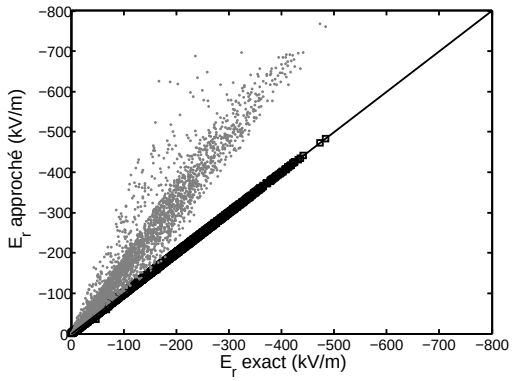



FIG. 8.6: *Comparaison entre $E_r$ calculé directement (abscisse) et équation 8.10 (ordonnée, en bleu) ; sur les tirages de paramètres d'entrée de l'équation 8.8 (tableau 8.2). Les valeurs de $E_r$ calculées en ignorant l'effet de la dérive $E \times B$ [Connor 73] sont représentées en vert.*

La figure 8.6 présente un premier test de la méthode dans laquelle le champ électrique radial calculé à partir de l'équation 8.10 est comparé avec le champ électrique issu d'une résolution numérique de l'équation 8.8. Ce test est réalisé sur une série de tirages aléatoires des 8 paramètres de l'équation 8.8 ($\alpha$, $\nabla T_i/T_i$, $\nabla n_i/n_i$, $n_i$, $T_i$, $\delta$, $B_0$, $r$). Les plages de variation des paramètres sont choisies suffisamment grandes pour être consistantes avec une large gamme de paramètres plasmas, rayons, Tokamaks : cf tableau 8.2.

| Entrée | Valeur min | Valeur max |
|---|---|---|
| $\alpha$ | 0.01 | 20 |
| $\nabla T_i/T_i$ $(m^{-1})$ | 0 | -6 |
| $\nabla n_i/n_i(m^{-1})$ | 0 | -6 |
| $n_i(\times 10^{19} m^{-3})$ | 0.5 | 10 |
| $T_i$(keV) | 0.2 | 30 |
| $\delta$ (%) | 0.001 | 7 |
| $B_0$(T) | 0.5 | 5 |
| $r$(m) | 0.01 | 2 |

TAB. 8.2: *Plage de variation des paramètres utilisés pour le test de la figure 8.6*

Une comparaison entre les deux méthodes de calcul du champ électrique radial ambipolaire est montrée à la figure 8.6 : l'erreur relative $|E_r^{exact} - E_r^{approché}|/|E_r^{exact}|$[1] est très faible (moyenne 0.25% sur les tirages) et ne dépasse pas 25%.

La figure 8.7 présente une comparaison avec des valeurs de paramètres plus spécifiques à l'étude réalisée sur Tore Supra (chapitre 5) : points situés dans la zone $0.5 < r/a < 0.85$,

[1]afin de ne pas prêter à confusion, nous rappelons que ce $E_r$ "exact" est toutefois calculé à partir des approximations présentées au paragraphe précédent (tableau 8.1b).

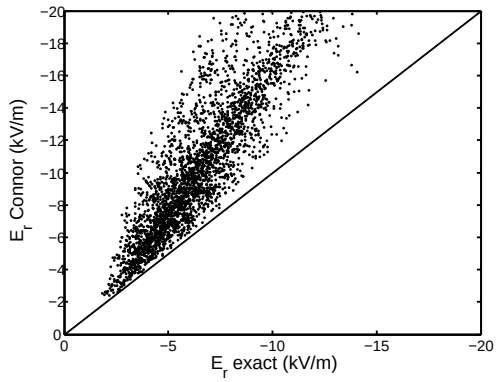



FIG. 8.7: *Comparaison entre champ électrique radial calculé avec et dans prise en compte de l'effet de la dérive $E \times B$, avec valeurs des paramètres d'entrées consistants avec les études réalisées sur Tore Supra.*

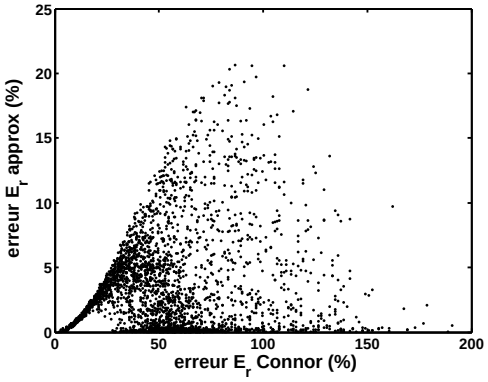



FIG. 8.8: *Erreur commise (par comparaison au champ électrique radial exact), dans les mêmes conditions de tirages que la figure 8.7 .*

ripple maximal varié entre 0.8% et 7%, longueurs de gradients inverses (température, densité) $-4 < \nabla X/X < -0.5\ m^{-1}$ ; grandeurs $B_0$, $n_i$, $T_i$ comprises respectivement dans les intervalles $[2T,\ 3.8T]$, $[1.5\times10^{19}m^{-3},\ 5\times10^{19}m^{-3}]$ et $[0.5keV,\ 1.5keV]$. Dans cette zone, l'erreur relative effectuée en appliquant la méthode de calcul de $E_r$ précedemment évoquée est un peu plus élevée : moyenne et écart types de l'ordre de 4%.

Nous comparons également le $E_r$ ainsi calculé avec celui de Connor et Hastie (équation 8.9). La figure 8.8 montre que l'erreur effectuée avec cette méthode est faible ($< 20\%$) comparée à l'erreur faite lors de l'emploi du champ $E_r$ "Connor". Cette dernière possède une valeur moyenne de 50% mais peut être plus importante (écart-type 25% sur l'échantillon de tirages).

# Annexe D : Evaluation des flux de particules localement piégées dans le cas d'un ripple non uniforme poloïdalement

Les calculs des flux de particules en régime de piégeage local, présentés dans le chapitre 5 et dans l'annexe C, sont effectués avec l'hypothèse d'un coefficient de ripple $\delta$ uniforme sur une surface magnétique donnée. Ceci n'est pas le cas en réalité, il a été vu au chapitre 3 que le ripple est plus intense du côté faible champ : une approximation de $\delta(R, Z)$ est donnée par la formule (3.1). Cette annexe présente la méthode utilisée pour évaluer les flux de particules dans le cas où la variation poloïdale de $\delta$ est prise en compte.

Dans le cas du régime ripple-plateau, les flux de particules sont proportionnels au facteur de forme $\langle \delta^2 \rangle$ (où les crochets représentent un moyennage sur la surface magnétique considérée). Celui-ci peut être directement évalué à partir de la formule 3.1.

Dans le cas du régime de piégeage local sans prise en compte de la dérive $E \times B$, il existe également un facteur de forme dont l'expression est $\left\langle \Delta^{3/2} \sin^2 \theta \right\rangle$. Dans le cas où $\delta = \delta(r)$, la relation entre profondeur effective d'un puits de ripple $\Delta$ et coefficient de ripple peut être utilisée ; elle est donnée dans le chapitre 5 et nous la rappelons ici :

$$\Delta(r,\theta) = \begin{cases} 2\delta(\sqrt{1-\alpha^2 \sin^2\theta} - \alpha|\sin\theta| \left\{ \frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha|\sin\theta|) \right\}) & \text{si } \alpha|\sin\theta| < 1 \\ 0 \ \text{ sinon} \end{cases} \tag{8.11}$$

Cette relation permettait d'écrire $\left\langle \Delta^{3/2} \sin^2 \theta \right\rangle = \sqrt{2}\, J(\alpha)\, \delta^{3/2}$ dans le cas où $\delta = \delta(r)$ ; dans le cas non poloïdalement uniforme le terme $\left\langle \Delta^{3/2} \sin^2 \theta \right\rangle$ doit être évalué directement à partir d'un tracé des lignes de champ (en connaissant $q$) et de la carte $\delta(R, Z)$. La substitution $\sqrt{2} J(\alpha) \delta^{3/2} \rightarrow \left\langle \Delta^{3/2} \sin^2 \theta \right\rangle$ peut alors être effectuée dans l'expression des flux (5.12).

En revanche, le cas de régime de piégeage local avec prise en compte de la dérive $E \times B$

est plus délicat. En effet, lors du calcul des flux, la substitution suivante doit être effectuée (cf équation 5.15 ou 8.4 dans l'annexe C) :

$$I_\theta(2\delta)^{3/2} \rightarrow F \equiv \left\langle \frac{\Delta^{3/2}\sin^2\theta}{1+(\frac{\Delta\omega_E}{\nu})^2} \right\rangle \tag{8.12}$$

Le nouveau facteur de forme $F$ dépend de la fréquence de collision $\nu$, et donc de l'énergie normalisée $w = E/T$. Lors du calcul des flux, l'intégration sur l'angle poloïdal ne peut pas être effectuée indépendamment de l'intégration sur l'énergie normalisée.

Pour adapter l'évaluation des flux, nous remarquons tout d'abord que l'effet du ripple sur les flux de particules n'intervient que par l'intermédiaire de la profondeur effective des puits de ripple $\Delta$, impliqué dans l'opérateur de collision (cf expression de la fonction de distribution perturbée $f_1$, équation 5.8). Le paramètre $\delta$ n'existe dans l'expression finale des flux qu'en raison de la relation 8.11. Dans le cas où $\delta = \delta(r,\theta)$, il serait possible d'utiliser l'approximation consistant à remplacer $\delta(r)$ par sa valeur réelle dépendant de $\theta$ dans (8.11), mais l'intérêt d'une telle substitution est limité car il ne serait alors pas possible d'extraire ce terme de l'intégration sur $\theta$. La méthode employée ici consistera à déterminer, pour une surface magnétique donnée, les paramètres $\alpha_{eff}(r)$ et $\delta_{eff}(r)$ (uniformes sur une surface magnétique) permettant de "reproduire" des valeurs similaires du facteur de forme $F$. Ceci permet alors d'utiliser les résultats du calcul dans le cas d'un ripple poloïdalement uniforme de façon relativement directe.

Ainsi, un profil poloïal "fictif" de $\Delta(\theta)$, est recherché sous la forme :

$$2\delta_{eff}(r)\ (\sqrt{1-\alpha_{eff}^2\sin^2\theta} - \alpha_{eff}|\sin\theta|\left\{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha_{eff}|\sin\theta|)\right\}) \tag{8.13}$$

Une telle forme ne peut pas constituer une approximation du profil $\Delta(\theta)$. En effet, celle-ci est symétrique par rapport à l'axe $\theta = \pi/2$, ce qui n'est pas le cas de $\delta$ (donc de $\Delta$), pour lequel il existe une forte asymétrie entre côtés faibles et fort champs. La grandeur que nous cherchons à approximer n'est pas donc $\Delta$, mais plutôt sa partie symétrique par rapport à $\theta = \pi/2$ (où l'opérateur + est introduit, agissant de façon similaire sur les autres fonctions) :

$$\Delta^+ \equiv \frac{\Delta(\theta) + \Delta(\pi-\theta)}{2}$$

Il est alors nécessaire de vérifier que remplacer $\Delta$ par $\Delta^+$ dans l'expression de $F$ de l'équation (8.12) constitue une approximation acceptable pour l'étude considérée. Ceci se

ramène une estimation de l'écart suivant :

$$\epsilon_F \equiv \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}\left|\left(\frac{\Delta^{3/2}\sin^2\theta}{1+\Delta^2Y^2}\right)^+ - \frac{(\Delta^+)^{3/2}\sin^2\theta}{1+(\Delta^+)^2Y^2}\right| d\theta$$

où l'on a introduit $Y = \omega_E/\nu$ et utilisé le fait que :

$$F = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}\left(\frac{\Delta^{3/2}\sin^2\theta}{1+\Delta^2Y^2}\right)^+ d\theta$$

Une estimation de $\epsilon_F$ peut être obtenue numériquement. Pour cela, un test est effectué avec une série de profils de $\Delta$ paramétrés par $\delta_0$, $\alpha$ (ici indépendant de $\theta$), qui reproduisent bien l'allure d'un profil poloïdal réel de $\Delta$ :

$$\Delta_{test}(r,\theta) = 2\delta_0\ \exp(-(\frac{2\theta}{\pi})^2)(\sqrt{1-\alpha^2\sin^2\theta} - \alpha|\sin\theta|\left\{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha|\sin\theta|)\right\}) \qquad (8.14)$$

L'écart relatif est estimé sur la plage de variation des paramètres suivantes $0 < \alpha < 3$, $0 < Y < 10$, $0.2\% < \delta_0 < 7\%$, représentative des cas considérés par la suite. Sur une série de tirages des paramètres ($\alpha$, $\delta_0$, $Y$) dans ce domaine, la valeur de l'écart relatif moyen $\epsilon_F/F$ est de l'ordre 4%, ce qui justifie la méthode employée (cf figure 8.9).

Ainsi, pour évaluer les flux de particules localement piégées avec prise en compte de la dérive $E \times B$, l'expression 5.16 peut être évaluée à partir des paramètres ($\alpha_{eff}$, $\delta_{eff}$) associés à la meilleure approximation de la partie symétrique par rapport à l'axe $\theta = \pi/2$ de la profondeur effective des puits de ripple.

**Illustration**

La méthode est illustrée sur un exemple issu de la série de chocs "scan ripple" : il s'agit du choc 43313 ($R_0 = 2.23m,\ a = 65cm,\ \delta < 2.5\%$), où nous considérons les surfaces magnétiques $r/a = 0.6$ et $r/a = 0.8$. En tenant compte du facteur de sécurité estimé, $\Delta(\theta)$ peut être calculé et représenté à la figure 8.10a. La partie symétrique $\Delta^+$ est également représentée : la forte asymétrie de $\Delta$ par rapport à $\theta = \pi/2$ est visible. Les meilleures approximations obtenues par un procédé d'optimisation sur les paramètres ($\alpha_{eff},\ \delta_{eff}$) sont montrées à la figure 8.10b.

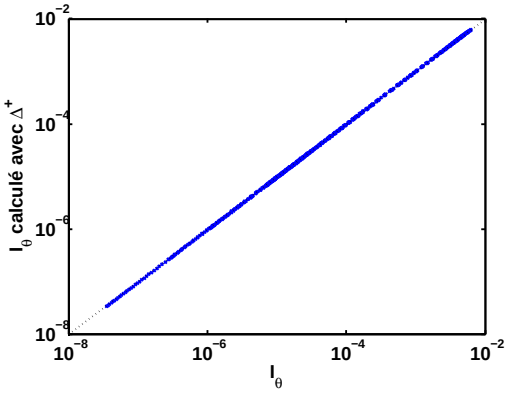



FIG. 8.9: *Facteur de forme et approximation avec partie* $\Delta^+$

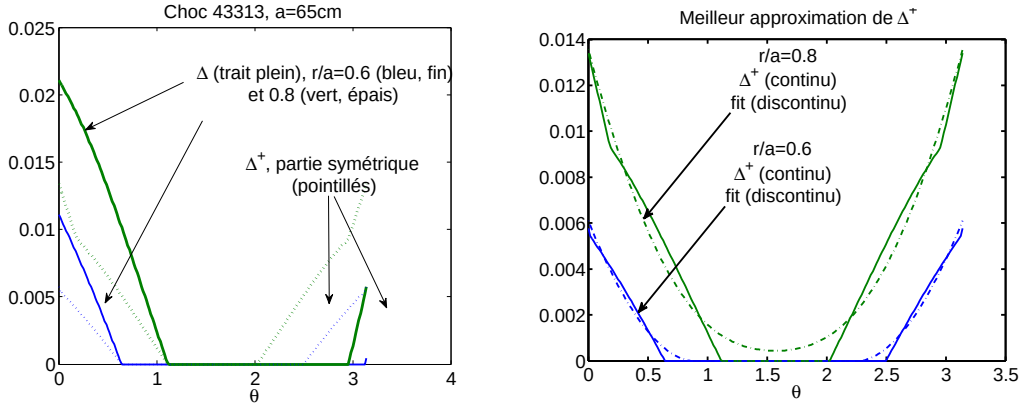
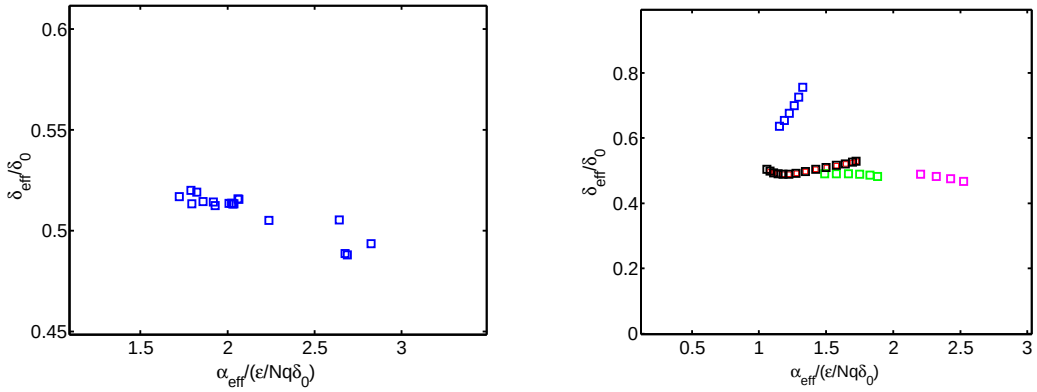



FIG. 8.10: *Illustration de la méthode employée sur un exemple (choc 43313, plasma 65cm) : à gauche profils poloïdaux de* $\Delta$ *et* $\Delta^+$ *(partie symétrique par rapport à l'axe* $\theta = \pi/2$*). A gauche, approximation de* $\Delta^+$ *de la forme (8.14).*

**Valeurs des paramètres d'approximation $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$**

Les valeurs des paramètres ($\alpha_{eff}$, $\delta_{eff}$) sont calculées pour les points de mesures des séries de chocs étudiées ("$r/a = 0.6$" et "scan ripple"), situés dans la zone $0.6 < r/a < 0.85$. Ces valeurs sont reportées dans les figures 8.11a et 8.11b, où $\delta_{eff}$ est normalisé à $\delta_0 = \delta(\theta = 0)$ et $\alpha_{eff}$ est normalisé à $\alpha_0 = \epsilon/Nq\delta_0$. Dans la plupart des cas considérés, $\delta_{eff} \sim 0.5\ \delta_0$. En revanche le rapport $\alpha_{eff}/\alpha_0$ varie sur un intervalle plus large pour les points considérés, entre 1 et 4.

**Relation entre paramètres d'approximation $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$ et paramètres réels $\delta_0$ et $\alpha_0$** Dans ce paragraphe, une expression de $\alpha_{eff}$ en fonction de $\alpha_0 = \epsilon/Nq\delta_0$ est recherchée. Pour cela, l'approximation suivante est utilisée (illustrée à la figure 8.12 sur la surface $R_0 = 2.36$m, $r/a = 0.9$) :




(a) *série "$r/a = 0.6$"* (b) *série "scan ripple".*

FIG. 8.11: *Paramètres $\delta_{eff}$ et $\alpha_{eff}$ sur la série "$r/a = 0.6$" et "scan ripple" respectivement rapportés au ripple maximal sur la surface $\delta_0$ et au paramètre $\alpha_0 = \epsilon/Nq\delta_0$ associé.*

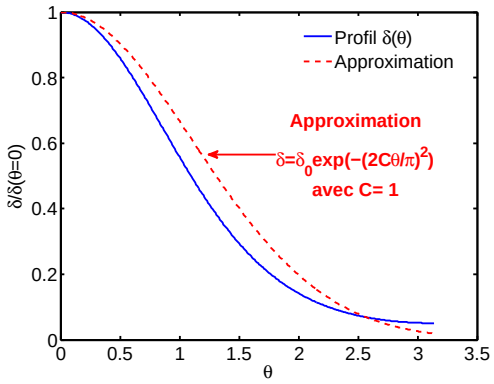
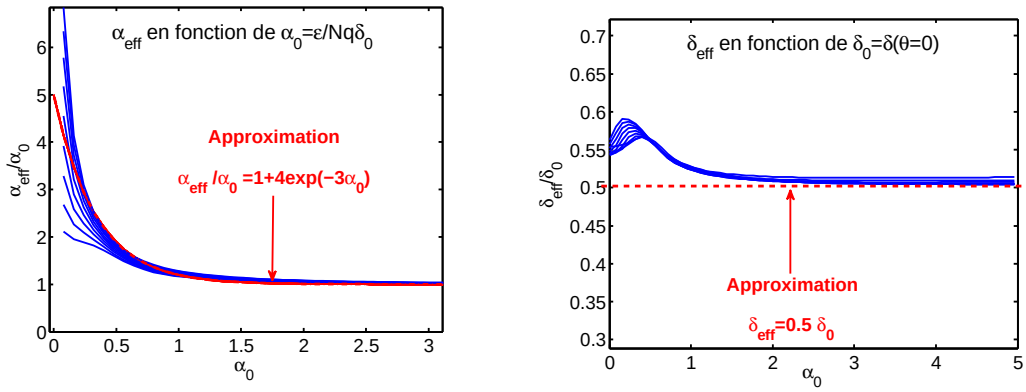



FIG. 8.12: *Profil de ripple $\delta(r/a = 0.9, \theta)$, et approximation pour C=1.*

$$\delta(\theta) = \delta_0 \, \exp(-(2C\theta/\pi)^2)$$

L'expression (5.2) de la profondeur effective d'un puits de ripple $\Delta$ peut être réutilisée dans le cas d'un ripple non poloïdalement symétrique en prenant pour $\alpha$ sa valeur locale :

$$\alpha = \frac{\epsilon}{Nq\delta(r,\theta)} = \alpha_0 \, \exp(2\theta/\pi)^2$$




(a) *Rapport* $\alpha_{eff}/\alpha_0$ (b) *Rapport* $\delta_{eff}/\delta_0$

FIG. 8.13: *Valeurs des paramètres* $\alpha_{eff}$ *et* $\delta_{eff}$ *dans le cas du profil test* $\Delta(r,\theta)$*, calculé à partir de* $\delta(\theta) = \delta_0 \exp(-(2\theta/\pi)^2)$

$$\frac{\Delta(r,\theta)}{\delta_0} = \begin{cases} 2\,\exp(-(2\theta/\pi)^2)(\sqrt{1-\alpha^2\sin^2\theta} - \alpha|\sin\theta|\left\{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}(\alpha|\sin\theta|)\right\}) & \text{si } \alpha|\sin\theta| < 1 \\ 0 \;\text{ sinon} \end{cases}$$

La méthode décrite dans le paragraphe précédent est appliquée pour calculer les paramètres $\alpha_{eff}$ et $\delta_{eff}$ lorsque $\alpha_0$ varie dans l'intervalle $[0,5]$. Les figures 8.13a et 8.13b présentent les valeurs de $\alpha_{eff}/\alpha_0$ et $\delta_{eff}/\delta_0$ en fonction de $\alpha_0$. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de $C$ voisines de 1 (dans l'intervalle $[0.8, 1.2]$). Ceci permet de mettre en évidence une sensibilité à $C$ pour les faibles valeurs de $\alpha_0$. Pour $\alpha_0 > 1$, $\alpha_{eff} \simeq \alpha_0$ et $\delta_{eff} \simeq \delta_0/2$. La fonction suivante est une bonne approximation de $\alpha_{eff}$ (notamment lorsque $C \simeq 1$) su le domaine considéré :

$$\alpha_{eff} = \alpha_0(1 + 4\exp(-3\alpha_0))$$

Pour $\alpha_0 < 1$, nous choisirons $\delta_{eff} = \delta_0/2$ en ignorant les légères variations du rapport de ces quantités lorsque $\alpha_0 \to 0$.

Au final, ces approximations peuvent être utilisées pour évaluer les coefficients de diffusion (avec prise en compte de la dérive $E \times B$ en particulier) lorsque la géométrie exacte du ripple n'est pas connue, en supposant une dépendance $\delta(\theta) \propto \exp(-(2C\theta/\pi)^2)$ , $C \sim 1$. Ces résultats sont utilisés à la fin du chapitre 6 pour estimer les coefficients de diffusion dans ITER.

# Annexe E : Comportement du faisceau incident de la réflectométrie Doppler en présence d'un ilot magnétique

Dans cette annexe, rattachée au chapitre 7, nous cherchons à comprendre pourquoi l'inversion du champ électrique radial est observée de manière très différente lorsque l'onde incidente de la réflectométrie Doppler est polarisée en mode O ou en mode X (cf §7.2).

Dans le but de clarifier les possibles raisons de cette différence, nous examinons le comportement du faisceau incident au voisinage de perturbations du profil radial de densité électronique associées à un ilot magnétique. En effet, lors de cette étude, il a été montré qu'un ou plusieurs ilots magnétiques sont détéctés dans la région voisine de cette inversion. Leur effet sur les mesures est étudié de façon qualitative à l'aide du code de tracé de faisceau de la réflectométrie Doppler, en modifiant artificiellement le profil de densité de façon à simuler la présence d'un ilot. Nous utiliserons dans ce paragraphe le terme d"'ilot" de façon abusive pour signifier la région où cette modification du profil de densité a été introduite, en ignorant la différence entre un profil issu d'une coupe passant par le point O ou le point X d'un ilot.

Les conditions expérimentales de la fin du choc 43413 sont utilisées avec un profil de densité modifié pour reproduire un ilot centré en $r/a = 0.6$. Ses caractéristiques sont variées afin de tester l'influence de sa taille, et surtout de la présence d'une inversion locale du gradient de densité, susceptibles de perturber le faisceau de façon significative. Les profils de densité utilisés pour le tracé de rayon sont représentés en figure 8.14. Les dimensions de l'ilot sont graduellement augmentées depuis le profil représenté en noir, sans ilot, utilisé pour analyser les expériences, jusqu'au profil représenté en vert simulant un ilot d'une largeur de l'ordre de $\Delta r/a = 0.2$ (12cm) et possédant une structure de densité interne (i.e. une légère inversion du gradient local de densité). La présence de telles structures à l'intérieur d'ilots

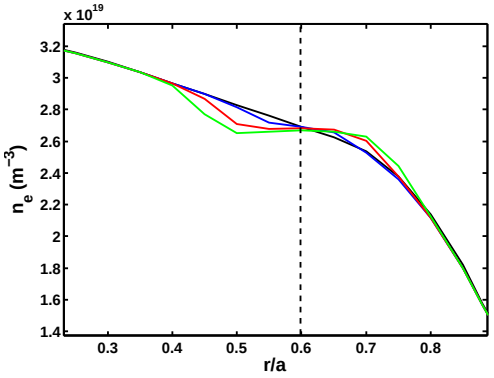
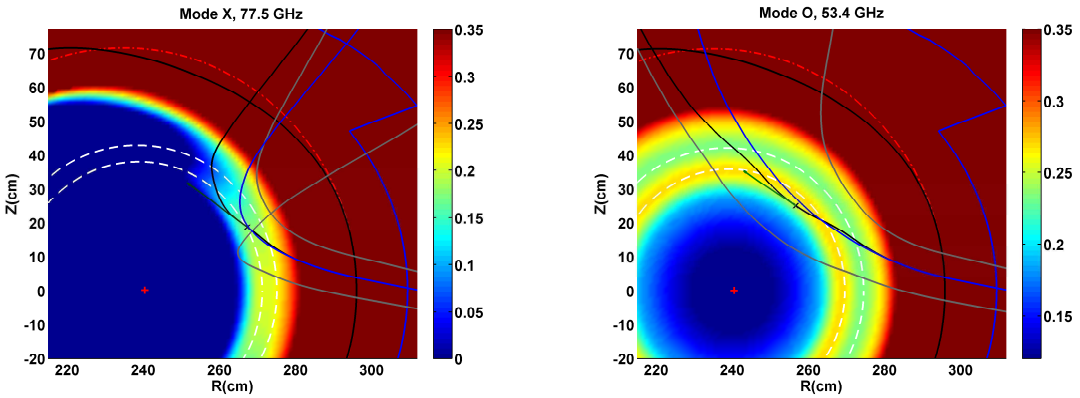



FIG. 8.14: *Profils de densité utilisés pour simuler la présence d'un ilot magnétique*

ont déjà été observées, par exemple sur TEXTOR [de Vries 97].

Le trajet du faisceau incident projeté dans le plan $(R, Z)$ est représenté dans les figures 8.15a (mode X, fréquence 77.5GHz) et 8.15b (mode O, fréquence 54.3GHz), dans le cas du profil de densité en vert (mode O) ou rouge (mode X) de la figure 8.14. En mode O, un effet de l'inversion du gradient de densité électronique, et donc du gradient d'indice optique est visible : le rayon principal tend à suivre le minimum local de la densité, qui correspond à un maximum local de l'indice optique. Il s'agit d'un effet analogue au piégeage d'un rayon lumineux dans une fibre optique à gradient d'indice. La longueur d'arc sur laquelle le rayon est quasiment tangent aux surfaces magnétiques (iso-indices, en mode O) est alors allongé, ce qui améliore la qualité du signal rétrodiffusé issu de cette zone. En mode X, le rayon tend également à suivre les surfaces iso-indices, en revanche celles-ci ne sont plus confondues avec les surfaces magnétiques. La présence de la perturbation du profil de densité crée une distortion des surfaces iso-indices, visible vers $R = 260cm$, $Z = \pm 40cm$ (figure de gauche) qui cause des changements locaux dans la direction du vecteur d'onde. Nous allons voir que ces variations localisées de $k_\theta$ diminuent la qualité du signal rétrodiffusé issu de cette zone.

Comme évoqué au chapitre 4, la localisation des mesures Doppler est en général causée par trois effets : l'augmentation de l'amplitude de l'onde incidente près de la couche de coupure, la diminution de la norme du vecteur d'onde (la turbulence étant plus intense aux faibles vecteurs d'ondes perpendiculaires) et l'effet d'alignement du vecteur d'onde de diffusion avec




(a) *Mode X, 77.5 GHz, ilot 6cm (profil $n_e$ en rouge sur fig.* 8.14*).*

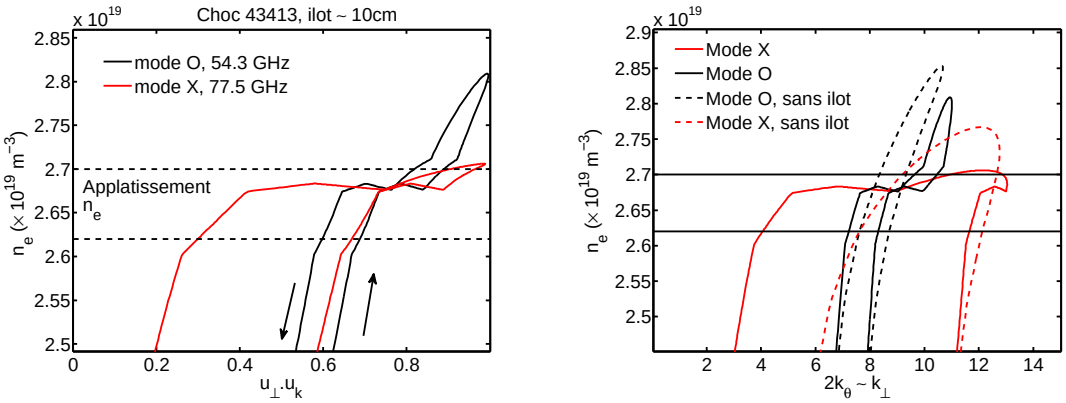
(b) *Mode O, 54.3 GHz, ilot 10cm (profil $n_e$ en vert).*

FIG. 8.15: *Effet d'un ilot sur le parcours des rayons en mode O (53.4GHz gauche) et mode X (77.5GHz, droite) dans le plan $(R, Z)$. Le trajet du rayon central du faisceau (noir, gras) et des extrémités du faisceau (gris) est superposé sur la carte de l'intensité de l'indice optique. Le trajet du rayon central en l'absence d'ilot est représenté en bleu. L'inversion du gradient de densité électronique est située entre les deux surfaces représentées en pointillés blancs.*

la direction perpendiculaire (i.e. avec le vecteur d'onde des fluctuations de densité). Le vecteur d'onde de diffusion perpendiculaire vaut $k_\perp = 2(k_\theta B_\varphi - k_\varphi B_\theta)/B \simeq 2k_\theta$ (où $k_\theta$ , $k_\varphi$ associées au vecteur de l'onde incidente). L'alignement avec la direction perpendiculaire est quantifié par $\mathbf{u}_\perp.\mathbf{k}/k \sim k_\theta/k$, où $\mathbf{u}_\perp$ est le vecteur tangent aux surfaces magnétiques et perpendiculaire aux lignes de champ.

A la figure 8.16, une comparaison est effectuée entre les trajectoires du rayon principal en mode O (fréquence 54.3GHz) et en mode X (77.5GHz). Ces trajets sont représentés en fonction de la densité afin de mettre en évidence la traversée de la zone de l'ilot. Aux fréquences considérées, le point de rebroussement du faisceau est voisin de la zone où $n_e$ est perturbée (représentée par des traits pleins). Le parcours du rayon dans les plans $(\mathbf{u}_\perp.\mathbf{k}/k,\ n_e)$ et $(2k_\theta,\ n_e)$ est tracé. La première représentation quantifie l'alignement du rayon avec la direction perpendiculaire (et les fluctuations de densité), et donc l'intensité du signal rétrodiffusé. La seconde représentation dans le plan $(2k_\theta,\ n_e)$ indique la valeur approximative du $k_\perp$ lors de la traversée de l'"ilot", à laquelle sera proportionnelle le décalage en fréquence de la composante Doppler issue de cette zone (étant donné que $\Delta\omega = k_\perp v_\perp$). La figure 8.16a montre que lors de la traversée de la zone d'applatissement de $n_e$, l'alignement du rayon avec la direction perpendiculaire est moins bon en mode X qu'en mode O : la contribution du signal rétrodiffusé issu de cette zone est donc moins importante en mode X. En outre (figure 8.16b), au signal rétrodiffusé issu de cette zone est associé à un $k_\perp$ moins important que dans le cas "sans ilot" : le décalage Doppler de la composante du spectre associée sera donc faible,

et celle-ci risque de se confondre avec la composante centrale. L'erreur effectuée en ignorant la présence de l'ilot lors du calcul du $k_\perp$ est également importante, ce qui fausse la valeur de la vitesse perpendiculaire calculée à partir de $v_\perp = 2\pi f/k_\perp$.




(a) *Alignement des vecteurs d'ondes* (b) *Trajectoire dans le plan* $(2k_\theta,\ n_e)$

FIG. 8.16: *Parcours des rayons en mode O (53.4GHz) et mode X (77.5GHz) en présence d'un profil de densité applati d'environ 10 cm autour de* $r/a = 0.6$ *(profil en rouge sur la figure 8.14). Trajets représentés dans les plans* $(\mathbf{u}_\perp.\mathbf{k}/k,\ n_e)$ *et* $(2k_\theta,\ n_e)$*. La zone où le profil de* $n_e$ *est localement plat est marquée par des lignes horizontales.*

En résumé, les tracés de rayon effectués avec des profil radiaux de densité perturbés, simulant la présence d'ilots magnétiques, montrent que le mode O est mieux adapté que le mode X pour mesurer la vitesse perpendiculaire au voisinage ou à l'intérieur d'un ilot. Des zones "aveugles", dont la contribution au signal rétrodiffusé total est faible, peuvent apparaître en mode X au niveau de la zone d'applatissement/inversion locale du gradient de densité. Le comportement est inversé dans le cas d'une incidence normale où il existe une véritable couche de coupure $N = 0$, comme en réflectométrie standard : dans ce cas c'est le mode O qui n'accède pas à la zone située juste derrière un maximum local de densité.

# Bibliographie


[Artaud 10] J.F. Artaud et al., *The CRONOS suite of codes for integrated tokamak modelling*, Nuclear Fusion **50** (2010) 043001.

[Askinazi 06] L.G. Askinazi et al., *Radial electric evolution in the vicinity of a rotating magnetic island in the TUMAN-3M tokamak*, Nucl. Fusion **48** (2006) A85.

[Assas 04] S. Assas and L.-G. Eriksson, *On the influence of a radial electric field on ripple-induced stochastic diffusion in tokamaks*, J. Plasma Physics (2004) **71**, part. 2, 1-16.

[Balescu 88] R. Balescu, *Transport processes in plasmas : 2. Neoclassical theory*, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, The Netherlands, 1988.

[Basiuk 04] V. Basiuk et al., *Ripple losses during ICRF heating in Tore Supra*, Nucl. Fusion **44** (2004) 181-192.

[Biglari 89] H. Biglari, P.H. Diamond, and P.W. Terry, *Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence*, Phys. Fluids B, **2**, 1 (1990).

[Bhatnagar 54] P.L. Bhatnagar, E.P. Gross and M. Krook, *A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems*, Physical Review **94** (1954) 511.

[Boozer 80] A.H. Boozer, *Enhanced transport in tokamaks due to toroidal ripple*, Phys. fluids **23** (1980) 2283.

[Boozer 82] A. H. Boozer and R. B. White, *Particule Diffusion in Tokamaks with Partially Destroyed Magnetic Surfaces*, Physical Review Letters **49** (1982) 786.

[Bortolon 06] A. Bortolon et al., *Observation of spontaneous toroidal rotation inversion in ohmically heated tokamak plasmas*, Physical Review Letters **97**, 235003 (2006).

[Bourdelle 00] C. Bourdelle, *Analyse de stabilité de plasmas de tokamak*, thèse, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 2000

[Bourdelle 02] C. Bourdelle et al., *Stability analysis of improved confinement discharges : internal transport barriers in Tore Supra and radiative improved mode in TEXTOR*, Nucl. Fusion **42** (2002) 892.

[Bulanin 00] V.V Bulanin et al., *Study of Plasma Fluctuations in the Tuman-3M Tokamak Using Microwave Reflectometry with an Obliquely Incident Probing Beam*, Plasma Physics Reports, **26** (2000) 813.

[Bulanin 06] V.V. Bulanin et al., *Plasma rotation evolution near the peripheral transport barrier in the presence of low-frequency MHD bursts in TUMAN-3M tokamak*, Nucl. Fusion **48** (2006) A101.

[Burrell 97] K.H. Burrell, *Effects of $E \times B$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices*, Phys. Plasmas **4** (1997) 1499.

[Callen 09] J.D. Callen, A.J. Cole and C.C. Hegna, *Toroidal rotation in tokamak plasmas*, Nuclear Fusion **49** (2009) 085021.

[Casati 09] A. Casati et al., *Turbulence in the TORE SUPRA Tokamak : Measurements and Validation of Nonlinear Simulations*, Physical Review Letters **102** (2009) 165005.

[Clairet 03] F. Clairet et al., *Advances of the density profile reflectometry on Tore Supra*, Review of Scientific Instruments **74** (2003) 1481.

[Coenen 09] J.W. Coenen, *The influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the radial electric field at the Tokamak TEXTOR,* thèse, Forschungszentrum Jülich 2009.

[Connor 73] J.W. Connor, R.J. Hastie, *Neoclassical diffusion arising from magnetic field ripples in tokamaks*, Nucl. Fusion **13** (1973) 221.

[Conway 04] G.D. Conway et al., *Plasma rotation profile measurements using Doppler reflectometry*, Plasma Physics and Controlled Fusion **46** (2004) 951.

[Crombé 05] K. Crombé et al., *Poloidal rotation dynamics, radial electric field, and neoclassical theory in the JET internal-transport-barrier regime*, Physical Review Letters **95**, 155003 (2005).

[Crombé 09] K. Crombé et al., *Radial electric field in JET advanced tokamak scenarios with toroidal field ripple*, Plasma Phys. Control. Fusion **51** (2009) 055005.

[Crombé 09] K. Crombé et al., *Radial electric field in JET advanced tokamak scenarios with toroidal field ripple*, Plasma Physics and Controlled Fusion **51** (2009) 055005.

[Crombé 09-b] K. Crombé et al., *Influence of rotational shear on triggering and sustainment of internal barriers on JET*, 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, 2009 ECA Vol. **33**E, P-2.166 (2009) 055005.

[Crume 88] E.C. Crume et al., *Transport scaling in the collisionless-detrapping regime in stellarators*, , Phys. Fluids **31** (1988) 11.

[Defrasne-note] P. Defrasne, Ph. Moreau, F. Saint-Laurent, *Mesures magnétiques 2001*, note interne IRFM, DIAG/NTT-2002.006.

[de Vries 97] P.C. De Vries et al., *Density profile peaking inside m/n=2/1 magnetic islands in TEXTOR-94*, Nuclear Fusion, **37** (1997) 1641.

[de Vries 08] P.C. de Vries et al., *Effect of toroidal field ripple on plasma rotation in JET*, **48** (2008) 035007.

[Diamond 91] P.H. Diamond and Y.-B. Kim, *Theory of mean poloidal flow generation by turbulence*, Phys. Fluids. B, **3** (1991) 1626.

[Doyle 07] E.J. Doyle et al., *Progress in the ITER physics basis*, Nucl. Fusion **47** (2007) S18.

[Dreval 08] M.Dreval et al., *Smultaneous evolution of plasma rotation, radial electric field, MHD activity and plasma confinement in the STOR-M tokamak*, Plasma Phys. Control. Fusion **50** (2008) 095014.

[Duval 08] B.P. Duval et al., *Spontaneous L-mode plasma rotation scaling in the TCV tokamak*, Physics of Plasmas, **15** 056113 (2008).

[Ehmler 03] H. Ehmler et al., *Experimental check of neoclassical predictions for the radial electric field in a stellarator*, Nuclear Fusion **43** (2003) L11.

[Garbet 10] X. Garbet et al., *Entropy production rate in tokamaks with nonaxisymmetric magnetic fields*, Phys. Plasmas. , **17** 072505 (2010).

[Gil 07] C. Gil et al., *Retro-Reflected channels of the Tore Supra FIR interfero-polarimeter for long pulse plasma operation*, Fusion Engineering and Design **82** (2007) 1238.

[Gil 09] C. Gil et al., *Diagnostics Systems on Tore Supra*, Fusion Science and Technology **56** (2009) 1219.

[Goldston 81] R.J. Goldston, R.B. White et A.H. Boozer, *Confinement of High-Energy Trapped Particles in Tokamaks,* Physical Reviews Letters, **47** (1981) 647.

[Grasso 06] D. Grasso et al., *Magnetic islands and spontaneous generation of zonal flows*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48**, (2006) L87.

[Greenwald 02] M. Greenwald, *Density limits in toroidal plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion **44** (2002) R27.

[Gürcan 07] Ö.D. Gürcan et al., *Intrinsic rotation and electric field shear*, Phys. Plasmas **14** 042306 (2007).

[Gurevich 87] A.V. Gurevich and Ya.S. Dimant, *The kinetic theory of convective transport of fast particles in tokamaks*, Reviews of Plasma Physics vol. 16, Consultants Bureau, New York, 1990.

[Hahm 95] T.S. Hahm and K.H. Burrell, *Flow shear induced fluctuation suppression in finite aspect ratio shaped tokamak plasma*, Phys. Plasmas **2** (1995) 1648.

[Helander 02] P. Helander and D.J. Sigmar, *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.

[Hennequin 04] P. Hennequin et al., *Doppler backscattering system for measuring fluctuations and their perpendicular velocity on Tore Supra*, Review of Scientific Instruments **75** (2004) 3881.

[Hennequin 06] P. Hennequin et al., *Fluctuation spectra and velocity profile from Doppler backscattering on Tore Supra*, Nucl. Fus. **46** (2006) S771.

[Hillesheim 09] J.C. Hillesheim et al., *A multichannel, frequency-modulated, tunable Doppler backscattering and reflectometry system*, Review of scientific instruments. **80** (2009) 083507.

[Hirsch 01] M. Hirsch et al., *Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations*, Review of Scientific Instruments **72** (2001) 324.

[Hirshman 81] S.P. Hirshman and D.J. Sigmar, *Neoclassical transport of impurities in tokamak plasmas*, Nuclear Fusion, **21** (1981) 1079.

[Hoang 98] G. Hoang et al., *Magnetic shear effects on confinement and electron heat transport in Tore Supra discharges with electron heating*, Nucl. Fusion **38** (1998) 117.

[Honoré 06] C. Honoré et al., *Quasi-optical Gaussian beam tracing to evaluate Doppler backscattering conditions*, Nucl. Fus. **46** (2006) S809.

[Ida 90] K. Ida et al., *Comparison of toroidal/poloidal rotation in CHS heliotron/torsatron and JIPPT-IIU tokamak*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc. 13th. Int. Conf. (Washington DC, 1990) vol II (Vienna, IAEA), p. 577.

[Ida 98] K. Ida, *Experimental studies of the physical mechanism determining the radial electric field and its radial structure in a toroidal plasma*, Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998) 1429-1488.

[Ida 02] K. Ida et al., *Observation of Plasma Flow at the Magnetic Island in the Large Helical Device*, Physical Review Letters **88**, 015002 (2002).

[Ida 04] K. Ida et al., *Radial electric field and transport near the rational surface and the magnetic island in LHD*, Nucl. Fusion **44** (2004) 290.

[Itoh 96] K. Itoh and S.-I. Itoh, *The role of the electric field in confinement*, Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996) 1.

[Joffrin 02] E. Joffrin et al., *MHD internal transport barrier triggering in low positive magnetic shear scenarios in JET*, Nucl. Fusion **42** (2002) 235.

[Kovrizhnykh 84] L.M. Kovrizhnykh, *Neoclassical theory of transport processes in toroidal magnetic confinement systems, with emphasis on non-axisymmetric conigurations*, Nuclear Fusion **24** (1984) 851.

[LaBombard 04] B. LaBombard et al., *Transport-driven Scrape-Off-Layer flows and the boundary conditions imposed at the magnetic separatrix in a tokamak plasma*, Nuclear Fusion **44** (2004) 1047

[Maassberg 00] H. Maassberg et al., *The neoclassical "Electron Root" in the Wendelstein-7-AS stellarator*, Physics of Plasmas **7** (2000) 295.

[Mikhailovskii 94] A.B. Mikhailovskii, *Plasma Rotation in a Rippled-Field Tokamak*, Plasma Physics Reports **21** (1995) 529.

[Moyer 95] R.A. Moyer et al., *Beyond paradigm : Turbulence, transport, and the origin of the radial electric field in the low to high confinement mode transitions in the DIII-D tokamak*, Phys. Plasmas **2** (1995) 2397.

[Moreau 03] Ph. Moreau et al., *A magnetic diagnostic on Tore Supra*, Review of Scientific Instruments **74** (2003) 4324.

[Moreau-note] Ph. Moreau, P. Defrasne, F. Saint-Laurent, *Description du traitement différé TMAG des mesures magnétiques CIEL*, note interne IRFM, TRD/NTT-2004.001.

[Nave 09] M.F.F. Nave et al., *The influence of magnetic field ripple on JET intrinsic rotation*, JET report ref. EFDA-JET-CP(09)06/26.

[Payan 95] J. Payan et al., *Turbulence during ergodic divertor experiments in Tore Supra*, Nucl. Fus. **35** (1995) 1357.

[Peacock 69] N.J. Peacock et al., *Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3*, Nature **224**, 488 (1969).

[Rechester 78] A.B. Rechester and M.N. Rosenbluth, *Electron heat transport in a Tokamak with destroyed magnetic surfaces*, Physical Review Letters **40** (1978) 38.

[Rice 04] J.E. Rice et al., *Observation of anomalous momentum transport in Alcator C-Mod plasmas with no momentum input*, Nuclear Fusion **44** (2004) 379.

[Rice 07] J.E. Rice et al., *Inter-machine comparison of intrinsic toroidal rotation in tokamaks*, Nucl. Fusion **47** (2007) 1618.

[Rutherford 70] P.H. Rutherford, *Collisional Diffusion in an Axisymmetric Torus*, Phys. Fluids **13** (1970) 482.

[Ryter 94] F. Ryter et al., *H-Mode Resuls in ASDEX Upgrade*, Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) A99.

[Sabot 06] R. Sabot et al., *Recent results on turbulence and MHD activity achieved by reflectometry*, Plasma Phys. Control. Fusion **48** (2006) B421.

[Segui 05] J.L. Ségui et al., *An upgraded 32-channel heterodyne electron cyclotron emission radiometer on Tore Supra*, Review of Scientific Instruments **76** (2005) 123501.

[Simonin 02] A. Simonin et al., *70keV neutral hydrogen beam injector with energy recovery for application in thermonuclear fusion research*, Review of Scientific Instruments **73** (2002) 2886.

[Shaing 83] K.C. Shaing et J.D. Callen, *Neoclassical flows and transport in nonaxisymmetric toroidal plasmas*, Physics of Fluids **26** (1983) 3315.

[Shaing 89] K.C. Shaing et E.C. Crume, Jr., *Bifurcation Theory of Poloidal Rotation in Tokamaks : A Model for the L-H Transition*, Physical Review Letters **63** (1989) 2369.

[Shaing 82] K.C. Shaing et J.D. Callen, *Boundary layer corrections to neoclassical ripple transport in tokamaks*, Phys. Fluids **25** (1982) 1012.

[Shaing 84] K.C. Shaing, *Stability of the radial electric field in a nonaxisymmetric torus*, Phys. Fluids **27** (1984) 1567 (voir aussi commentaires de Catto et Myra, Phys. Fluids **29** (1986) 2020)

[Stringer 72] T.E. Stringer, *Effect of the magnetic field ripple on diffusion in tokamaks*, Nucl. Fus. **12** (1972) 689.

[Stroth 01] U. Stroth et al., *Internal Transport Barrier Triggered by Neoclassical Transport in W7-AS*, Physical Review Letters **86** (2001) 5910.

[Taylor 21] G. Taylor, *Diffusion by continuous movements*, P. Lond. Math. Soc., **20**, 196-212.

[Taylor 89] R.J. Taylor et al., *H-mode Behaviour Induced by Cross-Field Currents in a Tokamak*, Physical Review Letters, **63** (1989) 2365.

[Toi 90] K. Toi et al., *Role of Edge Magnetic Shear on the Limiter H-Mode Transition of the JIPP T-IIU Tokamak*, Physical Review Letters, **64** (1990) 1895.

[Truc 92] A. Truc et al., *ALTAIR : an infrared laser scattering diagnostic on the TORE SUPRA tokamak,* Review of Scientific Instruments **63** (1992) 3716.

[Tsuji 90] S. Tsuji et al., *Observation of the Limiter H-mode in the JT-60 Tokamak with Lower-Hybrid Current Drive*, Physical Review Letters, **64** (1990) 1023.

[Unterberg 07] B. Unterber et al., *Impact of stochastic magnetic fields on plasma rotation and radial electric fields in the plasma edge of the tokamak TEXTOR*, Journal of nuclear materials 363-365 (2007) 698-702.

[Urano 07] H. Urano et al., *H-mode pedestal structure in the variation of toroidal rotation and toroidal field ripple in JT-60U*, Nucl. Fusion **47** (2007) 706-713.

[Vermare 05 ] L. Vermare et al., *Rational surface localization and MHD activity measurements using fast sweep reflectomtry on Tore Supra*, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) 1895.

[Vermare 05- these] L. Vermare, *Mesure de l'activité magnétohydrodynamique et de la microturbulence par réflectométrie à balayage*, thèse, Université de Provence, 2005.

[Wagner 82] F. Wagner et al., *Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX Tokamak* , Phys. Rev. Lett. **49** 1408-1412 (1982).

[Wesson 87] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon press - Oxford, 1987.

[White 89] R.B. White, *Theory of tokamak plasmas*, North-Holland Physics, Amsterdam, The Netherlands, 1989.

[Yang 91] X.Z. Yang et al., *The space potential in the tokamak TEXT*, Phys. Fluids B **3** (1991) 3449.

[Yokoyama 07] M. Yokoyama et al., *Core electron-root confinement (CERC) in helical plasmasInternal Transport Barrier Triggered by Neoclassical Transport in W7-AS*, Nuclear Fusion **47** (2007) 1213.

[Yoshida 06] M. Yoshida et al., *Effect of ripple loss of fast ions on toroidal rotation in JT-60U*, Plasma Physics and Controlled Fusion **48** (2006) 1673

[Yu 92] C. X. Yu et al., *Comparison of the density fluctuation spectrum and amplitude in TEXT with expectations from electron drift waves*, Phys. Fluids B **4** (1992) 381.

[Yushmanov 82] P.N. Yushamanov, *Heat conductivity due to banana orbit drift in a magnetic field with ripples*, Nuc. Fusion **22** (1982) 1199.

[Yushmanov 87] P.N. Yushmanov, *Diffusive transport processes caused by ripple in tokamaks*, Reviews of Plasma Physics vol. 16, Consultants Bureau, New York, 1990.

[Zou 99] X.L. Zou et al., 1999 *26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Maastricht, The Netherlands, June 1999)* vol 23J p1041.

# Résumé

Les recherches sur la fusion thermonucléaire par confinement magnétique visent à l'obtention de plasmas chauffés majoritairement par les réactions de fusion entre les ions Deuterium et Tritium. Cette thèse se place dans la problématique générale de l'étude du transport turbulent, qui limite les performances d'un tokamak. Le champ électrique radial (dirigé vers l'intérieur ou l'extérieur du plasma, de géométrie torique) peut être à l'origine de barrières de transport lorsque son cisaillement devient suffisamment important pour causer une décorrélation des structures tourbillonnaires. Lors de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux mécanismes à l'origine de la génération spontanée du champ électrique radial à l'intérieur de la dernière surface magnétique fermée. Sur le tokamak Tore Supra, un diagnostic de réflectométrie Doppler permet une mesure quasi-directe de la vitesse de dérive électrique associée au champ électrique radial. L'influence du ripple, ondulation de l'intensité du champ magnétique dans la direction toroïdale dûe au nombre fini de bobines, est examinée par la comparaison des mesures avec les prédictions de plusieurs modèles, associés à différents régimes de diffusion (ripple-plateau, piégeage local). Nous étudions ensuite plus en détail un cas expérimental où le champ électrique radial, usuellement négatif à l'intérieur du plasma, devient localement positif, ce qui suggère la présence de mécanismes alternatifs non-ambipolaires. Le rôle possible de l'activité MHD et des ilots magnétiques est discuté à partir des mesures effectuées.



# Abstract

Nuclear fusion research aims at producing plasmas mainly heated by fusion reactions between Tritium and Deuterium ions. This work deals with the problem of turbulent transport, which is one of the main limiting factors in the performance of tokamak operation. It is focused on the radial electric field ($E_r$, pointing outwards/inwards from the plasma), which can generate transport barriers when its shearing rate is sufficient to cause a turbulence decorrelation. We have investigated the mechanisms causing the spontaneous generation of the radial electric field inside the last closed magnetic surface. In the Tore Supra tokamak, a Doppler reflectometer allows a quasi-direct measurement of the electric drift velocity due to $E_r$. The effect of ripple (a periodic variation of the magnetic field between two coils, in the toroidal direction) is shown by comparing the measurements with predictions from various models, corresponding to different diffusion regimes (ripple-plateau, local trapping). In some special experimental conditions, a locally positive radial electric field has been measured inside the last closed flux surface in Tore Supra, which contrasts with the usual negative $E_r$ in this region. This suggests the presence of other non-ambipolar mechanisms. A discussion on the possible role of MHD activity and islands based on the Doppler reflectometry measurements is made.