



Caractérisation, Modélisation et Contrôle des Scénarios Avancés dans le Tokamak Européen JET

Guillaume Tresset

► To cite this version:

Guillaume Tresset. Caractérisation, Modélisation et Contrôle des Scénarios Avancés dans le Tokamak Européen JET. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2002. Français. $\langle$ NNT: $\rangle$. $\langle$ tel-00001803 $\rangle$

HAL Id: tel-00001803

<https://theses.hal.science/tel-00001803v1>

Submitted on 9 Oct 2002

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.



HAL Authorization

**UNIVERSITÉ DE PROVENCE
AIX-MARSEILLE I**

N° attribué par la bibliothèque / / / / / / / / / /

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PROVENCE

Discipline : Sciences

ÉCOLE DOCTORALE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE

présentée et soutenue publiquement

par

Guillaume TRESSET

le 26 septembre 2002

**CARACTÉRISATION, MODÉLISATION ET CONTRÔLE DES
SCÉNARIOS AVANCÉS DANS LE TOKAMAK EUROPÉEN JET**

Directeur de thèse : Didier MOREAU

JURY

M. Pierre BERTRAND	Rapporteur, Professeur à l'Université de Nancy
Mme Pascale HENNEQUIN	Chargée de Recherches au CNRS (École Polytechnique)
M. Xavier LITAUDON	Responsable de thèse, Ingénieur au CEA Cadarache
M. Didier MOREAU	Directeur de thèse, Professeur à l'INSTN (CEA)
M. Jean-Marcel RAX	Rapporteur, Professeur à l'Université d'Orsay
M. Roland STAMM	Président, Professeur à l'Université de Provence

Remerciements

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à Didier Moreau qui a dirigé le présent travail de thèse. Par sa vaste culture scientifique et sa grande créativité, il a permis d'apporter - du moins je l'estime - la rigueur et l'originalité qui s'impose dans tout travail de recherche. Son implication et sa prévenance ont grandement facilité l'aboutissement des diverses études que j'ai menées et auxquelles j'ai participé.

J'ai pu en outre bénéficier durant ces trois années de la riche expertise de Xavier Litaudon dans le domaine expérimental et tout particulièrement de sa connaissance approfondie du tokamak JET. Grâce à lui, j'ai pu collaborer avec des équipes européennes faisant de la thèse un enrichissement humain.

À ce propos, je tiens à exprimer ma gratitude à l'égard d'Alain Bécoulet qui s'est investi pour me permettre de séjourner au JET à plusieurs reprises lors des campagnes expérimentales, et pour avoir contribué à valoriser mes travaux dans le cadre de la Task Force S2.

Je remercie tout naturellement les membres du jury Pascale Hennequin, Roland Stamm, et surtout Pierre Bertrand et Jean-Marcel Rax qui ont accepté la rude tâche de rapporteur.

Un grand merci également à l'encontre de Jean Jacquinet pour m'avoir accueilli au sein du Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée.

Un certain nombre de personnes ont contribué directement ou indirectement aux résultats exposés dans ce mémoire, et même si cela semble impersonnel, je souhaite leur exprimer ma sincère gratitude au travers de la liste qui suit : Jean-François Artaud, Vincent Basiuk, Marina Bécoulet, Clarisse Bourdelle, Clive Challis, Jean-Marc Chareau, Didier Elbèze, Lars-Goran Eriksson, Claude Fourment, Vladimir Fuchs, Xavier Garbet, Carine Giroud, Gerardo Giruzzi, Gia Tuong Hoang, Frédéric Imbeaux, Emmanuel Joffrin, Myunghee Ju, Phillippe Lotte, Patrick Maget, Mervi Mantsinen, Didier Mazon, Grigory Pereverzev, Yves Peysson, Fernanda Rimini, Irina Voitsekhovitch, et Maxime Zabiégo.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	vii
1 Fusion et tokamak	1
1.1 Le problème de l'énergie	1
1.2 Les réactions de fusion	3
1.2.1 Différents types de réaction	3
1.2.2 Bilan de puissance	3
1.2.3 Ignition et critère de Lawson	4
1.2.4 Les voies d'approche	5
1.3 Le confinement magnétique	6
1.3.1 Principes des boîtes magnétiques	6
1.3.2 Caractéristiques d'un plasma de tokamak	8
1.3.3 Chauffage et génération de courant	13
1.3.4 Exemples de tokamaks expérimentaux	17
1.4 Les concepts du tokamak «avancé»	18
1.4.1 Transport anormal ou mode L	18
1.4.2 Les régimes à confinement amélioré	19
1.4.3 Les scénarios avancés	21
1.5 Vers un réacteur	23
2 Turbulence et confinement amélioré	25
2.1 Les ondes de dérive	25
2.1.1 Fluctuations	25
2.1.2 Vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$	26
2.1.3 Des instabilités universelles	27
2.1.4 Mécanismes des ondes de dérive	28
2.2 Microinstabilités et turbulence	31
2.2.1 Instabilités d'échange	31
2.2.2 Modes de ballonnement	32
2.2.3 Modes résonnants	32
2.2.4 Corrélation de la turbulence	36

2.3	Stabilisation de la turbulence	39
2.3.1	Piquage de la densité	39
2.3.2	Cisaillement magnétique	40
2.3.3	Cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$	44
2.4	Transport	50
2.4.1	Formulation du transport	50
2.4.2	Lois d'échelle	53
2.4.3	Modèles de transport	56
3	Caractérisation des ITBs	63
3.1	Enjeux des scénarios avec ITB	63
3.1.1	Évolution de la densité de courant	65
3.1.2	Préformage du profil de courant	70
3.1.3	Phase de performance	71
3.2	Les principaux diagnostics à JET	72
3.2.1	Spectroscopie d'échange de charge	72
3.2.2	Rayonnement cyclotronique électronique	73
3.2.3	Diffusion Thomson	73
3.2.4	Détermination du profil de courant	74
3.3	Double ITB avec préformage LHCD	75
3.3.1	Variations de durée du préformage LHCD	76
3.3.2	Réduction du seuil en puissance pour le déclenchement des ITBs	82
3.3.3	Formation d'une ITB électronique avec LHCD seule	90
3.3.4	Discussion	93
3.4	Critère ITB	93
3.4.1	Introduction	93
3.4.2	Critère pour caractériser l'émergence et l'évolution des barrières de transport	95
3.4.3	Analyse dimensionnelle	103
3.4.4	Un critère sans frontières	107
3.5	Profil de courant et moment injecté	111
3.5.1	Scénario expérimental	111
3.5.2	Ingrédients pour la formation des ITBs	114
3.5.3	Déclenchement des ITBs par le profil de q	117
3.6	Synthèse sur la formation des ITBs	121
4	Courbe en «S» et transport	123
4.1	Modèles de courbe en «S»	123
4.1.1	Résolution 1D à partir d'un modèle simplifié	124
4.1.2	Résolution numérique en géométrie cylindrique	131
4.1.3	Modèle bifurcatif avec le paramètre ρ_T^*	137
4.2	Identification du transport	140
4.2.1	Analyse de corrélation des diffusivités thermiques	141

4.2.2	Approximation de la fonction de diffusivité	143
4.2.3	Prédiction du transport avec ITB	146
4.2.4	Discussion	147
4.3	Conclusion sur la modélisation des ITBs	148
5	Contrôle des ITBs	151
5.1	Mise en œuvre et études préliminaires	152
5.1.1	Caractérisation en temps réel des ITBs	153
5.1.2	Modélisation des algorithmes de contrôle	155
5.2	Expériences de contrôle	158
5.2.1	Application optimale de la pleine puissance	158
5.2.2	Asservissement simple avec NBI	159
5.2.3	Asservissement simple avec ICRH	163
5.2.4	Double asservissement avec ICRH et NBI	166
5.3	Algorithmes d'asservissement avancés	170
5.3.1	Modélisation linéaire de la réponse du plasma	171
5.3.2	Évaluation numérique d'un contrôle basé sur une mo- délisation linéaire	174
5.3.3	Application au contrôle temps réel du profil de q . . .	176
	Conclusion	181
	Publications et communications	183

Introduction

La fusion contrôlée, c'est la solution alternative à une énergie nucléaire conventionnelle souvent controversée, c'est le substitut possible aux énergies fossiles pointées du doigt par les accords internationaux sur l'environnement tels celui de Kyoto (1997), et c'est peut-être aussi le garant de ressources énergétiques à grande échelle que ne pourront égaler le solaire ou l'éolien. Ces cinquantes dernières années ont vu naître et grandir des machines à fusion de conception parfois surprenante (machines à miroirs, stellarators, tokamaks...). À la suite d'un enchaînement d'échecs et de succès, le tokamak émerge aujourd'hui comme le dispositif le plus avancé pour répondre aux promesses de la fusion.

Un anneau de gaz ionisé à très haute température - un plasma, puissamment confiné par l'action combinée d'un champ magnétique élevé et d'un courant électrique intense, développe en son sein des réactions de fusion deutérium-tritium productrices de neutrons qui véhiculent de l'énergie : tel est le fondement du tokamak. Empruntant un parcours semé d'embûches, le tokamak a quelquefois déçu, se soumettant aux lois d'une physique hostile à la maîtrise de la matière à l'état plasma. Actuellement, plusieurs thèmes d'ordre scientifique ou technologique gravitent autour de la réalisation d'un futur réacteur commercial, et le présent mémoire s'attache exclusivement aux enjeux qui touchent le cœur du plasma, son confinement et sa stabilité.

Depuis l'enthousiasme prématuré des années 70 qui succéda aux résultats du tokamak russe T3 - avec ses premières températures électroniques avoisinant les 1 keV ($\simeq 11,000,000$ K), le concept même de tokamak s'est heurté à deux difficultés majeures :

1. Le transport de l'énergie et des particules s'est avéré considérablement plus important que ne le laissait supposer la plupart des prédictions théoriques. Autrement dit, les pertes d'énergie n'autorisaient pas un rendement suffisant pour faire du tokamak un réacteur commercialement viable.
2. Le fonctionnement continu - condition d'une meilleure rentabilité économique et d'une durée de vie plus longue d'un réacteur pour délivrer sa puissance au réseau électrique - était compromis par la nécessité de générer un courant permanent à travers le plasma.

Au premier point, les physiciens ont répliqué par les découvertes successives du mode H au début des années 80, puis des barrières internes de transport (ITB) au milieu des années 90, hissant le confinement du plasma, et incidemment les performances fusion, vers des niveaux beaucoup plus élevés. Avec l'usage de moyens de génération de courant externes par ondes, s'ouvrait la perspective des plasmas de longue durée; la consécration serait pour le futur de tirer profit au maximum d'un courant auto-généré par le plasma : le courant de bootstrap. Au confluent des barrières internes de transport et du courant de bootstrap, naît le concept prometteur du tokamak «avancé», principale motivation du présent travail de thèse.

Ce travail justement, fut consacré au tokamak européen JET - en activité au Royaume-Uni depuis 1983 - qui est à l'heure actuelle le dispositif à fusion contrôlée le plus performant au monde. Il s'articule autour des scénarios avancés, qui, concrètement, ambitionnent de déclencher puis de maintenir des barrières internes de transport. Le premier chapitre recadre plus précisément les recherches sur la fusion, les grands concepts du tokamak et leurs enjeux pour l'avenir. Le second chapitre énonce les principes essentiels pour appréhender les mécanismes qui régissent le transport de l'énergie, puis énumère les candidats potentiels à l'origine de l'amélioration du confinement. Il se termine sur quelques exemples significatifs de modèles de transport employés pour les prédictions numériques. Le chapitre 3 traite de la caractérisation expérimentale des ITBs, en partant des scénarios utilisés pour les déclencher, puis en introduisant un critère d'existence original employé avec succès à JET comme sur d'autres machines, et en finissant par une revue des ingrédients physiques nécessaires à leur formation. Des études plus théoriques sont menées tout au long du chapitre 4, avec l'investigation des propriétés que procurent un modèle simplifié de barrière, dit de courbe en «S». Une nouvelle technique attrayante, basée sur les réseaux de neurones, est ensuite éprouvée pour identifier les dépendances paramétriques du transport, à partir de données expérimentales. Le dernier chapitre enfin, rapporte les toutes premières démonstrations expérimentales de contrôle temps réel des ITBs et du profil de courant, et propose des algorithmes sophistiqués utilisables dans le futur.

Chapitre 1

Généralités sur la fusion et introduction au tokamak

À l'heure où les besoins énergétiques d'une population mondiale croissante ne cessent d'augmenter, où les ressources en énergie fossile commencent à s'épuiser et les répercussions environnementales deviennent préoccupantes, la recherche de sources d'énergie alternatives s'impose de plus en plus pour satisfaire la demande. Les candidats possibles peuvent être évalués selon plusieurs critères : disponibilité et fiabilité du combustible, complexité technologique, sécurité, coût global et impact environnemental (effet de serre ...). La priorité accordée à chacun de ces critères résulte de l'opinion publique, de considérations socio-économiques et des progrès technologiques. C'est dans ce cadre que la *fusion thermonucléaire contrôlée* apparaît comme étant une solution extrêmement viable à long terme pour la production d'énergie électrique.

Ce chapitre présente les fondements de la fusion contrôlée ainsi que ses enjeux pour le futur. La filière du *confinement magnétique* est abordée à travers un dispositif particulier : le *tokamak*. La dernière section introduit le concept du *tokamak «avancé»* autour duquel s'articule l'ensemble du travail de thèse.

1.1 Le problème de l'énergie

La consommation d'énergie n'a jamais été plus grandissante qu'au cours des deux siècles écoulés, depuis la *Révolution Industrielle*. Il y a fort à parier que cette demande continuera de s'accroître durant ce siècle pour principalement deux raisons : d'une part à cause de l'augmentation de la population mondiale qui devrait passer de 6 milliards en 2000 à 10 milliards en 2050, et d'autre part l'industrialisation des pays actuellement en voie de développement nécessitera des besoins en énergie plus importants. La figure

1.1 montre que la consommation totale d'énergie actuelle est de 8.5 Gtep¹ tandis qu'elle sera de 20 à 40 Gtep selon les scénarios en 2100. La demande en énergie électrique sera même probablement plus forte au vu de l'épuisement progressif des ressources fossiles.

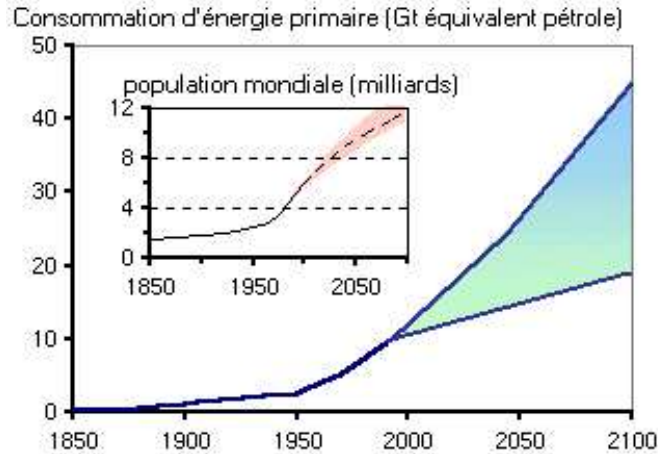


FIG. 1.1 – Évolution de la consommation d'énergie primaire.

Les ressources énergétiques justement vont atteindre un niveau préoccupant si l'on en croit le tableau 1.1. Bien que la fiabilité de ces chiffres soit parfois douteuse et qu'ils servent souvent davantage des intérêts politiques, les réserves mondiales en combustible commenceront à s'épuiser dangereusement au cours de ce siècle. L'unique filière viable à long terme reste le nucléaire utilisé en *surgénérateur*, encore que cette voie n'ait pas été pleinement investiguée.

Combustible	Quantité	Durée en années
Charbon	10^{12} tonnes	270
Pétrole	950×10^9 barrils	40-50
Gaz naturel	120×10^{12} m ³	60-70
Uranium	2×10^6 tonnes	40-50
		(2400-3000)*

*Utilisation en surgénérateur

TAB. 1.1 – Réserves mondiales en combustible, quantité et durée d'exploitation au taux de consommation actuel [Ong00].

Si l'on ajoute à cela l'impact négatif des énergies fossiles sur l'environne-

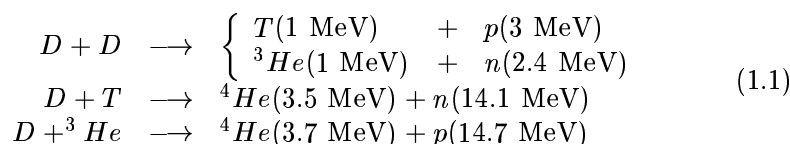
¹1 tep = 1 tonne équivalent pétrole.

ment, notamment par l'*effet de serre*, et les difficultés liées à la sécurité des *centrales à fission* ainsi qu'à la gestion de leur déchets radioactifs, la *fusion thermonucléaire contrôlée* se positionne très bien parmi les candidats aux énergies alternatives. Cependant, la démonstration scientifique mais aussi économique de la fusion comme source potentielle d'énergie pour le long terme reste à établir, faisant de ce projet ambitieux un défi associant des coûts de développement élevés à une grande complexité technologique.

1.2 Les réactions de fusion

1.2.1 Différents types de réaction

La réaction de fusion consiste à rapprocher suffisamment deux noyaux atomiques légers pour en former un plus lourd, l'opération s'accompagnant d'une production d'énergie sous forme cinétique². Les réactions les plus accessibles sont celles mettant en jeu les éléments les plus simples, à savoir les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium :



La figure 1.2 présente les *sections efficaces* des différentes réactions de fusion énoncées ci-dessus [CEA87]. Parmi celles-ci, la réaction D-T apparaît la plus attrayante puisque elle nécessite une énergie entre les réactifs moindre pour une probabilité d'interaction bien meilleure. C'est sur cette réaction que se concentrent les recherches sur la fusion contrôlée.

1.2.2 Bilan de puissance

Les énergies requises pour une réaction D-T avoisinent les 100 keV³. À de telles températures, les atomes sont complètement ionisés du fait des collisions, par conséquent le milieu de fusion est un *plasma*.

La puissance de fusion d'un plasma D-T par unité de volume est directement fonction de la section efficace de la réaction ainsi que des densités volumiques de chacun des réactifs. 4/5 de cette puissance est portée par les neutrons sous forme d'énergie cinétique, le reste est porté par les particules α . Comme nous le verrons, dans une machine à confinement magnétique, les neutrons quittent le plasma sans interagir tandis que les particules α , chargées, sont confinées par le champ magnétique. Elles vont alors céder

²Ces réactions ont lieu naturellement au cœur des étoiles. Elles produisent à la fois l'énergie et les éléments lourds présents dans l'Univers [Bra99].

³Environ 10⁹ K.

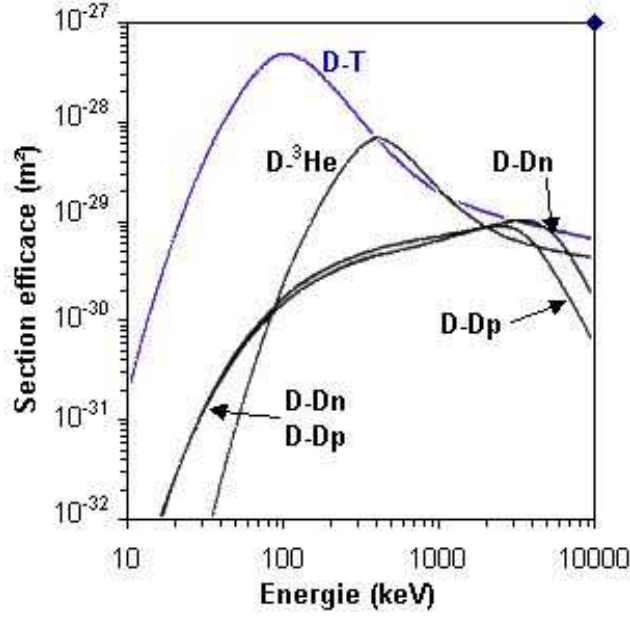


FIG. 1.2 – Sections efficaces des différentes réactions de fusion, en fonction de l'énergie du deutérium.

leur énergie au milieu et ainsi chauffer le plasma qui reçoit donc une puissance P_α proportionnelle à la puissance fusion.

Les pertes de toutes origines sont caractérisées par un *temps de confinement* de l'énergie τ_E défini selon

$$P_{pertes} = \frac{W}{\tau_E} \quad (1.2)$$

où W désigne l'énergie totale du plasma. Ce temps de confinement est le temps caractéristique qu'il faudrait au plasma pour évacuer la totalité de son énergie du seul fait des pertes. Plus ce temps est long, meilleur est le confinement de l'énergie. Ainsi, si P_{add} est la *puissance additionnelle* appliquée de l'extérieur du plasma, le bilan énergétique du plasma sera positif à la condition que les pertes soient contrebalancées par les puissances α et additionnelles, soit

$$P_{add} + P_\alpha \geq P_{pertes} \quad (1.3)$$

1.2.3 Ignition et critère de Lawson

On définit un *facteur d'amplification* Q comme étant le rapport entre la puissance fusion et la puissance additionnelle. Il permet ainsi de quantifier

le bilan énergétique d'une machine à fusion.

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

Lorsque $Q = 1$, on dit que l'on a atteint le *break-even*. La machine produit autant d'énergie qu'on en a injecté. L'*ignition* en revanche correspond au point de fonctionnement où les pertes sont entièrement compensées par la puissance des α , sans avoir recours à de la puissance additionnelle ($P_{add} = 0$), c'est à dire que $Q \rightarrow \infty$.

La condition d'ignition qui vérifie (1.3) conduit au *critère de Lawson* [Law57] qui exprime les conditions expérimentales requises pour l'autoentretien d'un plasma de fusion en D-T à une température de 10 keV :

$$n\tau_E \simeq 10^{20} \text{ m}^{-3}.\text{s} \quad (1.4)$$

où n et τ_E sont les densité et temps de confinement du plasma. Les sections efficaces de la figure 1.2 montrent qu'une température autour de 10 keV permet une bonne réactivité du mélange tout en demeurant techniquement accessible.

1.2.4 Les voies d'approche

La condition d'ignition imposée par le critère de Lawson (1.4) laisse envisager deux filières qui se sont révélées prometteuses :

1. Le *confinement magnétique*, opérant à faible densité ($\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$) et qui s'efforce de maintenir un temps de confinement long ($\sim 1 \text{ s}$) à l'aide d'un champ magnétique intense ($\sim 3 \text{ T}$). Dans le cadre d'un futur réacteur produisant de l'électricité en fonctionnement continu, cette approche est la plus adéquate et aussi la plus technologiquement accessible.
2. Le *confinement inertiel*, qui opte pour un temps de confinement extrêmement court ($\sim 10^{-11} \text{ s}$) mais doit approcher des densités très élevées ($\sim 10^{31} \text{ m}^{-3}$) en comprimant fortement le combustible par des faisceaux lasers convergents. Du fait de son fonctionnement intrinsèquement pulsé et des mécanismes physiques en jeu similaires avec ceux d'une *bombe à hydrogène*, la configuration inertielle s'est davantage orientée vers des applications militaires⁴.

⁴Comme par exemple le projet Laser Mégajoule du CEA.

1.3 La fusion par confinement magnétique : le tokamak

1.3.1 Principes des boîtes magnétiques

Le plasma chaud et dense au sein duquel se déroulent les réactions de fusion doit être isolé de l'enceinte le contenant afin d'éviter toute interaction qui pourrait «polluer» le mélange par des impuretés et le refroidir.

La figure 1.3 présente la méthode employée pour piéger les particules du plasma grâce à une configuration magnétique adaptée.

À l'état libre, la trajectoire des particules est aléatoire, le plasma occupe tout le volume dont il dispose ①. Puisque les particules constituant le plasma sont chargées, l'idée est d'appliquer un champ magnétique qui va contraindre les particules à s'enrouler autour des lignes de champ. Elles vont se déplacer en quelque sorte sur des rails invisibles les empêchant d'atteindre les parois de l'enceinte ②. Transversalement au champ magnétique, elles sont animées d'un mouvement *cyclotronique* à la pulsation $\omega_c = eB/m$, avec B le champ magnétique, m la masse de la particule et e la charge électrique. Leur mouvement le long des lignes de champ reste toutefois libre et elles peuvent donc s'évader par les extrémités de la configuration. On remédie à cela en refermant la *boîte magnétique* pour former un tore ③. Le champ magnétique est ainsi appelé *champ magnétique toroïdal*. Toutefois çà n'est pas suffisant : dans une telle configuration, les particules sont animées en plus d'une *vitesse de dérive verticale* qui laisse fuir le plasma en une fraction de seconde. Les lignes de champ doivent être *hélicoïdales* afin que la dérive soit compensée au cours du mouvement ④. Ceci est obtenu en ajoutant un champ magnétique dit *poloïdal*, perpendiculaire au champ toroïdal.

La méthode employée pour créer ce second champ magnétique a donné naissance à deux types de machines :

- Le *tokamak*⁵ est un concept développé par les russes dans les années 50 et 60 [Art65] (Fig. 1.4). Le champ poloïdal est créé par un courant toroïdal circulant dans le plasma, qui est lui-même généré soit par un effet *transformateur* dans lequel le plasma joue le rôle du secondaire, soit par des moyens *non-inductifs* (micro-ondes, faisceaux de neutres ...).

Le tokamak est aujourd'hui la configuration la plus étudiée parmi les recherches sur la fusion contrôlée [Reb99].

- Le concept de *stellarator* quant à lui repose entièrement sur des bobines de formes complexes qui assurent directement l'enroulement hélicoïdal des lignes de champ [CEA87].

⁵Acronyme d'origine russe pour «tore à confinement magnétique».

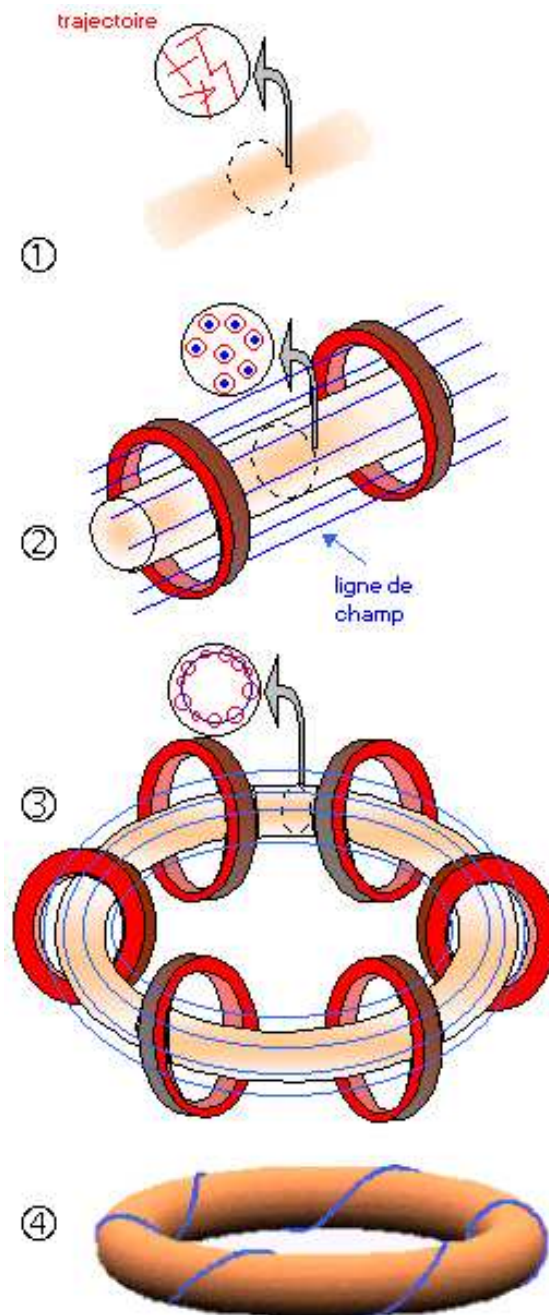


FIG. 1.3 – Principe du piégeage des particules à l'aide de boîtes magnétiques.

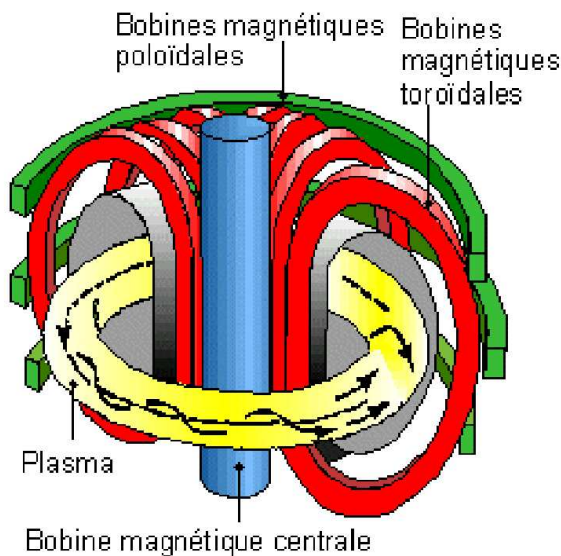


FIG. 1.4 – Configuration tokamak.

1.3.2 Caractéristiques d'un plasma de tokamak

Équilibre du plasma

Les interactions coulombiennes tendent à maintenir l'électroneutralité du plasma en imposant un comportement collectif aux particules sur des échelles de longueur très petites⁶. Ceci confère au plasma, du moins en première approximation, un comportement fluide pour lequel les équations du type *Navier-Stokes* [Lan87] s'appliquent.

Constitué intrinsèquement de charges électriques, le plasma reste toutefois sensible aux effets des champs magnétique et électrique locaux. Combinant les équations issues de la mécanique des fluides avec les équations de Maxwell on aboutit à une description *magnétohydrodynamique* (MHD) du plasma.

Nous avons vu au §1.2.3 que la température typique requise d'un plasma de fusion est aux alentours de 10 keV. À de telles énergies, les particules s'entrecroisent presque sans interagir, autrement dit le plasma est faiblement collisionnel et sa *résistivité* η est très petite en comparaison de matériaux tels que le cuivre à température ambiante⁷. Il en résulte que le plasma a un comportement quasiment *supraconducteur* vis à vis du champ magnétique ;

⁶La longueur de Debye λ_D donne l'échelle au-delà de laquelle les particules au sens des charges électriques ne sont plus dissociables. Elle est d'environ 10^{-2} à 10^{-1} mm contre quelques millimètres pour le rayon de Larmor des ions.

⁷La résistivité d'un plasma à 10 keV vaut environ 10^{-9} $\Omega.m$, tandis que celle du cuivre à température ambiante est autour de 10^{-7} $\Omega.m$.

on dit que le fluide est «gelé» dans le flux magnétique. Au cours de son mouvement, un élément de plasma tend à conserver son flux magnétique, et ainsi le fluide se déplace avec les lignes de champ. Le plasma et le flux demeurent ainsi en équilibre du moins sur des échelles de temps résistive (quelques secondes), suffisamment grandes devant les phénomènes de transport (plusieurs dizaines de millisecondes). À l'échelle du temps résistif, le champ magnétique *diffuse* lentement à travers le plasma, la configuration peut alors être profondément modifiée.

Dans une telle description fluide (comportement collectif) et idéale (résistivité nulle, $\partial/\partial t = 0$), le plasma est en équilibre sous l'effet de deux forces qui s'opposent [Wes97] :

1. Une force de pression centrifuge dirigée selon ∇p , p la pression totale.
2. Une force de *Laplace* centripète en $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, $\mathbf{j}$ ⁸ la densité de courant et $\mathbf{B}$ le champ magnétique.

L'équation d'équilibre MHD se résume simplement à

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.5)$$

On désigne sous l'appellation *surfaces magnétiques* ou encore *surfaces de flux*, les surfaces engendrées par les champs magnétiques toroïdal B_T et poloïdal B_p (voir Fig. 1.5). Ces surfaces, sur lesquelles l'hélicité des lignes de champ est constante, constituent les boîtes magnétiques décrites au §1.3.1, imbriquées les unes dans les autres.

Géométrie des surfaces de flux

Comme en témoigne la figure 1.5, les surfaces magnétiques possèdent une géométrie plutôt complexe qui ne facilite pas la description mathématique des plasmas de tokamak. En particulier, le problème du choix d'un système de coordonnées approprié se pose pour mettre en équation les phénomènes physiques. Les équations MHD telles que (1.5) fournissent deux grandeurs invariantes sur les surfaces magnétiques. Il s'agit des *flux magnétiques poloïdal* et *toroïdal*. Le flux poloïdal Ψ est le flux magnétique à travers une surface horizontale dont le contour vient s'appuyer sur une surface magnétique. Le flux toroïdal Φ quant à lui est le flux à travers une section poloïdale de la surface magnétique. L'équation (1.5) montre qu'en tout point, le gradient de pression est perpendiculaire au champ total, ce qui signifie que les surfaces de flux sont aussi des *isobares*. p est donc une fonction de Ψ , et on pourrait démontrer que le flux de la densité de courant poloïdal, noté $F(\Psi)$, l'est également. En conséquence, la configuration magnétique du plasma à l'équilibre est entièrement régie par une fonction de flux Ψ , solution d'une équation aux dérivées partielles connue sous le nom de *Grad-Shafranov*

⁸Dans toute la suite les vecteurs et les matrices seront identifiés en caractères gras.

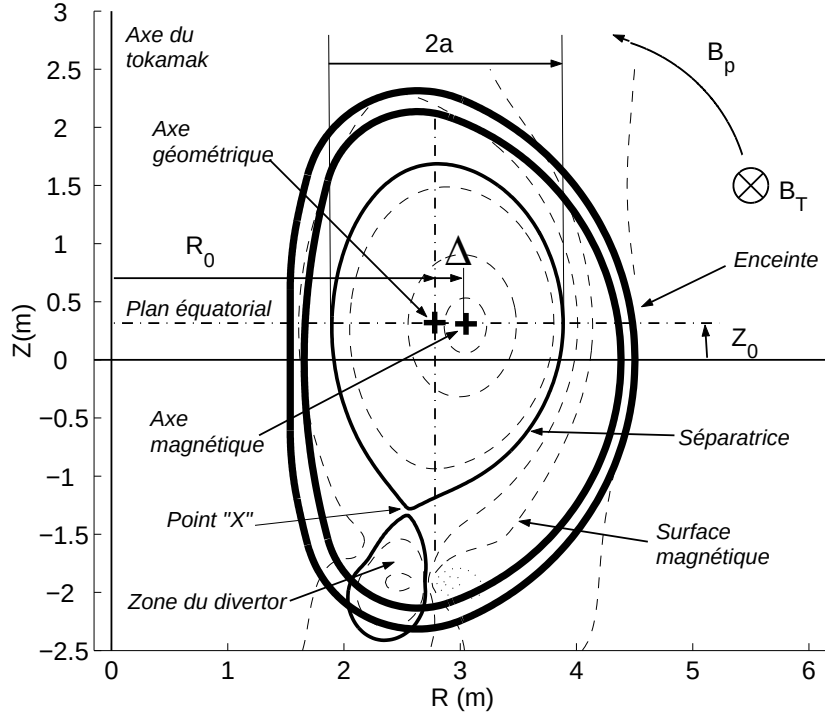


FIG. 1.5 – Coupe poloidale du tokamak européen JET montrant un équilibre magnétique.

[Sha58] et simplement issue de (1.5). En d'autres termes, le problème de la description 2D du plasma torique en (R, Z) se réduit à une seule dimension en Ψ^9 , le changement de variables s'opérant via Grad-Shafranov.

On définit le *bord du plasma* ou encore la *séparatrice* comme étant la dernière surface magnétique fermée, donc comme la «frontière» au-delà de laquelle les particules ne sont plus confinées. Sur certains tokamaks tels que JET en Angleterre, JT-60 au Japon ou ASDEX en Allemagne, la séparatrice comporte un *point X* sur lequel s'annule le champ poloidal. Au-dessous de ce point se trouve le *divertor* (non représenté ici) dont le rôle est de collecter le flux de matière s'échappant de la configuration magnétique, amené par les deux branches concourantes de la séparatrice.

Les plasmas de fusion sont généralement soit circulaires ou elliptiques, soit avec une forme en «D». Ces derniers maximisent le rapport volume/surface, c'est à dire puissance fusion, fonction du volume, sur pertes, liées à la surface. Ils présentent également une meilleure stabilité.

Le centre du plasma ou *axe géométrique* est repéré par le centre de la séparatrice. R_0 est son *grand rayon* avec pour origine l'axe de la machine, Z_0

⁹On pourrait tout aussi bien reporter le choix sur Φ .

sa hauteur par rapport au plan de symétrie de l'enceinte. Les surfaces de flux imbriquées sont décalées horizontalement les unes par rapport aux autres à cause d'un effet de la pression sur l'équilibre appelé *décalage de Shafranov*. Δ désigne le *décalage de Shafranov* de l'*axe magnétique*, la surface magnétique réduite à une ligne, par rapport à l'*axe géométrique*. Le plan horizontal qui contient les axes magnétique et géométrique s'appelle le *plan équatorial*.

La forme de la séparatrice, qui conditionne toute la structure magnétique interne, est usuellement décrite à l'aide de quatre paramètres [Lao81] (voir Fig. 1.6) :

- a le *petit rayon*, demi-largeur de la séparatrice au niveau du plan équatorial.
- $\epsilon = R_0/a$ le *rapport d'aspect*, renseigne sur la «toroïdité» du plasma. Dans la limite $\epsilon \rightarrow \infty$, le plasma est cylindrique, pour $\epsilon \rightarrow 0$, il est sphérique.
- $\kappa = b/a$ l'*élongation*, quantifie la déformation verticale de la surface.
- $\delta = c/a$ la *triangularité*, caractérise la dissymétrie droite-gauche du plasma qui lui donne une forme triangulaire ou encore en «D». Le plasma peut aussi avoir une dissymétrie haut-bas, c'est pour cela qu'on définit parfois une triangularité *haute* et une *basse*.

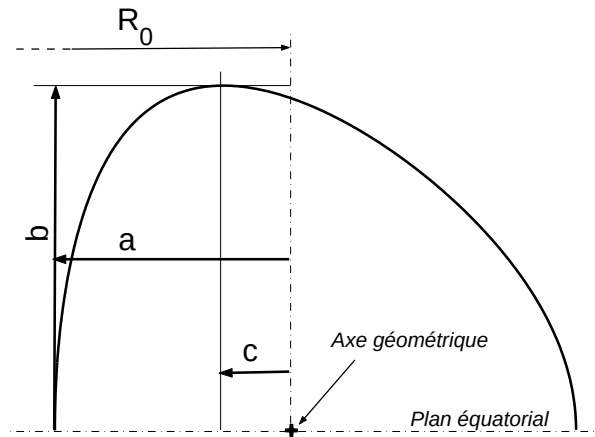


FIG. 1.6 – Principaux paramètres de forme de la séparatrice.

La forme et la position du plasma sont asservies en temps réel par un système de bobines poloïdales autorisant du coup une grande diversité d'expérimentations.

Stabilité

La stabilité de l'équilibre est caractérisée par le paramètre β , rapport de la pression cinétique à la pression magnétique,

$$\beta \equiv \frac{p}{B^2/2\mu_0}$$

avec μ_0 la *perméabilité* du vide. Deux autres définitions satellites sont couramment employées : β_p dont les fortes valeurs sont favorables à l'autogénération de courant par le plasma (cf §3.1.1), et β_N , paramètre plus d'ingénierie puisque qu'il définit une limite semi-empirique pour la stabilité des plasmas de tokamak, connue sous le nom de *limite de Troyon* [Tro85], $\beta_N < 3.5$:

$$\beta_p \equiv \frac{\int p dS / \int dS}{B_a^2/2\mu_0} \quad (1.6)$$

$$\beta_N \equiv \frac{\beta(\%)}{I_p(MA)/a(m)B(T)} \quad (1.7)$$

où I_p est le *courant plasma total* et $B_a = \mu_0 I_p / l$, l le périmètre d'une section poloïdale de la séparatrice.

D'autre part, la stabilité MHD impose une contrainte sur l'hélicité des lignes de champ. Une mesure de l'hélicité est donnée par le *facteur de sécurité* q qui exprime le nombre de tours toroïdaux nécessaires à une ligne de champ pour décrire un circuit poloïdal complet. Il doit être supérieur à 1 sur l'axe magnétique sous peine de voir apparaître des instabilités *dents de scie*¹⁰ et supérieur à 2 sur la séparatrice. D'une façon générale, il conditionne un grand nombre d'instabilités pouvant parfois mener à une *disruption*¹¹, d'où son appellation. Il est en outre étroitement lié au courant circulant dans le plasma. Dans l'approximation d'un grand rapport d'aspect ($\epsilon \rightarrow \infty$) et d'une section plasma circulaire, le profil radial de q est donné par [Wes97]

$$q(r) = \frac{2B_T}{\mu_0 \langle j \rangle_r R}$$

avec $\langle j \rangle_r$ la *densité de courant moyenne* sur la surface de rayon r . Le profil de q est grossièrement l'inverse du profil de courant $I(r) = \iint_r j dS$.

On définit également le *cisaillement magnétique* s qui caractérise la variation radiale de l'hélicité. Toujours dans la limite cylindrique ou encore à fort rapport d'aspect, le cisaillement magnétique s'exprime par

$$s \equiv \frac{r}{q} \frac{dq}{dr} \quad (1.8)$$

Le cisaillement s joue un rôle important dans la stabilité à la fois de l'équilibre MHD mais aussi de la *turbulence* responsable, nous le verrons abondamment par la suite, du transport des particules et de l'énergie.

¹⁰Relaxations périodiques du plasma central qui évacue brutalement de l'énergie et dégrade ainsi le confinement global.

¹¹Déconfinement extrêmement violent et irréversible du plasma.

1.3.3 Chauffage et génération de courant

Avant d'atteindre le domaine d'ignition (§1.2.3) à l'intérieur duquel les pertes énergétiques sont entièrement compensées par le chauffage propre du plasma, des moyens de chauffage additionnels efficaces sont requis pour porter la température au voisinage des 10 keV. Le chauffage repose principalement sur cinq dispositifs mis en œuvre sur les tokamaks actuels. Nous allons donner une brève description de chacun d'entre eux.

Chauffage ohmique

Il a été vu au §1.3.1 que le champ poloïdal est créé dans un tokamak par un courant circulant à travers le tore. Une large partie de ce courant est générée par induction à l'aide d'un circuit primaire qui entoure une section torique. À proprement parlé, le flux du circuit extérieur, de par une variation régulière, crée un champ électrique selon la loi de Faraday, dirigé azimuthalement. La loi d'Ohm donne la relation $\eta \mathbf{j}_\Omega = \mathbf{E}_\parallel$ entre les composantes parallèles au champ magnétique de la densité de courant ohmique et du champ électrique induit via la résistivité η . Même si cette dernière reste faible, le courant ohmique atteint couramment des valeurs de l'ordre de 1 MA, et donc la puissance dissipée par effet Joule $P_\Omega = \mathbf{j}_\Omega \cdot \mathbf{E}$ est loin d'être une source de chauffage négligeable. Cependant la résistivité du plasma décroît avec la température ($\eta \propto T_e^{-3/2}$ [Spi53]), et de ce fait l'efficacité du chauffage ohmique ne permet pas de dépasser des températures d'environ 1 keV dans les grandes machines. Des moyens de chauffages auxiliaires sont donc indispensables.

Injection De Neutres (IDN) - Neutral Beam Injection (NBI)

Le moyen sans doute le plus efficace pour chauffer le plasma est d'injecter des faisceaux de particules neutres, deutérium en général, à de hautes énergies, de 50 keV à 2 MeV selon les machines. Après avoir été accélérées, les particules sont neutralisées afin de pouvoir franchir la configuration magnétique qui confine le plasma.

Les injecteurs du tokamak JET produisent des faisceaux de 80 keV et 140 keV. À ces énergies, les neutres injectés, ionisés à leur entrée dans le plasma, se ralentissent essentiellement sur les ions. Dans le cas du projet ITER¹², l'énergie des faisceaux sera aux alentours du MeV et chauffera en premier lieu les électrons.

En plus de chauffer efficacement le plasma, l'injection de faisceaux de neutres permet de l'alimenter en combustible. Il existe une autre méthode consistant à propulser des *glaçons* de deutérium au sein du mélange, mais

¹²International Thermonuclear Experimental Reactor.

la physique impliquée est bien plus complexe et ce procédé affecte dangereusement la stabilité du plasma.

Les records de performance des grands tokamaks doivent énormément au chauffage par injection de neutres, certains plasmas ont obtenu des températures ioniques de 40 keV¹³. L'inconvénient majeur du dispositif est la large ouverture à pratiquer dans la paroi de la machine et l'encombrement de l'appareillage qui vient derrière.

Fréquence Cyclotronique Ionique (FCI) - Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH)

Une onde polarisée circulairement de façon à présenter un champ électrique perpendiculaire constant à certaines particules dans leur mouvement cyclotronique, produit une accélération de ces dites particules qui cèdent ensuite une partie de leur énergie au reste du plasma par collisions. Ce mécanisme résume le principe du *chauffage cyclotronique*.

Dans le cas d'un plasma à une seule espèce ionique, les lois de l'électromagnétisme donnent un champ électrique perpendiculaire polarisé inversement au mouvement cyclotronique des ions; l'onde ne peut pas être absorbée. En revanche, au second harmonique ($\omega = 2\omega_{ci}$, ω_{ci} pulsation cyclotronique ionique) ou bien avec deux espèces ioniques, la polarisation du champ électrique devient adéquate. Dans ce dernier cas, on introduit une très faible quantité d'espèce ionique différente avec une fréquence cyclotronique différente (car fonction de la masse) : c'est le *chauffage minoritaire*. Ces particules sont accélérées selon le mécanisme évoqué ci-dessus à des énergies allant jusqu'à plusieurs MeV. Elles vont ainsi chauffer en premier lieu les électrons qui, à leur tour, se ralentissent sur les *ions majoritaires* par collisions.

La gamme de fréquences de FCI s'étend de 30 à 100 MHz. Le principal facteur limitant de ce dispositif est le couplage de l'onde qui est très sensible aux conditions de bord du plasma.

Fréquence Cyclotronique Électronique (FCE) - Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH)

L'interaction est du même type que pour FCI sauf que les particules résonnantes sont cette fois les électrons, sans introduire de tierces particules. L'onde est couplée au plasma par des méthodes quasi-optiques et s'absorbe dans une région très localisée du plasma.

Les fréquences requises sont autour de 100 GHz. Le fait que ce dispositif soit encore peu exploité provient de la difficulté à réaliser des générateurs

¹³Le tokamak américain TFTR, détenteur du record, disposait d'un système d'injection surdimensionné, d'où ses performances spectaculaires mais qui ne reflètent pas l'image d'un futur réacteur.

d'onde puissants dans cette gamme de fréquences¹⁴.

Onde à la fréquence hybride basse - Lower Hybrid (LH)

Comme son nom le laisse entendre, l'*onde hybride* intéresse à la fois les ions et les électrons. Elle opère dans un domaine de fréquence intermédiaire à FCI et FCE, autour de 1 GHz. L'intérêt de l'hybride ne tient pas à sa capacité de chauffer le plasma mais plutôt de *générer du courant*.

Contrairement aux chauffages cyclotroniques, l'onde hybride interagit avec les électrons par la composante de son champ électrique parallèle au champ magnétique d'équilibre. Les électrons ayant une vitesse parallèle voisine de la vitesse de phase de l'onde, «voient» un champ électrique constant et subissent ainsi une accélération ; ils entrent en résonance avec l'onde et absorbent ainsi son énergie par un mécanisme d'*absorption Landau* [Lan46]. Ces électrons de haute énergie, accélérés dans une direction privilégiée, celle de la vitesse de phase de l'onde, créent un déplacement global de charges négatives, et par voie de conséquence, un *courant* [Fis87]. Ensuite, par collisions multiples, ils vont céder une partie de énergie aux électrons faiblement énergétiques et chauffer l'ensemble de la distribution électronique. Le chauffage des ions se fait a posteriori par *thermalisation* lorsque la densité du plasma est suffisante.

L'onde hybride a connu de nombreux déboires conséquences de sa physique complexe et de son couplage extrêmement délicat parce que, à l'instar de FCI, très sensible aux conditions de bord. Toutefois, de récents progrès sur le couplage ont été accomplis¹⁵, et l'onde hybride reste un système incontournable pour le contrôle du courant hors de l'axe, spécialement à faibles densité et température électronique (cf §3.1.2).

Génération de courant : méthode inductive

Le paragraphe §1.3.1 a souligné la nécessité d'un champ magnétique poloidal pour piéger pleinement les particules. Dans un tokamak, ce champ est obtenu en faisant circuler un courant toroïdal dans le plasma¹⁶. La génération de courant est un aspect crucial du maintien du confinement dans les tokamaks.

La méthode originellement mise en œuvre dans les tokamaks est l'*induction*. Elle est très efficace mais bien mal adaptée à un fonctionnement continu de la machine. En effet, pour induire du courant, une *variation de flux* créée par des bobinages dits *primaires* est appliquée dans un circuit magnétique

¹⁴Les *gyrotrons* utilisés actuellement nécessitent encore beaucoup de développement.

¹⁵Des expériences menées à JET ont réussi à améliorer le couplage par l'injection simultanée de gaz CD_4 [Per01].

¹⁶La loi d'Ampère appliquée sur le périmètre de la séparatrice donne dans l'approximation d'une géométrie cylindrique : $2\pi a B_p(a) = \mu_0 I_p$.

entourant plusieurs sections toriques. Technologiquement, il n'est pas possible de maintenir cette variation de flux, obtenue par décharges de condensateurs, indéfiniment.

Génération de courant : méthodes non-inductives

Dans l'optique d'un fonctionnement continu, il est indispensable d'avoir recours à des moyens de génération de courant autres qu'inductifs et suffisamment efficaces. Passons en revue les possibilités offertes :

- *Onde hybride - Lower Hybrid Current Drive (LHCD)*. L'une des première méthode qui donna l'espoir de voir fonctionner un tokamak de façon pleinement *non-inductive*. Elle bénéficie d'une excellente *efficacité de génération de courant* mais reste problématique à l'extrapolation vers un futur réacteur, en particulier du fait d'une efficacité de génération qui décroît avec la densité.
- *Injection de neutres - Neutral Beam Current Drive (NBCD)*. Les faisceaux, ionisés à leur entrée dans le plasma, transportent une *quantité de mouvement* dans la direction de l'injection, et produisent un déplacement de charges conséquent. Il reste toutefois difficile de générer la totalité du courant requis par cette méthode.
- *Onde cyclotronique électronique - Electron Cyclotron Current Drive (ECCD)*. FCE offre la possibilité d'augmenter - par interaction transverse - la vitesse perpendiculaire des électrons ayant une vitesse parallèle dans une direction privilégiée. De plus grande énergie que leurs homologues circulant en sens inverse, ces électrons deviennent moins collisionnels et conservent plus longtemps leur impulsion parallèle. Il en résulte un déplacement de charges net qui crée un courant toroïdal. L'interaction étant résonnante, FCE permet de générer du courant avec précision en des zones très localisées du plasma. Toutefois, l'efficacité de génération souffre de la présence des particules piégées (cf §2.2.3) qui ne peuvent contribuer au courant et dont le nombre augmente avec la vitesse perpendiculaire.
- *Courant de bootstrap*. La géométrie toroïdale a quelquefois des propriétés intéressantes aussi bien que surprenantes. Le plasma est capable de générer son propre courant : c'est le *courant de bootstrap* (cf §3.1.1). Énormément d'espoirs sont portés sur ce courant «gratuit» qui, sous certaines conditions, est en mesure de suppléer à hauteur de 80 % les méthodes de génération de courant traditionnelles. Certaines prédictions estiment en effet que pour générer seulement 6 MA de courant dans un plasma de réacteur (sur les 20 MA requis!), il faudrait 150 MW de puissance additionnelle dédiée à la génération de courant, soit 10 % de la puissance fusion attendue [Reb93] ; au regard de ces résultats, le bootstrap permettrait de gagner considérablement en rendement. Le courant de bootstrap tire essentiellement sa substance des

gradients de pression locaux, donc en fait du chauffage du plasma et du confinement de l'énergie.

1.3.4 Exemples de tokamaks expérimentaux

L'avènement des tokamaks se situe au début des années 70, après que les russes soient parvenus à obtenir des températures électroniques voisines de 1 keV sur leur tokamak T3 [Art68]. TFR, ou le *Tokamak de Fontenay-aux-Roses*, fut la contre-offensive française à T3. Contrairement à ce dernier, TFR bénéficiait d'un chauffage additionnel par faisceaux de neutres.

Il fut vite surpassé par TFTR, *Tokamak Fusion Test Reactor*, à Princeton qui ouvrait véritablement la voie des grands tokamaks. Les expériences sur TFTR étaient de courte durée et les neutrons étaient produits essentiellement par l'interaction des faisceaux de particules sur le plasma utilisé comme cible. Les performances de fusion étaient peu sensibles au confinement et ce concept ne menait donc pas directement à un futur réacteur.

À l'aube des années 80, les tokamaks étaient loin d'offrir les performances escomptées dix ans plus tôt. Le temps de confinement se dégradait à mesure que la puissance auxiliaire augmentait, et il semblait que le concept même de tokamak menait à une impasse. En 1982, l'équipe allemande d'ASDEX¹⁷ mit en évidence un nouveau *régime* de fonctionnement dans lequel le temps de confinement de l'énergie était amélioré d'un facteur deux voire plus [Wag82]. L'enthousiasme que suscita cette découverte permit de redonner un nouvel élan à la fusion magnétique.

Un an plus tard, en 1983, le JET, *Joint European Torus*, entra en service. Il est encore actuellement le plus grand tokamak au monde et reste le détenteur du record de puissance fusion crête, 16 MW pour 23 MW de puissance injectée, avec un mélange D-T [Kei99].

Citons également, la dernière machine française, *Tore Supra*, en activité depuis maintenant quatorze ans. Elle se démarque des autres tokamaks par ses aimants *supraconducteurs* et sa conception technique qui lui permet d'extraire d'importants flux de chaleur en régime stationnaire. Un plasma a ainsi pu être maintenu durant 2 mn, totalisant une énergie record injectée puis extraite de 290 MJ [Lit96a].

Aujourd'hui la crédibilité de la fusion aux yeux de l'opinion a besoin d'une nouvelle machine de grande envergure, capable de servir d'étape intermédiaire vers ce que serait un futur réacteur commercial (cf Fig. 1.7). Le projet international ITER, *International Thermonuclear Experimental Reactor* [ITE99a], ambitionne de relever ce défi en explorant les régimes dans lesquelles la puissance auxiliaire provient majoritairement des particules α des réactions de fusion. Tandis que le dessin de la machine est maintenant bien finalisé, les négociations quant à sa construction sont en passe d'aboutir.

¹⁷Axial Symmetric Divertor Experiment

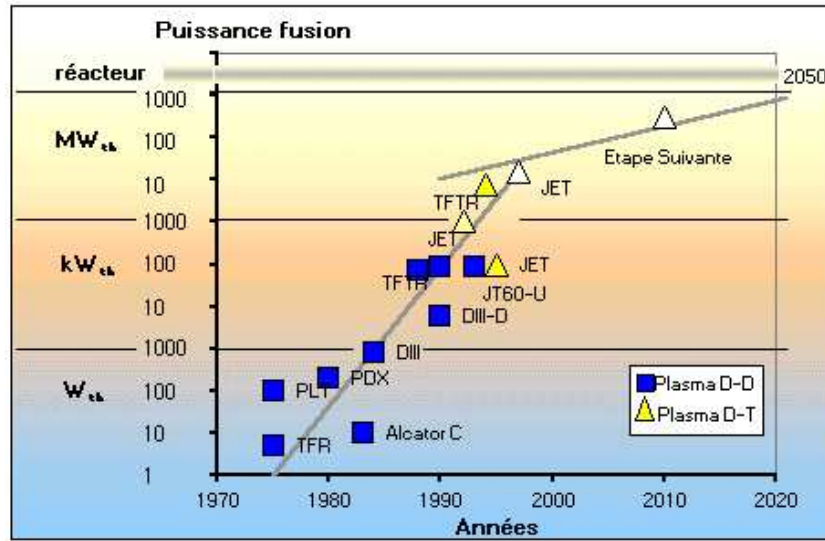


FIG. 1.7 – Progression des performances fusion des tokamaks au cours du temps.

1.4 Les concepts du tokamak «avancé»

La section §1.3.4 a mentionné les difficultés que connut la fusion à la fin des années 70 et au début des années 80 : bien que les machines atteignaient des dimensions respectables et des moyens de chauffage importants, le temps de confinement de l'énergie, paramètre clé de la fusion magnétique, était très loin de répondre aux espérances des physiciens. En particulier, l'apport de puissance auxiliaire dégradait dramatiquement le confinement, rendant difficilement accessible le domaine d'ignition. Il s'agissait d'un régime, appelé par la suite *mode L* pour *Low confinement*, qui faisait de la fusion magnétique une quasi impossibilité physique¹⁸. Depuis lors, des régimes à confinement amélioré ont été découverts. Le plus abouti d'entre eux a conduit les physiciens à définir un nouveau concept de fonctionnement du tokamak, le *tokamak «avancé»* [Tay97].

1.4.1 Transport anormal ou mode L

Au cours des années 60, les théoriciens s'efforçaient de mettre en équation la physique des tokamaks, afin d'avoir une vision raisonnable des possibilités que recèlait ce type de machine; leurs prédictions étaient alors optimistes. Le *transport* de l'énergie et des particules à travers les surfaces magnétiques

¹⁸Sauf en opérant à des courants plasma démesurés, mais le coût de l'installation aurait été prohibitif.

	Tore Supra	JET	ITER-FEAT*
Grand rayon (m)	2.37	3	6.2
Petit rayon (m)	0.8	1.25	2
Champ toroïdal (T)	4.5**	3.5	5.3**
Courant plasma (MA)	2	7	15
IDN (MW)	-	20	33
FCI (MW)	12	20	20
FCE (MW)	0.8	-	20
LH (MW)	8	7	?

*D'après [Aym02].

**Bobines supraconductrices.

TAB. 1.2 – Principales caractéristiques des tokamaks Tore Supra, JET et ITER.

était traité de façon *néoclassique* [Hin76], c'est à dire *classique* au sens où le transport résulte entièrement de mécanismes collisionnels, et *néo* en y incluant des propriétés inhérentes à la géométrie torique. Par cette seule approche, le temps de confinement aurait dû être dix fois plus grand qu'il ne l'était mesuré expérimentalement. Il devenait clair que l'énergie et les particules étaient transportées à travers le plasma par des phénomènes autrement plus efficaces que les collisions entre particules : c'est le transport dit *anormal*.

La physique de ce type de transport est extrêmement complexe, et à l'heure actuelle, elle n'est toujours pas entièrement élucidée. Son origine peut toutefois être intuitée simplement : le plasma de fusion est un système thermodynamique en-dehors de son équilibre, car les gradients sont fermement maintenus par une pression magnétique et le milieu est activement chauffé par des sources de puissance externes. Renfermant une importante quantité d'*énergie libre*, il cherche autant que possible à l'évacuer pour retrouver un état d'équilibre. Les collisions entre particules ne constituent pas un processus suffisamment efficace pour dissiper l'énergie vers le milieu extérieur. C'est pourquoi, par le jeu de mécanismes non-linéaires, il va se créer au sein du plasma de grandes structures *turbulentes*, analogues aux filets d'air à la sortie d'une tuyère, capables de brasser l'énergie sur de grandes distances et par conséquent de l'amener vers l'extérieur en un temps plus court. Le temps de confinement en est d'autant réduit.

Le mode L est un régime de fonctionnement entièrement dominé par un transport de type anormal et qui peut difficilement mener vers l'ignition.

1.4.2 Les régimes à confinement amélioré

Le premier régime de fonctionnement dans lequel le confinement fut substantiellement amélioré en comparaison du mode L est le *mode H*, pour *High*

confinement [Wag82]. Ce régime se caractérise par la présence d'une *barrière de transport*, c'est à dire d'une zone du plasma où la turbulence est fortement réduite, sur le bord du plasma. Ainsi, les flux occasionnés par le transport anormal se heurtent à cette barrière, particules et énergie demeurent alors plus longuement à l'intérieur du plasma et il en résulte un accroissement du temps de confinement. Dans la zone étroite de la barrière, de forts gradients de pression se développent et réhaussent l'ensemble du profil de pression (Fig. 1.8). Pour quantifier le gain résultant du mode H en terme de confinement, les physiciens définissent le *facteur H* comme le rapport entre le temps de confinement mesuré, avec celui que l'on s'attendrait à obtenir dans un mode L pour des conditions expérimentales similaires et prédit à partir de lois d'échelle empiriques. Un facteur H de 2 est une valeur typique pour ces régimes.

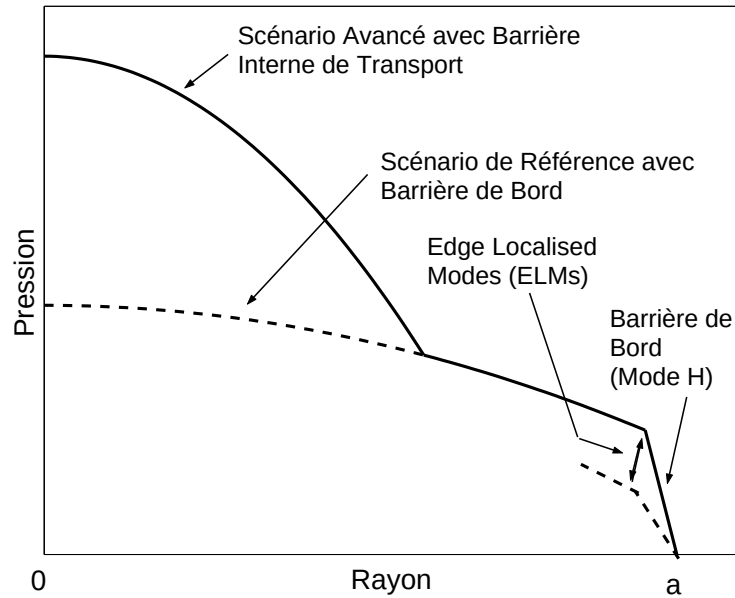


FIG. 1.8 – Scénarios de *référence* et *avancé* : en *ELMy H-mode* (référence), une *barrière de bord* se développe et relaxe de façon intermittente sous l'action des *ELMs* ; en fonctionnement avancé, une *barrière interne de transport* se forme, avec ou sans une barrière de bord.

Néanmoins, la barrière du bord reste fragile. Pour briser les structures turbulentes, il est certes nécessaire d'apporter de l'énergie au plasma, mais en retour cette énergie est capable de faire croître des instabilités MHD qui détruisent la barrière de transport. Le plasma de bord entre alors dans un régime de *relaxations* dans lequel la barrière est détruite périodiquement par

ces instabilités appelées ELMs¹⁹, puis reformée presque immédiatement. Le régime associé qui combine barrière de bord et ELMs est le *ELMy H-mode*, pressenti comme étant le scénario de référence pour de futures machines alliant performance et stationnarité, et en particulier pour ITER. Si certains ELMs de faible amplitude (type III) sont favorables au fonctionnement continu, d'autres plus intenses (type I) sont susceptibles d'éroder les composants face au plasma ou de provoquer des disruptions.

Enfin, plus récemment, de nombreuses machines sont parvenues à développer une barrière de transport au cœur du plasma [Lev95][Fuj97][Gor98]-[Hoa00]. Cette *barrière interne de transport*²⁰ est déclenchée par la combinaison d'un profil de courant plat ou inversé au centre, et d'une injection de puissance suffisante. Les ITBs se reconnaissent aisément par la présence de forts gradients sur les profils de pression (Fig. 1.8), conséquence d'un transport localement réduit. Les scénarios avec barrière interne de transport connaissent actuellement un engouement sans précédent au sein de la communauté fusion et sont au cœur du concept de tokamak «avancé» que nous allons maintenant aborder.

1.4.3 Les scénarios avancés

L'enjeu des recherches actuelles sur les tokamaks est de maintenir un plasma de fusion performant sur des temps longs voire en continu [Sao02]. La performance impose d'opérer dans un régime à confinement amélioré, avec mode H et/ou barrière interne de transport. Les longues durées sont contraignantes à la fois du point de vue physique, car elles sous-entendent stabilité MHD et plus globalement stationnarité des profils, mais aussi du point de vue technologique puisqu'elles nécessitent des moyens d'injection puis d'extraction des particules et de l'énergie, ainsi que des moyens de génération de courant non-inductifs, fonctionnant sans interruption.

Dans cette optique, le *contrôle des profils* constitue, depuis une dizaine d'années, l'un des thèmes majeurs pour rendre le concept de tokamak viable [Mor93][Mor96][Lit98]. Contrôle des profils de pression pour garantir une pression centrale élevée, et contrôle du profil de courant pour maintenir une bonne stabilité. Dans les régimes avec barrière interne de transport, ces deux aspects se rejoignent à travers le *courant de bootstrap* (cf. §3.1.1) :

- Les ITBs sont formées préférentiellement avec des profils de courant creux. Elles apparaissent dans la région de cisaillement magnétique faible voire négatif (cf Fig. 1.9).
- Le courant de bootstrap est généré par les gradients de pression. Il va donc se développer spontanément dans la zone de la barrière, creuser le profil de courant et ainsi favoriser la formation de l'ITB.

¹⁹Edge Localised Modes.

²⁰ITB en anglais pour Internal Transport Barrier.

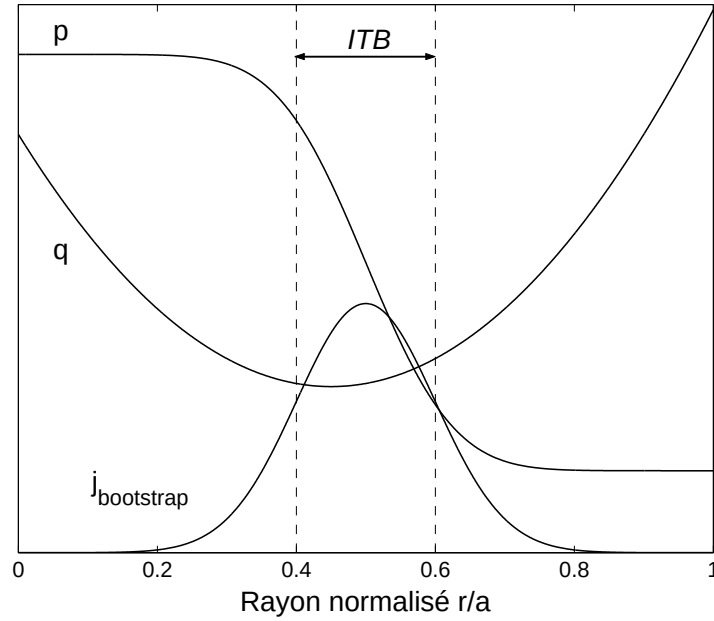


FIG. 1.9 – Profils radiaux de pression p , densité de courant de bootstrap $j_{bootstrap}$ et facteur de sécurité q dans un scénario avancé. Barrière et courant de bootstrap sont «alignés».

Cette *synergie* entre ITB et profil de courant creux, schématisée figure 1.10, incarne le mode de fonctionnement du *tokamak* «avancé» qui pourrait à terme se substituer au fonctionnement standard ELMy H-mode pour de futurs réacteurs. Contrairement à ce dernier, les scénarios avancés ne sont pas encore bien documentés et les expérimentations mettant en œuvre des moyens de contrôle appliqués aux profils en sont à leur début.

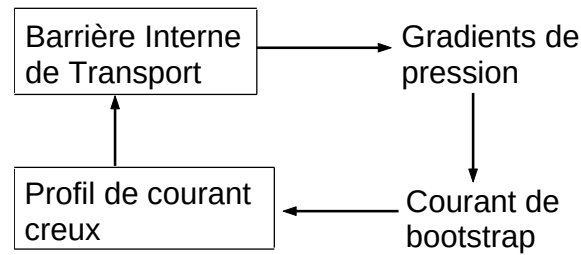


FIG. 1.10 – Synergie entre la barrière de transport et le profil de courant dans les scénarios avancés.

1.5 Vers un réacteur ...

La communauté fusion s'est efforcée à maintes reprises de brosser le portrait d'un futur réacteur à fusion, compte tenu des progrès réalisés. L'échéance étant fixée à très long terme, le travail de prospective en est d'autant plus ardu et incertain, et l'avenir de la fusion réside aussi bien dans les avancées scientifiques et techniques que dans la conjoncture socio-économique des prochaines décennies. Le projet ITER est de ce point de vue l'occasion d'évaluer les difficultés techniques à venir, d'estimer les coûts à engager et de compiler l'ensemble des données obtenues pour faire de la fusion une option commercialement viable pour la production d'énergie.

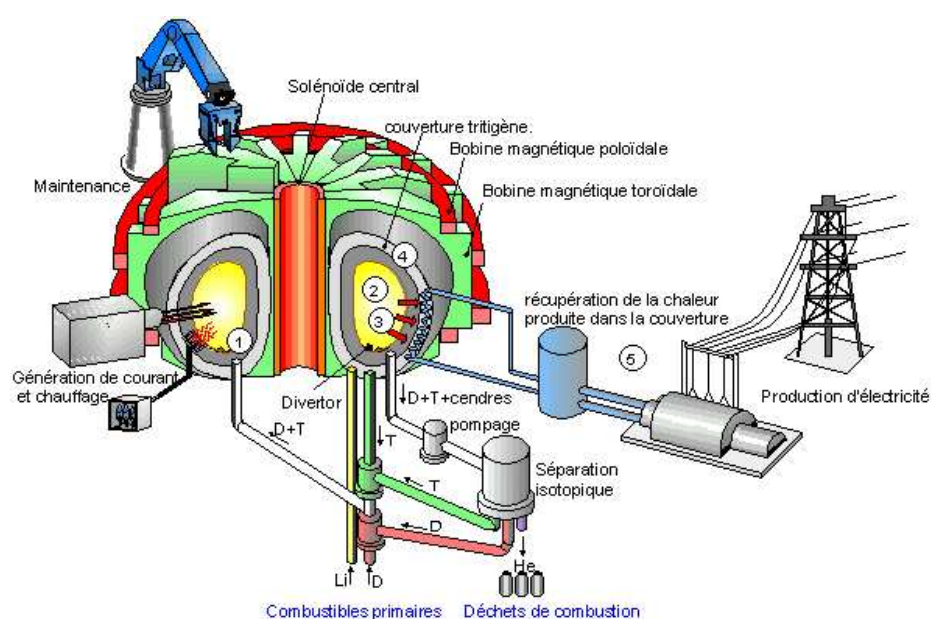


FIG. 1.11 – Principaux éléments d'un futur réacteur à fusion.

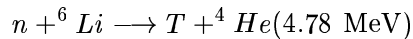
À partir de la figure 1.11, voyons brièvement quels sont les différents éléments qui devraient constituer un réacteur. Le combustible, mélange gazeux de deutérium et de tritium, est injecté ① dans l'enceinte de confinement du plasma thermonucléaire ②. Celui-ci est maintenu dans un régime proche de l'*ignition* par des moyens auxiliaires de *chauffage* et de *génération de courant*. Ce faisant, il produit des neutrons énergétiques qui s'échappent de la configuration, des «cendres»²¹, du rayonnement²² et des particules neutres produites par échange de charges ③. Les particules chargées du bord sont neutralisées et pompées par le *divertor* tandis que la *première paroi* qui fait

²¹ Les atomes d'hélium, selon la réaction nucléaire (1.1).

²² Bremsstrahlung et synchrotron.

face au plasma absorbe les rayonnements. En aval du pompage, un dispositif de *séparation isotopique* se charge de séparer les cendres des éléments combustibles qui seront recyclés. Les neutrons rapides traversent la première paroi et vont céder leur énergie à la *couverture tritigène*. Un ensemble classique d'*échangeurs* récupère la chaleur et l'achemine, sous forme de vapeur, vers des alternateurs ⑤ couplés au réseau électrique.

Le tritium n'existe pas à l'état naturel²³ et sa manipulation est rendue délicate par sa radioactivité. Dans un réacteur, les ingénieurs envisagent de générer le tritium à partir de lithium constituant la couverture tritigène et bombardé par les neutrons, selon une réaction du type :



Même si la fusion ne produit pas à proprement parlé des déchets radioactifs, les composants internes sont activés sous l'action des flux neutroniques. Cela pose des problèmes de maintenance et nécessite des interventions *télémanipulées*. Un bras articulé prototype a déjà été testé avec succès au JET. Il a permis d'installer un nouveau divertor sans avoir à ouvrir la machine [Rol99].

²³Sa période de demi-vie est de seulement 12.3 ans.

Chapitre 2

Principes théoriques de la turbulence et des régimes à confinement amélioré

Le plasma de fusion est un milieu extrêmement riche en phénomènes physiques qui rendent son contrôle et sa compréhension difficiles. Il ajoute à la complexité d'un fluide en régime turbulent, des interactions électromagnétiques très variées ; l'ensemble constitue un système thermodynamique loin de son équilibre.

En vertu du *second principe*, le plasma tend spontanément à revenir vers cet équilibre : il va s'efforcer de rejeter l'énergie qui lui est imposée en générant des *instabilités*. On distingue les *instabilités MHD* [Mik98], qui tendent à détruire la configuration magnétique, et des *microinstabilités* à l'origine de la turbulence responsable du transport anormal (§1.4.1).

Ce chapitre traite des microinstabilités et de leurs propriétés vis-à-vis de la turbulence. Les facteurs capables de stabiliser cette turbulence seront introduits pour préciser ensuite les origines théoriques des régimes à confinement amélioré (§1.4.2). La dernière partie porte sur la caractérisation du transport et les principaux modèles utilisés dans la fusion.

2.1 Les ondes de dérive

2.1.1 Fluctuations

Les *fluctuations* sont inévitables dans tout système physique, et selon leur amplitude, elles deviennent indissociables de la *stabilité* du système et de la formation de *structures*, par exemple turbulentes ; d'origine *locale*, elles peuvent avoir des répercussions *globales* [Gla71].

Dans un plasma magnétisé, on s'intéresse aux fluctuations *électriques* $\delta E/E$ et aux fluctuations *magnétiques* $\delta B/B$. Ces dernières sont souvent

négligées dans le cas des plasmas à faible β (§1.3.2), pour lesquels l'énergie magnétique est a priori trop faible devant l'énergie cinétique pour engendrer des fluctuations magnétiques significatives ; les fluctuations sont alors dites *électrostatiques* par opposition au cas général *électromagnétique*. Par le jeu du couplage décrit à travers les équations de Maxwell, les fluctuations électromagnétiques sont également des fluctuations de charges, en densité $\delta n/n$ et en température $\delta T/T$. Celles-ci peuvent venir perturber les *flux de particules* et d'*énergie*, et produire un transport accru à travers les surfaces magnétiques.

L'usage pour étudier les fluctuations est d'adopter la notation complexe pour chacune des quantités fluctuantes. On décompose par exemple la densité n en la somme de sa valeur à un état d'équilibre spécifié n_0 et d'une quantité fluctuante $\tilde{n} : n = n_0 + \tilde{n}$. L'analyse se fait sur la *transformée de Fourier* spatio-temporelle de la quantité fluctuante, $\tilde{n}(\mathbf{k}, \omega)$, qui vérifie

$$\tilde{n}(\mathbf{r}, t) = \iint \tilde{n}(\mathbf{k}, \omega) e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} d\mathbf{k} d\omega \quad (2.1)$$

Les *modes* fluctuants, caractérisés par le couple $(\mathbf{k}, \omega)$ où $\mathbf{k}$ est le *vecteur d'onde* et ω la *pulsation*, sont identifiés à travers une *équation de dispersion* de la forme

$$D(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad (2.2)$$

obtenue en substituant les quantités complexes dans les équations de base du système physique. Il faut remarquer que dans le cas le plus général, l'équation de dispersion dépend aussi de l'amplitude des fluctuations du fait de la non-linéarité du problème [Whi74]. Toutefois, en première analyse, on se borne au domaine des faibles amplitudes qui autorise à linéariser les équations et à en tirer les *seuils* au-delà desquels se développent les *instabilités*.

Ainsi, considérons $\omega = \Omega + i\gamma$ quantité complexe solution de l'équation de dispersion (2.2). Ω est la *pulsation réelle*, tandis que γ renseigne sur la stabilité du mode, comme en témoigne la décomposition (2.1) :

- Si $\gamma = 0$, le mode est purement *oscillatoire*.
- Si $\gamma < 0$, le mode s'atténue exponentiellement au cours du temps, il est *stable*.
- Si $\gamma > 0$, le mode est *instable*, il diverge exponentiellement.

γ est appelé *taux de croissance* du mode, son inverse $1/\gamma$ représente un temps caractéristique d'évolution.

2.1.2 Vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$

Les particules chargées du plasma sont soumises à un champ magnétique constant $\mathbf{B}$ qui les anime d'un mouvement cyclotronique autour de leur *centre guide*, le long des lignes de champ (§1.3.1). Chaque particule de masse

m , de charge q et se déplaçant à la vitesse $\mathbf{v}$ répond à l'équation fondamentale de la dynamique qui s'écrit dans ce cas,

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.3)$$

La particule possède un mouvement *circulaire uniforme* transversalement au champ magnétique, de pulsation $\omega_c = qB/m$, avec un *rayon de Larmor* $\rho = mv/qB$, et elle se déplace librement dans la direction longitudinale.

Si maintenant il vient s'ajouter un *champ électrique*, supposé également invariant dans le temps, imposé de l'extérieur ou bien créé du fait de la présence de deux types de particules chargées, les ions et les électrons, alors le mouvement de chaque particule obéit à

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Longitudinalement, il vient immédiatement que les particules sont *uniformément accélérées* par la composante parallèle du champ électrique $E_{\parallel}$.

Transversalement, la solution *générale de l'équation sans second membre* est la solution cyclotronique de l'équation (2.3). Une solution *particulière avec second membre* est obtenue en annulant la dérivation et en multipliant vectoriellement par $\mathbf{B}$ les termes restants,

$$B^2 \mathbf{v}_{\perp} - (\mathbf{v}_{\perp} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

Puisque $\mathbf{v}_{\perp} \cdot \mathbf{B} = 0$, on en déduit immédiatement la vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ des particules qui s'ajoute au mouvement cyclotronique [Gol95] :

$$\mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.4)$$

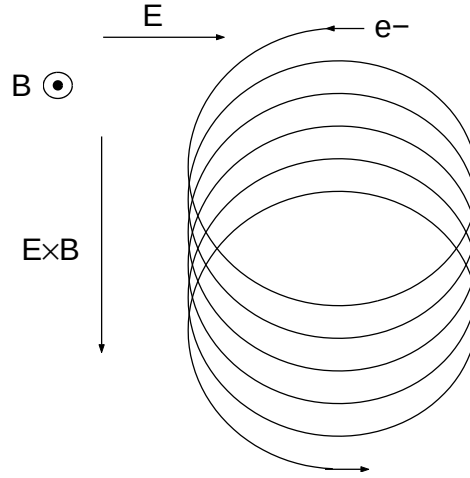
Cette dérive transverse est indépendante de la masse et de la charge, elle est donc la même pour les électrons comme pour les ions.

La figure 2.1 illustre l'origine de cette dérive sur le mouvement d'un électron. Dans la partie haute de son orbite, l'électron bénéficie de l'accélération du champ électrique ; sa vitesse s'accroît et son orbite s'allonge. Dans la moitié basse, en revanche, il est freiné par ce même champ et son rayon de Larmor se réduit. Il en résulte qu'au total, l'électron semble dériver au cours de son mouvement cyclotronique selon la direction $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

D'autres vitesses de dérive existent, principalement dues à la non-uniformité du champ magnétique. On peut citer les dérives provenant de $\nabla \cdot \mathbf{B}$ et de la *courbure des lignes de champ* [Gol95].

2.1.3 Des instabilités universelles

Les équations de la MHD idéale (cf §1.3.2) prédisent un grand nombre des caractéristiques physiques des plasmas tels que l'équilibre, la stabilité

FIG. 2.1 – Vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ sur un électron.

ou encore le spectre des *ondes d'Alvén* [Wes97]. Toutefois, ces équations ne contiennent pas la physique associée à la présence de deux espèces distinctes, à savoir les ions et les électrons. Cette particularité s'avère cruciale puisqu'elle permet à un nouvel ensemble d'ondes de se propager au sein du plasma : les *ondes de dérive* [Hor99] dont la fréquence est typiquement plus basse que la fréquence des ondes MHD.

Ces ondes sont capables de propager et d'amplifier des instabilités par la présence d'un gradient quelconque sur la fonction de distribution des particules ; c'est ainsi qu'elles sont qualifiées d'*instabilités universelles*. Un gradient, sur la température ou la densité, provoquera la croissance d'une instabilité par le cession d'énergie des particules vers une onde de dérive électromagnétique. À son tour, cette onde perturbant la cartographie des champs induira un mouvement *stochastique* aux particules du plasma. Ces dernières quitteront d'autant plus aisément la configuration magnétique de confinement ; c'est le *transport anormal* (cf §1.4.1).

Aujourd'hui, les pertes anormales de chaleur et de particules observées dans tous les tokamaks sont majoritairement attribuées à ces mécanismes de déstabilisation par onde de dérive.

2.1.4 Mécanismes des ondes de dérive

Soit un plasma à géométrie cartésienne avec un champ magnétique uniforme et invariant $\mathbf{B} = B_z \mathbf{u}_z$. On considère une petite perturbation de densité $\tilde{n}$ sinusoïdale le long de l'axe y , et un gradient de densité ∇n dirigé selon x (Fig. 2.2).

Chaque espèce du plasma obéit aux équations fluides établies par Bra-

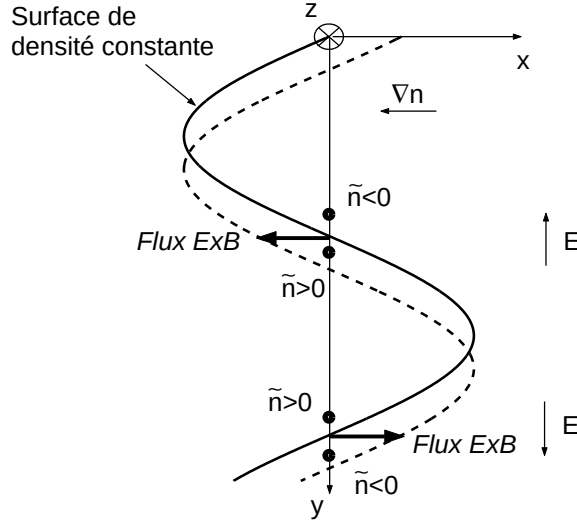


FIG. 2.2 – Propagation par onde de dérive d'une perturbation en densité. La courbe en trait plein correspond au temps initial tandis que la courbe pointillée est à un instant plus tard.

ginskii [Bra65]. Nous utiliserons ici une équation de *continuité*

$$\frac{dn}{dt} = -n \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.5)$$

et une équation de *mouvement*

$$nm \frac{d\mathbf{v}}{dt} = nq(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla p - \nabla \cdot \Pi + \mathbf{R} \quad (2.6)$$

avec m la masse, q la charge, n , $\mathbf{v}$ et p les densité, vitesse et pression, $d_t = \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ est la dérivée en temps Lagrangienne, tandis que Π et $\mathbf{R}$ sont respectivement le *tenseur des contraintes* et l'*opérateur de collisions* qui ne seront pas considérés dans cette partie.

De par leur faible inertie, les électrons se déplacent rapidement le long des lignes de champ et répondent quasi instantanément à une sollicitation. C'est l'hypothèse d'*adiabaticité* des électrons qui se traduit par $v_{e,z} \approx 0$. L'équation de mouvement (2.6) des électrons, projetée sur la direction longitudinale s'écrit alors

$$-n_e e E_z - \frac{\partial p_e}{\partial z} = n_e m_e v_{e,z} \approx 0$$

où e désigne la charge électrique, m_e , n_e et p_e respectivement la masse, la densité et la pression des électrons.

Dans l'hypothèse *électrostatique*, $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ avec ϕ le *potentiel électrostatique* [Jac99], on a $E_z = -\partial_z\phi$. Comme $p_e = n_e T_e$ ¹, et en écrivant $n_e = n_e^{eq} + \tilde{n}_e$ et $T_e = T_e^{eq}$ avec n_e^{eq} et T_e^{eq} les valeurs à l'équilibre, il vient²,

$$-n_e^{eq} e \frac{\partial\phi}{\partial z} = -T_e^{eq} \frac{\partial\tilde{n}_e}{\partial z}$$

Après intégration de cette dernière équation, on obtient la *distribution de Boltzmann* des électrons *adiabatiques* :

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e^{eq}} = \frac{e\phi}{T_e^{eq}} \quad (2.7)$$

La figure 2.2 représente une perturbation de la densité selon y , donc $\partial_y\phi \neq 0$, et par conséquent il y a création d'un champ électrique E_y . Les équations fluides prédisent une vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (§2.1.2) qui crée un flux de matière pour s'opposer au champ électrique $\mathbf{E}$. Ainsi, la densité et donc le potentiel électrostatique oscillent dans le temps et se propagent dans la direction y .

L'onde résultante est supposée *plane* et on adopte alors la notation complexe $\exp\{-i(\omega t - k_y y)\}$. L'équation de continuité (2.5) pour les ions donne :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_i \mathbf{v}_i)$$

Pour une perturbation ionique,

$$i\omega\tilde{n}_i = \nabla \cdot (n_i^{eq} \mathbf{v}_i)$$

Dans le cas d'une onde à grande *vitesse de phase* et avec l'hypothèse *ions froids* - $\omega/k_{\parallel} \gg v_{T_i}$ v_{T_i} *vitesse thermique* des ions - de façon à négliger le mouvement parallèle des ions, et en assimilant la vitesse transverse des ions (selon x) à la vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, il vient

$$i\omega\tilde{n}_i = v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \frac{\partial n_i^{eq}}{\partial x}$$

La condition d'*électroneutralité* impose $\tilde{n}_i = \tilde{n}_e$. La vitesse de dérive peut se réécrire $v_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = (\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2)_x = -\partial_y\phi/B = -ik_y\phi/B$. Il en résulte,

$$\tilde{n}_e = n_e^{eq} \frac{e\phi}{T_e^{eq}} = \tilde{n}_i = -\frac{k_y\phi}{\omega B} \frac{\partial n_e^{eq}}{\partial x}$$

¹Les plasmas de fusion sont généralement assimilés à des *gaz parfaits* et obéissent à la relation $p = nT$ où p est la pression, n la densité et T la température exprimée en unité d'énergie.

² T_e^{eq} est uniforme dans la direction z car le transport est considérable en raison de l'absence de confinement.

avec $n^{eq} = n_i^{eq} = n_e^{eq}$ d'après toujours l'électroneutralité. On en tire alors la fréquence diamagnétique électronique ω_e^* de l'onde de dérive,

$$\begin{aligned}\omega_e^* &= -k_y \frac{T_e}{eB} \frac{1}{n^{eq}} \frac{\partial n^{eq}}{\partial x} \\ &= k_y \left(\frac{T_e}{eB} L_n^{-1} \right) \\ &= k_y v_{de}\end{aligned}$$

$L_n = -(\partial_x n^{eq}/n^{eq})^{-1}$ est la longueur caractéristique des gradients de densité et v_{de} la vitesse de dérive diamagnétique électronique.

L'équation $\omega_e^* = k_y v_{de}$ constitue la relation de dispersion de l'onde de dérive. L'onde doit son existence à un gradient de densité et se propage perpendiculairement à celui-ci avec une vitesse de phase v_{de} . Ici, l'amplitude de l'onde n'est pas affectée car les électrons ont été supposés adiabatiques. Dans une situation plus réaliste, il faudrait inclure à l'équation (2.7) un terme dissipatif provenant des frictions collisionnelles et des interactions résonnantes onde-particules. Le caractère non-adiabatique des électrons peut être représenté à l'aide du modèle $i\delta$ [Gar01a] qui prend la forme :

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e^{eq}} = \frac{e\phi}{T_e^{eq}} (1 - i\delta)$$

δ contient les termes de dissipation qui s'exercent sur les électrons. Pour exemple, en régime purement collisionnel, $\delta \approx \omega \nu_e / k_{\parallel}^2 v_{Te}^2$ où ν_e est la collisionnalité électronique. Un tel modèle peut ainsi mener à une croissance exponentielle du mode de vecteur d'onde $\mathbf{k}$, selon un taux de croissance $\gamma(\mathbf{k}) \propto \delta(\mathbf{k}) \omega(\mathbf{k})$.

2.2 Microinstabilités et turbulence

2.2.1 Instabilités d'échange

Si le champ magnétique n'est pas uniforme, ce qui est toujours le cas dans les tokamaks, on peut montrer qu'une instabilité dite d'échange est susceptible de croître. Ce type d'instabilité opère un échange de tubes de flux entre des régions de densité différente provoquant une importante convection des particules et de l'énergie. Les équations fluides montrent que le taux de croissance de cette instabilité prend la forme :

$$\gamma_{\text{échange}}^2 = c_s^2 \frac{\nabla B^{eq}}{B^{eq}} \frac{\nabla p^{eq}}{p^{eq}}$$

où p^{eq} et B^{eq} sont les pression et champ magnétique d'équilibre, et $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ la vitesse du son. Il vient alors immédiatement que le mode est instable si $\nabla p^{eq} \nabla B^{eq} > 0$, si le champ magnétique devient plus faible vers

les pressions *décroissantes*. On dit dans ce cas que le champ magnétique possède une *courbure défavorable*. Ce mécanisme est en tout point analogue à l'*instabilité de Rayleigh-Taylor* en mécanique des fluides [Lan87].

2.2.2 Modes de ballonnement

Dans un tokamak, la courbure du champ magnétique n'est pas constante le long d'une ligne de champ, en particulier le champ magnétique toroïdal varie radialement comme l'inverse du grand rayon³. Le champ est plus intense du côté intérieur du tore que du côté extérieur. Une analyse fine montrerait que la région de faible champ est localement instable vis-à-vis des instabilités d'échange (courbure défavorable), alors que la région fort champ est stable. Le traitement exhaustif des instabilités d'échange appliquées au tokamak, pour un plasma non-idéal⁴, mène à considérer les *instabilités de ballonnement résistif*⁵.

Ces modes ont été largement étudiés dans le passé. Les modèles démontrent qu'ils sont stables pour les grands paramètres α ⁶ ou bien pour les cisaillements magnétiques s faibles voire négatifs⁷ [Wes97] (cf aussi §2.3.2). Cette intéressante propriété a donné l'espoir aux expérimentateurs d'obtenir des plasmas performants en jouant sur le profil de courant.

Cependant, ces modes ne peuvent pas expliquer la totalité du transport turbulent. En pratique, ils ne sont instables que pour des collisionnalités suffisantes, donc à basse température, sur le bord du plasma. C'est pourquoi les récentes études portant sur le transport anormal au voisinage de la séparatrice s'attachent principalement à ce type d'instabilité [Bey98].

2.2.3 Modes résonnants

Au cœur du plasma, des *interactions résonnantes* entre ondes et particules viennent s'ajouter aux effets déstabilisateurs de la collisionnalité devenue trop faible pour occasionner à elle seule la totalité du transport anormal. Cela donne naissance à une grande variété de modes instables qui coexistent et interfèrent mutuellement selon une physique riche et compliquée.

La *théorie cinétique* permet d'accéder aux mécanismes d'interactions onde-particule qui s'opèrent par *résonnance Landau* [Lan46]. Les particules échangent constamment de l'énergie avec les perturbations électromagnétiques du plasma. Selon les conditions, ces dernières croissent, modifient

³Par application du théorème d'Ampère dans le vide, le long d'un cercle parcourant l'intérieur du tore : $2\pi RB_T = \mu_0 N I_T$, où I_T est le courant circulant dans les bobines toroïdales et N le nombre de spires.

⁴Résistivité non nulle.

⁵Resistive Ballooning Modes en anglais.

⁶ $\alpha = -Rq^2 \partial_r \beta$ est le *gradient de pression normalisé*.

⁷Ce dernier domaine est encore appelé *zone de seconde stabilité*.

la topographie électromagnétique du plasma et impriment un mouvement turbulent aux particules.

Le spectre de résonance est déterminé par les compatibilités de longueurs et de pulsations entre les perturbations et les particules impliquées. Par exemple, les ions échangent préférentiellement de l'énergie avec les longueurs d'onde plus grande qu'un rayon de Larmor ionique, $k_{\perp} \rho_i \ll 1$, sur des pulsations vérifiant la résonance parallèle $\omega \approx k_{\parallel} v_{T_i}$, v_{T_i} vitesse thermique des ions. Les perturbations plus petites sont moyennées sur un mouvement cyclotronique et sont donc ignorées ; les ions sont dits *adiabatiques* vis-à-vis de ces perturbations. La situation est similaire pour les électrons.

ITG et ETG

En présence d'un *gradient de température ionique*, les modes *ITG* ou *Ion Temperature Gradient* sont susceptibles d'être déstabilisés [Hor72]. Ces instabilités se rencontrent particulièrement en chauffage ionique dominant, lorsque $T_i > T_e$, comme c'est le cas pour l'*injection de neutres* (§1.3.3).

La littérature abonde en expressions du *taux de croissance* des modes ITG selon les hypothèses de calcul faites [Con94]. Très grossièrement le taux de croissance varie comme [Hor00] :

$$\gamma_{ITG} \propto \frac{c_s}{\sqrt{L_{T_i} R}}$$

$c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ est la *vitesse du son* tandis que $L_{T_i} = -\nabla \ln T_i^{-1}$ est la *longueur des gradients de température ionique*.

La situation est un peu plus complexe du fait de la géométrie torique. Les modes ITG possèdent en réalité deux *branches* :

- Une *branche cylindrique* (slab⁸) : il s'agit du mode instable classique qui existerait même dans un cylindre [Kad70].
- Une *branche toroïdale* : spécifique à la géométrie torique, le mode est en partie généré par les effets de courbure du champ, et appartient à la catégorie des instabilités d'échange (§2.2.1) [Hor81].

Le seuil d'instabilité ITG toroïdal a été étudié entre autres par Biglari et al [Big89] qui montre l'existence d'un *gradient critique* $(R/L_{T_i})_c$, pour les faibles gradients de densité R/L_{n_e} , au-delà duquel le mode devient instable ; à fort R/L_{n_e} en revanche, le seuil d'instabilité semble plutôt fixé par le paramètre $\eta_i \equiv L_{n_e}/L_{T_i}$. Pour cette raison, les modes ITG sont aussi appelés *mode η_i* . Dans le cas d'un faible R/L_{n_e} , la valeur du gradient critique $(R/L_{T_i})_c$ n'est pas une simple constante et met en jeu d'autres grandeurs telles que s/q ou encore T_i/T_e [Hah89]. L'existence d'un gradient critique sur la température ionique a été aussi confortée par l'expérience [Bak01].

Les modes *ETG* ou *Electron Temperature Gradient* sont l'équivalent des ITG pour les électrons. En raison de la symétrie des équations cinétiques

⁸Bloc en anglais

entre ions et électrons, les modes ETG possèdent les mêmes propriétés que les ITG mais pour des pulsations et nombres d'onde différents. Certes la charge diffère, mais c'est surtout le rapport des masses $\sqrt{m_i/m_e} \simeq 60$ qui permet d'obtenir une première correspondance : les ETG ont des *longueurs d'onde* 60 fois plus petites et des *taux de croissance* 60 fois plus grands que leurs homologues ITG.

Le taux de croissance des ETG peut s'exprimer comme [Hor00] :

$$\gamma_{ETG} \propto \frac{v_{Te}}{\sqrt{L_{Te}R}}$$

où $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ est la *vitesse thermique des électrons*.

Ils présentent également un seuil de *stabilité marginale* fixé soit par un *gradient critique* $(R/L_{Te})_c$ [Jen01][Ryt01a], soit par un paramètre $\eta_e \equiv L_{ne}/L_{Te}$ critique [Hor00] d'où leur seconde appellation de *mode* η_e .

Ces modes se développent dans les plasmas pour lesquels $T_e > T_i$, soit en chauffage électronique dominant. Leur courte longueur d'onde les rend difficiles à étudier tant numériquement qu'expérimentalement ; c'est pourquoi, leur physique est encore mal comprise. Pourtant, le plasma d'un futur réacteur sera probablement chauffé par les populations électroniques (à travers les particules α , les neutres de grande énergie, ICRH, ECRH), et dans ce cas, le transport anormal résultant proviendra peut-être en grande partie des modes électroniques tels que les ETG.

Particules piégées

Ouvrons une parenthèse afin d'introduire une catégorie de particule propre à la géométrie torique : les *particules piégées*.

Il est possible de démontrer qu'une particule chargée de masse m , plongée dans un champ magnétique $\mathbf{B}$ lentement variable et presque uniforme, conserve son *moment magnétique* μ :

$$\mu \equiv \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$$

avec $v_{\perp}$ sa vitesse transverse au champ. En l'absence de toute autre force, l'*énergie cinétique* E de la particule est conservée au cours de son mouvement,

$$E = \frac{1}{2}m(v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \mu B$$

Ainsi, considérons le point sur lequel le champ magnétique est minimal et vaut B_{min} . En ce point la particule est animée d'une vitesse transversale $v_{\perp 0}$ et d'une vitesse parallèle $v_{\parallel 0}$. Il vient qu'en un point quelconque, la vitesse parallèle de la particule est donnée par

$$\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \mu B = \frac{1}{2}mv_{\parallel 0}^2 + \mu B_{min}$$

Puisque $B > B_{min}$, $v_{||}^2 < v_{||0}^2$; la particule ralentit à mesure qu'elle s'éloigne du point de champ minimal. Le mouvement parallèle est même susceptible de s'inverser au point où $v_{||} = 0$ à condition que $B < B_{max}$. Par conséquent, toute particule vérifiant

$$\left| \frac{v_{||0}}{v_{\perp 0}} \right| < \sqrt{\frac{B_{max} - B_{min}}{B_{min}}}$$

sera *réfléchie* avant d'atteindre le point où le champ magnétique est maximal [CEA87]. $|v_{||0}/v_{\perp 0}|$ est le *pitch angle* de la particule. Celles qui ont un pitch angle suffisamment faible, décriront un va-et-vient incessant de part et d'autre du point de champ minimal : de telles particules sont dites *piégées*.

Au cours de leur mouvement longitudinal, les particules d'un tokamak ne voient pas un champ magnétique constant puisqu'il varie au moins grossièrement comme $1/R$. Un grand nombre d'entre elles sont donc piégées du côté faible champ, et ont une excursion poloïdale mais aussi toroïdale réduite. Projetée sur une section droite du tore, leur trajectoire décrit une «*banane*» (Fig. 2.3). Les particules qui ne sont pas piégées sont dites *circulantes*. Par collision, une particule piégée peut devenir circulante et inversement.

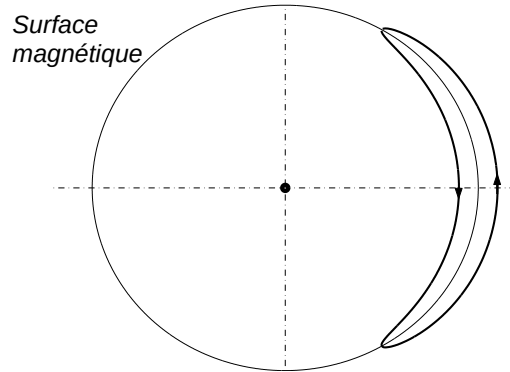


FIG. 2.3 – Section poloïdale d'un tore circulaire montrant la trajectoire banane d'une particule piégée.

TIM et TEM

À l'instar des particules circulantes qui produisent les ITG et les ETG, les particules piégées déclenchent leurs propres modes d'instabilités : les *TIM* (*Trapped Ion Mode*) pour les ions et les *TEM* (*Trapped Electron Mode*) pour les électrons. Plus généralement, ils peuvent intervenir dans les *instabilités d'échange*, la collisionnalité des particules piégées étant plus grande que celle des particules circulantes, mais aussi à travers des mécanismes résonnants [Kad71].

Garbet et al [Gar92] mettent en évidence un domaine d'instabilité pour les modes TIM fortement semblable à celui des ITG : $\eta_i > 2/3$ à fort R/L_{n_e} et présence d'un gradient critique en R/L_{T_i} aux faibles gradients de densité.

De même, pour des profils de densité suffisamment plats, les modes TEM présentent un seuil de stabilité marginale de type gradient critique R/L_{T_e} [Jen01]. À plus fort gradient de densité, l'aspect du domaine d'instabilité devient plus complexe et fait intervenir des paramètres tels que $\eta_{i,e}$ et $\epsilon_n \equiv 2L_n/L_B$, L_B longueur des gradients de champ magnétique [Nil95].

Spectre des modes résonnants

La précédente classification des modes résonnants est très simpliste. Elle doit son existence aux approches analytiques qui, par simplification, supposent une catégorie de particules résonnantes, toutes les autres étant considérées adiabatiques ; ces méthodes permettent d'appréhender la contribution de chaque espèce du plasma à la turbulence. En réalité, des couplages non-linéaires ont lieu entre plusieurs types de particule et mènent à un spectre de résonnance parfois difficile à interpréter.

Toutefois, nous présentons pour mémoire sur la figure 2.4, un exemple de spectre en $k_\perp$ obtenu à l'aide du code gyrocinétique linéaire⁹ KINEZERO [Bou00], avec les domaines de résonnance approximatifs de chacun des modes sus-cités. Les modes MHD se situeraient quant à eux aux alentours de $k_\perp \approx a^{-1}$.

2.2.4 Corrélation de la turbulence

Représentation de ballonnement

En géométrie torique, dans la *limite cylindrique* ($\epsilon \rightarrow \infty$), la double périodicité sur les angles poloïdal θ et toroïdal φ autorise à décomposer les grandeurs perturbées du plasma en *série de Fourier*. Le potentiel électrostatique ϕ s'écrit :

$$\phi(r, \theta, \varphi, t) = \Phi(r) + \sum_{m,n} \phi_{m,n}(r) e^{im\theta - in\varphi - i\omega t} \quad (2.8)$$

⁹On dispose de trois approches distinctes pour étudier la turbulence des plasmas avec des codes numériques : (i) *PIC* (Particle In Cells), le mouvement de chaque particule est calculé en cohérence avec les champs électromagnétiques induits. (ii) *Cinétique*, les équations à résoudre décrivent les *fonctions de distribution* de chaque espèce du plasma. (iii) *Fluide*, les caractéristiques des particules sont moyennées sur leur fonction de distribution, et les équations finales portent sur les densités, vitesses et températures de chaque espèce. Parmi ces approches, certaines sont *linéaires* au sens où elles se limitent à décrire les faibles variations autour d'un état d'équilibre donné, d'autres sont pleinement *non-linéaires*. Enfin, lorsqu'elles sont *gyro*, c'est qu'une dimension du problème a été écartée en moyennant les grandeurs sur un mouvement cyclotronique.

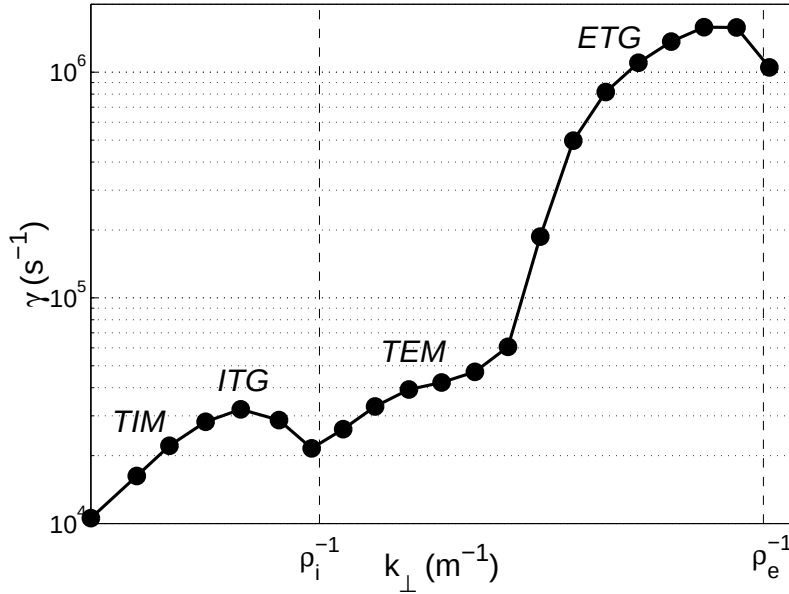


FIG. 2.4 – Spectre en $k_{\perp}$ d'instabilités résonnantes obtenu avec le code KINEZERO. (d'après [Fou02])

Considérant un champ magnétique hélicoïdal $\mathbf{B} = B_{\theta}\mathbf{u}_{\theta} + B_{\varphi}\mathbf{u}_{\varphi}$, le pas de l'hélice est donné par le *facteur de sécurité* selon

$$\frac{d\theta}{d\varphi} = \frac{1}{q(r)} = \frac{RB_{\theta}}{rB_{\varphi}}$$

Par conséquent, pour un mode (m, n) tel que défini par (2.8), le nombre d'onde le long du champ magnétique vaut

$$k_{\parallel, m, n} = \frac{m - nq}{qR}$$

Le couplage des ondes de dérive avec l'*onde acoustique ionique* [Gol95], fait que les microinstabilités tendent à développer un nombre d'onde le long du champ magnétique très faible par rapport au nombre d'onde transverse, $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ [Hor99]. Les perturbations sont résonnantes, ou encore *localisées*, sur les surfaces telles que $k_{\parallel} \approx 0$, soit les *surfaces rationnelles* $q(r) = m/n$. Ce résultat peut s'intuiter aisément en imaginant une perturbation parcourant une ligne de champ. Sur une surface irrationnelle, la perturbation va reboucler dans le sens toroïdal indéfiniment sans jamais repasser au même endroit ; elle va couvrir l'ensemble de la surface magnétique et perdre de son amplitude. En revanche, sur une surface rationnelle m/n , au bout de m tours toroïdaux la perturbation reviendra par le même angle poloïdal et va s'amplifier.

Il est courant de simplifier la décomposition (2.8) par une *représentation de ballonnement* [Con93]. L'anisotropie des nombres d'onde $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ permet d'écrire

$$\sum_m \phi_m(r) e^{im\theta} = e^{-inq\theta_0} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \phi(\theta - 2\pi l, \theta_0) e^{inq(r)(\theta - 2\pi l)}$$

où la somme infinie recrée la périodicité en 2π requise sur θ . Le paramètre libre θ_0 est l'*exposant de Floquet*, il détermine l'orientation radiale des cellules convectives. On voit que cette représentation permet de se ramener à un problème unidimensionnel sur $\phi(\theta)$. En pratique, les contours isopotentiels, déterminés par des résolutions numériques complètes, présentent des structures dites «ballonnées», c'est à dire des cellules très localisées poloïdalement qui s'accumulent de préférence du côté faible champ, là où la courbure magnétique est la plus défavorable aux modes de ballonnement (cf §2.2.2). Par conséquent, l'exposant de Floquet est généralement pris égal à 0 (région poloïdale la plus instable), et le mode est supposé de forme gaussienne : $\phi(\theta) \approx e^{-\sigma\theta^2/2}$. Le mode est d'autant plus localisé (σ grand) que son nombre toroïdal est élevé ; dans ce cas, on peut limiter la représentation de ballonnement au seul terme en $l = 0$.

Structures turbulentes

La variation en $1/R$ du champ magnétique toroïdal brise la symétrie en θ d'une section du plasma et induit un *couplage toroïdal* des modes perturbés, décomposés selon la représentation de ballonnement. Chaque mode (m, n) est centré sur une surface de résonnance vérifiant $q(r_{m,n}) = m/n$, avec une extension radiale fonction du cisaillement magnétique s . À cause du couplage toroïdal, les modes en n s'associent pour former une structure perturbée beaucoup plus étendue radialement, sur une longueur dite de *corrélation*. D'une origine *locale*, les modes prennent un caractère *global* sur la stabilité du plasma. Pour les modes ITG, la longueur de corrélation varie comme $\rho_s(qR/L_T)$ [Ott97]¹⁰. Le transport radial devient alors d'autant plus important puisqu'il se produit sur des longueurs plus grandes.

La figure 2.5 illustre un tel couplage de modes sur le potentiel électrostatique ϕ , qui rappelons-le transporte les particules mais aussi l'énergie transversalement par le biais de la vitesse de dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

Enfin, la figure 2.6 présente un «instantané» des *structures turbulentes* sur une couronne poloïdale de plasma. Elle montre clairement les zones étendues sur lesquelles sont brassées les particules, et la dissymétrie provoquée par la variation radiale du champ magnétique. Ces structures naissent, meurent, se déplacent et se déforment en permanence au cours du temps selon un comportement chaotique.

¹⁰ ρ_s est le *rayon de Larmor des ions à la température électronique* : $\rho_s = \sqrt{m_i T_e / e} / B$. Cette longueur apparaît dans les équations de dispersion des ondes de dérive.

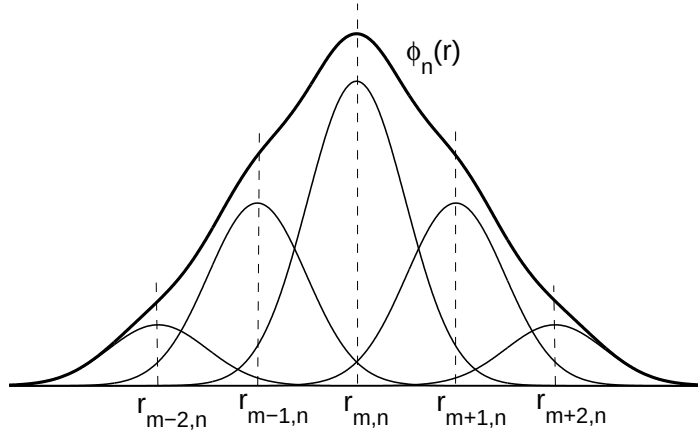


FIG. 2.5 – Couplage toroïdal des modes du potentiel électrostatique.

Streamers et zonal flows

Bon nombre de travaux récents se sont focalisés sur la dynamique de ces structures turbulentes et en particulier sur leurs *propriétés statistiques* qui permettraient de modéliser le transport anormal.

Les simulations numériques ont mis en évidence deux types de structures qui tiennent des rôles importants dans la turbulence d'un plasma de tokamak :

- Les *zonal flows* se caractérisent par la présence de longs filaments de fluctuations, étirés dans la direction poloïdale. Ils s'avèreraient stabilisants et seraient à l'origine de la saturation des instabilités.
- Les *streamers* quant à eux prennent la forme de cellules de convection étirées dans la direction radiale. De courte durée de vie, ils sont néanmoins capables d'expulser violemment les particules et l'énergie vers l'extérieur comme vers l'intérieur du plasma [Sar98].

2.3 Stabilisation de la turbulence

2.3.1 Piquage de la densité

Le premier facteur susceptible de réduire le niveau de la turbulence est le *gradient de densité*. Il est loin d'être le plus efficace mais il se déduit facilement des propriétés des modes ITG et ETG (§2.2.3). En effet, quand la longueur des gradients de densité devient suffisamment petite, le seuil de stabilité s'écrit sous la forme $\eta \equiv L_n/L_T > \eta_c$; les modes ITG ou ETG deviennent instables pour des gradients de température d'autant plus grands que les gradients de densité le sont eux-mêmes.

Cependant, le raisonnement précédent ne s'applique plus de façon aussi

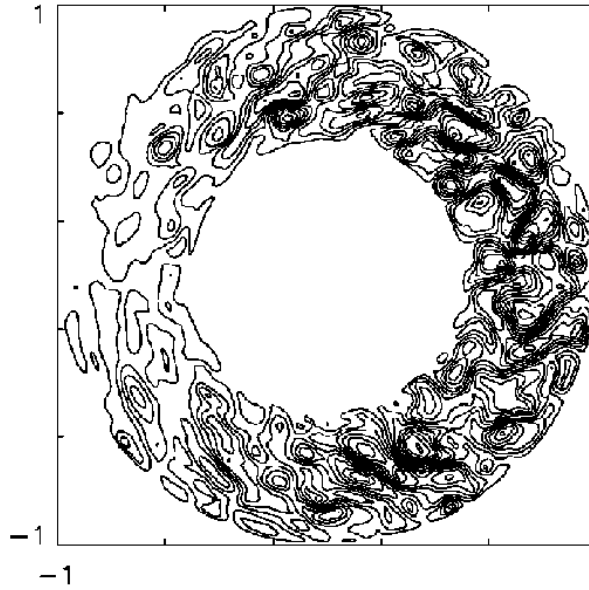


FIG. 2.6 – Courbes de niveau du potentiel électrostatique pour une turbulence ITG sur une couronne poloïdale de plasma. Résultat d'un code fluide 3D. (d'après [Ott99])

directe pour les modes de particules piégées TIM et TEM. En outre, dans un tokamak de la taille d'ITER, les profils de densité seront vraisemblablement plats, parce que les faisceaux de neutres chargés entre autre d'alimenter le plasma ne pénétreront pas profondément vers le centre. Il reste l'*injection de glaçons* qui semble seule capable de déposer beaucoup de particules au cœur du plasma. L'effet est néanmoins transitoire et les techniques actuelles ne permettent pas encore de bonnes performances. Une stabilisation notable mais de courte durée de la turbulence a été observée dans des tokamaks, dont JET en mode PEP¹¹ [Hug92] ou bien encore Tore Supra [Mag99], après une injection de glaçon.

2.3.2 Cisaillement magnétique

Bien plus exploitable pour un futur réacteur est la stabilisation par l'effet du cisaillement magnétique. Les premières constatations expérimentales du rôle bénéfique joué par le cisaillement magnétique sur le transport remontent seulement à ces dix dernières années.

Auparavant, le profil de courant, ou encore le profil de q , était généralement *monotone* sur une section du plasma. Des méthodes mettant en œuvre des *montées de courant plasma* rapides ou bien la génération de courant par

¹¹Pellet Enhanced Performance.

l'onde *hybride* avaient pour conséquence d'aplanir le profil de q voire de l'inverser vers le centre du plasma. De fait, le cisaillement magnétique (§1.3.2) a pu prendre des valeurs *proches de zéro* voire *négatives*. Des améliorations du confinement central ont été mises en évidence par exemple sur Tore Supra dans les décharges dites *LHEP*¹² [Mor92][Hoa94][Lit96b][Pey01]. Le point important dans ces expérimentations est que la zone de transport réduit coïncide avec celle du cisaillement «*optimisé*».

Stabilisation α

La théorie montre que le cisaillement magnétique s a un effet générique sur les *instabilités d'échange* à travers le diagramme de stabilisation des modes de ballonnement dans le plan (s, α) . Le *gradient de pression normalisé* $\alpha \equiv -Rq^2\partial_r\beta$ est étroitement lié au *décalage de Shafranov* : lorsque ce décalage devient important, les surfaces magnétiques isobares se resserrent du côté faible champ, et les gradients de pression augmentent en conséquence. D'où l'appellation de *stabilisation par décalage de Shafranov* ou encore *stabilisation α* .

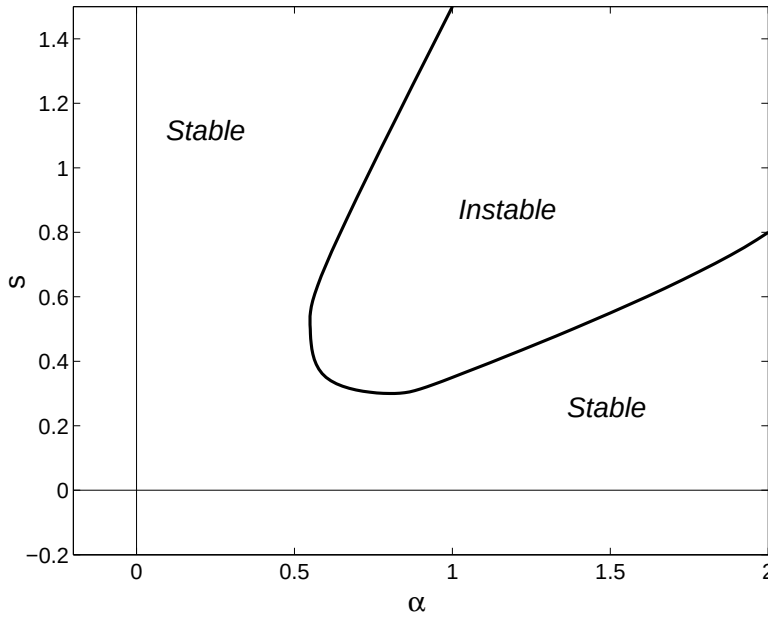


FIG. 2.7 – Diagramme de stabilité linéaire des modes de ballonnement en MHD idéale dans le plan (s, α) .

La figure 2.7 montre les régions stables dans le plan (s, α) . On distingue deux zones d'intérêt :

¹²Lower Hybrid Enhanced Performance.

1. La première région stable est celle qui concerne les grands cisaillements positifs $s \gg \alpha$. Elle peut se comprendre en ayant à l'esprit que l'échange de deux tubes de flux adjacents est rendu d'autant plus difficile que leur hélicité est différente. Une quantité d'énergie importante est ainsi nécessaire pour développer l'instabilité d'échange.
2. L'autre région stable est souvent dénommée *zone de seconde stabilité*, et elle touche les cisaillements faibles et négatifs $s \lesssim 0$. Cette région est particulièrement intéressante car elle autorise des forts gradients de pression compatibles avec une réduction du transport turbulent. Remarquons que les cisaillements négatifs sont toujours stabilisants dans ce cas.

Le mécanisme de stabilisation α peut s'appliquer à toute instabilité de type échange, à savoir les *modes de ballonnement* bien entendu, mais aussi les *ITG et ETG toroïdaux*, et les *modes de particules piégées TIM, TEM*. Toutefois, la *branche cylindrique* de chacun de ces modes subsiste. Par exemple, les forts cisaillements négatifs sont déstabilisants vis-à-vis des ITG slab, leur taux de croissance étant minimal au voisinage de $s = 0$. Un bon compromis satisfaisant les deux branches d'instabilité se situerait alors dans cette zone $s \approx 0$ [Mag99].

Surfaces rationnelles

Si le déclenchement des barrières de transport semble concorder avec les régions à cisaillement magnétique négatif ou faible, il se produit aussi préférentiellement au voisinage d'une surface rationnelle simple, c'est à dire $q = 1, 2$ ou 3 [Cha01]. La mise en évidence expérimentale du déclenchement des ITBs par surface rationnelle sera abordée ultérieurement au §3.5.

L'explication la plus probante émane de Romanelli et Zonca [Rom93]. Dans une région de cisaillement faible, au voisinage d'une surface rationnelle *simple*¹³, on assiste à une *raréfaction* des surfaces résonnantes sur lesquelles se développent habituellement les instabilités. Le recouvrement des modes à l'origine des structures turbulentes (§2.2.4) se fait moins efficace, la turbulence est alors *décorrélée*. Très localement, le transport est considérablement réduit et permet l'apparition d'une ITB qui va pouvoir s'élargir d'elle-même par une réaction positive. Garbet et al [Gar01b] démontrent numériquement la viabilité de ce schéma pour une turbulence ITG, et soulignent l'efficacité accrue d'un déclenchement de barrière sur q_{min} rationnel simple, donc en profil de courant inversé, puisque dans ce cas $s = 0$ et la raréfaction optimale.

La figure 2.8 illustre ces propos et démontre une plus grande raréfaction des surfaces résonnantes pour un profil de courant inversé, au voisinage de $q_{min} = 2$ rationnel simple, que dans le cas où q_{min} est un rationnel d'ordre plus élevé.

¹³ $q = m/n$, la surface rationnelle est d'autant plus simple que n est petit.

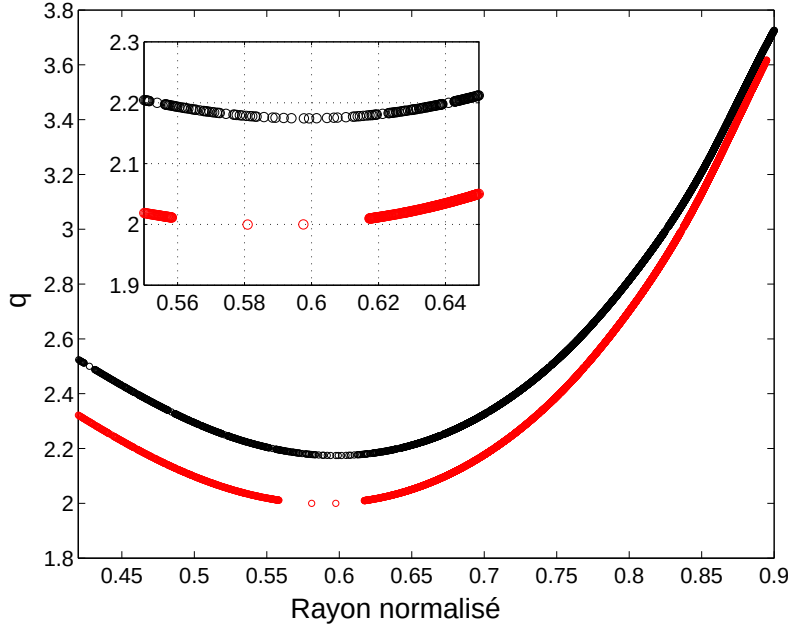


FIG. 2.8 – Localisation des surfaces résonnantes pour des instabilités ioniques sur deux profils de q inversés : l'un avec $q_{min} = 2$ rationnel simple, l'autre avec q_{min} d'ordre élevé.

Techniquement, le problème porte sur le dénombrement des surfaces résonnantes. Il existe une infinité de nombres rationnels compris dans un intervalle, c'est pourquoi nous avons besoin d'une contrainte sur les nombres d'onde à retenir. Si on se limite à une turbulence ionique, alors les seuls modes à considérer sont ceux qui vérifient

$$|k_{\perp} \rho_i| < 1 \text{ ou encore } \left| \frac{m}{r} \rho_i \right| < 1 \quad (2.9)$$

Soit une surface résonnante $q_0 = m_0/n_0$ avec m_0 et n_0 des entiers premiers entre eux. La surface résonnante la plus proche peut s'exprimer sous la forme

$$q = \frac{m}{n} = \frac{j m_0 + \Delta m}{j n_0 + \Delta n}$$

où m , n , j , Δm et Δn sont des entiers. La différence de facteur de sécurité vaut :

$$\delta q = \left| \frac{j m_0 + \Delta m}{j n_0 + \Delta n} - \frac{m_0}{n_0} \right| = \frac{|n_0 \Delta m - m_0 \Delta n|}{n_0 (j n_0 + \Delta n)}$$

La surface résonnante la plus proche minimise δq . En vertu du théorème de Bezout, il existe un couple d'entiers $(\Delta m, \Delta n)$ tel que

$$|n_0 \Delta m - m_0 \Delta n| = 1 \quad (2.10)$$

La contrainte d'une turbulence ionique (2.9) $|((jm_0 + \Delta m)/r) \rho_i| < 1$ impose une valeur maximale de j et de Δm qui minimisent δq . Par conséquent, j , Δm et Δn sont fixés sans ambiguïté et prouvent l'existence d'une surface résonnante $q = m/n$ située à une distance finie de celle vérifiant $q_0 = m_0/n_0$, mais ceci uniquement pour un spectre de turbulence borné.

Comme d'après (2.10) $\delta q = 1/(n_0 n)$, en remplaçant m dans (2.9) il vient

$$r \frac{\delta q}{q} > \frac{\rho_i}{n_0} \quad (2.11)$$

Faisons un développement limité au premier ordre de $q(r)$ autour du rayon r_0 pour lequel $q(r_0) = q_0$,

$$\delta q = q(r) - q_0 = \delta r \left. \frac{dq}{dr} \right|_{r=r_0} + \dots$$

En remplaçant dans (2.11) on obtient une estimation de la distance minimale entre surfaces rationnelles :

$$d_{surf} = \min(\delta r) = \frac{\rho_i}{n_0 s_0}$$

où $s_0 = (r_0/q_0) d_r q|_{r=r_0}$ est le cisaillement magnétique en r_0 . Il apparaît clairement que la distance entre surfaces résonnantes adjacentes croît lorsque la valeur de q est un rationnel simple et que le cisaillement magnétique est faible.

Dans le cas d'une surface à cisaillement nul, au minimum d'un profil de q non-monotone, le développement limité doit être poussé jusqu'au second ordre. Garbet et al [Gar01b] trouvent une distance entre surfaces qui fait intervenir la dérivée seconde radiale de q :

$$d_{surf} = \sqrt{\frac{2q_0 \rho_i}{n_0 r_0 d_r^2 q|_{r=r_0}}}$$

Les conclusions restent les mêmes.

Une interprétation alternative du rôle des surfaces rationnelles dans le déclenchement des barrières de transport est fournie par Joffrin et al [Jof02a]. Le couplage entre deux modes MHD de même nombre d'onde n , l'un au bord du plasma, l'autre plus interne, produit un freinage très localisé de la vitesse de rotation du plasma au niveau du mode le plus interne. Il en résulte un gradient ou encore un *cisaillement* de rotation qui, comme l'explique la section suivante, est capable de stabiliser localement la turbulence. Cette théorie est actuellement en cours d'investigation.

2.3.3 Cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$

Un mécanisme efficace de suppression de la turbulence est celui qui met en jeu le *cisaillement des écoulements fluides*. Considérons un fluide

dans lequel se développe un *tourbillon* turbulent (Fig. 2.9). Si la vitesse de l'écoulement varie transversalement, le tourbillon est étiré et distordu, il va perdre de sa cohérence, et sera fragmenté en plusieurs sous-structures de plus petites tailles. L'énergie et le fluide sont alors déplacés sur des distances plus petites, réduisant d'autant le transport turbulent.

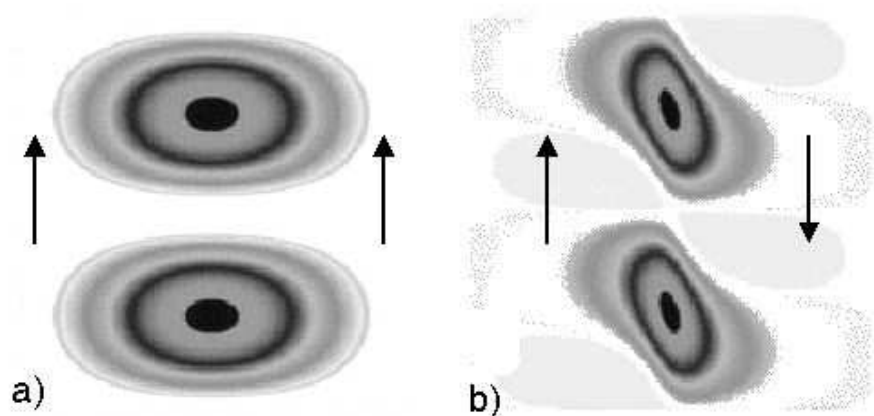


FIG. 2.9 – Tourbillons turbulents dans un écoulement a) uniforme et b) cisailé. (d'après [Bur97])

Cet mécanisme n'est pas propre aux plasmas et peut s'appliquer à tous les fluides chargés ou non. Dans son article de revue sur le cisaillement des écoulements, Terry [Ter00] cite l'exemple de la *stratosphère* dans laquelle s'accumulent les gaz rejetés par les éruptions volcaniques, dans une région du globe délimitée par les parallèles $\pm 20^\circ$. Les météorologues ont découvert la présence d'un cisaillement des vitesses d'écoulement de la stratosphère maximal à ces latitudes, près des tropiques, produisant une *barrière de transport* qui empêche les gaz de se répartir uniformément sur l'ensemble du globe terrestre.

Nous allons caractériser l'effet de suppression de la turbulence dans le cas général, puis l'appliquer aux plasmas de fusion en soulignant le rôle du cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

Propriété d'une turbulence fluide

La turbulence est un *transfert* répété d'énergie entre des *modes fluides* agissant sur des échelles de longueur et de temps différentes. Les tourbillons turbulents naissent et meurent sans arrêt ; ils ont une dynamique riche et compliquée. Pour appréhender cette physique complexe, il est commode de voir la turbulence comme la superposition de *cellules convectives* de longueur

caractéristique l , dite aussi *longueur de corrélation*, et de vitesse fluide u [Ter00].

Le fluide obéit à l'équation de Navier-Stokes,

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = - \underbrace{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p}_{\text{advection}} + \underbrace{\mu \nabla^2 \cdot \mathbf{u}}_{\text{dissipation}}$$

dans laquelle ρ désigne la *masse volumique*, $\mathbf{u}$ la *vitesse fluide*, p la *pression*, et μ la *viscosité*. Le premier terme de droite est le terme d'*advection*, il caractérise les *forces inertielles* qui s'appliquent sur le fluide et maintiennent sa dynamique. Le second terme est lié aux *dissipations* induites par *viscosité*, il s'annule pour un fluide incompressible $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$.

Dimensionnellement, le temps caractéristique associé à la force inertielle qui est appliquée sur une cellule convective, vaut

$$\frac{1}{\tau_e} \equiv \frac{u}{l} \quad (2.12)$$

Ce temps équivaut à la *durée de vie* de la cellule, mais aussi au temps caractéristique nécessaire à la cession d'énergie vers d'autres cellules turbulentes en l'absence de dissipation. Dans ce cas τ_e^{-1} est le *taux de décorrélation* de la cellule. L'effet de la dissipation est quantifié par le *taux de dissipation visqueux* $\tau_d^{-1} \equiv \mu/l^2$, taux auquel le mouvement du fluide est dissipé et converti en chaleur. Aux grandes échelles, $\tau_d^{-1} \ll \tau_e^{-1}$, l'énergie est transférée entre les cellules de façon conservative et aléatoire selon un processus de *cascade*, jusqu'à l'échelle de Kolmogorov définie par $\tau_d = \tau_e$, et en-deçà de laquelle le processus prend fin, l'énergie étant progressivement dissipée sous forme de chaleur [Yos01]. Dans toute la suite, nous considérerons les échelles turbulentes non-amorties et donc pour lesquelles le taux de décorrélation vaut simplement τ_e^{-1} .

Analyse dimensionnelle

Considérons une quantité scalaire ξ , advectée dans un écoulement turbulent bidimensionnel incompressible et cisailé. ξ peut désigner indifféremment la *vorticité*, la *densité* ou même la *température*. Cette quantité est régie par une équation du type Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \xi = \sigma_\xi \quad (2.13)$$

$\mathbf{u}$ désigne ici la vitesse de l'écoulement, et σ_ξ est un terme source de ξ . Plaçons-nous en géométrie cartésienne (x, y) , pour laquelle l'écoulement est dirigé selon y avec une vitesse moyenne $\bar{u}_y$, et avec des vitesses fluctuantes

selon les deux axes $\tilde{u}_x$ et $\tilde{u}_y$. Cet écoulement moyen est supposé uniforme en y mais cisailé selon x : $u_y = \bar{u}_y(x) + \tilde{u}_y$. L'équation (2.13) devient alors

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \bar{u}_y(x) \frac{\partial \xi}{\partial y} + \tilde{u}_x \frac{\partial \xi}{\partial x} + \tilde{u}_y \frac{\partial \xi}{\partial y} = \sigma_\xi$$

Prenons une cellule convective telle que représentée sur la figure 2.10, et dont l'extension transverse, c'est à dire selon x , vaut δx . La cellule subit une distorsion δy le long de l'écoulement en un temps

$$\tau_s \equiv \frac{\delta y}{\delta x \bar{u}'_y} \quad (2.14)$$

où $\bar{u}'_y = d_x \bar{u}_y$ exprime le cisaillement de l'écoulement. Lorsque la distorsion δy excède la *longueur de cohérence* de la cellule, celle-ci ne peut plus se maintenir et se voit dégradée en faveur des cellules voisines. En substituant à δy cette longueur de cohérence, τ_s^{-1} devient le *taux de cisaillement* qui s'applique sur cette cellule. Le taux de décorrélation qui décrit la vitesse de dégradation d'une cellule vaut quant à lui $\tau_e^{-1} \approx \tilde{u}_x / \delta x \approx \tilde{u}_y / \delta y$ d'après (2.12).

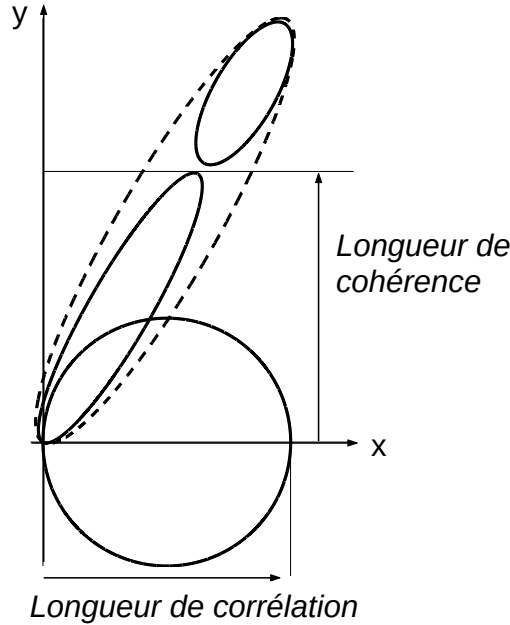


FIG. 2.10 – Représentation schématique du mécanisme de cisaillement d'une cellule convective. En écoulement normal, la cellule s'étend sur une longueur de corrélation. Le cisaillement a pour effet d'étirer cette cellule jusqu'à un point de rupture au-delà duquel elle perd sa cohérence puis se scinde.

Quand $\tau_s^{-1} < \tau_e^{-1}$, l'effet du cisaillement sur la turbulence est marginal, la cellule est simplement distordue mais sans conséquence sur sa cohérence. En revanche, pour $\tau_s^{-1} \geq \tau_e^{-1}$, l'écoulement cisailé brise la cohérence de la cellule en une fraction de sa durée de vie, et son extension transverse s'en trouve réduite. Dans ce cas en effet, un élément de fluide ne parcourera qu'une distance $\delta x^{(s)} = \tau_s \tilde{u}_x$ contre $\delta x = \tau_e \tilde{u}_x$ sans cisaillement. Le *temps de cohérence* de la cellule cisailée s'exprime alors comme

$$\tau_c^{(s)} \equiv \tau_s^{(s)} = \frac{\delta y}{\tilde{u}_y' \delta x^{(s)}} = \tau_e^{(s)}$$

Dans cette relation, l'exposant $^{(s)}$ indique que les grandeurs sont considérées en écoulement cisailé. La turbulence s'ajuste par décorrélation en réduisant l'extension des cellules afin que leur durée de vie égalise le temps de cisaillement. Extension transverse, ou plus justement *longueur de corrélation*, et temps de décorrélation sont réduits d'un facteur

$$\epsilon_s \equiv \frac{\tau_s}{\tau_e} = \frac{\tilde{u}_y}{\delta x \tilde{u}_y'} \leq 1 \quad (2.15)$$

avec, rappelons-le, τ_s^{-1} le *taux de cisaillement* et τ_e^{-1} le *taux de décorrélation* de la turbulence *en l'absence de cisaillement*. En outre, la longueur de corrélation δx intervient sur le critère de stabilisation : à cisaillement fixé, la réduction des cellules est plus importante sur les grandes échelles que sur les petites.

Application aux plasmas de fusion

Dans un plasma de tokamak, plusieurs espèces, électronique et ioniques, coexistent, chacune ayant sa propre vitesse fluide et sa température. Chaque fluide pourrait stabiliser sa turbulence par son propre cisaillement indépendamment des autres espèces. Dans un plasma magnétisé, il existe une vitesse d'écoulement commune à toutes les espèces chargées sans distinction, la *vitesse de dérive* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (§2.1.2). Le fait que cette vitesse soit indépendante des particules en considération, confère au *cisaillement de vitesse* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ un statut universel pour réduire la turbulence.

Burrell [Bur97] mentionne deux effets stabilisateurs du cisaillement de la vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$:

1. Un effet *non-linéaire* qui exacerbe la décorrélation de la turbulence selon la physique décrite dans la précédente section. Il est de loin le plus efficace.
2. Un effet *linéaire* couplant certaines instabilités à des modes stables.

La condition de stabilisation (2.15) formulée pour un plasma magnétisé avec un cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ devient :

$$\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \geq \gamma_D$$

avec $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ le *taux de cisaillement* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, et γ_D le *taux de décorrélation* non-linéaire de la turbulence en l'absence de cisaillement. Ce dernier n'est malheureusement pas accessible sans l'utilisation de codes numériques sophistiqués. Cependant, des simulations gyrofluides non-linéaires ont montré que γ_D pouvait être efficacement remplacé par le *taux de croissance linéaire maximal* γ_{lin}^{max} des modes instables en l'absence de cisaillement, pour exprimer la stabilisation complète par cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ [Wal94]. Le critère de Waltz s'écrit alors,

$$\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \geq \gamma_{lin}^{max} \quad (2.16)$$

Ce critère est largement employé pour caractériser les régimes à confinement amélioré car il reste suffisamment simple dans son expression pour être appliqué avec des données expérimentales (cf par exemple [Cri01]). Il demeure toutefois *semi-empirique* par nature et ne peut prétendre résumer la totalité de la physique impliquée dans la stabilisation de la turbulence. Les simulations montrent en particulier que la stabilisation peut parfois nécessiter un $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ deux fois plus grand ou plus petit que le taux de croissance maximal [Bur97].

Expression du cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$

Dans le cadre de la réduction du transport radial, nous nous intéressons à la composante poloïdale de la vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ qui, cisailée, est seule capable de diminuer l'extension radiale des structures turbulentes; il s'agit plus exactement de $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}^{14}$.

Le *champ électrique radial* est calculé à partir de l'équation d'équilibre des forces, appliquée sur une espèce chargée donnée,

$$E_r = \frac{1}{Z_i e n_i} \frac{dp_i}{dr} - v_{\theta i} B_\phi + v_{\phi i} B_\theta \quad (2.17)$$

Cette relation montre que E_r dépend du *gradient de pression* $d_r p_i$ ainsi que des vitesses *poloïdale* $v_{\theta i}$ et *toroïdale* $v_{\phi i}$ de chaque espèce i . B_ϕ et B_θ sont respectivement les champs magnétiques toroïdal et poloïdal.

L'expression du taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ se déduit alors de l'équation (2.14). En supposant que la longueur de corrélation égale la longueur de cohérence de la turbulence, on obtient, en géométrie cylindrique, une expression très simplifiée, $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = |d_r(E_r/B)|$. Elle a l'avantage de fournir un bon ordre de grandeur pour un effort calculatoire minimum. Hahm et Burrell [Hah95] proposent une formule plus générale, valable en géométrie torique, et adaptée à la stabilisation d'une turbulence de type *échange* (§2.2.1) qui

¹⁴Le champ magnétique étant hélicoïdal, ce vecteur n'est pas rigoureusement aligné dans la direction poloïdale.

est très commune dans les plasmas de tokamak :

$$\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \left| \frac{(RB_\theta)^2}{B} \frac{\partial}{\partial \Psi} \left(\frac{E_r}{RB_\theta} \right) \right|$$

Ψ désigne ici le *flux poloïdal* sur chaque surface magnétique. Dans l'hypothèse des grands rapports d'aspect ($\epsilon \rightarrow \infty$), la formule se simplifie en

$$\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \left| \frac{r}{q} \frac{d}{dr} \left(\frac{qE_r}{rB_\phi} \right) \right|$$

2.4 Transport

Nous l'avons vu au §1.4.1, le transport est l'un des thèmes majeurs qui conditionne l'avenir de la fusion. L'axe de recherche principal des physiciens est finalement de réduire ce transport autant que possible et surtout de le maintenir en l'état. Pour cela, il est utile de le quantifier précisément, et donc de trouver des grandeurs physiques qui serviront de base pour l'évaluer puis d'en déduire des modèles prédictifs dans le but d'optimiser les scénarios expérimentaux. Les modèles actuels donnent des prédictions avec une incertitude de l'ordre de 20 % sur les temps de confinement [ITE99b].

2.4.1 Formulation du transport

Deux mécanismes concourent dans le transport de l'énergie et des *particules* dans un plasma de fusion.

1. La *diffusion* : le transport se réalise de proche en proche, par un procédé dit de *marche au hasard*. Par exemple, si l'on verse lentement un liquide coloré sur une colonne de liquide translucide, on observera un front séparant les deux phases progressant uniformément jusqu'à homogénéiser l'ensemble. A chaque instant, au niveau du front de séparation, des particules colorées et translucides s'intervertissent aléatoirement et finissent par se mélanger complètement. Le phénomène diffusif est relativement lent. Comme il tend à «homogénéiser», il progresse en sens inverse des gradients.
2. La *convection* : on parle aussi de transport *ballistique*. Si l'on revient à l'exemple précédent, on verse cette fois le liquide coloré brusquement, ce qui a pour effet de créer un flot coloré qui perce brutalement à travers le liquide translucide. Le mélange est très inhomogène, des zones colorées peuvent se retrouver surmontées par des zones translucides. La diffusion prendra ensuite le relais pour rééquilibrer l'ensemble.

La nature diffusive ou convective du transport dans les tokamaks n'est pas encore clairement identifiée. Le processus de marche au hasard est le plus communément admis, en particulier car il est le plus abordable d'un point

de vue théorique. Néanmoins, il existe des cas expérimentaux où le transport de l'énergie s'est révélé être non diffusif, où la formation de gradients de température situés dans une région plus interne que les sources très localisées de puissance, démontre la réalité d'un *processus convectif* dirigé à «contre-courant» des gradients [Luc92]. Plus récemment, des expériences de modulation du chauffage destinées à étudier le transport transitoire dans les ITBs, ne peuvent se comprendre qu'en introduisant un terme de convection dans la modélisation du transport de l'énergie [Man00]. Des simulations 3D fluides [Bey00] sont en accord avec de tels résultats, et mettent en évidence la propagation rapide de *bouffées* turbulentes à travers le plasma, connues comme des *streamers* et des *zonal flows* (§2.2.4) .

Diffusivité

Dans le cadre d'un transport diffusif, on définit la *diffusivité* comme le rapport entre le flux par particule à travers une surface magnétique, avec le gradient local. Ainsi, les *flux de particules* Γ et de *chaleur* $\mathbf{q}$ se mettent sous la forme

$$\begin{aligned}\Gamma &= -nD\nabla n \\ \mathbf{q} &= -n\chi\nabla T\end{aligned}\tag{2.18}$$

où D et χ désignent respectivement les *diffusivités des particules* et de la *chaleur*. Les diffusivités sont loin d'être constantes dans un plasma de fusion, en particulier elles dépendent non-linéairement des gradients. Ces dépendances sont lourdes de conséquence pour la faisabilité d'un réacteur car difficilement extrapolables. Les diffusivités caractérisent la réponse du plasma en terme de confinement vis-à-vis d'une sollicitation extérieure et sont au cœur des études de modélisation. Leurs valeurs s'échelonnent typiquement entre 1 et 10 m².s⁻¹ en mode L, et entre 0.1 et 1 m².s⁻¹ en confinement amélioré.

Dimensionnellement, le *temps de confinement* de l'énergie peut être relié à la diffusivité thermique selon

$$\tau_E = \frac{a^2}{\langle\chi\rangle}\tag{2.19}$$

où les crochets $\langle\rangle$ indiquent une moyenne sur le volume du plasma.

Afin de généraliser la relation entre les flux et les gradients, et d'y introduire d'éventuels couplages, certains auteurs introduisent une *matrice de transport* $\mathbf{M}$, a priori non-diagonale, reliant un *vecteur flux* au *vecteur gradient* [Ito99] :

$$\begin{pmatrix} \Gamma \\ \mathbf{P}_\theta \\ \mathbf{P}_\phi \\ \mathbf{q} \end{pmatrix} = -\mathbf{M} \begin{pmatrix} \nabla n \\ \nabla v_\theta \\ \nabla v_\phi \\ \nabla T \end{pmatrix}\tag{2.20}$$

$\mathbf{P}_\theta$ et $\mathbf{P}_\phi$ sont les *flux de moment cinétique* poloïdal et toroïdal, tandis que v_θ et v_ϕ sont les *vitesse de rotation* poloïdale et toroïdale.

Équations de transport

La conservation des particules et de l'énergie fournit les *équations de transport* qui décrivent l'évolution de la densité et de la température, en fonction des puissances appliquées et selon une réponse intrinsèque du plasma contenue dans les diffusivités. Avec l'hypothèse d'une vitesse fluide nulle, les équations de transport des particules et de la chaleur prennent la forme suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma = S_n \quad (2.21)$$

$$\frac{3}{2}n \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} = S_T \quad (2.22)$$

dans laquelle S_n et S_T représentent les *sources de particules* et de *chaleur*. Ces équations s'écrivent pour chacune des espèces du plasma. En outre, par rapport à la généralisation (2.20), il existe des équations similaires établissant l'évolution des vitesses de rotations toroïdale et poloïdale.

Les flux de chaleur sont parfois écrits en incluant un terme de convection néoclassique.

$$\mathbf{q} = -n\chi \nabla T + \frac{5}{2}T\Gamma$$

Termes sources

Les sources apparaissant dans les équations de transport (2.21) et (2.22) contiennent différents termes provenant de la physique intrinsèque aux plasmas et des puissances auxiliaires appliquées (cf §1.3.3).

$$\begin{aligned} S_n &= S_{n,add} + S_{n,paroi} + S_{n,\alpha} \\ S_T &= S_{T,\Omega} + S_{T,add} + S_{T,\alpha} - S_{T,ei} - S_{T,ray} \end{aligned}$$

On distingue :

- S_{add} : *puissances additionnelles IDN, FCI, FCE et LH*. Dans le transport des particules, seule IDN intervient¹⁵.
- S_α : *puissance fusion*. Dans les machines actuelles, ce terme est encore négligeable.
- $S_{n,paroi}$: *érosion des parois* qui peuvent introduire des particules dans le plasma.
- $S_{T,\Omega}$: *puissance ohmique* $\mathbf{j}_\Omega \cdot \mathbf{E}$. Elle n'intervient que pour les électrons.
- $S_{T,ei}$: *équipartition*. Ions et électrons échangent de l'énergie par collisions. Ce terme change de signe selon qu'on considère la source de chaleur ionique ou électronique.

¹⁵On pourrait y ajouter un terme provenant de l'injection de glaçons.

- $S_{T,ray}$: pertes par rayonnement *Bremsstrahlung*, *synchrotron* etc... Le *Bremsstrahlung* étant souvent le terme dominant, il devient important de l'inclure dans le bilan lorsque la collisionnalité devient importante, comme vers le bord du plasma.

D'autres termes supplémentaires peuvent entrer en jeu selon le scénario expérimental. Par exemple, les pertes associées à l'*échange de charges* sur les ions deviennent importantes lors de l'injection d'un gaz neutre au bord du plasma¹⁶.

2.4.2 Lois d'échelle

Lois globales

L'impossibilité de mesurer directement tous les mécanismes de transport de l'énergie, et les difficultés pour élaborer des modèles théoriques cohérents ont conduit les physiciens à établir des lois semi-empiriques du temps de confinement à l'aide de quantités macroscopiques. Elles ont pour objectifs principaux de :

1. Comparer la physique des différentes machines et servir de guide pour élaborer les scénarios.
2. Dimensionner de futurs tokamaks en optimisant le temps de confinement et s'acheminer ainsi vers un réacteur opérationnel.

Ces lois sont obtenues par regression sur une grande base de données pouvant regrouper plusieurs machines, avec des paramètres plasma globaux, c'est à dire courant, densité moyenne, champ magnétique, grand et petit rayons etc ... La loi d'échelle ci-dessous a servi à dimensionner le futur tokamak international ITER. Elle est valable uniquement en régime ELMy H-Mode¹⁷ [ITE99b] :

$$\tau_E^{ITER98} = 0.0562 M^{0.19} \kappa^{0.78} R^{1.97} I_p^{0.93} B_T^{0.15} n_e^{0.41} P^{-0.69}$$

où M est la *masse effective*, κ l'*élancement*, R le *grand rayon* (en m), I_p le *courant plasma* (en MA), B_T le *champ magnétique toroïdal* (en T), n_e la *densité volumique moyenne* (en 10^{19} m^{-3}) et P la *puissance additionnelle* (en MW). Pour mémoire, le temps de confinement typique dans JET est de 200 ms, tandis que dans ITER il avoisinera les 6 s.

Paramètres sans dimension

Les paramètres peuvent être choisis plus judicieusement en faisant appel au *principe de similitude* [Kad75]. Ce principe, issu de la mécanique

¹⁶Pour faciliter le couplage de certains chauffages par ondes ou pour refroidir le bord par rayonnement.

¹⁷Le régime de référence pour ITER.

des fluides, exploite l'invariance des équations de base à des transformations d'échelle. Il permet de mettre en évidence des paramètres dimensionnellement pertinents, et ce, d'une façon systématique¹⁸. Ces paramètres sont normalisés, ils permettent ainsi d'extrapoler de manière plus fiable les résultats des machines actuelles vers de futurs réacteurs.

Un grand nombre de paramètres sans dimension peuvent être déduits ; trois sont usuellement retenus [Chr93] :

$$\begin{cases} \rho^* & \equiv \frac{\rho_s}{a} = \frac{1}{Z_i B_T} \sqrt{\frac{m_i T_e}{e}} \frac{1}{a} \\ \beta & \equiv \frac{2\mu_0 p}{B_T^2} \\ \nu^* & \equiv \left(\frac{e^2 \log \Lambda}{3(2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2} \right) \frac{n a Z_{eff}}{T_e^2} \end{cases} \quad (2.23)$$

T_e est ici exprimée en eV. $\log \Lambda$ est le *logarithme coulombien*, il vaut autour de 17 dans un plasma de tokamak. Z_{eff} est la *charge effective*. Elle apparaît comme un facteur correctif dans l'expression de la *résistivité* pour un plasma contenant plusieurs espèces ioniques. Cette résistivité η s'écrit

$$\eta = Z_{eff} \eta_s$$

où η_s est la résistivité d'un plasma d'hydrogène pur. Elle a été calculée par Spitzer et Härm [Spi53]. La charge effective vaut quant à elle

$$Z_{eff} \equiv \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}$$

n_i et Z_i sont respectivement la *densité* et la *charge* de l'espèce ionique i .

Transport Bohm ou gyroBohm ?

Une première prédiction du transport, classique en physique des plasmas, est donnée par l'argument de *marche au hasard* : les particules sont supposées dériver aléatoirement, par collisions, d'un rayon de Larmor en un temps de gyration. Dimensionnellement, on aboutit à une diffusivité qui varie selon $\chi \propto \rho^2 \omega_c \propto T/(e B_T)$. Cette prédiction est connue sous le nom de *Bohm*, la diffusivité qui lui est associée vaut

$$\chi_{Bohm} \equiv \frac{T}{e B_T}$$

Une large gamme de valeurs est aujourd'hui expérimentalement accessible pour les paramètres sans dimension β et ν^* , et particulièrement les valeurs

¹⁸Un exemple de cette méthode est donné dans [Wes97] page 182.

attendues dans un réacteur. En revanche, les faibles valeurs de ρ^* qui dépend de la taille de la machine à travers a^{-1} , ne peuvent pas être explorées dans les tokamaks actuels. L'un des enjeux des lois d'échelles est par conséquent de déterminer la variation du transport en fonction de ce paramètre ρ^* afin d'extrapoler les tendances aux dispositifs de grande taille.

Une forme semi-empirique générale est couramment imposée pour le coefficient de diffusion :

$$\chi = \chi_{Bohm} (\rho^*)^\alpha F(\beta, \nu^*) \quad (2.24)$$

F est une fonction indéterminée. α caractérise la dépendance de la diffusivité par rapport au rayon de Larmor normalisé. Les différentes prédictions suivant les valeurs de α sont répertoriées dans le tableau 2.1.

Prédiction	α
Bohm	0
gyroBohm	1
Goldston	-1

TAB. 2.1 – Prédictions du transport en puissance de ρ^* .

L'énergie totale du plasma varie comme $W \propto Ra^2 nT$. Après substitution de cette approximation dans la relation sur la puissance des pertes (1.2), le temps de confinement τ_E est remplacé par (2.19). La diffusivité est prise d'après la formulation semi-empirique générale (2.24). Éliminant les grandeurs dimensionnelles à l'aide des expressions (2.23), il vient

$$P_{pertes} \propto Ra^{-7/4} \beta^{7/4} (\nu^*)^{-3/4} F(\beta, \nu^*) (\rho^*)^{\alpha-5/2}$$

À β et ν^* fixés, cette expression démontre que la prédiction gyroBohm est la plus favorable vis-à-vis des pertes lorsqu'on extrapole vers des grandes machines.

Les résultats quant au type de prédiction que suit le transport de l'énergie sont assez contrastés. Les premières analyses statistiques de décharges en régime L, dans lesquelles seul le paramètre sans dimension ρ^* varie, concluent tour à tour un transport Bohm ou pire [Chr93], et gyroBohm [Wal90]. Ces études ont été faites à $T_e \approx T_i$. Petty et al [Pet95] découplent le transport ionique du transport électronique et trouvent une tendance Goldston pour les ions et gyroBohm pour les électrons. En étudiant les propriétés de corrélation des fluctuations de densité mesurées à l'aide d'un diagnostic BES¹⁹ sur DIII-D, McKee et al [McK01] annoncent un comportement entre gyroBohm et Bohm pour le transport des particules. Enfin, des simulations fluides tridimensionnelles montrent une diffusivité ionique variant selon une loi gyroBohm dans le cas d'une turbulence ITG [Man97].

¹⁹Beam Emission Spectroscopy.

En régime à confinement amélioré, la nature intrinsèquement locale des barrières de transport s'oppose à une caractérisation globale. Toutefois, Garbet et Waltz [Gar96] suggèrent une dépendance non-linéaire de la diffusivité thermique turbulente en $\chi \propto \chi_{Bohm} \rho^*(1 - \alpha^* \rho^*)$, avec α^* une fonction indéterminée et indépendante de ρ^* , valable au voisinage du seuil d'instabilité ITG $R/L_T \approx (R/L_T)_c$. Elle couvre plusieurs prédictions et prévoit la stabilisation du transport anormal aux grands ρ^* .

Très récemment, Lin et al [Lin02] trouvent, par d'imposantes simulations gyrocinétiques, une transition «douce» d'un transport de type Bohm vers un transport gyroBohm avec $(\rho^*)^{-1}$ croissant, donc favorable aux grandes machines. Ils observent même une longueur de corrélation invariante avec la taille du plasma.

Autres dépendances

Les variations du transport en fonction des autres paramètres sans dimension tels que β , ν^* ou q sont encore plus problématiques. Dans ce qui précède, les instabilités ont été supposées électrostatiques, or, lorsque β croît, typiquement au-dessus de m_i/m_e , on s'attend à ce que la turbulence soit contrôlée par des perturbations d'origine magnétique. Les récentes études semblent montrer que le rôle de β dépend de la collisionnalité ν^* ; toutefois la tendance n'est pas encore très claire. Par ailleurs, il se pourrait que ν^* contrôle également la dynamique de structures telles que les *zonal flows* (§2.2.4) [Gar01c].

Enfin, le rapport s/q du *cisaillement magnétique* par le *facteur de sécurité*, la *charge effective* Z_{eff} ou bien encore le rapport T_i/T_e interviennent en bonne partie dans l'expression des gradients critiques comme le démontrent à la fois des études expérimentales [Hoa01] et théoriques [Jen01].

2.4.3 Modèles de transport

Le transport total de la matière et de l'énergie dans un tokamak est formé d'une contribution *néoclassique* (§1.4.1), provenant des collisions binaires en géométrie torique, et d'une contribution *turbulente* due aux *microinstabilités électromagnétiques* (§2.2). Si la théorie néoclassique est relativement bien comprise depuis plusieurs années [Hin76], le transport turbulent et sa stabilisation ne sont toujours pas entièrement élucidés.

Nous allons, dans cette section, passer en revue brièvement quelques modèles de transport prometteurs qui s'accordent convenablement avec les résultats expérimentaux.

Longueur de mélange

Le passage d'une analyse de stabilité linéaire à une estimation du transport turbulent est loin d'être trivial. La détermination des coefficients de

diffusion se fait rigoureusement à partir des flux selon (2.18). Ceux-ci sont eux-mêmes obtenus avec des codes numériques non-linéaires qui calculent les *fluctuations* du plasma ; les flux turbulents à travers les surfaces magnétiques s'en déduisent alors d'après

$$\begin{aligned}\Gamma_{turb} &= \langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle \\ q_{turb} &= \frac{3}{2} \langle \tilde{p}\tilde{v} \rangle\end{aligned}$$

$\langle \dots \rangle$ désigne la moyenne sur une surface magnétique.

Cette approche est peu adaptée à la construction de modèles de transport analytiques. Pour estimer les diffusivités, les physiciens ont recours à un argument dimensionnel connu comme l'*approximation de la longueur de mélange* : les diffusivités turbulentes se mettent sous la forme $\chi_{turb} \approx L_c^2/\tau_c$ où L_c et τ_c sont respectivement la *longueur* et le *temps* de corrélation de la turbulence. Le temps de corrélation est souvent pris comme l'inverse du taux de croissance linéaire maximal des instabilités. Il en résulte

$$\chi_{turb} \approx L_c^2 \gamma_{lin}^{max}$$

La longueur de corrélation est difficile à estimer. Des simulations numériques montrent que L_c varie comme le rayon de Larmor, ou plus exactement comme ρ_s . Il est probable que la dépendance est plus complexe ne serait-ce que du fait des couplages toroïdaux et de l'effet du cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

Grâce à cet argument, nombre de diffusivités thermiques spécifiques à des modes instables trouvent une expression analytique. Une revue de ces expressions est fournie par Connor et Wilson [Con94].

Modèle à gradient critique

Au §2.2.3, il a été vu que certaines instabilités participant au transport turbulent exhibent un seuil de stabilité exprimé en terme de gradient critique. Cette propriété fut, par exemple, implémentée dans un modèle de transport par Rebut et al [Reb87], mais pour une turbulence magnétique et avec un succès mitigé.

En régime à chauffage électronique dominant (LH, FCE ...), on s'attend à un transport gouverné par des modes ETG²⁰, et donc pour lequel la diffusivité thermique électronique devrait augmenter fortement au-delà du gradient critique $(\nabla T_e/T_e)_c$ [Ryt01b]. Un modèle simple peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\chi_e = T_e^{3/2} \left\{ \xi_0 + \mathcal{G} \left[\frac{\nabla T_e}{T_e} - \left(\frac{\nabla T_e}{T_e} \right)_c \right] \right\}$$

où ξ_0 décrit le transport en l'absence de modes ETG et peut l'amener au niveau néoclassique. $\mathcal{G}$ est une fonction caractérisant la *raideur* du modèle,

²⁰Il y aurait aussi éventuellement des modes TEM.

elle vaut 0 pour un argument négatif ou nul, et augmente brusquement pour un argument positif.

Le récent succès de ce modèle provient d'une constatation expérimentale faite sur le tokamak allemand ASDEX : en mode H, les profils de T_e au milieu du plasma restent similaires²¹ indépendamment de la puissance de chauffage électronique appliquée [Ryt01a]. Les profils sont dits *stiff*²². L'interprétation théorique est donnée par l'existence d'un gradient critique. La figure 2.11 illustre très schématiquement le phénomène : à flux de chaleur faibles, les gradients varient rapidement avec l'effet du chauffage. Quand le flux est tel que le gradient critique est dépassé, une variation conséquente de la puissance injectée, donc du flux, ne produira qu'une variation quasiment négligeable des gradients. En bref, les gradients restent au voisinage du seuil d'instabilité sur une large plage de variation des puissances.

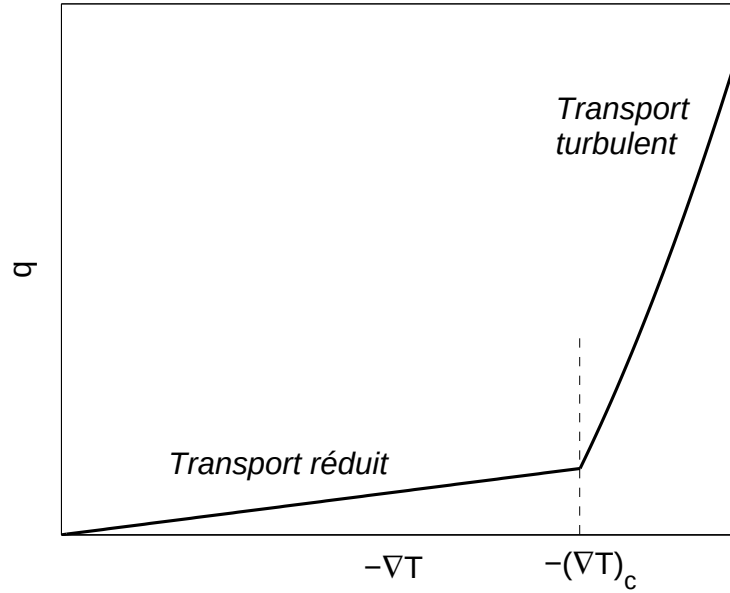


FIG. 2.11 – Flux de chaleur fonction du gradient de température avec la présence d'un seuil d'instabilité. On rappelle que $\mathbf{q} = -n\chi\nabla T$.

Des simulations mettant en œuvre ce type de modèle, prenant comme base des expériences de *modulations de puissance*²³ FCE sur ASDEX, reproduisent avec un bon accord les observations expérimentales [Imb01].

²¹Pratiquement, cela se traduit par $T_{e,centre}/T_{e,bord} \approx C^{te}$.

²²Rigides en anglais.

²³Ce genre d'expérimentation permet d'étudier le transport transitoire par la propagation à travers le plasma de perturbations sur les flux de chaleur.

Bifurcation et courbe en «S»

Le concept de *bifurcation* d'état du plasma est né des analyses sur le déclenchement du mode H. Deux observations importantes ont été faites :

1. La barrière du bord se forme brutalement lorsque la puissance injectée excède une *puissance de seuil*.
2. Le seuil de transition du mode L au mode H est plus élevé que le seuil de transition inverse. Il existe ainsi un phénomène d'*hystérésis* qui lie les deux régimes de confinement [Tho98].

En ce qui concerne la formation des ITBs, l'existence d'un seuil en puissance a été observé [Gor99], mais le phénomène d'hystérésis reste encore incertain.

Ces constatations ont conduit à l'élaboration d'un modèle de bifurcation de type *courbe en «S»* [Hin91]. La figure 2.12 en présente le principe : au commencement de la décharge, le flux de chaleur q est modéré et les gradients de température restent faibles sous l'effet du transport anormal. Quand le flux excède une valeur critique $(q_c)_{L \rightarrow ITB}$, le plasma bifurque sur une branche où le transport est réduit, une barrière de transport se forme, les gradients deviennent élevés. Par la suite, à mesure que le flux décroît, les gradients diminuent, et en-dessous d'un flux $(q_c)_{ITB \rightarrow L}$, le plasma rebifurque en régime anormal. L'hystérésis apparaît parce que $(q_c)_{L \rightarrow ITB} > (q_c)_{ITB \rightarrow L}$.

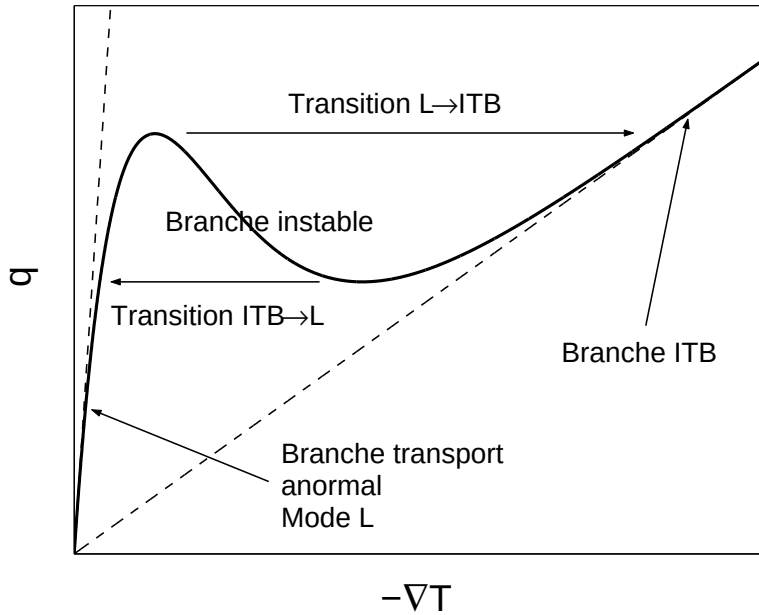


FIG. 2.12 – Représentation schématique du flux thermique en fonction du gradient de température illustrant la transition entre un mode L et un régime avec ITB.

Ce modèle considère la diffusivité thermique comme fonction unique-ment des gradients. Dans la réalité, la turbulence est certes générée par les gradients mais elle est aussi stabilisée par la dérivée seconde de la pression puisque celle-ci intervient dans l'expression du cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (§2.3.3). Taylor et al [Tay98] trouvent qu'une telle dépendance dans un modèle de courbe en «S» mène à un vaste choix de profils possibles. Le profil réel est fixé par les conditions de bord.

Modèle Bohm-gyroBohm et dérivés

La turbulence est formée d'une juxtaposition de modes propres ayant des nombres d'onde variés. Le spectre de la turbulence peut être séparé en deux parties distinctes :

1. L'une agissant sur les *grandes échelles* et produisant un transport important que l'on associe à une prédiction *Bohm*.
2. L'autre concernant les *petites échelles*, donc avec un transport réduit auquel on associe une prédiction *gyroBohm*.

Au transport turbulent, il faut ajouter le transport néoclassique toujours présent.

Le modèle *Bohm-gyroBohm* issu de cette représentation se formalise selon l'équation [Par98]

$$\chi = \alpha_{Bohm}\chi_{Bohm} + \alpha_{gyroBohm}\chi_{gyroBohm} + \chi_{néo}$$

dans laquelle χ_{Bohm} et $\chi_{gyroBohm}$ sont définis au §2.4.2, α_{Bohm} et $\alpha_{gyroBohm}$ sont des fonctions qui varient selon les auteurs, et $\chi_{néo}$ est le coefficient de diffusion néoclassique.

Litaudon et al considèrent le transport amélioré des décharges LHEP de Tore Supra [Lit01] déclenché par un cisaillement magnétique négatif ou nul. Ils prennent alors $\alpha_{Bohm} \propto H(s)$ où H est la fonction d'Heaviside. Le transport à l'intérieur de la barrière est ainsi purement gyroBohm²⁴, tandis qu'à l'extérieur une contribution Bohm vient s'additionner [Lit99]; les simulations reproduisent convenablement les deux zones, améliorée et dégradée, du plasma.

En chauffage ionique dominant, cette fonction stabilisatrice du cisaillement magnétique seul est insuffisante, car le cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ devrait y contribuer pour une part importante. Parail et al [Par99] proposent une relation de transition plus générale, inspirée du critère de Waltz (2.16), à savoir $\alpha_{Bohm} \propto H(a + bs + c\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}/\gamma_{ITG})$, avec a , b et c des constantes qui minimisent l'écart entre des profils de pression simulés et expérimentaux. Les simulations effectuées à partir de décharges JET donnent une erreur de prédiction sur le temps d'émergence de l'ITB inférieure à 0.4 s et une erreur sur sa largeur inférieure à 10 % du petit rayon [Tal01].

²⁴Et, évidemment, néoclassique.

Voitsekhovitch et al [Voi99] remplacent la fonction de transition en Heaviside précédente par une exponentielle faisant intervenir explicitement les cisaillements de vitesse et la stabilisation en-dessous d'un cisaillement magnétique critique. Ils obtiennent un accord raisonnable avec les résultats expérimentaux de plusieurs machines, à savoir JET, TFTR et DIII-D, en régime avancé.

Signalons pour finir une procédure astucieuse imaginée par Itoh et al [Ito94] pour identifier la dépendance en $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ de la diffusivité χ . Partant de l'image de la cellule convective cisailée par la vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ décrite au §2.3.3, Itoh et al expriment la longueur de corrélation diminuée sous l'effet de la distorsion de la cellule pendant un temps de décorrélation. Ils en déduisent ainsi une diffusivité à l'aide de l'argument de la longueur de mélange, en fonction du taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Le modèle résultant prend alors la forme d'une fonction Lorentzienne :

$$\chi = \frac{\chi_{turb}}{1 + \alpha_{Itoh} (\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} / \gamma_{lin}^{max})^2} + \chi_{néo}$$

Des calculs numériques appliqués à une turbulence de type ballonnement résistif et stabilisée par cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, révèlent un excellent accord avec le modèle d'Itoh [Gar01c].

Modèles basés sur des premiers principes

La dernière catégorie de modèle fait appel à un mélange de calculs d'instabilités, en général non-linéaires fluides, et de formules semi-empiriques.

Citons par exemple le *modèle IFS/PPPL* [Kot95]. Ce modèle est capable de calculer précisément les taux de croissance, de retrouver les gradients critiques, et il donne une estimation du rapport χ_e / χ_i . Il a été largement mis à contribution pour les prédictions d'ITER. Un autre modèle qui connaît un franc succès auprès des physiciens d'ASDEX est celui de Weiland [Nor90]. Il est basé sur une turbulence ITG et TEM, et détermine une matrice de transport complète incluant les termes convectifs. Il est capable de reproduire les régimes ELMy H-Mode ainsi que les régimes avec ITB [Tar02].

Ces modèles s'accordent sur les calculs de stabilité, mais de substantielles différences persistent dans l'évaluation des diffusivités [Dim00].

Chapitre 3

Caractérisation des barrières internes de transport

Alors que les années 80 ont vu fleurir les scénarios orientés vers le mode H [Wag82] et l'optimisation des phénomènes de bord, grâce notamment à l'utilisation d'un *divertor* pour réaliser l'interface entre le plasma et la paroi, les années 90 ont commencé à exploiter les possibilités offertes par le façonnage du profil du courant et ont vu naître le concept du tokamak «avancé».

Nous l'avons vu au §2.3.2, le *cisaillement magnétique* et le *facteur de sécurité* sont tous deux capables d'annihiler localement la turbulence et d'amener à la formation d'une *barrière de transport* au profit du confinement global. Auparavant, jusqu'à il y a une dizaine d'années, les scénarios expérimentaux produisaient un profil de courant toujours *monotone*, avec une distribution assez *piquée* au voisinage de l'axe magnétique. Lorsqu'il a été démontré que le profil de courant pouvait être *inversé* ou tout au moins «*aplati*» au centre, le confinement s'est montré bien meilleur et une barrière de transport se formait presque systématiquement dans la zone de cisaillement magnétique optimisé.

Nous allons décrire dans ce chapitre les scénarios expérimentaux qui permettent de contrôler le profil de courant, puis nous présenterons une analyse complète de décharges avec ITBs. Un critère facilitant la caractérisation objective des barrières sera introduit, puis utilisé dans le cadre d'une étude sur les paramètres influant les barrières.

3.1 Enjeux des scénarios expérimentaux avec barrière interne de transport

Le point clé pour faciliter la formation des barrières internes est d'obtenir un profil de courant adéquat, c'est à dire avec une région de cisaillement magnétique *faible ou négatif* afin de favoriser la stabilisation de la turbulence

[Eri02]. L'application de la pleine puissance permettra ensuite de développer cette barrière par le jeu du cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

Les scénarios avec ITB se déroulent en trois étapes (Fig. 3.1) :

1. *Claquage du plasma.* Le plasma est formé en déchargeant du flux dans le circuit primaire. Un courant inductif commence à circuler dans le plasma, et la configuration magnétique prend forme. Le profil de courant ohmique initial est très dépendant de cette phase, il est sensible à un grand nombre de facteurs tels que l'état des parois. La reproductibilité du claquage peut être améliorée en ayant recours à l'onde hybride pour amorcer le courant.
2. *Montée du courant.* Pour des raisons de limitations techniques et de stabilité MHD, le courant plasma induit doit être établi progressivement dans le plasma. Il prend généralement la forme d'une rampe de courant durant laquelle la configuration magnétique et donc le profil de courant évoluent jusqu'à leur état nominal.
3. *Phase de puissance.* La configuration plasma étant établie, la pleine puissance est appliquée ; c'est durant cette phase qu'une ITB doit être maintenue pour maximiser les performances du plasma. Nous verrons que la barrière peut se déclencher à faible puissance dans la rampe de courant, comme à plus forte puissance, tout dépend de la forme du profil de courant que l'on a.

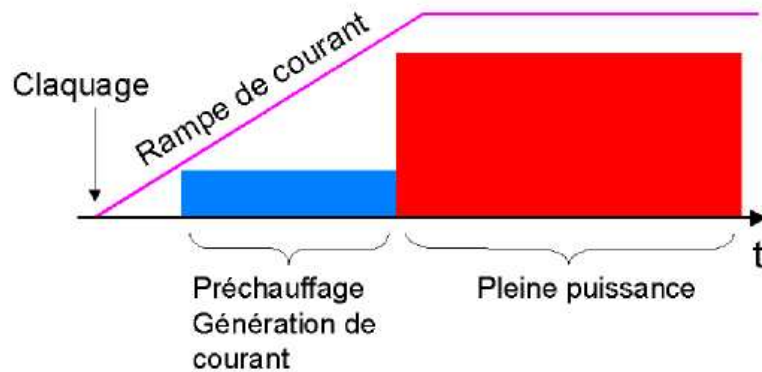


FIG. 3.1 – Déroulement d'un scénario typique pour déclencher une ITB.

Avant de détailler les méthodes adoptées pour optimiser les scénarios, ouvrons une parenthèse sur la physique qui régit la diffusion de la densité de courant à l'intérieur du plasma.

3.1.1 Évolution de la densité de courant

Le plasma d'un tokamak, du fait de sa température finie, a une *résistivité* non nulle qui produit une *diffusion* de la densité de courant vers le centre. Ainsi, en l'absence de sources externes, le courant du plasma tend à s'annuler sur une échelle de temps résistif.

Nous présentons dans cette partie les mécanismes physiques qui régissent l'évolution du courant dans un tokamak, en nous plaçant dans une géométrie cylindrique (r, θ, ϕ) - le courant circulant selon ϕ - par souci de simplicité.

Équation de diffusion

Les équations qui nous intéressent sont celles de Maxwell dans le vide. L'équation de Faraday et l'équation d'Ampère, pour laquelle on néglige le *courant de déplacement*, s'écrivent :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (3.2)$$

L'équation de Gauss avec l'hypothèse d'*électronéutralité* devient

$$\nabla \cdot \mathbf{E} \approx 0 \quad (3.3)$$

Enfin, la loi d'Ohm s'écrit :

$$\mathbf{j}_\Omega = \sigma \mathbf{E} = \frac{1}{\eta} \mathbf{E} \quad (3.4)$$

avec $\mathbf{j}_\Omega$ la *densité de courant ohmique*, σ la *conductivité* et $\eta \equiv 1/\sigma$ la *résistivité*. La densité de courant totale $\mathbf{j}$ est décomposée en sa composante *ohmique* $\mathbf{j}_\Omega$ et sa composante *non-inductive* $\mathbf{j}_{\text{ni}}$, soit

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_\Omega + \mathbf{j}_{\text{ni}} \quad (3.5)$$

En prenant le rotationnel de l'équation (3.1), et en se servant des équations (3.3), (3.2) et (3.4), il vient

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= \nabla \underbrace{(\nabla \cdot \mathbf{E})}_{\approx 0} - \nabla^2 \mathbf{E} \\ &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \\ &= -\nabla^2 (\eta \mathbf{j}_\Omega) \end{aligned}$$

En réexprimant cette relation uniquement entre $\mathbf{j}_\Omega$ et $\mathbf{j}_{\text{ni}}$ d'après (3.5), il vient l'*équation de diffusion du courant ohmique* :

$$\frac{\partial \mathbf{j}_\Omega}{\partial t} - \nabla^2 \left(\frac{\eta}{\mu_0} \mathbf{j}_\Omega \right) = -\frac{\partial \mathbf{j}_{\text{ni}}}{\partial t} \quad (3.6)$$

On définit alors le *temps résistif* τ_R comme le temps caractéristique de diffusion du courant à travers tout le plasma :

$$\tau_R \equiv \frac{\mu_0 a^2}{\langle \eta \rangle}$$

avec $\langle \eta \rangle$ la résistivité moyennée sur le volume du plasma.

Solution stationnaire

La solution *stationnaire* de l'équation de diffusion (3.6) est obtenue pour $\partial_t = 0$, ce qui donne une solution vérifiant $\nabla^2(\eta/\mu_0 \mathbf{j}_\Omega) = 0$. En géométrie cylindrique, les grandeurs ne variant que radialement, l'équation à résoudre devient

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\eta}{\mu_0} j_\Omega \right) \right) = 0$$

La solution générale s'écrit : $\eta j_\Omega = \alpha \ln r + \beta$, avec (α, β) un couple de constantes. α est nécessairement nulle sinon la solution divergerait en 0. β est déterminée par une condition de bord :

$$V_s = 2\pi(R_0 + a)E(a) = 2\pi(R_0 + a)\eta(a)j_\Omega(a)$$

V_s est appelée *tension par tour*, elle caractérise la variation de flux externe imposée par le primaire du transformateur (§1.3.3)¹. À tension par tour nulle, le régime est purement *non-inductif*. Au final, la solution stationnaire s'écrit :

$$j_\Omega^{stat}(r) = \frac{V_s}{2\pi(R_0 + a)\eta(r)}$$

Remarquons que le champ électrique stationnaire $E^{stat}(r) = \eta(r)j_\Omega^{stat}(r)$ est *uniforme* dans le plasma. La densité de courant totale stationnaire s'exprime naturellement par : $j^{stat}(r) = j_\Omega^{stat}(r) + j_{ni}^{stat}(r)$.

Régime transitoire ohmique

L'état initial est supposé stationnaire nul, et on applique une *tension par tour* constante sur le bord du plasma par variation du flux magnétique externe. Les sources non-inductives sont nulles, la densité de courant ohmique est alors obtenue en résolvant le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial j_\Omega}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\eta}{\mu_0} j_\Omega \right) \right) \\ j_\Omega(r < a, t = 0) = 0 \\ j_\Omega(r = a, t \geq 0) = \frac{V_s}{2\pi(R_0 + a)\eta(a)} \end{cases}$$

¹Il s'agit plus exactement de la *force électromotrice d'induction* $e = \oint_{\text{tore}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\partial_t \oint_{\text{tore}} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = -\partial_t \Psi|_{r=a}$ avec Ψ le flux magnétique poloïdal.

Dans le cas général, ce problème doit être résolu numériquement. Toutefois, si la résistivité est constante et uniforme, il existe une solution analytique qui s'écrit à l'aide d'une série de fonctions de Bessel [Cra75]. La figure 3.2 illustre ce processus de diffusion depuis le bord du plasma.

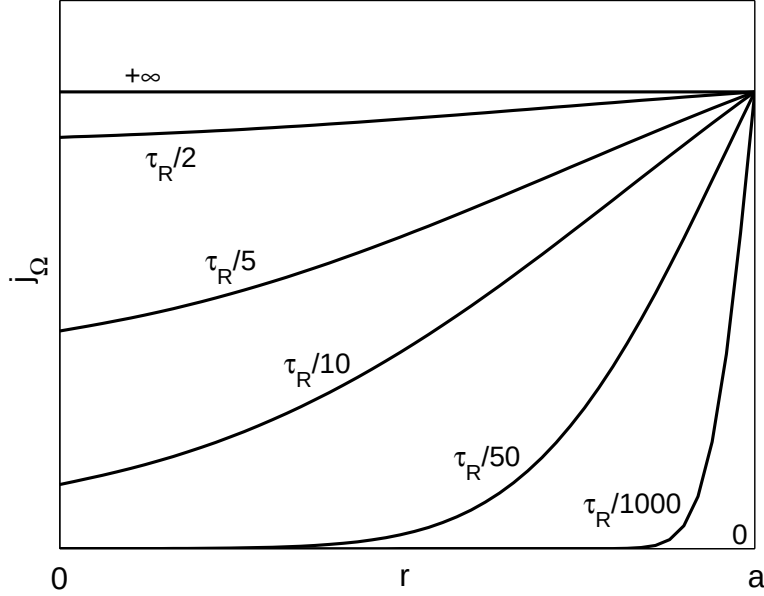


FIG. 3.2 – Diffusion de la densité du courant ohmique dans un plasma cylindrique, avec une densité initiale nulle excepté au bord où elle est imposée par la tension par tour. τ_R est le *temps résistif* sachant que la résistivité est ici constante et uniforme.

Si maintenant la tension par tour imposée est variable dans le temps, on peut encore trouver une solution analytique, avec toujours une résistivité constante et uniforme². Cette solution est peu intuitive dans sa forme, le comportement de la densité de courant est plus appréhendable par une analyse de Fourier. La transformée de Fourier spatio-temporelle de l'équation de diffusion (3.6) sans second membre mène à une *équation de dispersion* du type :

$$i\omega + \frac{\eta}{\mu_0} k^2 = 0$$

Cette équation montre le caractère *évanescent* des modes oscillants à l'intérieur du plasma. Pour une sollicitation continue, c'est à dire pour une tension par tour constante, donc à $\omega = 0$, la longueur d'onde est infinie ce qui est en accord avec la solution stationnaire uniforme du paragraphe précédent. Pour les fréquences non nulles, le mode s'atténue exponentiellement vers le

²Se reporter à [Cra75] page 75.

centre du plasma sur une profondeur dite *épaisseur de peau* δ [Jac99] qui vaut :

$$\delta \equiv \sqrt{\frac{2\eta}{\mu_0\omega}}$$

Il en résulte que la diffusion de la densité de courant ohmique sera ralentie par les variations temporelles de la sollicitation au bord - ici, la tension par tour - et que sa distance de pénétration dans le plasma sera d'autant plus petite que ces variations sont rapides, comme le prouve la dépendance fréquentielle de l'épaisseur de peau.

Régime transitoire non-inductif

Nous supposons à nouveau partir d'un état initial stationnaire nul³, pour lequel $V_s = 0$. À $t = 0$, on applique une source de courant non-inductive qui génère une densité de courant j_{ni} sur un temps caractéristique τ_{ni} *très court* devant le temps résistif, $\tau_{ni} \ll \tau_R$. Réécrivons l'équation de diffusion (3.6) en soulignant la dynamique de chacun des termes :

$$\frac{\partial j_\Omega}{\partial t} = \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\eta}{\mu_0} j_\Omega \right) \right)}_{\text{terme diffusif évoluant sur un temps } \tau_R} - \underbrace{\frac{\partial j_{ni}}{\partial t}}_{\text{terme source évoluant sur un temps } \tau_{ni}} \quad (3.7)$$

L'évolution de la densité de courant ohmique se déroule en deux phases illustrées par la figure 3.3 :

1. Sur un intervalle de temps τ_{ni} après l'application de la source, le terme diffusif est encore négligeable devant le terme non-inductif. L'équation (3.7) se réduit à $\partial_t j_\Omega \approx -\partial_t j_{ni}$, d'où $j_\Omega \approx -j_{ni}$. La densité de courant totale reste nulle.
2. Au-delà, sur un intervalle de temps dépassant τ_{ni} , la densité de courant non-inductif est parvenue à son état stationnaire, la densité de courant ohmique diffuse selon $\partial_t j_\Omega - 1/r \partial_r (r \partial_r (\eta/\mu_0 j_\Omega)) \approx 0$, jusqu'à son annulation complète⁴. À l'état stationnaire, $j^{stat}(r) = j_{ni}^{stat}(r)$.

En résumé, la densité de courant ohmique s'oppose spontanément à la génération de courant non-inductive de telle façon que la densité de courant totale continue à évoluer sur une échelle de temps résistive.

Évolution du courant plasma

La variation temporelle du courant plasma I_p est reliée au gradient du champ électrique au bord. Reprenant l'équation de diffusion (3.7), on regroupe les dérivées temporelles pour former un $\partial_t j$. On fait apparaître le

³Sinon, du fait de la linéarité de l'équation de diffusion, il suffit de superposer à la solution générale l'état stationnaire initial.

⁴En l'absence de tension par tour.

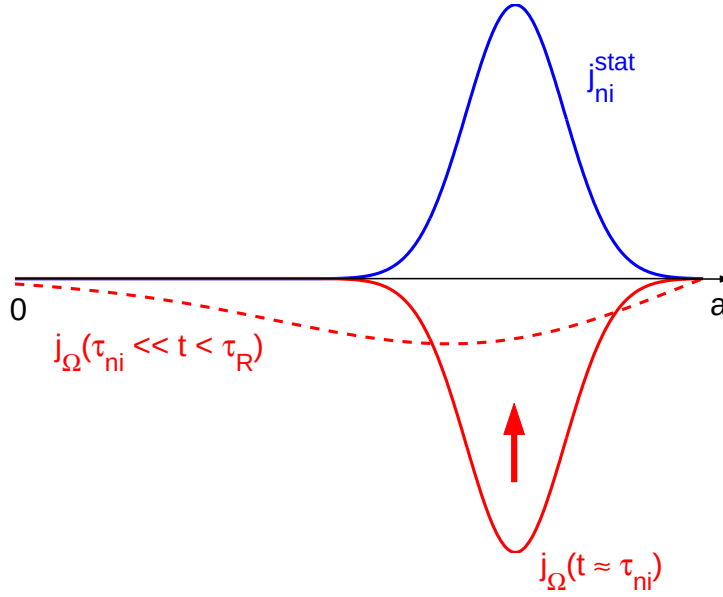


FIG. 3.3 – Diffusion de la densité du courant ohmique après application d’une source de courant non-inductive et d’une tension par tour nulle.

champ électrique dans le terme diffusif puis on intègre l’ensemble sur une section droite du tore :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\text{section}} j dS = 2\pi \int_0^a \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_\phi}{\partial r} \right) dr$$

Par conséquent,

$$\frac{dI_p}{dt} = 2\pi a \left. \frac{\partial E_\phi}{\partial r} \right|_{r=a}$$

Le courant de bootstrap

Ainsi qu’il a été vu au §1.4.3, le *courant de bootstrap* est au fondement du concept de tokamak «avancé» et plus généralement du fonctionnement continu d’un tokamak.

Le bootstrap doit son existence aux particules piégées du plasma associées à un gradient de pression. Le principe est expliqué sur la figure 3.4.

En chaque point du plasma se croisent des particules piégées appartenant à des trajectoires bananes adjacentes et se déplaçant en sens opposés. En présence du gradient de densité symbolisé sur la figure, les particules piégées de la trajectoire interne **2** sont plus nombreuses que celles de la trajectoire externe **1**, et ce, pour les ions comme pour les électrons; il en résulte un courant net sur les particules piégées. On assiste ensuite à un

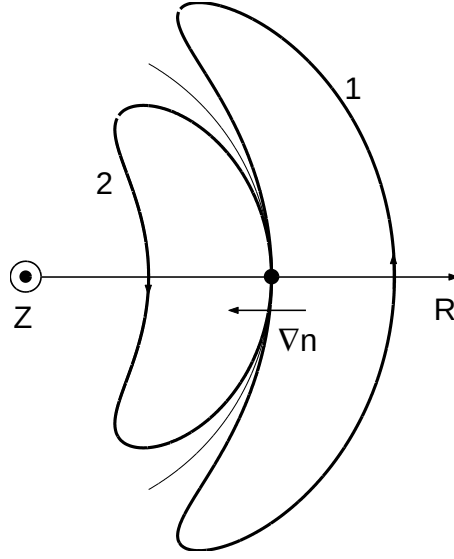


FIG. 3.4 – Vue toroïdale des trajectoires bananes de particules piégées montrant l'origine du courant de bootstrap en présence d'un gradient de densité.

transfert de moment des particules piégées vers les particules circulantes, transfert beaucoup plus efficace pour les électrons que pour les ions. Cette dissymétrie produit le courant de bootstrap [Wes97].

Le calcul de la densité du courant de bootstrap nécessite l'usage de codes numériques pour prendre en compte correctement les effets de friction et de viscosité, et la géométrie non triviale du plasma [Hou97]. Toutefois, pour divers régimes de collisionnalité, on peut en déduire des formules approchées qui font intervenir les gradients de densité et de température [Kik95].

En intégrant ces expressions approximées sur une section torique, on en déduit les dépendances de la *fraction de bootstrap*,

$$\frac{I_{bs}}{I_p} \propto \sqrt{\epsilon^{-1}} \beta_p$$

avec I_{bs} le *courant de bootstrap*, ϵ^{-1} l'*inverse du rapport d'aspect*, et β_p est défini par (1.6). Cette relation montre l'intérêt d'opérer à fort β_p pour maximiser le courant de bootstrap, et s'approcher d'un régime de fonctionnement continu en s'affranchissant de moyens auxiliaires de génération de courant [Kik90].

3.1.2 Préformage du profil de courant

Compte tenu des arguments développés au §3.1.1, la densité de courant est difficilement influençable à forte température, en phase de pleine puissance; sur JET, le temps résistif devient de l'ordre de plusieurs dizaines

de secondes pour une expérience durant typiquement de 10 à 20 secondes⁵. C'est pourquoi le préformage a plutôt lieu durant la montée du courant, avec une puissance modérée. Le chauffage offre toutefois l'avantage de «geler» le profil de courant, une fois obtenue sa forme désirée. Un système de contrôle temps réel peut alors être envisagé pour appliquer de petites corrections sur des temps de contre-réaction longs [Mor99].

Montée de courant rapide

L'objectif est de préformer un profil de courant creux ou plat au centre. Pour ce faire, un premier moyen est de ralentir la diffusion du courant ohmique par une montée de courant rapide. Nous l'avons vu dans la section précédente, la densité de courant diffuse sur une profondeur égale à l'épaisseur de peau qui est d'autant plus petite que la variation de la tension par tour est rapide.

Des expériences menées sur DIII-D [Ric96] et sur Tore Supra [Hoa00] ont démontré l'efficacité de cette méthode pour réduire le cisaillement magnétique au centre. Sur JET, les mêmes types de résultats ont été obtenus pour des rampes de l'ordre de $0.4\text{-}0.6 \text{ MA.s}^{-1}$ [Bec01].

Préchauffage du plasma

Un préchauffage du plasma dans la montée du courant, contribue au ralentissement de la diffusion, à travers le temps résistif. Il peut se faire par une injection de neutres modérée, ou en utilisant la puissance FCI. Le scénario *Optimised Shear (OS)* de JET combine ces deux moyens. De plus, la pleine puissance est appliquée légèrement avant le plateau de courant afin de «geler» le profil de courant dans un état que l'on espère «optimisé».

Préformage par génération de courant hors de l'axe

Une dernière façon de creuser le profil de courant est de générer du courant non-inductif hors de l'axe. L'onde hybride, dans JET, s'avère très efficace pour produire des profils inversés [Cha01], si efficace même que la densité de courant au centre est parfois nulle sur une région s'étendant jusqu'à $r/a < 0.2$ [Haw01]. Dans JT-60U, l'utilisation combinée des neutres et de FCE a produit un «trou» de courant sur $r/a < 0.4$ [Fuj01]. En outre, ces moyens non-inductifs chauffent les électrons, et ralentissent d'autant plus la diffusion du courant.

3.1.3 Phase de performance

Le courant ayant atteint le profil voulu, la pleine puissance est appliquée à la fois pour figer ce profil et pour déclencher une barrière. Les

⁵Le temps résistif sera d'une dizaine de minutes dans un plasma d'ITER

expérimentations ont montré l'existence d'un seuil en puissance pour former une ITB. Sur JET, il semblerait que ce seuil croisse avec le champ magnétique en profil de courant monotone, mais qu'il soit substantiellement diminué en partant d'un profil de courant inversé [Cha01].

Un autre objectif important qui s'inscrit dans la logique du tokamak continu, est bien entendu de maintenir cette barrière. Deux difficultés majeures sont à surmonter :

1. Éviter les instabilités MHD susceptibles de détruire la barrière, voire de provoquer une disruption. En effet, le confinement étant amélioré, le plasma accumule de l'énergie, la pression dans la zone interne à la barrière devient importante. Le plasma a alors tendance à réagir brutalement en provoquant des instabilités MHD [Hen01]. Ce fait limite actuellement les performances des régimes avancés.
2. Maintenir le profil de courant dans un état compatible avec la barrière. Même si la température est élevée, la densité de courant diffuse malgré tout, sur un temps résistif, et nécessite d'être entretenue. Le courant inductif ne permet pas de creuser le profil, en plus d'être en contradiction avec un régime continu. Il reste donc la génération de courant par ondes hors de l'axe, LH ou FCE par exemple en dépit des problèmes techniques que cela entraîne, ou par bootstrap. Ce dernier moyen offre le double avantage de produire du courant dans la zone des gradients, donc sur la barrière là où il est requis (cf Fig. 1.10), et d'être «gratuit» en ce sens qu'il ne nécessite pas de puissance supplémentaire. Actuellement, beaucoup d'efforts sont consacrés à maximiser la fraction de bootstrap pour obtenir des décharges avec ITB longues et performantes (voir par exemple [Lit02]).

3.2 Les principaux diagnostics à JET

3.2.1 Spectroscopie d'échange de charges - Charge eXchange Spectroscopy (CXS)

Un moyen efficace de mesurer la *température ionique* du plasma est d'analyser la distribution énergétique des neutres produits par échange de charges et qui s'échappent du plasma. Cette méthode nécessite une source initiale de neutres : dans les grands tokamaks actuels dont JET, on utilise un faisceau d'injection de neutres. Les atomes neutres formés par capture d'électrons ne sont évidemment pas confinés par le champ magnétique et s'échappent du plasma en emportant avec eux une distribution énergétique voisine de celle des ions qui les ont générés.

Des spectromètres visant différents points du plasma perpendiculairement au faisceau source, reconstruisent les distributions énergétiques. En chacun de ces points, la *température ionique* est évaluée comme la largeur

d'une gaussienne qui approxime le spectre. La valeur moyenne donne accès à la vitesse d'ensemble des ions, en particulier la *vitesse angulaire de rotation toroïdale* ω_ϕ . Moyennant une calibration, la *densité ionique* est également accessible à travers l'amplitude de la fonction de distribution.

À JET, la spectroscopie se fait principalement sur le *carbone*. Le tableau 3.1 fournit les caractéristiques des mesures déduites du diagnostic d'échange de charges.

Mesure	Résolution temporelle	Résolution spatiale	Précision
	<i>ms</i>	<i>cm</i>	%
T_i	50	10	± 5
ω_ϕ	50	10	± 5
n_i	50	10	± 30

TAB. 3.1 – Caractéristiques des mesures par le diagnostic d'échange de charges à JET.

3.2.2 Rayonnement cyclotronique électronique - Electron-Cyclotron Emission (ECE)

Le diagnostic ECE fonctionne de manière *passive* : il mesure le rayonnement produit par les électrons animés d'un mouvement cyclotronique. L'intensité de ce rayonnement est fonction de la *température électronique*, dans l'hypothèse d'une distribution Maxwellienne des électrons. La fréquence du rayonnement est une harmonique de la fréquence cyclotronique $\omega = n\omega_{ce}$. Or cette dernière dépend du *champ magnétique toroïdal* qui est lui-même fonction du grand rayon R . Ainsi, après avoir recalculé l'équilibre magnétique du plasma pour en connaître la cartographie du champ magnétique, les mesures du rayonnement cyclotronique en diverses *cordes de visée* permettent de reconstruire un profil de température électronique.

Ce diagnostic offre une excellente résolution spatiale (2 cm) et temporelle (0.5 ms) ainsi qu'une bonne précision (± 5 %). Cependant, les valeurs de température sont très incertaines en cas d'importante déformation de la fonction de distribution comme cela se produit en chauffage LH.

3.2.3 Diffusion Thomson - Light Detection And Ranging (LIDAR)

La diffusion Thomson apporte une solution alternative pour mesurer la température électronique. La lumière d'un laser à rubis ($\lambda \simeq 0.7 \mu\text{m}$) subit une diffusion incohérente de la part des électrons du plasma. Un pulse laser est émis, et la lumière réfléchiée par le plasma est analysée par spectrométrie, en fonction du temps, à mesure que la lumière incidente pénètre dans le

plasma. La largeur du spectre est liée à la température locale des électrons supposés Maxwelliens, tandis que son amplitude dépend de la densité n_e . De chaque pulse laser, il est ainsi possible de déduire les profils de température et de densité.

Les résolutions temporelle et spatiale sont typiquement de 250 ms et 5 cm pour une précision de l'ordre de $\pm 20\%$.

3.2.4 Détermination du profil de courant

Le profil de courant est extrêmement délicat à déterminer car il n'existe pas de moyen pour le mesurer directement. L'unique façon de l'évaluer est d'avoir recours à des codes numériques qui recalculent l'équilibre magnétique avec pour contraintes des mesures reliées au champ magnétique local. Ces mesures sont les seuls garants de la pertinence de la reconstruction, et la difficulté majeure provient du fait que la solution finale est loin d'être unique, en particulier elle varie avec les hypothèses ad hoc sur la paramétrisation choisie.

Le code EFIT a pour fonction de recalculer l'ensemble des grandeurs relatives à l'équilibre de chaque plasma de JET. Il résout l'équation de *Grad-Shafranov* (cf §1.3.2) pour laquelle on impose une forme polynomiale à la densité de courant en fonction du flux poloïdal. Les coefficients du polynôme sont alors déterminés par une minimisation de type *moindres carrés* sur les mesures de contrainte [Lao90].

Il existe trois configurations selon les contraintes que l'on applique sur le code EFIT :

1. *EFIT standard* : Les contraintes de la reconstruction sont les *mesures de flux magnétiques* effectuées en plusieurs points autour de l'enceinte. Le profil de courant est convenablement estimé sur le bord du plasma mais il est très peu fiable vers le centre faute d'information. En particulier, ce type de reconstruction ne permet pas de retrouver les profils de q inversés auxquels on s'attend en génération de courant hors de l'axe par LHCD.
2. *Polarimétrie* : Aux mesures magnétiques sont ajoutées les mesures d'angles de *rotation Faraday*. Le champ électrique polarisé rectilignement d'un faisceau laser⁶ subit, en traversant le plasma, une rotation par effet Faraday. L'angle de rotation est proportionnel à l'intégrale, le long du faisceau, du produit de la densité par la projection sur le faisceau du champ magnétique local. Connaissant la densité par diffusion Thomson ou par *interférométrie*⁷, on dispose d'informations

⁶En pratique, dans le domaine de l'infrarouge lointain.

⁷Le principe de l'interférométrie est similaire : le déphasage entre deux ondes cohérentes, l'une traversant le plasma et l'autre restant dans le vide, est proportionnel à l'intégrale de la densité le long du trajet dans le plasma. Disposant de plusieurs faisceaux pénétrant le plasma en plusieurs points, on remonte à un profil de densité par

complémentaires sur le champ magnétique local, tout spécialement au cœur du plasma. La reconstruction de l'équilibre contrainte par la polarimétrie fournit un profil de courant beaucoup plus exploitable pour l'étude des scénarios avancés.

3. *Motional Stark Effect (MSE)* : Le diagnostic MSE tire profit de l'effet Stark produit par le champ électrique associé au mouvement d'un atome à travers un champ magnétique, $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ [Lev89][Haw96]. Les atomes proviennent de faisceaux de neutres (IDN), et émettent un spectre de rayonnement qui, après analyses polarimétriques, donne les *angles MSE* selon $\tan \gamma_{MSE} = E_R/E_Z$, en différents points de visée. Connaissant parfaitement la configuration des faisceaux injectés, on dispose d'un jeu de mesures qui font intervenir le champ magnétique local. Tout comme les angles Faraday, elles sont utilisées en tant que contraintes dans un code de reconstruction d'équilibre. L'inconvénient du système est qu'il nécessite un dispositif d'injecteurs de neutres, et que dans le cas de plusieurs faisceaux à géométries distinctes, le rayonnement généré par chacun d'entre eux perturbe les mesures et les rendent quasi-inexploitables.

3.3 Double barrière interne de transport et réduction du seuil de puissance en régime à cisaillement optimisé avec préformage du courant par l'onde hybride

De récentes expériences en régime à cisaillement optimisé sur JET ont été dédiées à l'application de puissance LHCD avant la phase de pleine puissance NBI et ICRH, c'est à dire avant la formation d'une ITB. L'objectif était d'évaluer un nouveau scénario capable de produire des profils de courant creux de façon reproductible, par génération de courant non-inductif hors de l'axe, dans la montée du courant plasma.

Cette section traite d'un ensemble de décharges identiques sur les niveaux de puissances appliqués, mais pour lesquels la durée de la phase LHCD varie. Le seuil en puissance pour déclencher une ITB sera ensuite discuté et réactualisé par rapport aux cas à cisaillement magnétique positif. D'autre part, ces expériences ont mis en évidence la formation d'une ITB sur le canal électronique, dans la phase de préformage du courant, avant l'application de la pleine puissance.

inversion d'Abel.

3.3.1 Variations de durée du préformage LHCD

Conditions expérimentales

Les décharges concernées sont les 49647, 49630, 49651 et 49680. Les principales caractéristiques expérimentales sont les suivantes (cf Fig. 3.5) :

- 2.6 T pour le champ magnétique toroïdal.
- Le courant plasma est monté jusqu'à 2.2 MA à une vitesse d'environ 0.4 MA.s^{-1} .
- P_{NBI} est appliquée en deux étapes, la première de 5 MW durant 0.25 s puis ensuite 12 MW. Le premier créneau de puissance sert à augmenter suffisamment la densité afin que les faisceaux ne traversent pas le plasma et endommagent la paroi interne de l'enceinte.
- $P_{LH} = 2.5 \text{ MW}$ (2 MW pour le 49680) avec également une première étape de 1 MW (0.5 MW pour le 49680) durant 0.5 s.
- $P_{ICRH} = 5 \text{ MW}$.

Le tableau 3.2 quant à lui résume les conditions de préformage LHCD.

Décharge	Énergie LHCD injectée <i>MJ</i>	Fin de LHCD <i>s</i>	Durée d'application <i>s</i>
49647	5.88	3.2	2.7
49630	6.66	3.7	3.2
49651	7.37	4.0	3.5
49680	6.53	4.4	3.9

TAB. 3.2 – Conditions de préformage LHCD. La phase LHCD débute à 0.5 s ; pour tous les chocs de ce tableau, la puissance LHCD atteint son niveau maximal vers 1.0 s.

Ainsi que le montre la figure 3.6, les profils de facteur de sécurité calculés par EFIT standard à la fin du préformage LHCD, et par conséquent les profils de densité de courant, diffèrent d'une décharge à l'autre. Ceci est probablement dû à la lente diffusion du courant ohmique, l'hybride ne pouvant générer à elle seule la totalité des 2.2 MA requis. Ce fait est partiellement confirmé par une analyse plus précise basée sur une reconstruction magnétique contrainte par les mesures polarimétriques [Maz00] : dans cette étude, une nette distinction a été observée entre les décharges 49647 et 49651. Le profil de courant joue un rôle important dans la formation des ITBs et de leur évolution. Son étude constitue une étape majeure pour la compréhension des régimes avancés.

Le tableau 3.3 donne les temps d'émergence des ITBs ainsi que leurs durées. Chaque décharge présente une simple ou même une double ITB sur les profils de la rotation toroïdale, de la température ionique et de la température électronique. Les mesures sur la densité sont bien trop bruitées

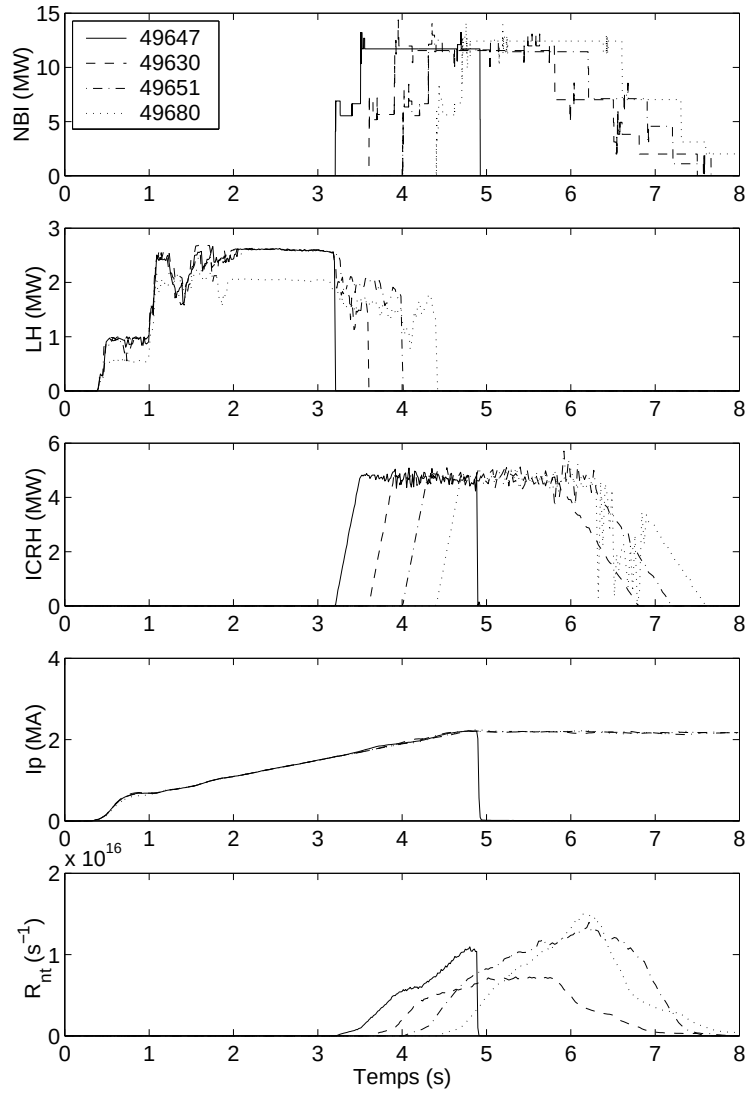


FIG. 3.5 – Scénario expérimental des variations de durée de la phase LHCD montrant les différentes puissances appliquées, les courants plasma I_p , et les taux de neutrons R_{nt} .

pour pouvoir différencier correctement deux barrières. Notons que le choc 49630 présente une ITB très marginale sur les profils bien que les puissances NBI et ICRH soient les mêmes que les autres. Les faibles valeurs du *taux de neutrons* (Fig. 3.5) qui traduisent un moins bon confinement global, confirment ce fait. Des relaxations internes sur les profils de température électronique (événements en *dents de scie*) qui peuvent altérer l'évolution du profil de q , ne sont sans doute pas étrangères à cette dégradation du

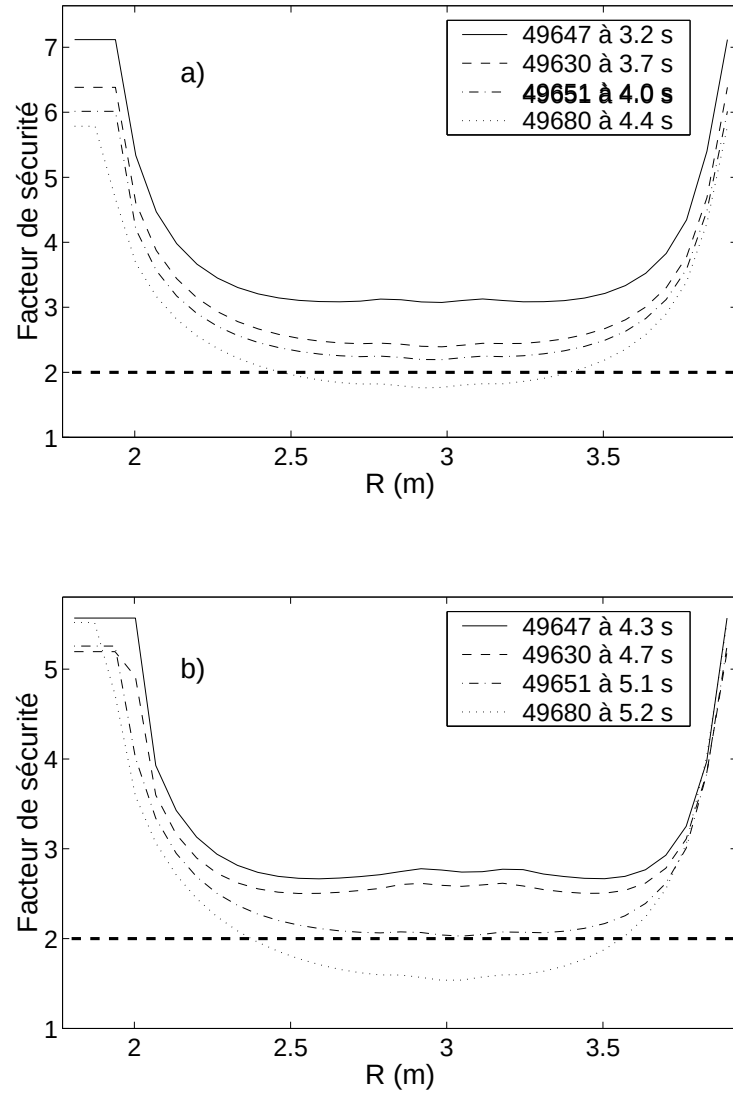


FIG. 3.6 – Profils du facteur de sécurité calculés par EFIT standard à : a) la fin de la phase LHCD, b) la formation de l'ITB intérieure.

confinement.

Après une première analyse du tableau 3.3, nous concluons que les ITBs peuvent être formées dans ce type de scénario pour une grande plage de durées de préformage LHCD, de 2.7 s à 3.9 s.

Choc	ITB	T_i s	ω_ϕ s	n_e s	T_e s	Remarque
49647	<i>Int.</i>	1.1	1.1	-	1.0	Disruption
	<i>Ext.</i>	1.0	1.0	1.1	0.5	-
49630	<i>Int.</i>	1.0 (0.3)	1.0 (0.3)	-	1.2 (1.0)	Faible
	<i>Ext.</i>	-	-	1.5 (0.7)	-	-
49651	<i>Int.</i>	1.1 (1.7)	1.2 (1.7)	-	1.1 (1.7)	-
	<i>Ext.</i>	2.4 (0.5)	-	1.1 (2.0)	2.5 (0.5)	-
49680	<i>Int.</i>	0.9 (0.7)	0.8 (1.1)	-	0.8 (1.1)	-
	<i>Ext.</i>	1.1 (0.8)	1.2 (0.6)	1.2 (1.5)	0.7 (1.1)	-
Précision		0.1	0.1	0.3	0.1	

TAB. 3.3 – Temps d’émergence des ITBs (intérieures et extérieures) sur les profils de la rotation, de la densité électronique, des températures électronique et ionique. Le temps est compté à partir de la fin de la phase LHCD. La durée des ITBs est donnée entre parenthèses.

Analyse du choc 49680

La décharge 49680 illustre bien la différence de dynamique que peuvent présenter deux ITBs dans un même plasma. La double barrière interne est visible sur les températures électronique et ionique comme le prouve la figure 3.7. La barrière intérieure est située à $R \simeq 3.4$ m tandis que celle extérieure est à $R \simeq 3.6$ m. Pour la densité électronique, seule la barrière extérieure est clairement observée. La partie intérieure est difficile à identifier à cause de la faible résolution spatiale du diagnostic de *diffusion Thomson* et du niveau de bruit relativement élevé sur les signaux de densité.

Trois résultats préliminaires peuvent être tirés de cette analyse :

1. Les ITBs intérieure et extérieure ont une évolution légèrement différente (Fig. 3.8) pour la température électronique : l’ITB extérieure a une petite expansion radiale (6 cm d’amplitude) tandis que l’ITB intérieure reste à un rayon constant. La petite expansion n’a pas pu être observée sur la température ionique ni sur la rotation à cause de la faible résolution spatiale (Fig. 3.9).
2. Un autre point intéressant concerne les temps d’émergence des ITBs. En dépit des barres d’erreur, l’ITB intérieure sur la rotation toroïdale et la température ionique semble apparaître après l’ITB électronique (Fig. 3.10 et Tab. 3.3). En ce qui concerne l’ITB intérieure, toutes les données donnent le même temps d’émergence (Fig. 3.11 et Tab. 3.3). On pourrait penser qu’un effet de cause à effet est observé sur la formation des ITBs, que la rotation est impliquée dans le processus de déclenchement de la barrière intérieure, tandis que la barrière extérieure résulte d’un autre mécanisme. Il est toutefois très délicat

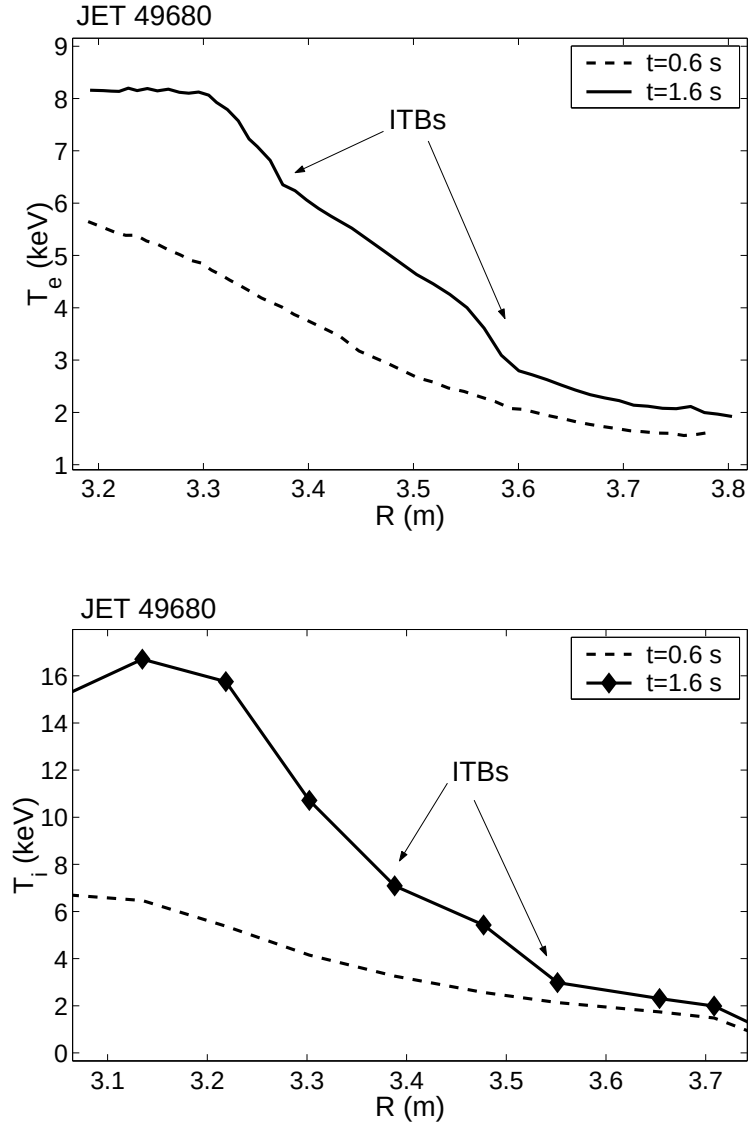


FIG. 3.7 – Formation d’une double barrière interne sur les températures électronique et ionique pour le choc 49680.

d’établir l’instant exact de l’apparition des barrières, et la grande imprécision qui en résulte ne nous autorise pas à conclure de manière certaine sur qui déclenche quoi.

3. La disparition des barrières coïncide avec l’apparition d’instabilités de bord (ELMs).

À partir de cette analyse, les mécanismes de formation des ITBs ne

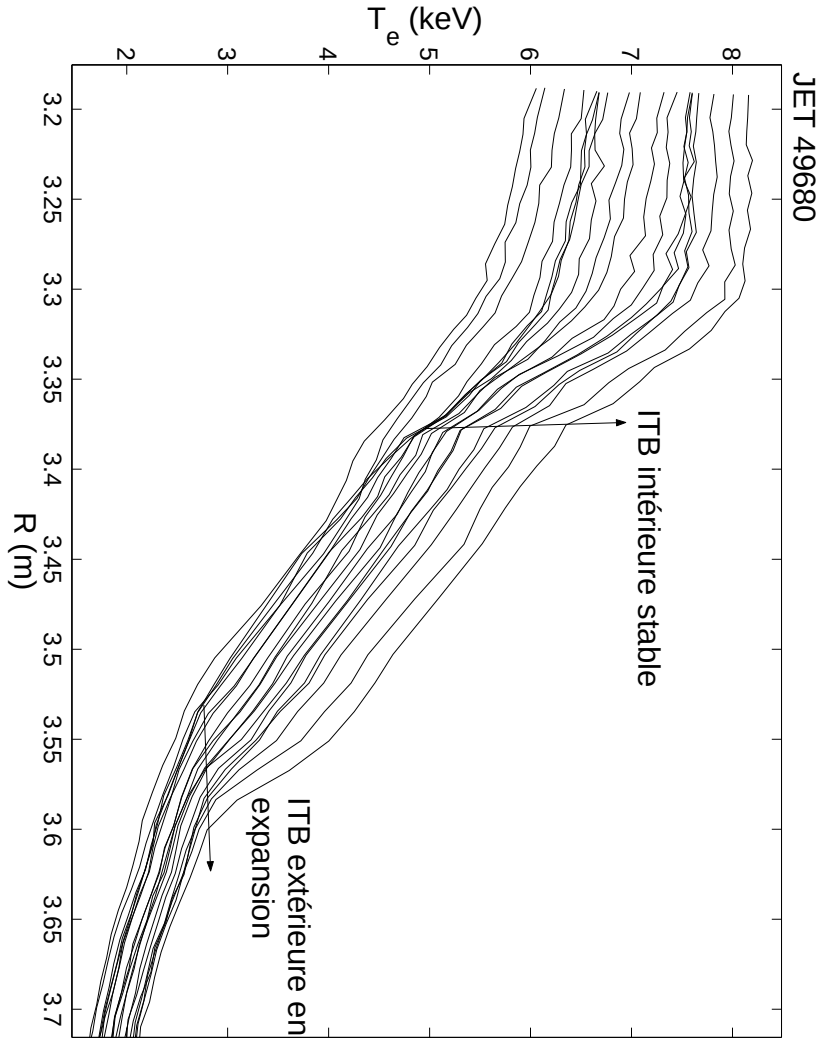


FIG. 3.8 – Dynamique des deux ITBs sur la température électronique pour le choc 49680. Les profils sont tracés entre les temps 0.7 s et 1.6 s à partir de la fin de LHCD.

peuvent pas être clairement identifiés. Néanmoins, la présence de deux ITBs dans un même plasma renforce l'idée que la réduction de la turbulence se fait *localement*⁸. En outre, puisque cette décharge forme simultanément deux ITBs avec des dynamiques différentes, il semble manifeste que plusieurs mécanismes distincts concourent à déclencher des barrières.

⁸De précédentes études avançaient l'hypothèse que la réduction du transport se produisait *sur toute la zone du plasma comprise entre le centre et le début des forts gradients* [Par99].

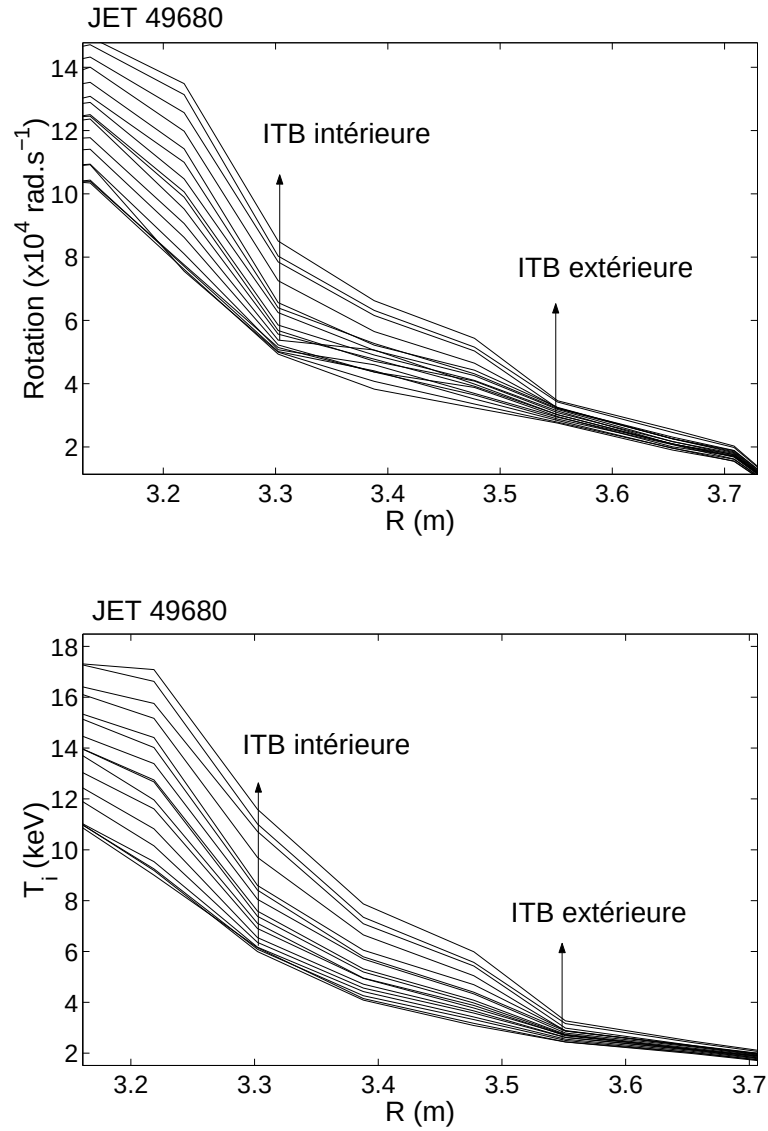


FIG. 3.9 – Dynamique des deux ITBs sur la rotation et la température ionique pour le choc 49680. Les profils sont tracés entre les temps 0.9 s et 1.7 s à partir de la fin de LHCD.

3.3.2 Réduction du seuil en puissance pour le déclenchement des ITBs

Le choc 49682 reprend le scénario du 49680 excepté qu'il présente un plus faible niveau de puissance additionnelle durant la phase d'injection de neutres ($P_{add} \simeq 7$ MW, cf Fig. 3.12). On observe l'émergence d'une unique et

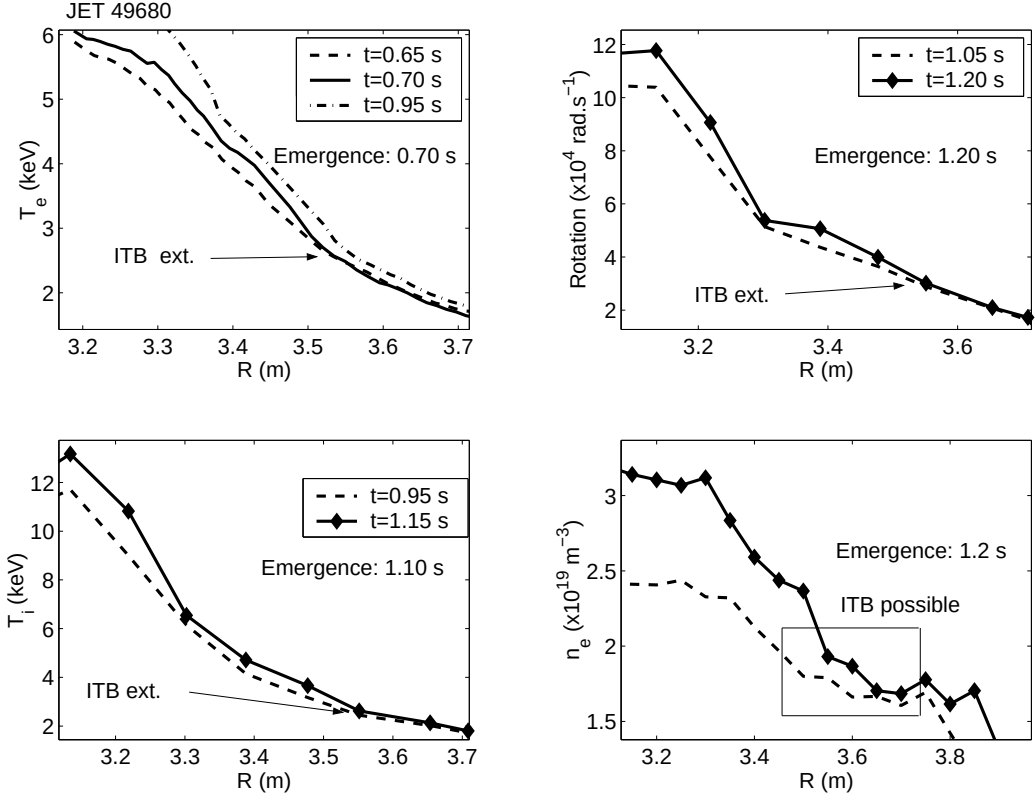


FIG. 3.10 – Émergence de l'ITB extérieure sur différents canaux pour le choc 49680.

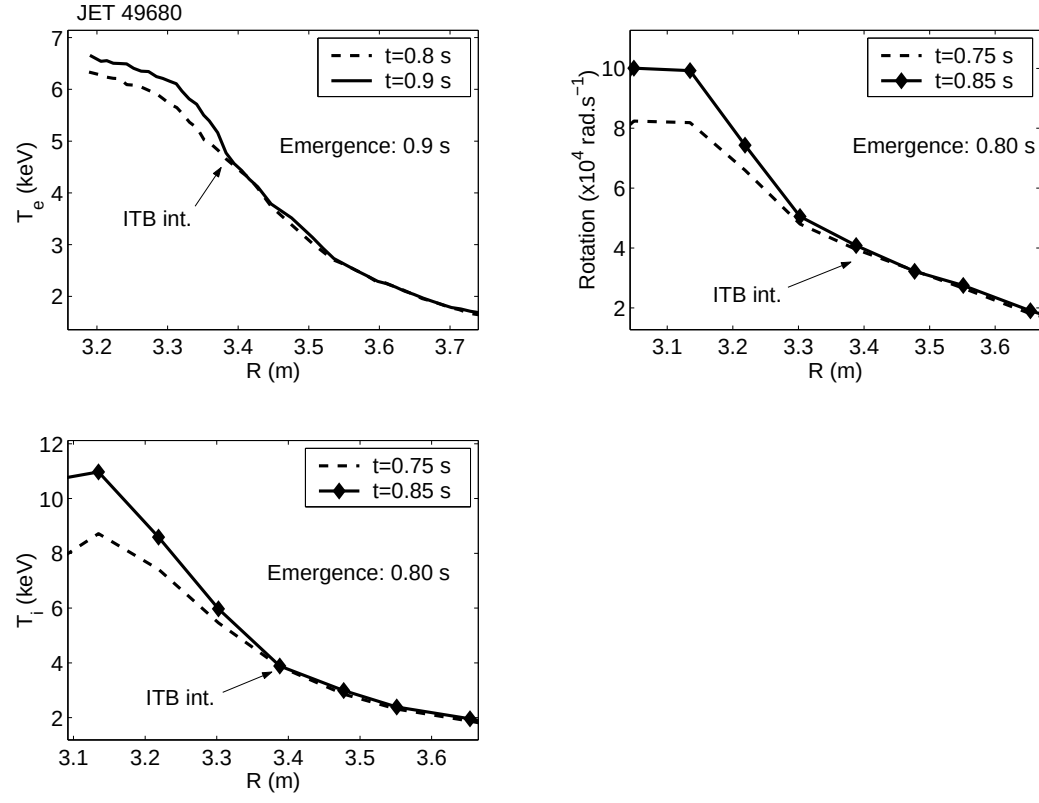


FIG. 3.11 – Émergence de l'ITB intérieure sur différents canaux pour le choc 49680.

stable barrière interne de transport sur la température ionique et la rotation toroïdale, tandis que les profils de température électronique conservent une forme standard (sans ITB), comme le prouve la figure 3.13.

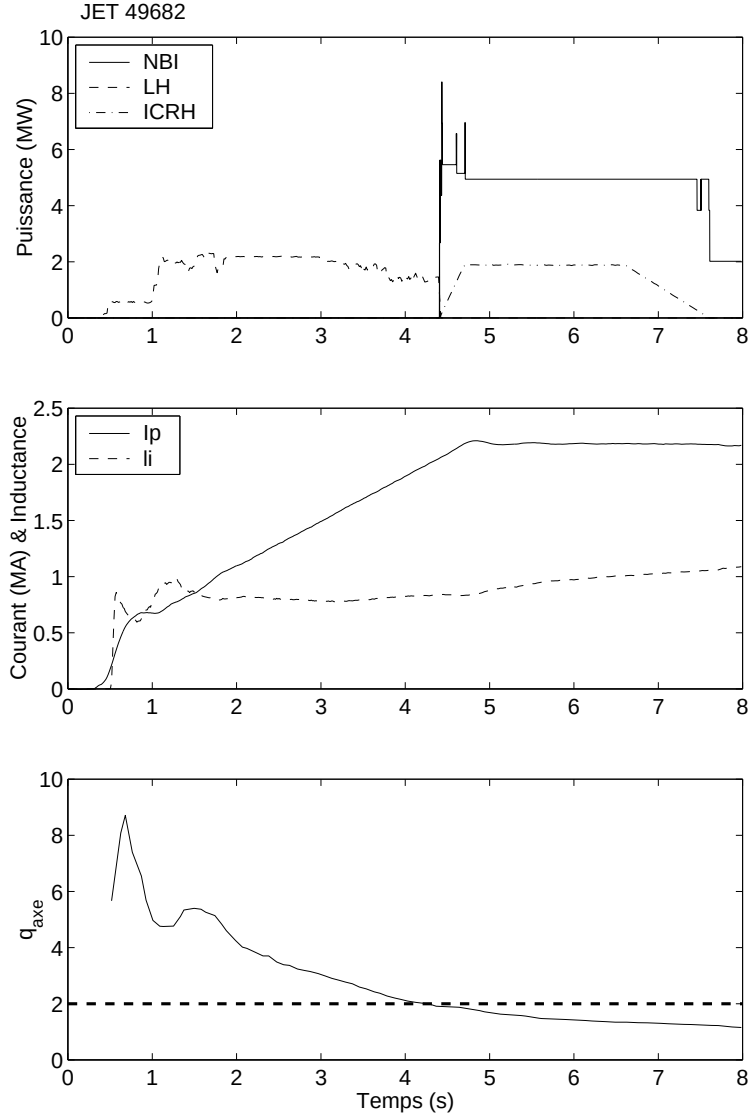


FIG. 3.12 – Scénario du choc 49682 présentant une faible puissance additionnelle durant la phase de performance.

L'analyse a été complétée avec l'aide de la décharge 49683 : le scénario reste identique et le niveau de puissance est un peu plus élevé en phase NBI ($P_{add} \simeq 10$ MW). Dans ce cas, une double barrière interne est obtenue comme dans le choc 49680, sur la rotation toroïdale, les températures ionique

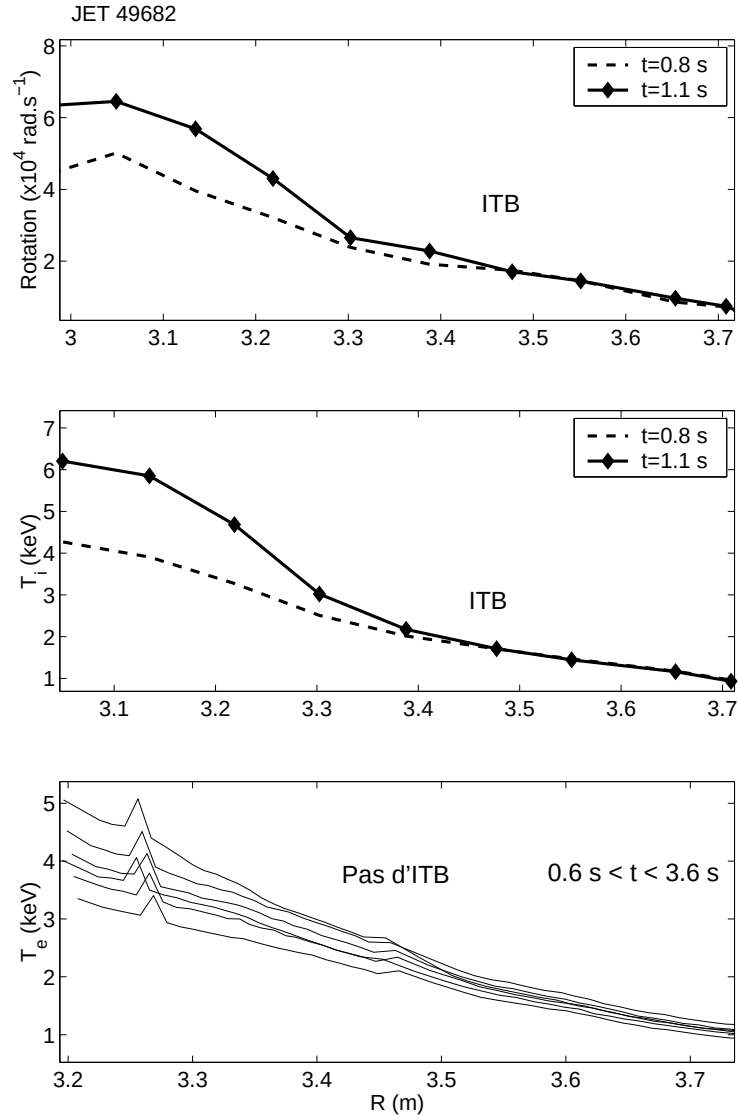


FIG. 3.13 – Barrières internes sur le choc 49682. Les temps sont comptés à partir de la fin du préformage LHCD.

et électronique. La tableau 3.4 résume les temps de formation des ITBs ainsi que leurs durées.

L'ensemble de ces trois décharges - 49680, 49682 et 49683 - réalisées sur la base d'un même scénario avec préformage du profil de courant par LHCD et des puissances de chauffage différentes, souligne l'existence d'un seuil pour déclencher des ITBs. Avec l'aide du tableau 3.5, on peut dégager quelques résultats importants :

	ITB int.	ITB ext.	Précision
	s	s	s
T_i	1.1(1.2)	1.6(1.0)	0.1
ω_ϕ	1.1(1.0)	1.7(0.4)	0.1
T_e	1.1(0.5)	1.3(1.4)	0.1

TAB. 3.4 – Temps de formation des ITBs (intérieures et extérieures) sur les profils de rotation, et des températures ionique et électronique. Le temps est compté à partir de la fin du préformage LHCD. Les durées des ITBs sont spécifiées entre parenthèses. (JET 49683)

Décharge	Puissance LHCD MW	Puissance additionnelle MW	Existence d'une ITB sur :
49680	2	17	T_i , ω_ϕ et T_e
49682	2	7	T_i et ω_ϕ
49683	2	10	T_i , ω_ϕ et T_e

TAB. 3.5 – Puissances appliquées et existence d'une ITB pour l'ensemble des trois décharges 49680, 49682 et 49683.

1. Les ITBs sur la température électronique sont obtenues pour une puissance additionnelle comprise entre 7 MW et 10 MW.
2. Les ITBs sur la température ionique et la rotation toroïdale apparaissent pour 7 MW de puissance additionnelle, et nécessitent peut-être moins. Elles n'apparaissent pas nécessairement sur le canal électronique.
3. Comme le montre la figure 3.14, l'ITB extérieure sur la température électronique émerge avant celle sur la rotation et la température ionique, contrairement à la barrière intérieure qui est formée au même instant sur tous les canaux (Fig. 3.15).

Ainsi, le préformage LHCD permet la formation de barrières internes électroniques à des niveaux de puissance *plus faibles* que les décharges usuelles⁹. Les différences observées entre les ITBs intérieures et extérieures, sur les profils de rotation, de température ionique et de température électronique, suggèrent la diversité des mécanismes de déclenchement des ITBs qui n'opèrent pas de la même manière sur toutes les grandeurs du plasma.

⁹Pour lesquelles la puissance de seuil est aux alentours de 13 MW [Gor99].

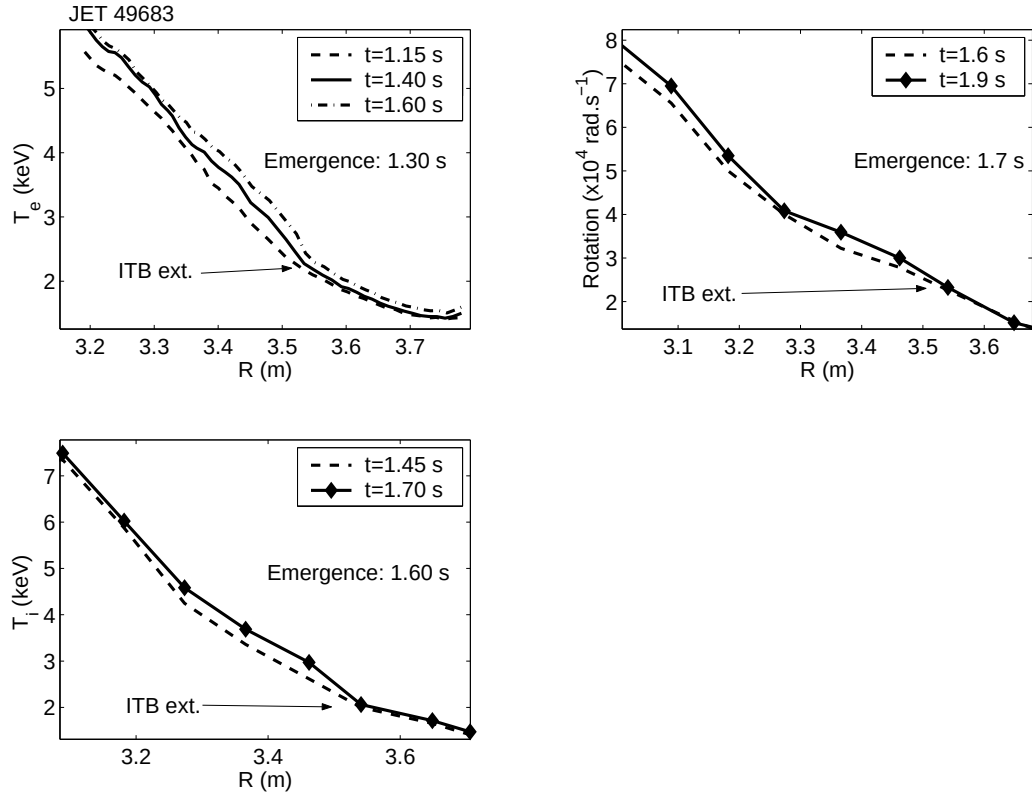


FIG. 3.14 – Formation des ITBs extérieures pour le choc 49683.

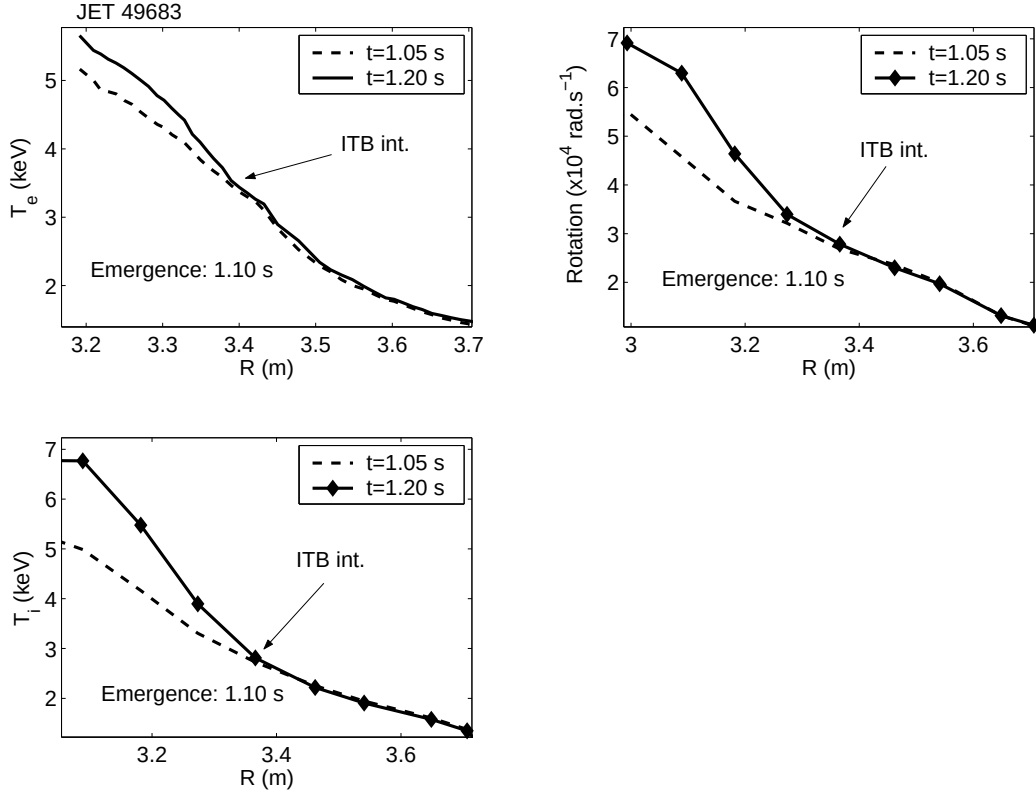


FIG. 3.15 – Formation des ITBs intérieures pour le choc 49683.

3.3.3 Formation d'une ITB électronique avec LHCD seule

Durant le préformage LHCD, une ITB semble se développer sur la température électronique¹⁰ (Fig. 3.16). La forte augmentation *spontanée* de la température électronique centrale (Fig. 3.17 et 3.18) de 5 keV jusqu'à 9 keV durant la phase de préformage LHCD indique une amélioration du confinement électronique au cœur.

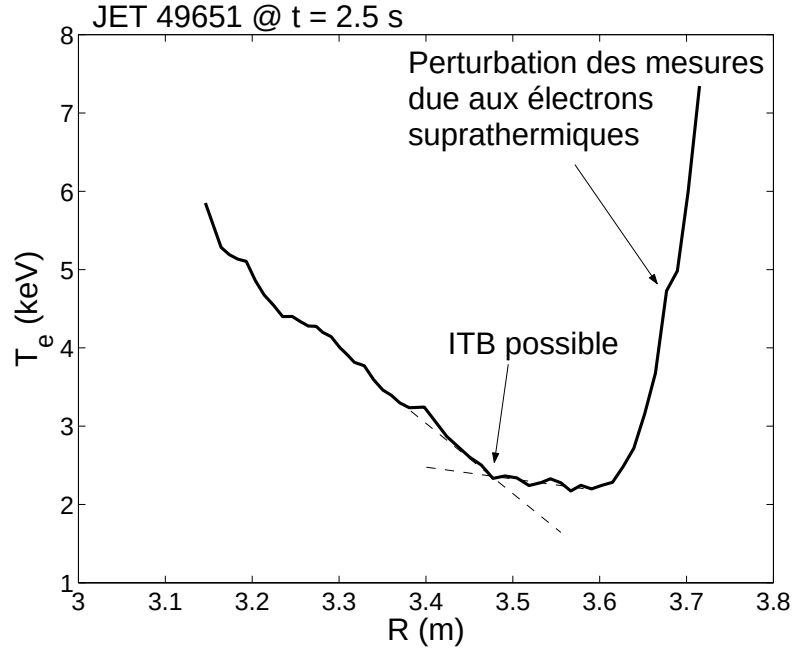


FIG. 3.16 – ITB observable seulement sur la température électronique durant le préformage LHCD. Les mesures sont déduites du diagnostic ECE. (JET 49651)

On pourrait malgré tout attribuer la «cassure» du profil en $R \simeq 3.5$ m (Fig. 3.16) à la déformation induite par les électrons suprathermiques. La branche montante observée sur les profils vers le bord du plasma est due au rayonnement des électrons rapides générés par l'onde hybride qui perturbe le diagnostic ECE. il serait alors possible que cette perturbation des mesures produise une brisure des gradients donnant l'illusion d'une barrière de transport. Un moyen pour s'assurer de la pertinence des données ECE est de les comparer avec la température électronique obtenue par le diagnostic de diffusion Thomson. La figure 3.19 prouve que la partie concernée à $R \simeq 3.55$ m est incluse dans les barres d'erreur des diagnostics ECE et diffusion Thom-

¹⁰Les profils de rotation et de température ionique ne sont pas disponibles dans cette phase, en l'absence d'injection de neutres.

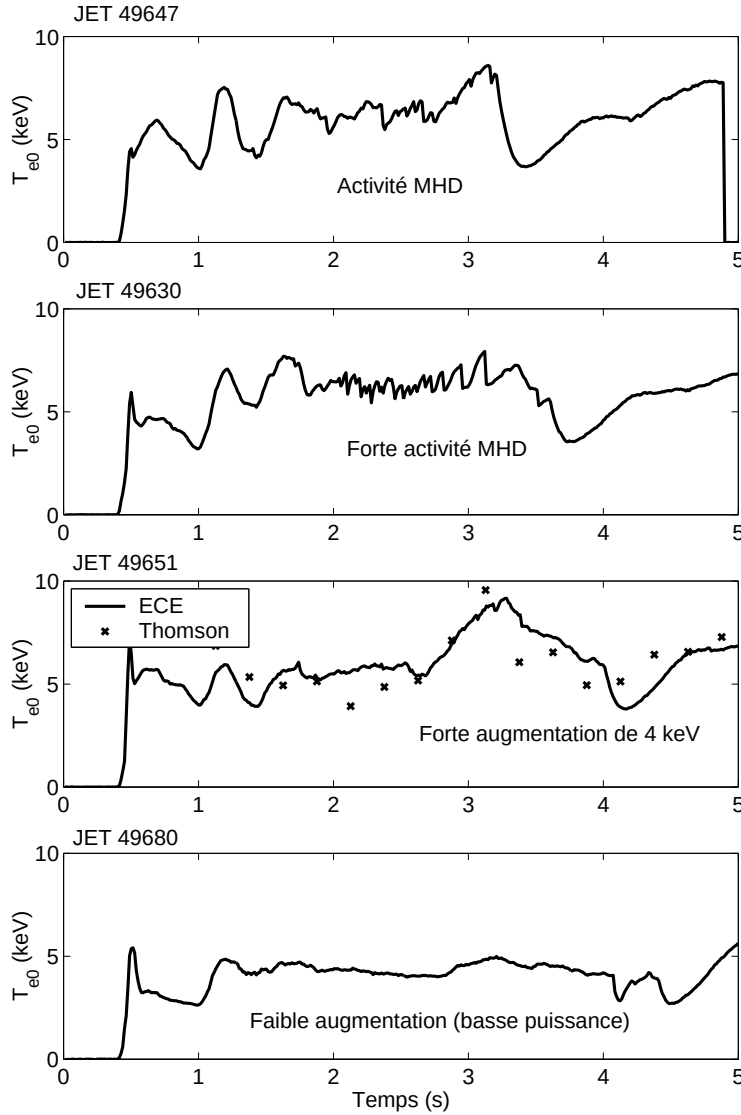


FIG. 3.17 – Températures électroniques centrales pour les décharges avec variations du préformage LHCD.

son, et que donc, la «cassure» est bien réelle. La figure 3.17 montre également un bon accord entre les deux diagnostics sur la température électronique centrale du choc 49651.

Depuis lors, des expérimentations dédiées à ce type de barrière ont été menées à JET [Hog02]. Les mesures de turbulence par *réflectométrie* ont démontré une diminution des fluctuations de densité dans la zone des forts gradients, et par conséquent une réduction du transport électronique

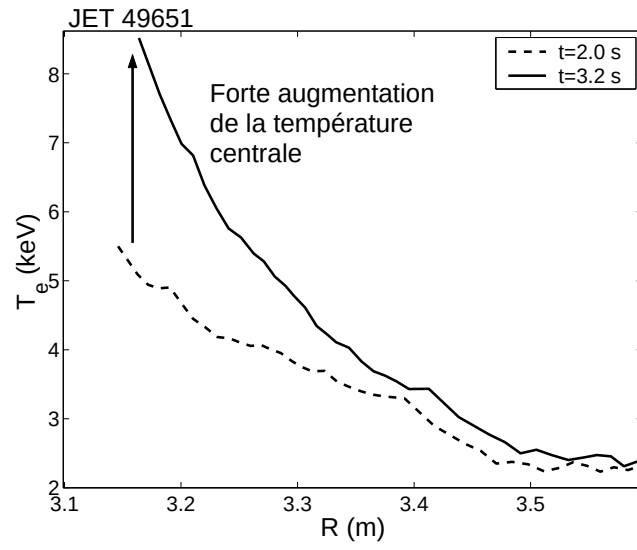


FIG. 3.18 – Modification du profil de température électronique pour le choc 49651 durant le préformage LHCD.

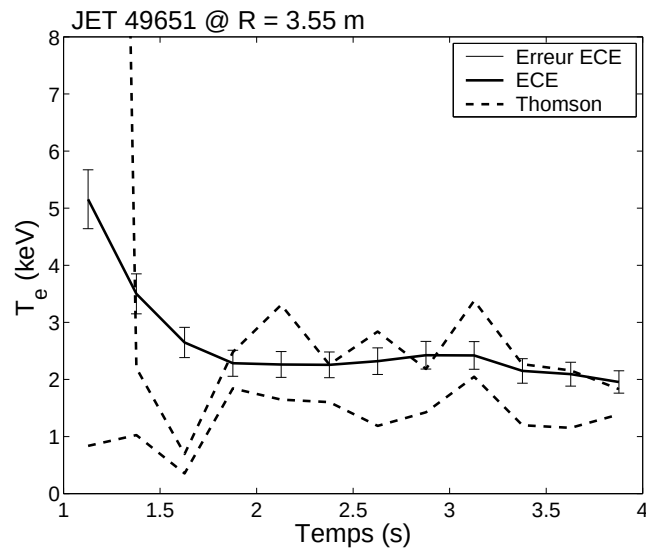


FIG. 3.19 – Comparaison entre les températures électroniques données par l'ECE et la diffusion Thomson durant la phase LHCD à $R \simeq 3.55$ m. (JET 49651)

[Con02].

3.3.4 Discussion

Les présentes analyses ont souligné l'intérêt potentiel d'un préformage du profil de courant par LHCD. Ce type de scénario permet en effet de former des ITBs avec des puissances de chauffage NBI et ICRH moindres que dans les scénarios conventionnels ; il montre ainsi le rôle important que doit jouer le profil de courant que l'on soupçonne ici inversé. La nature locale et la diversité des mécanismes de formation des ITBs deviennent évidentes à travers l'existence de double barrière sur plusieurs canaux différents. En outre, nous avons mis en évidence un nouveau type de barrière qui se forme en phase LHCD, avec seulement 2 MW de puissance auxiliaire.

Plusieurs limitations sont néanmoins apparues à la suite de cette étude. En premier lieu, la caractérisation des barrières internes de transport reste très délicate, leur instant d'émergence et leur position correspondante sont évalués de façon trop subjective pour en tirer des conclusions claires ; c'est pourquoi nous avons développé un critère pour lever les ambiguïtés (cf §3.4). La variation des durées de préformage LHCD n'apporte pas grand-chose si ce n'est que la densité de courant continuant à diffuser, le profil de courant devient monotone à mesure qu'on retarde la pleine puissance. De plus, les reconstructions du profil de q n'étaient pas suffisamment fiables à cette époque pour étudier l'influence du facteur de sécurité et du cisaillement magnétique sur la formation des ITBs. Enfin, la réduction du seuil de déclenchement des barrières exigerait de disposer d'un jeu de décharges plus complet dans lequel la puissance additionnelle varie sur une plus grande plage de valeurs, et pour des profils de q creux et monotones dans chacun des cas. Nous détaillerons une telle analyse au §3.5.

3.4 Un critère sans dimension pour caractériser les barrières de transport

3.4.1 Introduction

Nous l'avons vu, une ITB est définie comme une région du plasma où le transport anormal est éliminé ou fortement réduit, et, à cause du rôle important des cisaillements de vitesse et magnétique dans l'émergence de telles barrières, les décharges avec ITBs sont désignées à JET comme des décharges à cisaillement optimisé (*Optimised Shear (OS)*). L'analyse d'expériences réalisées à différents champs magnétiques a montré une dépendance du seuil en puissance de déclenchement des ITBs avec le champ magnétique, en régime à faible cisaillement magnétique positif [Gor99]. Cette observation a motivé notre recherche d'un critère d'existence objectif et davantage physique incorporant cette dépendance, mais exprimé en terme de paramètres sans dimension. Ceci pourrait conduire à de meilleures compréhension et quantification des processus physiques menant à la formation des ITBs, et

à l'émergence de lois d'échelle appropriées pour les régimes avancés.

Une autre motivation pour une caractérisation objective des ITBs est liée à des considérations pratiques. Les analyses de la base de donnée expérimentale de JET requièrent fréquemment l'identification de quelques caractéristiques typiques des ITBs comme le *temps d'émergence*, la *position*, le *temps de disparition* et la *dynamique* de la barrière. Une méthode empirique souvent employée jusqu'à présent est de situer une «cassure» sur les profils de température, ou bien de façon alternative, on peut avoir recours au calcul des profils de diffusivité thermique et on cherche alors une région où le transport est réduit.

Ces procédures quelque peu subjectives et plutôt lourdes pour évaluer l'existence et la position des ITBs ne sont pas efficaces pour l'étude de grandes bases de données, et sont inadéquates pour un contrôle actif de leur évolution comme proposé par exemple dans [Sak01]. Les théories de la microturbulence et du transport dans les plasmas de tokamak pourraient fournir une alternative, mais elles sont compliquées et nécessitent des codes numériques qui exigent de très longs temps de calculs pour une analyse quantitative et précise. L'application de critères de stabilisation de la turbulence issus des premiers principes est par conséquent mal adaptée à l'évaluation de la formation des ITBs dans l'analyse de vastes ensembles de décharges ou bien pour les applications de contrôle en temps réel. Ainsi, il y a un réel intérêt à suivre une approche plus pragmatique et à développer un critère physique et pratique qui pourrait être utilisé intensivement pour accélérer l'identification des ITBs, pour évaluer leurs principales caractéristiques et éventuellement pour contrôler leur dynamique. Une analyse dimensionnelle est probablement la meilleure approche pour sélectionner les variables appropriées. Elle constitue en effet un pont entre les observations statistiques faites dans des expériences spécifiques et les ingrédients adéquats d'une théorie plus générale, et, de plus, elle fournit un cadre de recherche impliquant de plus larges ensembles d'expériences et des comparaisons multi-machines. Ainsi, même si notre critère n'est pas aussi universel que le serait un critère fondé sur les premiers principes - à cause de la spécificité des expériences JET en considération et de la nature semi-empirique de l'analyse - son expression en terme de variables appropriées sans dimension devrait être plus étroitement liée à la physique que, par exemple, un seuil de puissance en mégawatts ou une dépendance en paramètres d'ingénierie telles que le champ magnétique en teslas.

Un critère ITB local remplissant ces fonctions est proposé dans cette section. Dans une première partie, nous décrivons tout d'abord ce critère, en montrant comment il apparaît naturellement avec les paramètres les plus génériques des théories conventionnelles. Ensuite, nous discutons comment les incertitudes des mesures peuvent être prises en compte, et finalement nous montrons la pertinence statistique du critère ITB proposé pour la base de donnée JET OS. Dans la partie suivante, nous suggérons une in-

interprétation théorique possible en développant davantage une analyse dimensionnelle qui met en jeu les principaux ingrédients de la théorie de la microturbulence dans les plasmas magnétisés. En guise de conclusion, nous discutons brièvement de l'applicabilité du critère proposé et de sa généralisation.

3.4.2 Critère pour caractériser l'émergence et l'évolution des barrières de transport

Formulation du critère et concepts physiques

Les mécanismes physiques de la formation des barrières n'ont pas encore été complètement identifiés, mais les *ondes de dérive* (cf §2.1) sont soupçonnées apporter la principale contribution à la microturbulence lorsque le plasma est maintenu loin de l'équilibre thermodynamique, et la stabilisation des ondes de dérive est probablement la cause d'une réduction du transport conduisant à l'émergence des ITBs [Con94][Hor99]. En dépit d'une variété de modes instables possibles, tels que les modes *ITG* ou *TEM*, une longueur caractéristique revient dans les relations de dispersion : le *rayon de Larmor ionique à la vitesse du son*, $\rho_s = c_s/\omega_{ci}$, où c_s est la *vitesse du son* et ω_{ci} la *fréquence cyclotronique ionique*. Plusieurs études ont été menées sur différents tokamaks pour déterminer comment la *diffusivité thermique* varie par rapport à ρ_s ¹¹, et ont donné lieu aux lois d'échelle dites *Bohm* et *gyroBohm* (cf §2.4.2). Lorsqu'une barrière se forme, la *longueur des gradients* locale devient beaucoup plus petite que la taille du plasma et, pour une analyse locale, il est alors licite de normaliser la longueur caractéristique des ondes de dérive ρ_s à la longueur des gradients de température, par exemple $L_{T_i} = -T_i/(\partial T_i/\partial R)$ ou bien $L_{T_e} = -T_e/(\partial T_e/\partial R)$, où T_i (respectivement T_e) est la température ionique (respectivement électronique) et R le *grand rayon* du plasma sur le plan équatorial. On définit par conséquent un rayon de Larmor normalisé local, ρ_T^* , comme $\rho_T^* = \rho_s/L_T$ et on considère soit $\rho_{T_i}^*$ ou $\rho_{T_e}^*$:

$$\rho_T^* = -\frac{1}{Z_i} \sqrt{\frac{m_i}{e}} \frac{\sqrt{T_e}}{B_T} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial R}$$

avec Z_i et m_i la charge et la masse des ions ; les températures sont ici exprimées en eV.

Clairement, pour un champ magnétique, une espèce ionique et une température plasma donnés, les ITBs peuvent être caractérisées par des valeurs de gradient de température ou de pression qui sont significativement plus grandes que celles rencontrées dans un mode L conventionnel ou même dans un mode H¹². Dans un tel cas, c'est à dire quand on compare des

¹¹Plus exactement par rapport au *rayon de Larmor normalisé* $\rho^* = \rho_s/a$, où a est le *petit rayon*.

¹²En excluant la région du bord.

décharges avec les mêmes paramètres globaux, il est équivalent de considérer les gradients absolus, les longueurs caractéristiques associées L_T ou même le rapport de ces longueurs avec le rayon de Larmor ionique, pour caractériser l'émergence d'une ITB. Mais quand on considère des scénarios expérimentaux avec différents courants plasma et, surtout, avec une large gamme de puissances de chauffage et de champs magnétiques, il devient intéressant de tester si l'existence d'une ITB ne pourrait pas s'exprimer selon la valeur locale de ρ_T^* qui contient intrinsèquement une forte dépendance en champ magnétique. Remarquant cela, le plus simple critère sans dimension serait [Tre02a]

$$\rho_T^*(R, t) \geq \rho_{ITB}^* \iff \exists \text{ une ITB au rayon } R \text{ et au temps } t \quad (3.8)$$

le nombre critique sans dimension ρ_{ITB}^* , s'il existe, devrait dépendre de seulement quelques paramètres et peut en principe être évalué expérimentalement en comparant des décharges avec et sans ITBs, et avec différents paramètres dimensionnels tels que le champ magnétique toroïdal, les puissances de chauffage, les espèces ioniques et le courant plasma.

Incertitudes expérimentales et facteur de confiance

Les mesures requises pour calculer $\rho_T^*(R, t)$ sont les profils de température électronique et/ou ionique, et le champ magnétique qui est pris sur l'axe magnétique. Inévitablement toutes ces données sont bruitées du fait des incertitudes quantifiées par leurs *écart-types* associés. Par conséquent, le problème binaire de décider est-ce qu'une ITB est présente ou non peut aussi être traité en terme de *facteur de confiance* pour que la condition (3.8) soit satisfaite en tenant compte des barres d'erreurs. Les profils de température électronique sont obtenus par un *radiomètre à hétérodyne* qui mesure l'*émission électronique cyclotronique* (cf §3.2.2), et qui offre une excellente résolution (0.5 ms/2 cm) avec une précision d'environ $\pm 5\%$. Les profils de température ionique proviennent eux de *spectromètres à échange de charges* (cf §3.2.1) avec une moins bonne résolution (50 ms/10 cm) mais une précision de l'ordre de $\pm 5\%$ également. Le terme $L_T^{-1} = -\partial \ln T / \partial R$ est calculé comme la dérivé radiale logarithmique de la température sur le plan équatorial, en appliquant une formule aux différences sur trois points. Les incertitudes de mesure sont combinées avec la *propagation standard des erreurs* pour donner l'écart-type de $\rho_T^* : \sigma_{\rho_T^*}$.

Propagation standard des erreurs. Soient $X_1, \dots, X_N$, N variables aléatoires et indépendantes entre elles, et $\sigma_{X_1}, \dots, \sigma_{X_N}$ leurs écart-types associés. On considère Y une autre variable aléatoire définie par : $Y = f(X_1, \dots, X_N)$, où f est une fonction dérivable de N variables. La variance

σ_Y^2 de Y est donnée par :

$$\sigma_Y^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_{\bar{X}_i}^2 \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} \right)^2 + \text{tos}$$

Démonstration. Effectuons un développement de Taylor au premier ordre de Y autour du vecteur moyen $\bar{X}_1, \dots, \bar{X}_N$.

$$Y = \hat{Y} + \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X}_i) \left. \frac{\partial f}{\partial X_i} \right|_{X_i=\bar{X}_i} + \text{tos}$$

La *moyenne*, ou encore l'*espérance*, de Y s'écrit :

$$\bar{Y} = E(Y) = \hat{Y} + \text{tos}$$

La *variance* de Y s'exprime quant à elle comme $\sigma_Y^2 = E[(Y - \bar{Y})^2]$. Il vient alors directement,

$$\sigma_Y^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_{\bar{X}_i}^2 \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} \right)^2 + \text{tos}$$

car par définition, deux variables X_i et X_j ($i \neq j$) sont dites *indépendantes* si et seulement si elles vérifient $E[(X_i - \bar{X}_i)(X_j - \bar{X}_j)] = 0$; par conséquent, tous les doubles produits sous la somme s'annulent. $\square$

Les variables aléatoires inconnues sont ici le gradient normalisé ρ_T^* au grand rayon $R(k)$ en fonction de $T_e(k)$, $T(k-1)$ et $T(k+1)$ en eV :

$$\begin{aligned} \rho_T^*(k) &= \rho_s(k) \frac{1}{L_T(k)} \\ &\approx \frac{1}{Z_i B_T} \sqrt{\frac{m_i}{e}} \sqrt{T_e(k)} \frac{\ln T(k-1) - \ln T(k+1)}{R(k+1) - R(k-1)} \end{aligned}$$

avec Z_i la charge des ions, B_T le champ magnétique toroïdal, m_i la masse ionique et e la charge électrique. En prenant les incertitudes de mesure pour les écart-types $\sigma_{T_e(k)}$, $\sigma_{T(k-1)}$ et $\sigma_{T(k+1)}$, l'erreur estimée sur $\rho_T^*(k)$ est alors directe,

$$\begin{aligned} \sigma_{\rho_T^*}(k) &\approx \frac{1}{Z_i B_T} \sqrt{\frac{m_i}{e}} \frac{\sqrt{T_e(k)}}{|R(k+1) - R(k-1)|} \\ &\times \left[\frac{1}{4} \left(\ln \frac{T(k-1)}{T(k+1)} \right)^2 \epsilon_{T_e}^2 + 2\epsilon_T^2 \right]^{1/2} \end{aligned}$$

où ϵ_{T_e} et ϵ_T sont les incertitudes *relatives* sur les températures T_e et T ¹³.

¹³Typiquement 5%.

Ainsi, en supposant une *distribution normale*,

$$p_{\rho_T^*, \sigma_{\rho_T^*}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rho_T^*}} \exp\left(-\frac{(x - \rho_T^*)^2}{2\sigma_{\rho_T^*}^2}\right)$$

la probabilité que ρ_T^* excède la valeur critique est donnée par

$$\begin{aligned} \wp_{ITB}(R, t) &= \wp[\rho_T^*(R, t) \geq \rho_{ITB}^*] \\ &= \int_{\rho_{ITB}^*}^{+\infty} p_{\rho_T^*, \sigma_{\rho_T^*}}(x) dx \end{aligned} \quad (3.9)$$

Cette probabilité sera désignée par la suite comme le *facteur de confiance* pour identifier une ITB à un temps et à un rayon donnés.

Validation expérimentale du critère proposé

Une représentation synthétique des résultats est obtenue en traçant les contours de ρ_T^* ou bien $\wp_{ITB}$ dans le plan (t, R) . Les contours en ρ_T^* sont tracés uniquement pour $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$ tandis que ceux en $\wp_{ITB}$ le sont juste pour $\wp_{ITB} \geq 50\%$ ($\wp_{ITB} = 50\%$ est obtenue lorsque la *valeur moyenne* de ρ_T^* égale ρ_{ITB}^*).

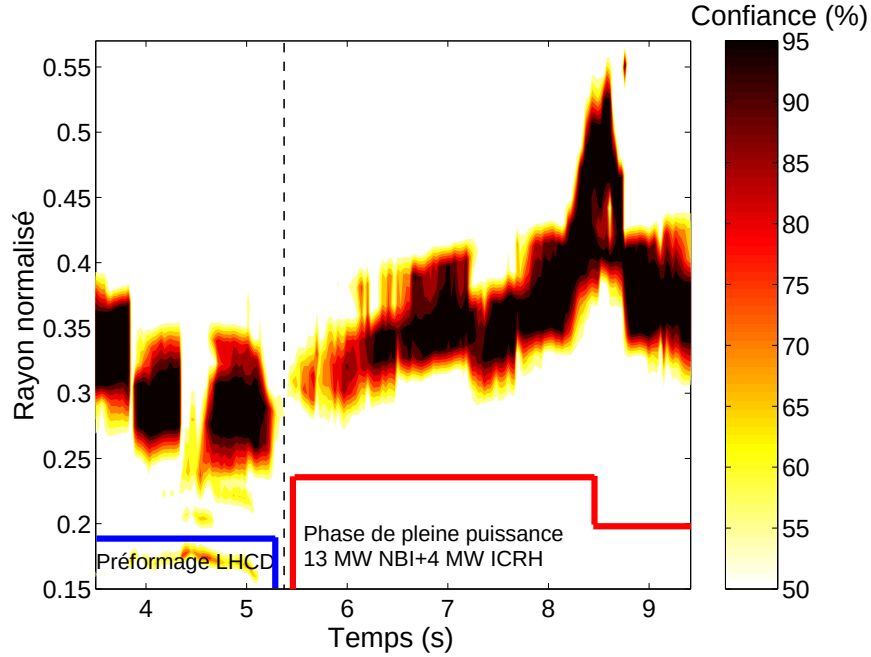


FIG. 3.20 – Contours en $\wp_{ITB}$ tracés pour $\wp_{ITB} \geq 50\%$ montrant l'évolution spatio-temporelle d'une ITB électronique (JET 51897).

La figure 3.20 montre un exemple de tel graphe sur une décharge où la dynamique de l'ITB est riche d'évènements. La barrière de transport est déclenchée dans le préformage LHCD probablement par un cisaillement magnétique très négatif, puis elle subit plusieurs effondrements dus à une activité MHD du cœur. On peut visualiser toutes les informations utiles telles que le *temps de formation*, les *temps d'effondrement*, ainsi que l'*expansion*, la *contraction* et la *largeur* de la barrière, le tout pour un effort calculatoire minimal.

La dynamique et la largeur de la barrière sont en bon accord avec une analyse réalisée sur les profils (Fig. 3.21). Le rayon normalisé, $\rho = (\Phi/\Phi_{max})^{1/2}$, avec Φ le *flux toroïdal* à travers une section poloidale et Φ_{max} sa valeur maximale, a été utilisé au lieu de R comme coordonnée radiale.

La valeur critique ρ_{ITB}^* a été choisie à partir d'une décharge avec une barrière parfaitement visible dont le temps d'émergence était bien défini et qui a été utilisé comme référence (JET 48993). On a ainsi trouvé que $\rho_{ITB}^* \approx 1.4 \times 10^{-2}$ s'accorde de manière satisfaisante avec à la fois le temps d'émergence et l'évolution radiale de la barrière. Des décharges obtenues dans des conditions d'opération similaires mais qui exhibent ou non une

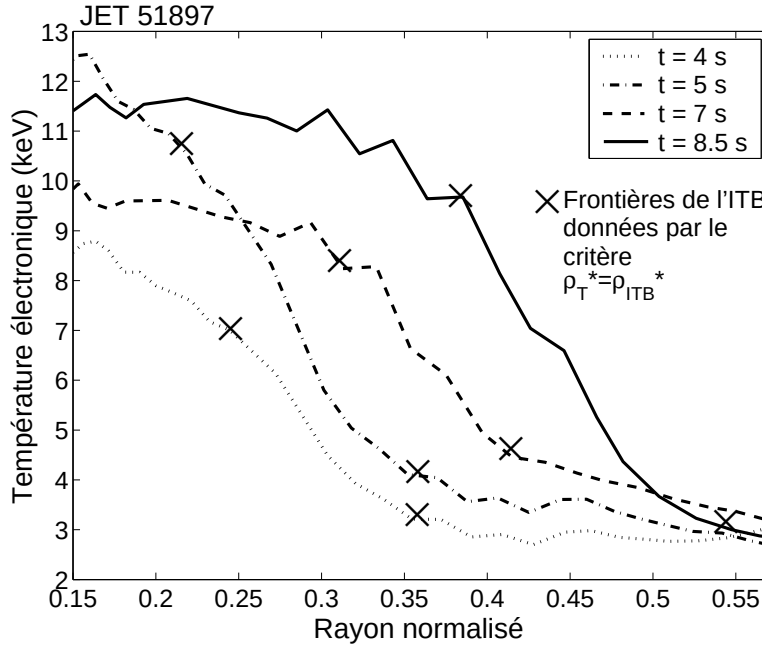


FIG. 3.21 – Profils de température électronique à 4, 5, 7 et 8.5 s d'après ECE. Les croix symbolisent les frontières de la barrière déduites du critère $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$ (JET 51897).

ITB¹⁴ ont été comparées également et le critère $\rho_T^* \geq 1.4 \times 10^{-2}$ les a distinguées avec succès. Les ITBs observées sur les profils de température ionique peuvent aussi être détectées selon ρ_T^* malgré la faible résolution sur les mesures de T_i (Fig. 3.22). Dans ce cas, on constate que la même valeur de ρ_{ITB}^* est à nouveau en bon accord avec l'information qui peut être tirée d'une analyse détaillée des décharges. Certains plasmas, tels que la décharge 49680, présente une double barrière interne de transport [Cha01]. Cette double barrière a été observée sur la température électronique (Fig. 3.23) et le critère ρ_T^* est à nouveau en très bon accord avec les observations.

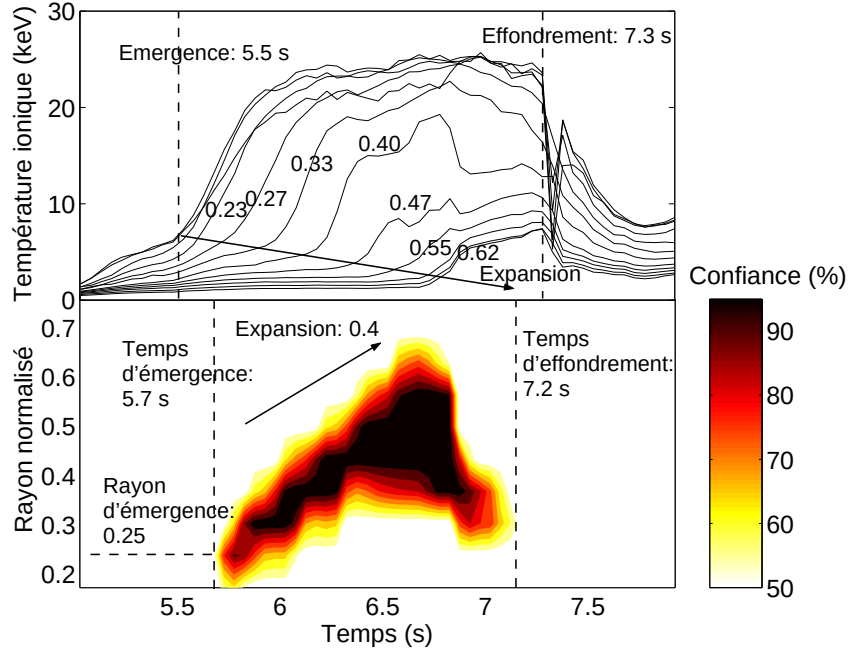


FIG. 3.22 – Haut : évolution temporelle de la température ionique à différents rayons normalisés. Bas : contours en ρ_{ITB} (JET 40030).

Il faut bien comprendre que ρ_{ITB}^* ne caractérise pas l'état final du plasma mais doit être compris comme une valeur critique au-delà de laquelle ρ_T^* évolue lorsque le plasma subit une bifurcation locale du transport. Ceci signifie qu'après la formation d'une barrière, ρ_T^* n'est pas limité à ρ_{ITB}^* , et que divers degrés de gradients de température et de largeurs de barrière se développent, ainsi qu'on a pu l'observer aussi dans les autres tokamaks.

Afin d'évaluer sa fiabilité pour détecter la présence et l'évolution des ITBs, notre critère a été testé sur plusieurs décharges de la base de donnée OS de JET, sous diverses conditions expérimentales. Dans ce but, 116 décharges en deutérium ont été sélectionnées avec des champs magnétiques

¹⁴On peut aisément le voir sur le signal du taux de neutron.

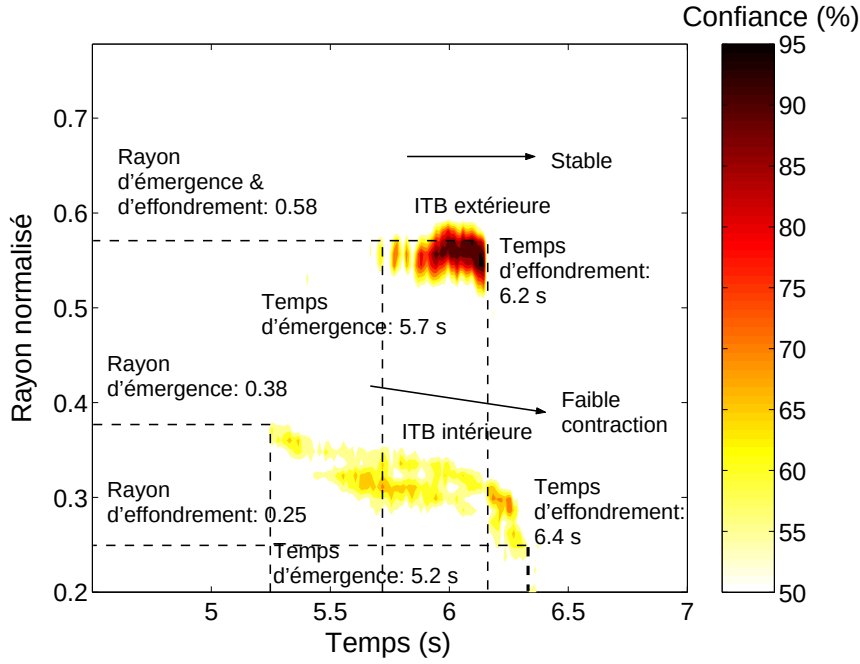


FIG. 3.23 – Contours en ρ_{ITB} montrant deux ITBs sur les profils de température électronique (JET 49680).

variant de 1.8 à 4 T, des courants plasma de 1.6 à 3.6 MA (facteur de sécurité au bord de 3.3 à 4.3), des densités centrales de 2×10^{19} à 5.5×10^{19} m⁻³, des puissances NBI de 4.8 à 18.7 MW et des puissances ICRH de 0 à 8.7 MW. Nous avons principalement considéré les barrières sur les températures électronique du fait de la bonne résolution spatio-temporelle du diagnostic ECE. Parmi ces 116 décharges, 84 ont une ITB. Leurs temps d'émergence ont été évalués indépendamment en identifiant une divergence entre les signaux de température sur des rayons adjacents et sont comparés avec le critère ρ_T^* sur la figure 3.24.

De plus, les grands rayons d'émergence donnés par le critère ont été également comparés avec les rayons auxquels une «cassure» sur les profils se manifeste. La comparaison est montrée sur la figure 3.25.

Seules cinq très faibles barrières n'ont pas été détectées par le critère, tandis qu'une seule détection n'a pas été réellement confirmée par une analyse détaillée.

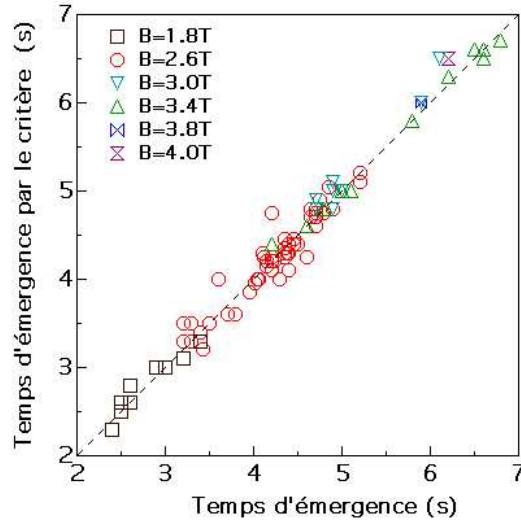


FIG. 3.24 – Statistique sur la validation du temps d'émergence des barrières par le critère ρ_T^* pour différents champs magnétiques. Le temps d'émergence déterminé par $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$ est tracé en fonction de celui obtenu indépendamment par l'analyse des données.

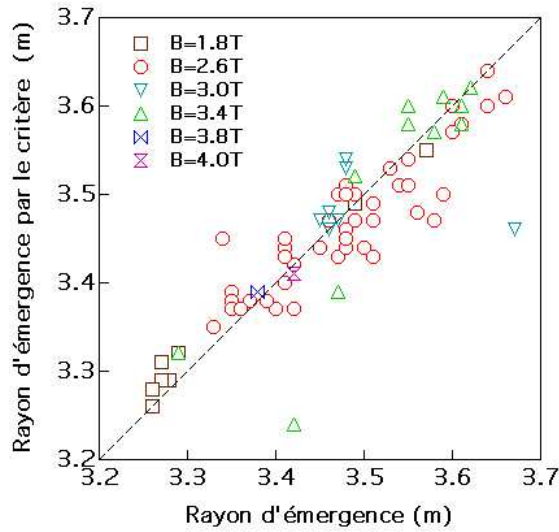


FIG. 3.25 – Statistique sur la validation du critère ITB pour le rayon d'émergence de la barrière. Le rayon d'émergence déterminé par $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$ est tracé en fonction de celui déterminé indépendamment par l'analyse des données.

3.4.3 Interprétation sur la base d'une analyse dimensionnelle

Un mécanisme possible pour la stabilisation des modes ITG et TEM dans les tokamaks combine les effets du *cisaillement* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ et du *cisaillement magnétique*, comme l'ont constaté plusieurs auteurs à travers l'utilisation de codes numériques [Dor93][Wal95][Gar96][Man97][Bee97]. Au §2.3.3 nous avons vu que la *distorsion* des cellules convectives par le cisaillement de l'écoulement diminue le transport anormal et mène à une suppression complète de la microturbulence quand le *taux de cisaillement* est suffisamment grand. Des simulations non-linéaires de modes ITG ont montré que ceci se produit lorsque le taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ excède le *taux de croissance* linéaire maximal sur les modes γ_{lin}^{max} selon le critère (2.16). Une analyse détaillée de nos résultats en terme de ces mécanismes physiques exigerait des mesures locales des paramètres plasmas - et de leurs gradients - avec une précision suffisante pour évaluer $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ et γ_{lin}^{max} le long de la coordonnée radiale et de comparer leurs profils. Dans JET, le *champ électrique radial* E_r peut être évalué à partir des différents termes composant l'équation d'équilibre des forces pour les impuretés de carbone (cf §2.3.3). Ceci implique des mesures spectroscopiques des gradients de pression du carbone et de la vitesse toroïdale, et un calcul de sa vitesse poloïdale à travers la théorie néoclassique, c'est à dire à travers une expression algébrique combinant les gradients de densité et de température du carbone. Le taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ implique alors la *dérivée radiale première* de tous ces termes [Bur97] - incluant la *dérivée seconde* de la pression - et est par conséquent déterminée avec une grande incertitude. Il en est de même pour le cisaillement magnétique, qui est un ingrédient important dans le calcul des taux de croissance des modes instables, mais implique la *dérivée radiale* de $q(r)$ selon (1.8). En outre, le diagnostic de la MSE n'était pas encore opérationnel pour les décharges en considération ici et les profils de q étaient par conséquent assez mal reconstruits. Il en résulte qu'une comparaison directe de γ_{lin}^{max} avec $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ ne permettait pas de tirer de conclusion significative sur la corrélation entre la présence d'une barrière et la vérification du critère $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \approx \gamma_{lin}^{max}$ pour l'ensemble des décharges que nous avons retenues.

Une tentative d'interprétation de nos résultats peut toutefois être établie comme suit. En ayant recours à une *analyse dimensionnelle*, c'est à dire en considérant les ordres de grandeurs des différents termes à l'endroit où ils sont maximaux et leurs variations respectives par rapport à ρ_T^* , il est en effet possible, comme démontré ci-dessous, de reformuler le critère de stabilisation $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \geq \gamma_{lin}^{max}$ sous la forme $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$, faisant du paramètre ρ_T^* un indicateur théorique pertinent d'une réduction de la turbulence.

Le champ électrique radial est déduit de l'équation d'équilibre des forces pour une espèce ionique donnée, cf Eq. (2.17) :

$$E_r = \frac{1}{Z_i e n_i} \frac{dp_i}{dr} - v_{\theta i} B_\phi + v_{\phi i} B_\theta$$

On voit alors que le taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ peut être décomposé en une partie *diamagnétique* $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, dia}$, une contribution de la *vitesse poloïdale* $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \theta}$ et une contribution de la *vitesse toroïdale* $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \phi}$. Le lien entre la stabilisation par cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ et un critère de la forme $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$ est mis en évidence en exprimant les *fréquences* en unités de c_s/L_T , et en développant $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ et γ_{lin}^{max} en puissances de ρ_T^* .

Les taux de croissance des microinstabilités varient génériquement comme c_s/L_T et peuvent être écrits comme

$$\gamma_{lin}^{max} = \frac{c_s}{L_T} G_1(R/L_T, s, q, \beta, \nu^*, \dots)$$

où la fonction G_1 décrit la stabilité du mode potentiellement le plus instable. Pour une classe de profils à β et ν^* donnés, cette fonction devrait dépendre principalement de la longueur des gradients normalisée à la courbure du plasma R/L_T (indépendante de ρ_T^* puisqu'elle ne contient pas le champ magnétique), et des détails du profil de facteur de sécurité $q(r)$ et du cisaillement magnétique $s(r)$.

Si la vitesse poloïdale $v_{\theta i}$ est supposée donnée par la théorie néoclassique, le terme correspondant dans l'équation du champ électrique varie comme le terme en gradient de pression. Puisque des mesures directes de la vitesse poloïdale sont très difficiles, une expression néoclassique est couramment employée pour évaluer la contribution de la vitesse poloïdale. La formule néoclassique peut se réduire à $v_{\theta i} \approx k_{néo} \nabla T_i / (e Z_i B_T)$, où $k_{néo}$ dépend du régime de collisionnalité¹⁵. Les mesures de densité déduites de la diffusion Thomson ne permettent pas une estimation fiable de l'*inverse de la longueur des gradients de densité* L_n^{-1} . Par conséquent, dans le cadre de notre analyse dimensionnelle, nous supposons L_n^{-1} négligeable devant L_T^{-1} pour évaluer le terme *diamagnétique*, ou au mieux variant comme L_T^{-1} dans la région de l'ITB, quand l'injection de neutres est importante et la diffusion de particule réduite¹⁶. D'autres dépendances de la forme L_n/L_T seront supposées mineures et nous ne les considérerons pas explicitement. Ainsi, en introduisant une fonction G_2 de l'ordre de l'unité, les contributions de la pression et de la vitesse poloïdale au cisaillement de vitesse varient selon

$$\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, dia} + \gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \theta} = \frac{c_s}{L_T} \rho_T^* G_2(s, q, \beta, \nu^*, \dots)$$

où nous avons utilisé la même longueur L_T pour caractériser dimensionnellement les gradients maximaux à l'intérieur de l'ITB et la dérivée radiale du gradient de pression qui est maximale au «pied» de la barrière ($d^2p/dr^2 \approx p/L_T^2$).

¹⁵En régime *banane* $k_{néo} \simeq -1.17$.

¹⁶Cette hypothèse pourrait être justifiée par le couplage de l'alimentation en particules avec la source de chaleur durant la phase NBI.

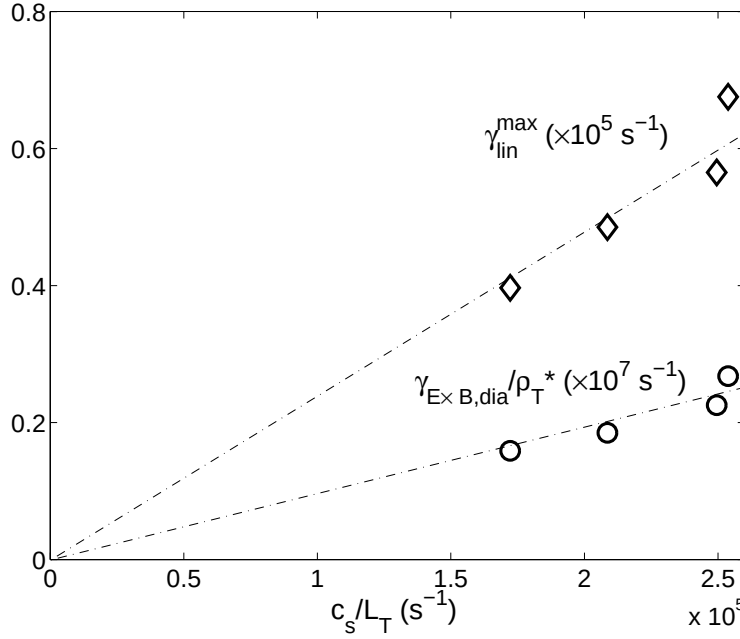


FIG. 3.26 – Taux de croissance linéaire maximal γ_{lin}^{max} fonction de c_s/L_T (diamants) et rapport de la partie diamagnétique du taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ $\gamma_{E \times B, dia}$ avec le gradient de température normalisé ρ_T^* en fonction toujours de c_s/L_T (cercles). Résultats de simulations fluides d'une turbulence ITG 3-D en présence d'une inversion de cisaillement magnétique [Gar01b] avec quatre puissances additionnelles différentes sans injection de moment toroïdal. Ici $T = T_i = T_e$ et $\rho^* = 0.01$. Toutes les données sont prises à leur valeur maximale sur le profil radial.

La figure 3.26 montre des résultats de simulations fluides d'une turbulence ITG 3-D en présence d'une inversion du cisaillement magnétique [Gar01b]. Le profil de q était inversé avec q_{min} à une valeur rationnelle ($4/3$), la puissance additionnelle variant en P_0 , $2P_0$, $4P_0$ et $8P_0$ sans injection de moment toroïdal, avec $T = T_i = T_e$ et $\rho^* = \rho_s/a = 0.01$. Le taux de croissance linéaire maximal γ_{lin}^{max} est d'abord tracé en fonction de c_s/L_T . Le rapport de la partie diamagnétique du taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ($\gamma_{E \times B, dia}$) avec le gradient de température normalisé ρ_T^* est aussi tracé en fonction de c_s/L_T . Tous les paramètres sont pris à leur valeur maximale sur le profil radial. Les deux courbes illustrent les dépendances linéaires et justifient ainsi les principales approximations de notre analyse dimensionnelle.

Considérons désormais la contribution de la vitesse toroïdale. Des observations expérimentales avec forte injection de neutres - typiquement le cas sur JET - montrent une similarité entre les profils de température ionique

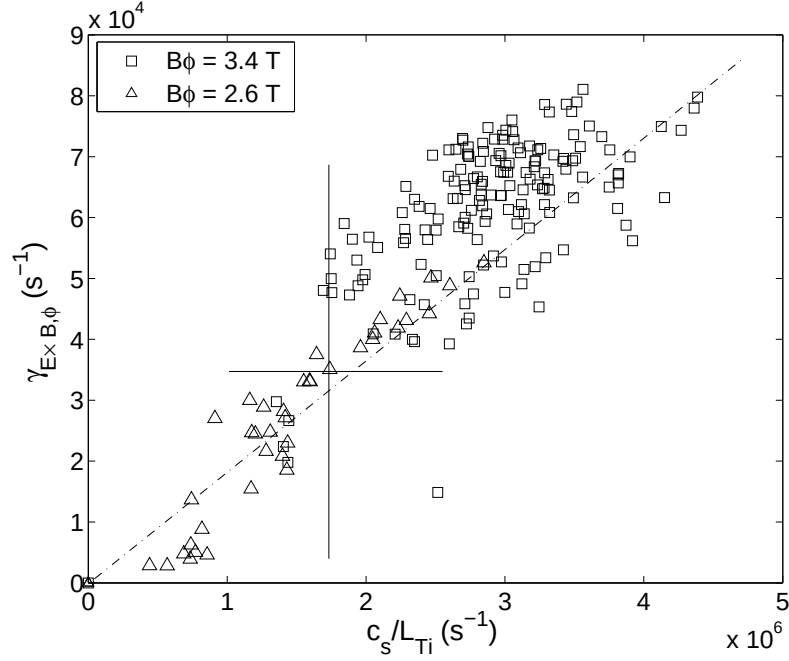


FIG. 3.27 – Terme de vitesse toroïdale dans le taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \phi}$ en fonction de c_s/L_{Ti} pour deux décharges JET à $B_\phi = 3.4$ T (carrés, décharge 53521) et $B_\phi = 2.6$ T (triangles, décharges 49645). Les données sont moyennées sur le profil radial et tracées à différents temps.

et de la vitesse toroïdale, due aux diffusivités de chaleur et de moment angulaire comparables [Esc90] et au couplage entre le chauffage par faisceaux et le moment associé. Nous supposons, par mesure de simplicité, que l'inverse de la longueur caractéristique sur laquelle la vitesse toroïdale varie est localement comparable avec L_T^{-1} , l'inverse de la longueur des gradients de température¹⁷. Dans $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$, le terme de cisaillement de vitesse toroïdale varie alors comme $M_\phi c_s/L_T - M_\phi$ le *nombre de Mach toroïdal* - ainsi que l'illustre la figure 3.27 par une claire dépendance linéaire de $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \phi}$ en c_s/L_{Ti} , pour des exemples expérimentaux typiques, lorsque le nombre de Mach ne varie pas trop.

Pour résumer, par ces approximations, à la fois les termes de vitesse diamagnétique et poloïdale varient comme $(c_s/L_T)\rho_T^*$, tandis que γ_{lin}^{max} et $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \phi}$ varient à peu près en c_s/L_T . Alors, en admettant simplement que la stabilisation $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ se produit lorsque les termes d'ordre $(c_s/L_T)\rho_T^*$ sont suffisamment grands pour surpasser la combinaison des autres termes, on

¹⁷Un paramètre supplémentaire L_ϕ/L_{Ti} pourrait sinon être introduit dans l'analyse.

obtient le critère proposé,

$$\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*(R/L_T, M_\phi, s, q, \beta, \nu^*, \dots) \quad (3.10)$$

où ρ_{ITB}^* ne devrait dépendre en principe que de paramètres sans dimension indépendants de ρ_T^* tels que le profil de q , le nombre de Mach toroïdal, β et la collisionnalité.

La stabilisation α (cf §2.3.2) peut également jouer un rôle important dans la réduction de γ_{lin}^{max} pour les décharges à faible cisaillement [Bee97][Kin02]. Comme ρ_T^* , le paramètre α augmente linéairement avec $L_p^{-1} \approx L_T^{-1}$, mais sa valeur locale ne semble pas être constante au moment de la formation d'une ITB, et notre analyse de la base de données n'a pas fait ressortir une simple et claire corrélation entre α et l'émergence des ITBs.

Bien que la présente interprétation soit quelque peu heuristique, il est tout de même remarquable que pour les décharges sélectionnées, une valeur constante de ρ_{ITB}^* permette de détecter la présence de barrière avec une telle efficacité en dépit de la variété des scénarios et des champs magnétiques. De fortes dépendances de ρ_{ITB}^* par rapport aux paramètres sans dimension mentionnés dans l'équation (3.10) ne se sont pas révélées essentielles, mais il est possible que ces paramètres n'aient pas varié suffisamment dans cette base de données particulière. Le manque de dépendance en M_ϕ impliquerait que les cisaillements de rotation diamagnétique et poloïdale sont les principales contributions stabilisantes pour le déclenchement des ITBs. C'est probablement le cas durant les phases avec LHCD seul. Cependant, dans les phases NBI, $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \phi}$ semble souvent être le terme le plus important dans $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ si $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \theta}$ est évalué à partir de la théorie néoclassique ; cette hypothèse n'est d'ailleurs pas pleinement satisfaisante à cause de l'existence possible d'*écoulements zonaux* poloïdaux. L'interprétation proposée devrait stimuler davantage d'investigations dans lesquelles les dépendances anticipées de ρ_{ITB}^* pourraient être étudiées d'une manière plus systématique ; mais le fait qu'on puisse prendre ρ_{ITB}^* constant pour ce large jeu de données constitue le résultat majeur de la présente analyse.

3.4.4 Un critère sans frontières

En dehors du cadre de cette thèse, le critère ρ_T^* connaît un franc succès auprès de la communauté des expérimentateurs qui s'intéressent aux barrières internes de transport, à JET bien sûr, mais aussi sur d'autres machines, ce qui confère au critère un caractère plus universel.

De par sa simplicité d'expression, le critère est bien adapté à l'analyse des bases de données. Esposito et al [Esp01] par exemple l'ont utilisé pour caractériser les propriétés des ITBs sur une quarantaine de décharges JET. Le critère a également conquis le domaine du temps réel : la *position* et l'*amplitude* des barrières sont désormais disponibles en temps réel à JET [Riv02] ; cela apporte un gain de temps précieux aux physiciens qui ont

besoin d'ajuster au mieux les scénarios lors d'une session expérimentale. Le critère en temps réel ouvre également la voie du *contrôle actif* des scénarios avancés (cf chapitre 5).

Pour ce qui est des autres machines, un bon accord est trouvé sur JT-60U entre les prédictions du critère et une transition vers un état de confinement amélioré. La figure 3.28 montre que l'émergence d'une barrière ionique concorde avec le passage du ρ_{Ti}^* au-delà d'une valeur seuil, 1.6×10^{-2} , proche de celle trouvée dans JET ; cette constatation n'est qu'à moitié surprenante puisque les deux machines sont assez similaires.

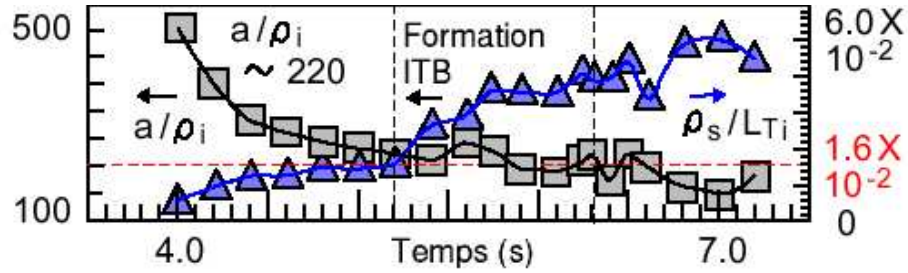


FIG. 3.28 – Évolution temporelle des valeurs maximales sur les profils de ρ_{Ti}^* et de a/ρ_i pour une décharge JT-60U avec ITB. (JT-60U 40231, d'après [Fuk02])

Peeters et al [Pee02] éprouvent notre critère sur des décharges ASDEX avec ou sans ITB, et une barrière de bord. On constate sur la figure 3.30 que le critère est capable de différencier les plasmas avec et sans ITB, pour la valeur critique $\rho_{ITB}^* = 1.4 \times 10^{-2}$, et que la zone où débute la barrière selon le critère coïncide avec une chute de la diffusivité ionique (Fig. 3.29).

Enfin, plus surprenants sont les résultats obtenus avec la machine italienne FTU qui est de petite taille ($R_0 = 0.93$ m, $a = 0.31$ m) et, surtout, qui opère à un champ magnétique de 5.3 T soit nettement plus que dans les cas usuels à JET ($\simeq 2.6$ -3.4 T). Le critère s'est révélé efficace pour la caractérisation des barrières électroniques d'un certain nombre de décharges FTU, en chauffage LH et FCE [Bar02]. Sur la figure 3.31, on peut s'assurer que la frontière extérieure de l'ITB donnée par le critère $\rho_T^* \geq 1.4 \times 10^{-2}$, est grossièrement alignée avec la chute des diffusivités électroniques.

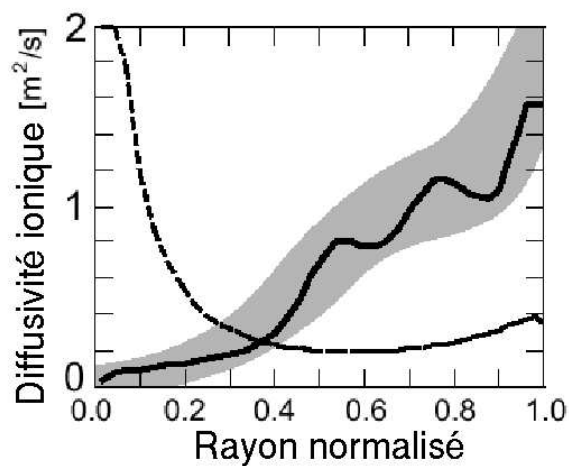


FIG. 3.29 – Diffusivité ionique expérimentale d'un choc ASDEX avec ITB (trait plein), la zone grisée symbolisant le domaine d'incertitude. Diffusivité ionique néoclassique (trait pointillé). (ASDEX 11197, d'après [Pee02])

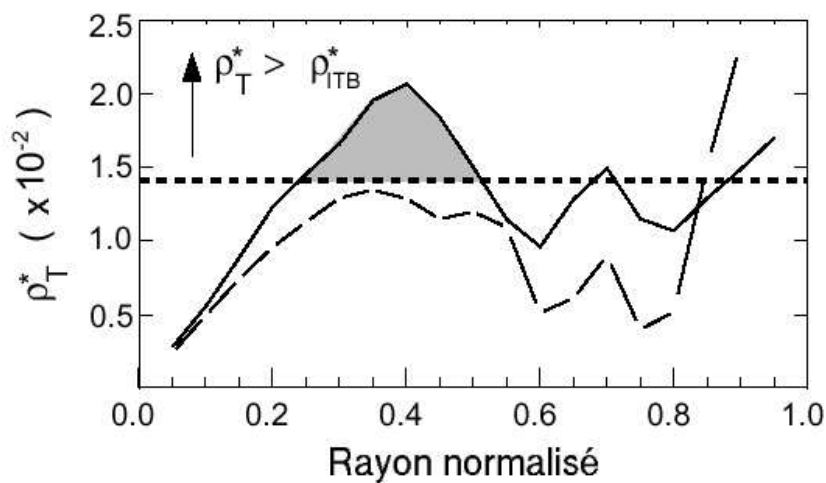


FIG. 3.30 – Profils du rayon de Larmor normalisé ρ_{Ti}^* pour des décharges avec ITB (trait plein, ASDEX 11197) et sans ITB (trait pointillé, ASDEX 11127). (d'après [Pee02])

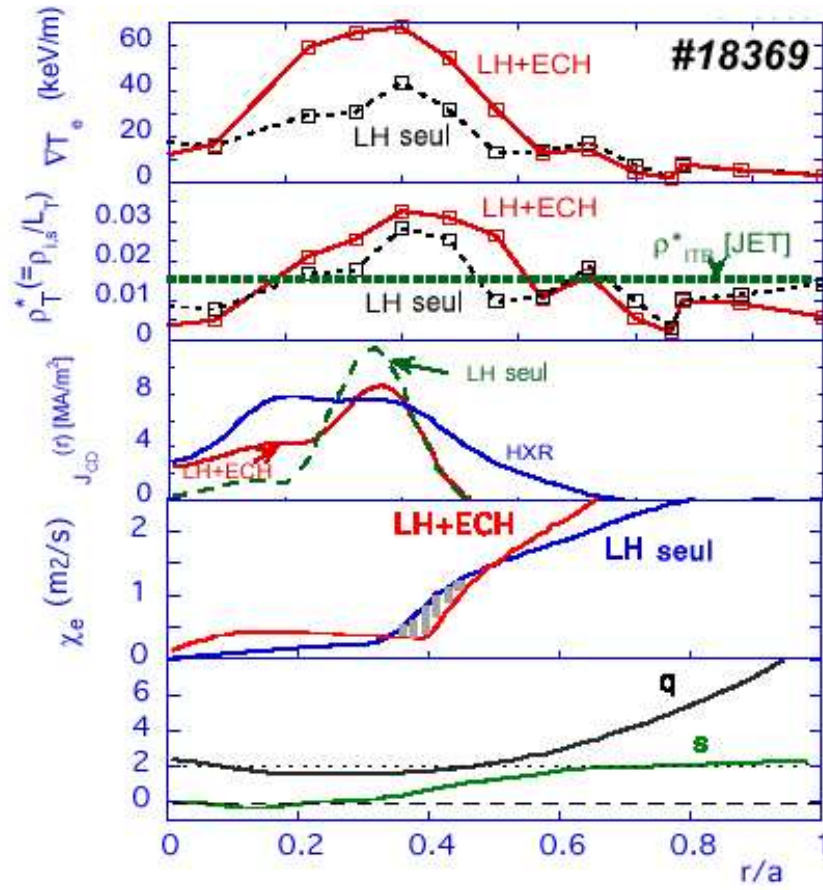


FIG. 3.31 – Profils d'un plasma FTU présentant une ITB électronique. (FTU 18369, d'après [Esp02])

3.5 Rôle du profil de q et du moment angulaire injecté dans la physique des barrières de transport

Les études expérimentales et théoriques laissent entendre que de nombreux paramètres peuvent influencer la formation des ITBs dans les tokamaks incluant le profil de courant, le chauffage et l'alimentation en particules, et le moment injecté. Des expériences ont été récemment réalisées sur JET faisant varier la forme du profil de q et l'orchestration des puissances auxiliaires afin d'investiguer plus avant le rôle de ces différents paramètres sur la génération des ITBs [Cha02].

L'analyse qui va suivre complète l'étude de la partie §3.3, à travers une série de décharges véritablement dédiées et parfaitement documentées, et en utilisant le nouvel outil d'analyse des barrières qu'est le critère ρ_T^* (§3.4). Nous nous proposons tout d'abord de présenter les conditions expérimentales dans lesquelles ces décharges ont été obtenues, puis d'essayer de quantifier, à l'aide du critère ρ_T^* , l'influence des puissances de chauffage sur le déclenchement et le développement des barrières de transport. Nous verrons ensuite, grâce à une variation systématique du profil de q au moment de l'application de la pleine puissance, comment les valeurs de q rationnelles associées avec un cisaillement faible favorisent l'apparition des ITBs.

3.5.1 Scénario expérimental

Le profil de q obtenu dans la phase de montée du courant d'une décharge JET est très sensible au chauffage du plasma, à la vitesse de montée et aux sources de courant non-inductives appliquées. Dans le cas où seul un chauffage ohmique est utilisé avec une vitesse de montée du courant modérée ($\simeq 0.4 \text{ MA.s}^{-1}$), le profil de q reste typiquement monotone. Il a été observé que l'application de puissance LHCD dans la phase de montée du courant est suffisamment efficace pour produire une région de cisaillement magnétique négatif au cœur du plasma et des valeurs de q centrales élevées. Le système LHCD de JET génère des ondes à une fréquence de 3.7 GHz avec des *guides d'onde* phasés pour exciter un *spectre de puissance* maximal à un *indice de réfraction* de 1.8 parallèlement au champ magnétique, et pour générer un courant dans la même direction que le courant plasma. Le courant non-inductif résultant est typiquement piqué hors de l'*axe magnétique* durant la phase de montée de courant, mais demeure à l'intérieur d'une région centrale du plasma ($r/a < 0.5$). Ceci contribue à la création d'une zone centrale de cisaillement magnétique négatif, renforcée par la formation d'une barrière électronique, qui, en présence d'un fort chauffage électronique à faible densité, augmente la température électronique centrale de façon à ralentir fortement la pénétration du courant vers le cœur.

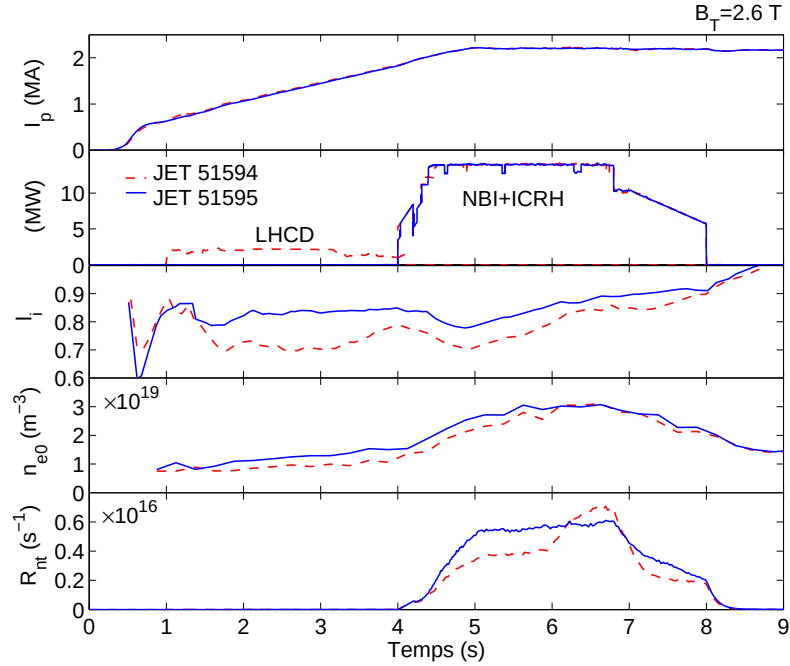


FIG. 3.32 – Scénarios expérimentaux de deux décharges JET avec ITB : courant plasma, puissances de chauffage additionnel, inductance interne, densité centrale donnée par le LIDAR et taux de neutrons. 2 MW de puissance LHCD sont couplés ou non au plasma pour produire des profils de q soit creux, soit monotones. Les intensités des puissances NBI et ICRH ainsi que les fractions de puissance entre injecteurs de neutres «tangentiels» et «normaux» ont été variées d'une façon systématique pour étudier leur influence sur les ITBs.

La figure 3.32 montre l'évolution temporelle de deux décharges similaires, à cela près que 2 MW de LHCD ont été appliqués sur l'une d'elle en début de choc, tandis que l'autre réalise sa montée de courant de façon purement inductive. Les deux plasmas sont alors chauffés par NBI et ICRH et exhibent une barrière interne de transport visible à la fois sur la température électronique et sur la température ionique. L'évolution différentes des taux de neutrons indique que ces ITBs ne sont pas formées au même instant (cf §3.5.3), et ne produisent pas le même degré d'amélioration du confinement du cœur. La puissance LHCD est arrêtée au début de l'application de la pleine puissance afin que la densité, le chauffage, le moment injecté et le courant non-inductif généré soient identiques au même instant dans les deux cas. Les paramètres du chauffage principal ont été alors variés à travers une série de décharges pour étudier les conditions de formation des ITBs.

Les profils de q ont été déterminés en utilisant le code de reconstruction

d'équilibre EFIT contraint avec dans un cas les données MSE et dans l'autre les mesures d'angles Faraday de la polarimétrie (cf §3.2.4). La résolution radiale de la MSE est bien meilleure mais les mesures sont fortement perturbées dans la phase de pleine puissance avec l'usage de plusieurs faisceaux d'injection de neutres. C'est pourquoi, deux temps de mesure MSE seulement ont été réalisées, en début puis en fin de la phase de pleine puissance avec juste suffisamment de neutres injectés pour fournir un bon signal. Pour les autres temps, la reconstruction par la polarimétrie s'avère suffisante pourvu qu'elle soit en bon accord avec les deux profils de la MSE. La figure 3.33 illustre l'effet du préformage LHCD sur les profils de q reconstruits à l'aide de la MSE, au tout début de la pleine puissance. On voit que les plasmas avec préchauffage ohmique sont caractérisés par un profil de q monotone tandis que ceux avec préformage LHCD présentent une région de cisaillement magnétique négatif.

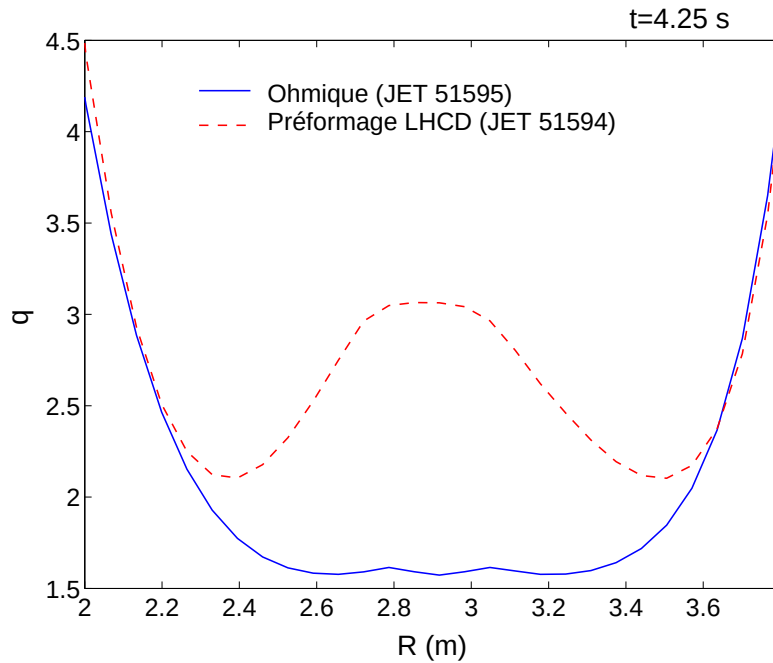


FIG. 3.33 – Comparaison des profils de q avec et sans préformage LHCD pour les décharges de la figure 3.32. Les profils ont été obtenus à l'aide de la MSE. Les incertitudes sont estimées à $\pm 15\%$.

La théorie indique que les barrières de transport devraient être affectées par le profil de q mais aussi par le cisaillement de rotation du plasma. La rotation qui touche indifféremment toutes les espèces du plasma est la vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, dont les principales composantes résultent de la pression ionique (termes diamagnétiques) et de la rotation toroïdale induite en général

par une forte injection de particules. On est donc en droit de penser que la variation du moment toroïdal injecté, des puissances de chauffage et de l'alimentation en particules est capable de produire un effet significatif sur la formation des ITBs. Outre un système de chauffage ICRH permettant de coupler jusqu'à 7-10 MW de puissance dans les régimes ELMy H-mode, le tokamak JET dispose de seize faisceaux de neutres distincts : huit sont configurés avec un *rayon de tangence* de 1.31 m (faisceaux «normaux»); et huit sont orientés avec un rayon de tangence de 1.85 m (faisceaux «tangents»). Ces seize faisceaux sont de plus regroupés en deux injecteurs installés toroïdalement dans deux *octants* de la machine (octant 4 et octant 8), avec des énergies d'injection de 80 keV et de 140 keV respectivement. Il faut admettre que la différence d'orientation des faisceaux est très faible et n'autorise pas des effets spectaculaires sur les barrières. Des machines telles que TFTR et JT-60U, dotées d'un système NBI plus élaboré, ont pu observer une amélioration conséquente de la qualité des barrières en maximisant le cisaillement de rotation du plasma par l'injection simultanée de faisceaux de neutres dans des directions opposées [Syn98][Sak01].

Ainsi, dans ces expériences, nous avons été en mesure de faire varier le profil de q d'une forme monotone à une forme creuse par application de LHCD, et de contrôler la rotation du plasma à travers l'injection de neutres à dominante «tangentielle» et à dominante «normale» ou encore à travers un chauffage principalement par ICRH donc a priori sans injection de moment angulaire.

3.5.2 Ingrédients pour la formation des ITBs

La figure 3.34 montre la valeur pic de ρ_T^* , appliquée au profil de température électronique dans la région de la barrière extérieure¹⁸, en fonction de la puissance totale couplée. Les ITBs deviennent évidentes lorsque le niveau de puissance excède 9 MW, selon la forme du profil de q et de la répartition des chauffages. Les plasmas avec un préformage LHCD tendent à produire une barrière électronique plus «forte», c'est à dire avec une plus grande valeur de $\rho_{T_e}^*$, que dans les cas de préchauffage purement ohmique [Tre01]. Cette observation peut être attribuée à la réduction du cisaillement magnétique sur la surface $q = 2$, qui est théoriquement favorable à une réduction de la turbulence (cf §2.3.2), bien qu'il est intéressant de noter que l'on observe également des ITBs sur les profils de température électronique dans les zones à «fort» cisaillement magnétique positif ou négatif. Les points repérés par (a), (b), (c) et (d) sont des décharges effectuées à puissances de chauffage NBI et ICRH identiques, mais des puissances LHCD différentes dans la phase de préformage valant respectivement 0 MW, 0.6 MW, 1.3 MW et 1.9 MW. On s'attend ainsi à obtenir plusieurs variétés de forme du profil de q allant

¹⁸Dans les cas de double barrière.

du strictement monotone au très inversé, ce qui d'ailleurs est confirmé par les reconstructions MSE [Cha02]. Cet ensemble de points montre nettement la génération de gradients de température électronique plus «raides» dans les cas avec un préformage LHCD que dans ceux avec un préchauffage ohmique pur. Cela suggère que la formation de barrières qui sont à la fois larges et fortes est favorisée par la présence d'un profil de q avec un minimum hors de l'axe, alors que la valeur centrale de q ne semble pas jouer de rôle.

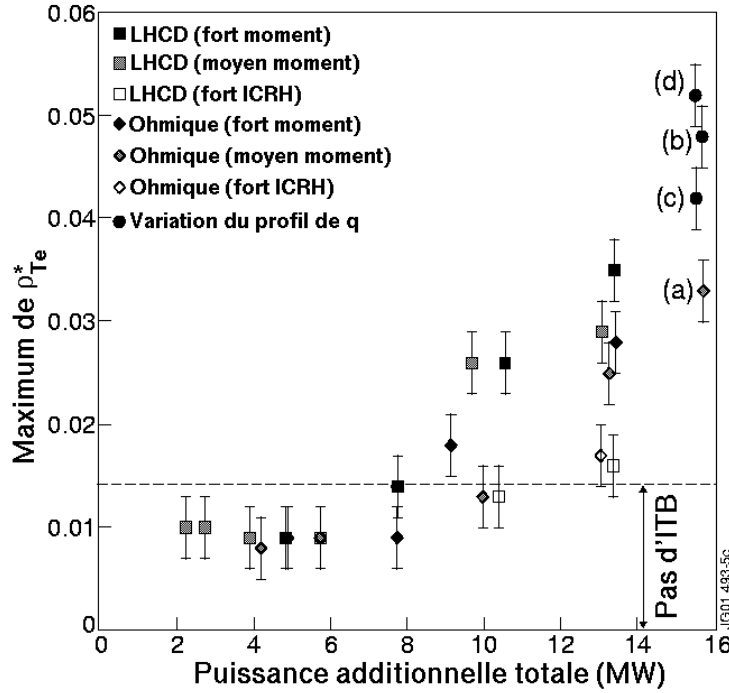


FIG. 3.34 – Valeur maximale de ρ_{Te}^* en fonction de la puissance totale couplée pour différents profils de q et scénarios de chauffage à $B_T = 2.6$ T. L'analyse est restreinte aux barrières extérieures.

La figure 3.34 montre aussi que les plasmas chauffés en majorité avec NBI génèrent des ITBs beaucoup plus efficacement que les plasmas avec une dominante d'ICRH. Les moins bonnes performances, en terme de gradient de température électronique, obtenues avec une fraction d'ICRH croissante pour un niveau de puissance donné, ne peuvent pas être expliquées sans ambiguïté du fait de la variation simultanée de plusieurs paramètres. La puissance ICRH chauffe principalement les électrons à travers une «queue» d'ions suprathermiques qui se ralentit d'abord sur les particules de plus faible masse. Ce mécanisme est en tous points similaire à celui des particules α qui seront produites dans un futur réacteur à fusion et qui chaufferont surtout les électrons sans apporter de particules ni de moment de rotation au plasma. La

théorie indique que la stabilité de la turbulence est en partie dépendante du rapport T_i/T_e et que les modes déstabilisés diffèrent selon qu'il est plus petit ou plus grand que 1. Cet effet peut expliquer les différences d'accessibilité des ITBs quand on compare des expériences avec NBI et ICRH. Cependant, nous avons vu au §2.3.1 que le *piquage de la densité*, induit éventuellement par l'injection de particules en régime NBI, a un effet stabilisateur sur les modes ITG et ETG. D'autre part, le *cisaillement* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ est affecté par NBI puisque la rotation toroïdale du plasma augmente en conséquence, et introduit donc un nouveau facteur de stabilisation très efficace. La comparaison de décharges avec le même rapport des puissances NBI et ICRH, mais dont le moment de rotation varie à travers la géométrie du système d'injection, ne permet pas de tirer de conclusion, peut-être à cause de la trop faible variation de moment angulaire qui est produite par le système NBI de JET. En tous les cas, la mauvaise efficacité des décharges à ICRH dominant pour la formation des barrières, soulève des interrogations sur l'extrapolation des scénarios avancés à un futur réacteur chauffé par les particules α , et nécessite de plus amples investigations.

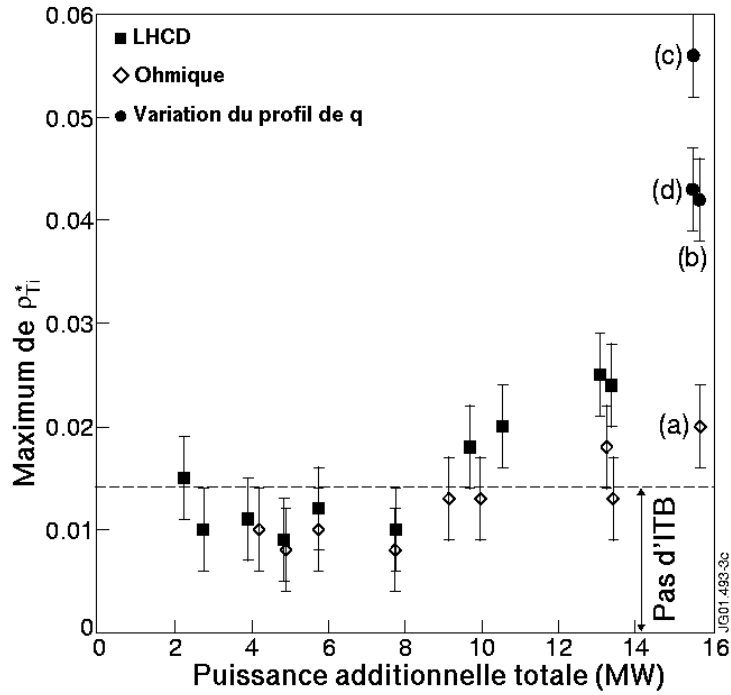


FIG. 3.35 – Valeur maximale de ρ_{Ti}^* en fonction de la puissance totale couplée pour différents profils de q et scénarios de chauffage à $B_T = 2.6$ T. L'analyse est restreinte aux barrières extérieures.

La figure 3.35 montre la valeur pic de ρ_T^* évaluée pour la température io-

nique dans la même région du plasma que précédemment. Les chocs avec une forte fraction d'ICRH ont été exclus de cette figure car la réduction du rapport de chauffage sur les ions et sur les électrons rend les conclusions trop difficiles à tirer [Cha02]. Il faut rappeler également que le diagnostic d'échange de charges informe sur la température ionique avec une résolution spatiale de seulement 10 cm, ce qui rend parfois hasardeuses les études menées sur les ITBs ioniques, en particulier lorsque la longueur des gradients de température descend en-dessous de la résolution des données. Les résultats pour les cas avec préchauffage ohmique sont en accord avec les précédentes études qui ont mis en évidence une *puissance seuil* de déclenchement des ITBs ioniques suivant une loi du type $P_{seuil} \approx 5B_T$ avec P_{seuil} en MW et B_ϕ en T [Gor99] ; la figure donne ici une puissance de 13 MW. On observe de plus «fortes» barrières à nouveau dans les cas à cisaillement magnétique négatif, en particulier pour les points avec d'importantes puissances de chauffage. Ces résultats supportent l'idée que la présence d'une inversion du profil de q ou plus exactement d'une valeur minimale en-dehors de l'axe est l'ingrédient fondamental pour l'optimisation des «larges» ITBs.

3.5.3 Déclenchement des ITBs par le profil de q

Les présentes décharges exhibent deux types de barrières qui semblent en corrélation avec deux régions distinctes du plasma :

1. *Zone à cisaillement magnétique fortement négatif.* Ces barrières peuvent se déclencher très tôt dans la décharge, bien avant l'application de la pleine puissance. En fait, elles apparaissent dès que le profil de q est suffisamment inversé et se situent au voisinage du minimum du cisaillement magnétique [Lot01] ; elles sont donc généralement situées près du centre. La théorie prévoit effectivement une réduction du niveau de la turbulence à cisaillement magnétique négatif (cf §2.3.2).
2. *Zone à faible densité de surfaces résonnantes.* Selon la théorie développée au §2.3.2, le transport peut être considérablement diminué au voisinage d'une surface rationnelle présentant un cisaillement magnétique faible. Une barrière se forme, puis se développe sous l'effet d'une réaction positive due au cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ qu'elle engendre. La position de l'ITB coïncide avec une valeur de q rationnelle à sa formation, mais va par la suite se déplacer vers le bord si la puissance injectée le permet.

La figure 3.36 illustre ces propos et montre des contours du *facteur de confiance* $\wp_{ITB}$. On distingue clairement la formation d'une première ITB intérieure ($R \simeq 3.3$ m) correspondant à la région de cisaillement magnétique négatif, puis vient une seconde barrière, extérieure ($R \simeq 3.5$ m) qui concorde avec l'apparition d'une surface $q = 2$ dans le plasma et qui semble ensuite se scinder en deux parties symétriques.

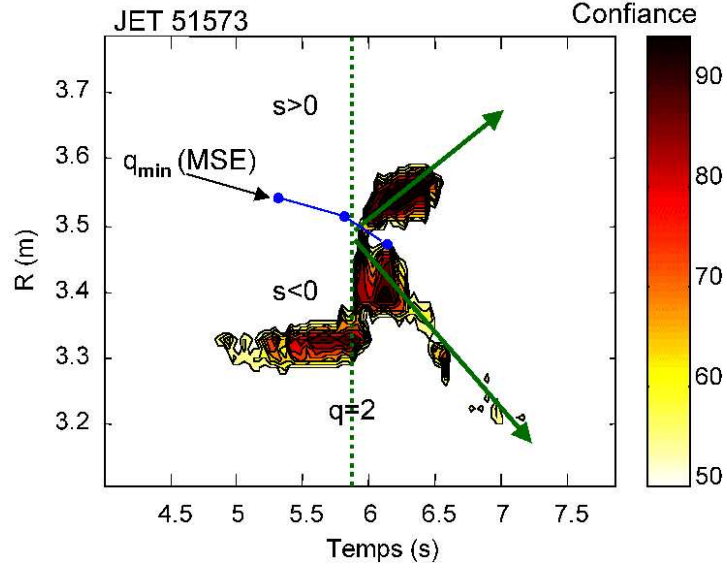


FIG. 3.36 – Contours de ϕ_{ITB} pour la température électronique avec la trace de q_{min} déterminée par le diagnostic MSE. Le profil de courant est inversé. (JET 51573, d'après [Jof02b])

Le rôle de la surface rationnelle $q = 2$ est apparu crucial dans cet ensemble de décharges pour le déclenchement des ITBs extérieures. Le profil de q a été reconstruit pour chaque choc, dans la phase de la pleine puissance, avec le code EFIT contraint par les mesures de la polarimétrie. Sur les 11 chocs présentant clairement une ITB, la valeur du facteur de sécurité au temps et au rayon d'émergence de la barrière est de 2 ± 0.08 , ce qui est largement compris dans les barres d'erreurs estimées à $\pm 10\%$. Ce phénomène est illustré sur les figures 3.37 et 3.38 qui confrontent deux décharges avec le même moment angulaire injecté mais une forme du profil de q différente. La figure 3.37 montre qu'une ITB est formée seulement lorsqu'une surface $q = 2$ entre dans le plasma, bien que la pleine puissance de chauffage ait débuté depuis plusieurs temps de confinement de l'énergie et de ralentissement des ions rapides. À l'inverse, une barrière est formée beaucoup plus tôt sur la figure 3.38 car la surface $q = 2$ est déjà présente dans le plasma au moment de l'application des chauffages.

Pour les cas avec profils de q monotones, le rôle des surfaces rationnelles est abondamment discuté dans [Jof02a]. Notre analyse confirme que certaines barrières émergent au voisinage d'une surface de q rationnel et préférentiellement dans les régions de cisaillement magnétique faible. Ceci est en accord avec la diminution de la turbulence observée numériquement quand la densité des surfaces résonnantes décroît [Gar01b]. Ce mécanisme se

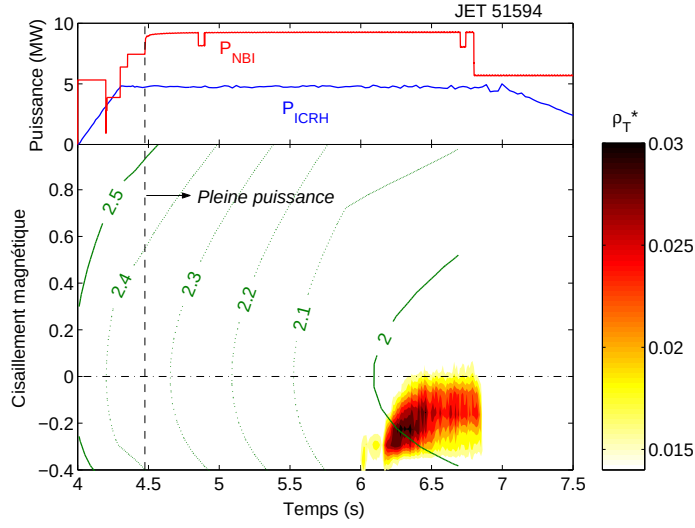


FIG. 3.37 – Contours en $\rho_{T_e}^*$ ($\rho_{T_e}^* \geq \rho_{ITB}^*$) dans le plan (s, t) , s cisaillement magnétique, superposés avec des contours de q . $B_T = 2.6$ T, $I_p = 2.2$ MA, $P_{add} = 14$ MW (faisceaux «tangentiels») et 2.3 MW de préformage LHCD (JET 51594).

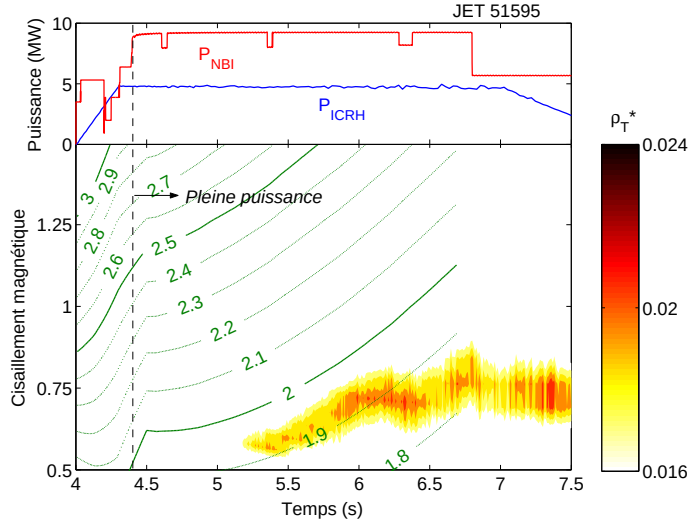


FIG. 3.38 – Contours en $\rho_{T_e}^*$ ($\rho_{T_e}^* \geq \rho_{ITB}^*$) dans le plan (s, t) , s cisaillement magnétique, superposés avec des contours de q . $B_T = 2.6$ T, $I_p = 2.2$ MA, $P_{add} = 14$ MW (faisceaux «tangentiels») et sans préformage LHCD (JET 51595).

révèle d'autant plus efficace que le cisaillement est faible, d'où l'amélioration des performances lorsque l'ITB est déclenchée sur le minimum de q en profil de courant inversé (Fig. 3.39).

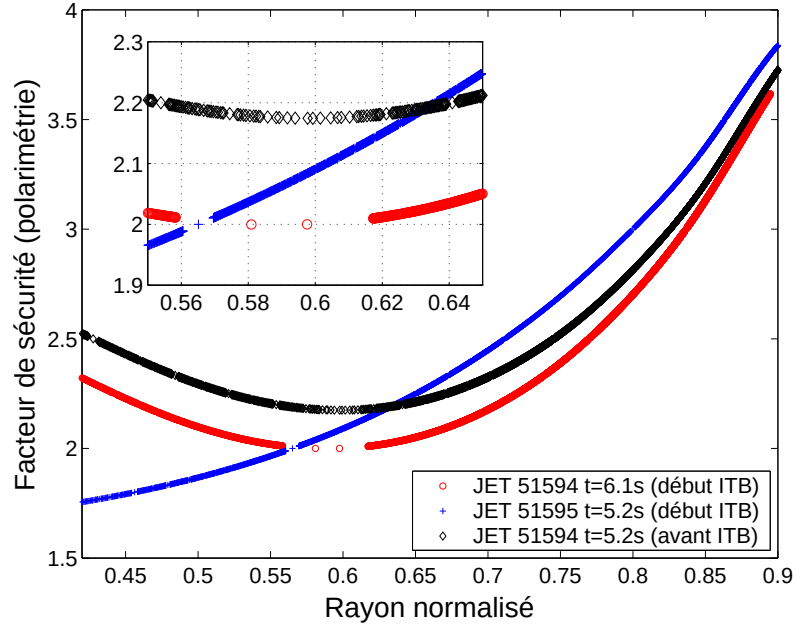


FIG. 3.39 – Positionnement des surfaces résonnantes d'une turbulence ITG, c'est à dire avec la condition $(m/r)\rho_i < 1$, pour : un profil de q inversé avant le déclenchement d'une ITB, un profil de q inversé au moment de la formation d'une ITB et un profil de q monotone également au moment de la formation d'une ITB. Les décharges sont celles des figures 3.37 et 3.38.

3.6 Synthèse sur la formation des ITBs

Au regard des résultats expérimentaux que nous sommes parvenus à dégager, et en les confrontant aux théories explicitées dans le précédent chapitre, nous allons tenter de se représenter les mécanismes qui conduisent à la formation des barrières internes de transport.

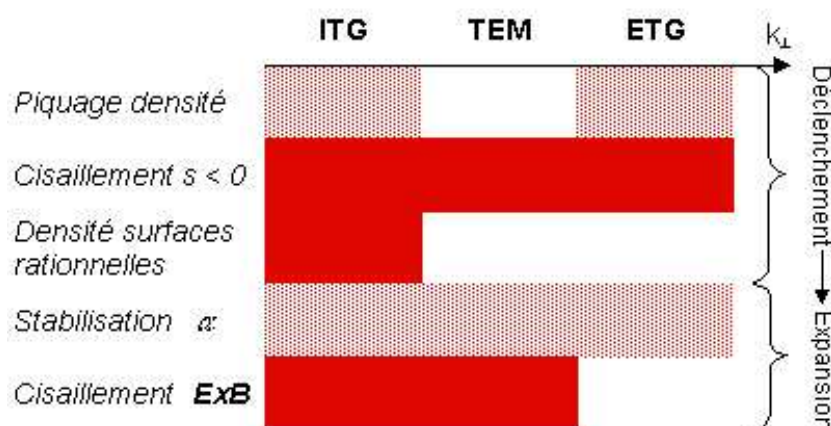


FIG. 3.40 – Mécanismes de stabilisation de la turbulence à l'origine de la formation des ITBs, c'est à dire de leur déclenchement puis de leur expansion. Les cases de couleur uniforme symbolisent les mécanismes de forte efficacité et mis en évidence dans cette thèse ; les cases grisées correspondent à une stabilisation peut-être plus marginale. Celles qui sont vides signifient une absence de quelconque influence.

Dans les analyses qui précèdent, le *déclenchement* des ITBs se fait principalement par le *profil de q* :

- Les *ITBs intérieures* ($r/a \lesssim 0.5$) peuvent être reliées au *cisaillement magnétique négatif* que l'on observe dans les scénarios avec préformage du courant par LHCD (§3.5.3) ; cet effet stabilisant est à regrouper avec la *stabilisation α* , il réduit les taux de croissance des modes locaux et produit un découplage toroïdal des modes résonnants ITG, TEM et ETG (§2.3.2).
- Les *ITBs extérieures* ($r/a \gtrsim 0.5$) apparaissent dans les régions de *faible densité de surfaces résonnantes*, en profil de courant inversé ou monotone (§3.5.3). La *raréfaction des surfaces résonnantes* découple les modes toroïdaux entre eux, et n'est effective que pour les modes de grande longueur d'onde tels que les ITG (§2.3.2). Cette stabilisation est d'autant plus efficace qu'elle se produit à *cisaillement magnétique* proche de *zéro* (§3.5.2).
- Le *piquage de la densité* est théoriquement capable de stabiliser la

turbulence ITG et ETG (§2.3.1). On pourrait lui attribuer la baisse de la puissance de seuil de déclenchement des ITBs dans les scénarios à injection de neutres dominant par rapport à ceux avec ICRH. Les conclusions demeurent toutefois encore incertaines.

Les phénomènes ci-dessus sont à même de maintenir les barrières, mais les expériences montrent des évolutions à travers le plasma qui ne sont pas corrélées avec, par exemple, le profil de q ¹⁹ (Fig. 3.22). D'autres processus entrent donc en jeu dont certainement le *cisaillement* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (§2.3.3). Certains indices le prouvent comme le *moment angulaire injecté*, qui influe sur la rotation du plasma, et qui semble favoriser le développement des barrières (§3.5.2). En outre, les bons résultats obtenus par le *critère* $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$ fondé sur la stabilisation $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, lui confère un caractère générique dans la formation des ITBs. Des considérations dimensionnelles simples montrent cependant qu'elle ne devrait pouvoir agir que sur les grandes et moyennes longueurs d'onde, délaissant par exemple les ETG. La *stabilisation* α serait dans cette optique bien plus universelle, mais elle n'a pas été réellement investiguée au cours de cette thèse.

¹⁹Le temps caractéristique d'évolution de la barrière est beaucoup plus court que le temps résistif.

Chapitre 4

Modélisation et identification du transport

Le chapitre 2 a souligné la complexité inhérente au transport des particules et de l'énergie dans les plasmas de tokamak, a fortiori dans les scénarios avancés où les effets non-linéaires se font le plus sentir. La maîtrise de la fusion passe par la recherche de scénarios expérimentaux performants et stables, qui sont d'autant plus difficiles à appréhender que la physique mise en jeu est compliquée.

C'est dans ce cadre que la *modélisation* peut apporter aux expérimentateurs des éléments précieux quant à l'optimisation des décharges. Dans ce chapitre, nous nous attachons spécifiquement à la modélisation du transport et plus particulièrement à celle qui touche les barrières internes. Dans un premier temps, nous aborderons un modèle de barrière simple et analytiquement manipulable, dit de courbe en «S». Puis, nous présenterons un modèle plus réaliste dérivé de l'approche que nous avons employée pour le critère ITB. Enfin, nous nous intéresserons aux dépendances du transport local, et plus exactement à l'identification de la fonction de diffusivité électronique par une méthode originale mettant en œuvre des *réseaux de neurones*.

4.1 Modèles de courbe en «S»

Le concept de courbe en «S» a déjà été abordé au §2.4.3. Dans les plasmas de fusion, il est né des travaux menés sur le mode H, qui tentaient de fournir une explication théorique au phénomène de transition du régime L vers le régime H, transition s'apparentant à une *bifurcation* d'état du plasma, et doublée d'une *hystérésis* dans les seuils en puissance¹. Nous

¹La puissance seuil requise de transition mode L $\rightarrow$ mode H est plus élevée que la puissance seuil de transition inverse mode H $\rightarrow$ mode L. Autrement dit, une fois la barrière de bord formée, elle se maintiendra encore même si la puissance descend en-dessous de son seuil de déclenchement.

allons donc étudier les propriétés que confère un tel modèle à une barrière de transport.

4.1.1 Résolution 1D à partir d'un modèle simplifié

Position du problème

Considérons un plasma unidimensionnel occupant le demi-espace $x \geq 0$, et intéressons-nous à l'évolution d'une quantité $y(x, t)$ qui peut désigner la densité, la température ou même la vitesse toroïdale. Cette quantité, initialement nulle, évolue dans le temps et dans l'espace sous l'impulsion d'un flux Γ , imposé constant en $x = 0$ et valant Γ_0 . L'équation de transport que vérifie y s'écrit simplement :

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} = 0 \quad (4.1)$$

en l'absence de sources. De plus, une condition de bord doit être spécifiée ; nous choisissons ici $y(a, t) = 0$. La réponse du plasma à une sollicitation extérieure est implicitement donnée par la fonction Γ qui s'exprime dans le cas général avec plusieurs paramètres locaux. Selon son expression, ce flux peut donner lieu par exemple à la *propagation d'ondes non-linéaires* [Whi74], ou encore à un phénomène de transport diffusif ; dans ce dernier cas, le flux prend la forme : $\Gamma = -D\partial_x y$, où D est la *diffusivité* du plasma. La valeur de D elle-même varie, et en particulier elle est beaucoup plus faible à l'intérieur d'une barrière qu'à l'extérieur. Un modèle simple consiste alors à considérer une diffusivité D_1 élevée pour les faibles gradients de y , donc à l'extérieur d'une barrière, et une diffusivité D_2 très faible pour des gradients supérieurs à une valeur critique. Un tel modèle est représenté sur la figure 4.1.

Examinons maintenant les propriétés d'une barrière de transport qui découlent de ce modèle simplifié.

Évolution d'un front de propagation

Le modèle de la figure 4.1 présente une zone au sein de laquelle à une valeur de flux donnée correspond plusieurs valeurs de gradient possibles. La physique impose la *continuité* du flux à travers le plasma mais autorise une *discontinuité* des gradients moyennant certaines conditions de raccordement que l'on peut déterminer par la méthode des perturbations singulières (cf §4.1.2) ; c'est précisément ce qui se produit ici à l'interface entre une barrière et une zone de transport élevé, et qui forme un *front* se propageant vers l'extérieur au cours du temps.

Le problème de la dynamique de ce front de propagation a été originellement traité par Stefan [Ste90] pour le cas d'un flux d'énergie diffusant dans un milieu qui subit un changement de phase à une température fixée, et

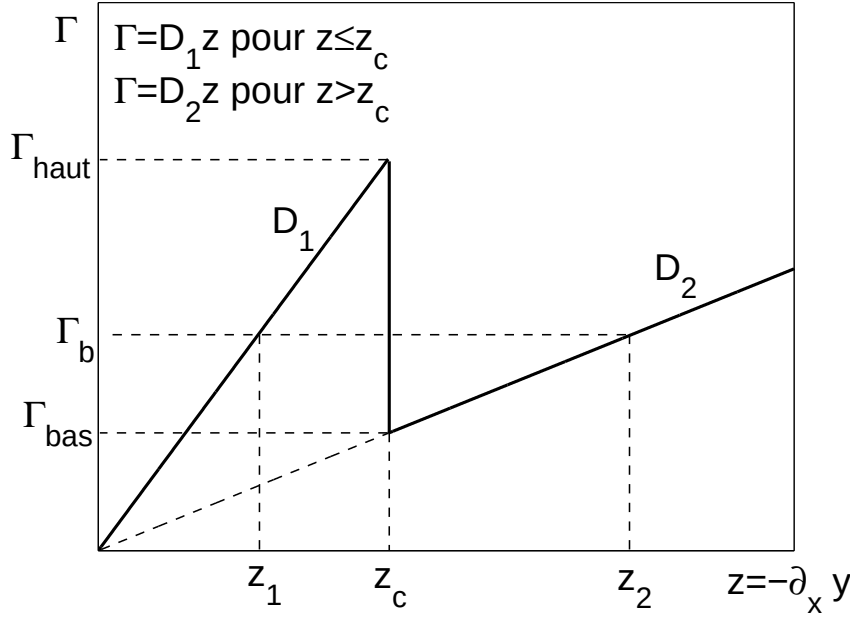


FIG. 4.1 – Modèle simplifié d'une fonction de flux permettant la formation de barrière de transport.

accompagné d'une absorption ou d'une libération de chaleur latente. Sur ce principe, Lebedev et Diamond [Leb97][Dia97] en ont déduit certains résultats concernant la dynamique des ITBs dans les plasmas de tokamak. Nous nous proposons ici de détailler un calcul plus rigoureux que celui développé par Lebedev et Diamond, en ce sens que la forme de la solution analytique $y(x, t)$ sera *exacte*, et que juste une seule approximation aux D_1/D_2 grands sera faite pour résoudre une équation algébrique donnant la dynamique du front de propagation.

Transformation de Boltzmann

Commençons par dériver par rapport à x l'équation (4.1), et faisons apparaître la variable intéressante de notre problème : $z = -\partial_x y$.

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial^2 \Gamma(z)}{\partial x^2} \quad (4.2)$$

La résolution de cette équation aux dérivées partielles porte sur les deux demi-espaces séparés par le front de propagation, avec une condition de flux constant en $x = 0$ et un profil initial nul $z(x, t = 0) = 0$. Dans ce cas, la *transformation de Boltzmann* [Bol94] s'applique et consiste à effectuer un changement de variable $\eta = \frac{1}{2}xt^{-\frac{1}{2}}$. On recherche en fait les solutions

auto-similaires, c'est à dire des fonctions qui vérifient $(\partial_t z)_{\eta=Cte} = 0$. Si on trouve une telle solution $z(\eta)$ qui satisfait les conditions aux limites en $\eta = 0$, $\eta \rightarrow +\infty$, et, comme nous allons le voir, sur l'interface, on peut être certain alors que c'est la solution de par son *unicité*. Les opérateurs de dérivation partielle deviennent dans ce cas

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} &= -\frac{1}{2}\eta t^{-1} \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{1}{2}t^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \eta}\end{aligned}$$

En appliquant ces transformations à (4.2), il vient une nouvelle équation différentielle, mais cette fois avec une seule variable :

$$\frac{d^2 \Gamma(z)}{d\eta^2} = -2\eta \frac{dz}{d\eta} \quad (4.3)$$

Solution générale

Dans le cas présent, la fonction de flux Γ se divise en deux parties linéaires. Chaque partie sera traitée séparément, la solution finale devant satisfaire un certain nombre de conditions de continuité au niveau de l'interface. Ainsi, pour $\Gamma = Dz$, D désignant une diffusivité constante, l'équation (4.3) se ramène à

$$D \frac{d^2 z}{d\eta^2} = -2\eta \frac{dz}{d\eta}$$

Posons $w = d_\eta z$, il vient alors,

$$\frac{dw}{d\eta} = -\frac{2\eta}{D} w$$

Cette équation est triviale, la solution s'écrit

$$w(\eta) = w(0) \exp\left(-\frac{\eta^2}{D}\right)$$

Une seconde intégration fournit la solution générale en z :

$$z(\eta) = \alpha \operatorname{erf}\left(\frac{\eta}{\sqrt{D}}\right) + \beta$$

dans laquelle α et β désignent des constantes d'intégration².

Le plasma est divisé en deux zones, l'une avec une diffusivité réduite D_2 et l'autre avec une diffusivité forte D_1 . De façon évidente, et au regard de la figure 4.1, la zone ② (faible transport) sera située à gauche du front de propagation, du côté des grands flux, tandis que la zone ① (fort transport) s'étendra sur sa droite (cf Fig. 4.2). Cherchons alors les constantes d'intégration à partir des conditions aux limites dans chacune des zones.

²La fonction erf est la *fonction d'erreur* définie par $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$.

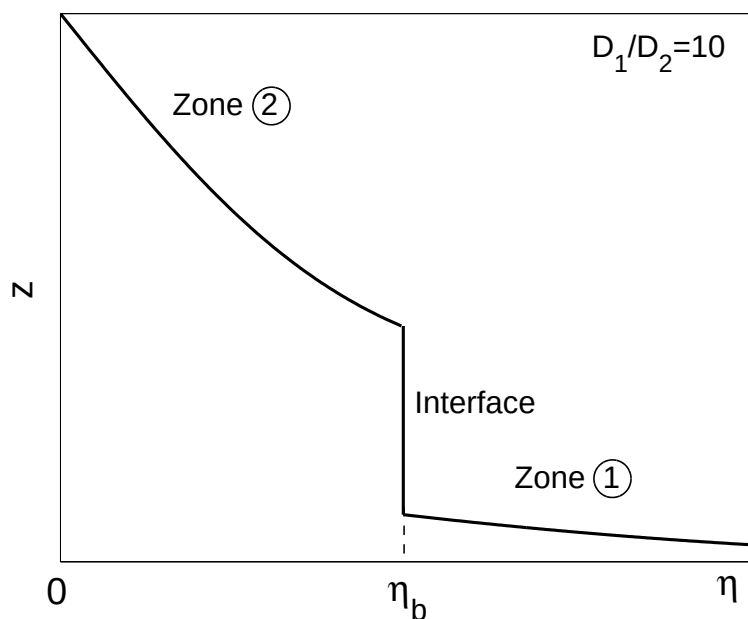


FIG. 4.2 – Représentation d’une solution $z(\eta)$ montrant la discontinuité du gradient au niveau de l’interface qui sépare les deux zones de transport.

Zone ②

Le flux en $x = 0$ ($\eta = 0$) est imposé, et pourvu qu’il soit supérieur au flux de transition haute, c’est à dire $D_1 z_c$ (cf Fig. 4.1), on est forcément dans un régime de diffusivité D_2 . Par conséquent,

$$z_2(0) = \frac{\Gamma_0}{D_2} = \beta_2$$

et ainsi,

$$z_2(\eta) = \alpha_2 \operatorname{erf}\left(\frac{\eta}{\sqrt{D_2}}\right) + \frac{\Gamma_0}{D_2}$$

Zone ①

Initialement, en $t = 0$ ($\eta \rightarrow +\infty$), les gradients sont nuls partout, ce qui impose

$$z_1(+\infty) = 0 = \alpha_1 + \beta_1$$

La fonction de gradient peut ainsi se mettre sous la forme³

$$z_1(\eta) = \beta_1 \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{\sqrt{D_1}}\right)$$

³ $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$.

Continuité du flux à l'interface

La physique impose que le flux soit partout continu et spécialement au niveau de l'interface de séparation des deux zones de transport. On note η_b l'abscisse en coordonnée de Boltzmann de l'interface, et Γ_b le flux correspondant. Il faut donc vérifier $D_1 z_1(\eta_b) = D_2 z_2(\eta_b) = \Gamma_b$. On en tire les deux constantes d'intégration restantes β_1 et α_2 . Au final, les fonctions de gradient s'écrivent :

$$\begin{cases} z_1(\eta \geq \eta_b) &= \frac{\Gamma_b}{D_1} \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{\sqrt{D_1}}\right)}{\operatorname{erfc}\left(\frac{\eta_b}{\sqrt{D_1}}\right)} \\ z_2(\eta \leq \eta_b) &= -\frac{\Gamma_0 - \Gamma_b}{D_2} \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\eta}{\sqrt{D_2}}\right)}{\operatorname{erf}\left(\frac{\eta_b}{\sqrt{D_2}}\right)} + \frac{\Gamma_0}{D_2} \end{cases}$$

Continuité de $\frac{d\Gamma}{d\eta}$

L'équation différentielle (4.3) implique la dérivée seconde $d_\eta^2 \Gamma$. Par conséquent, la continuité de la dérivée première doit être vérifiée sur l'ensemble du domaine d'intégration, et en particulier sur le front de propagation. Cela donne, de chaque côté de l'interface :

$$\begin{cases} \left. \frac{d\Gamma_1}{d\eta} \right|_{\eta_b} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma_b}{\sqrt{D_1}} \frac{\exp\left(-\frac{\eta_b^2}{D_1}\right)}{\operatorname{erfc}\left(\frac{\eta_b}{\sqrt{D_1}}\right)} \\ \left. \frac{d\Gamma_2}{d\eta} \right|_{\eta_b} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma_0 - \Gamma_b}{\sqrt{D_2}} \frac{\exp\left(-\frac{\eta_b^2}{D_2}\right)}{\operatorname{erf}\left(\frac{\eta_b}{\sqrt{D_2}}\right)} \end{cases}$$

L'égalité entre ces deux relations conduit à une équation qui lie la position de l'interface en variable de Boltzmann, η_b , avec les diffusivités D_1 et D_2 ainsi que les flux Γ_0 et Γ_b :

$$\frac{\Gamma_b}{\sqrt{D_1}} \exp\left(\frac{\eta_b^2}{D_2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{\eta_b}{\sqrt{D_2}}\right) = \frac{\Gamma_0 - \Gamma_b}{\sqrt{D_2}} \exp\left(\frac{\eta_b^2}{D_1}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta_b}{\sqrt{D_1}}\right) \quad (4.4)$$

Approximation analytique

L'équation (4.4) ne possède pas de solution analytique simple, excepté dans certains cas limites. Nous considérons ici une diffusivité anormale très grande et une diffusivité réduite très faible, vérifiant $D_2 \ll \eta_b^2 \ll D_1$. Sous cette hypothèse, les différentes fonctions d'erreur et exponentielles de l'équation (4.4) tendent vers 1 à l'exception de l'exponentielle du terme de

gauche qui devient dominante. (4.4) se simplifie alors selon

$$\frac{\Gamma_b}{\sqrt{D_1}} \exp\left(\frac{\eta_b^2}{D_2}\right) = \frac{\Gamma_0 - \Gamma_b}{\sqrt{D_2}}$$

d'où l'on tire immédiatement η_b , puis ensuite la position du front de propagation x_b en fonction du temps t :

$$x_b = 2 \sqrt{D_2 \ln \left(\frac{\Gamma_0 - \Gamma_b}{\Gamma_b} \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \right) t} \quad (4.5)$$

On constate par ailleurs que l'existence d'un front de propagation, ou encore d'une *barrière de transport*, est conditionnée par le flux imposé en $x = 0$. En effet, dans la relation (4.5), le terme sous la première racine carrée doit être positif pour assurer l'existence de x_b . Cela revient à dire que l'argument du logarithme doit être supérieur à 1, puisque tous les autres termes sont positifs. On en déduit aisément le *seuil en flux*, ou encore en *puissance*, nécessaire pour former une barrière,

$$\Gamma_0 > \Gamma_{seuil} \equiv \Gamma_b \left(1 - \sqrt{\frac{D_2}{D_1}} \right) \approx \Gamma_b$$

Diagramme d'évolution

Sur la figure 4.3 est tracée une solution intégrée vérifiant l'équation de diffusion avec un modèle à deux niveaux de transport. On note que dans une telle géométrie, l'interface se propage indéfiniment et va même jusqu'à virtuellement sortir du plasma. Bien sûr, cette situation n'est pas physique : elle résulte du fait qu'en coordonnées cartésiennes, le flux stationnaire, renouvelé en permanence sur le plan $x = 0$, est constant sur l'ensemble du demi-espace $x \geq 0$ et vaut Γ_0 , supposé tel que l'on soit sur la branche ITB de la courbe en «S». Dans une géométrie *cylindrique* en revanche, le flux d'équilibre décroît en $1/r$, ce qui garantit l'existence d'un rayon au-delà duquel le flux est inférieur au flux minimal requis pour former une barrière ; cette zone sera forcément en régime de transport anormal et une interface sera présente à l'équilibre.

Construction de Maxwell

Dans ce qui précède, nous avons délibérément omis d'expliciter la valeur du flux Γ_b - constante au cours du mouvement - qui traverse l'interface. À l'état stationnaire, Lebedev et Diamond [Leb97] invoquent la *construction de Maxwell*, d'après les travaux de Maxwell sur les équilibres de phases. L'argument consiste à égaliser les aires comprises entre la courbe en «S» et

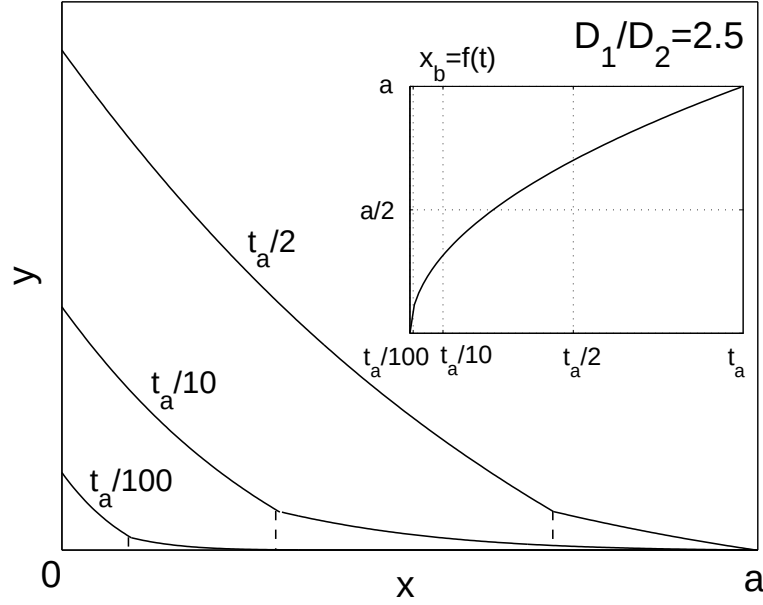


FIG. 4.3 – Représentation d’une solution numérique $y(x, t)$ montrant l’évolution dans le temps du front de propagation entre la région de transport anormal et celle de transport réduit. t_a est le temps auquel la barrière atteint le bord du plasma : $x_b(t_a) = a$.

le flux stationnaire qui traverse l’interface, de part et d’autre de la *branche instable* (Fig. 4.4). Formellement, cela s’écrit :

$$\Gamma_{Maxwell}(z_2 - z_1) = \int_{z_1}^{z_2} \Gamma(z) dz$$

Dans le cas présent, avec notre modèle à deux diffusivités (cf Fig. 4.1), la construction de Maxwell donne un flux qui traverse l’interface valant

$$\Gamma_{Maxwell} = \sqrt{D_1 D_2} z_c = \sqrt{\Gamma_{haut} \Gamma_{bas}}$$

On peut y voir une diffusivité effective qui s’exprime comme la moyenne géométrique des diffusivités dans chaque régime, ou bien un flux de Maxwell comme étant la moyenne géométrique des flux de transitions haute et basse.

Mathématiquement parlant, rien dans notre modèle n’impose la valeur du flux à travers l’interface et nous la fixons arbitrairement du fait de la singularité au temps initial qui n’intègre pas l’*historique* de la transition et de son évolution temporelle; la barrière préexiste et son flux associé restera constant. La construction de Maxwell résulte en fait d’une contrainte physique supplémentaire que Lebedev et Diamond matérialisent sous la forme

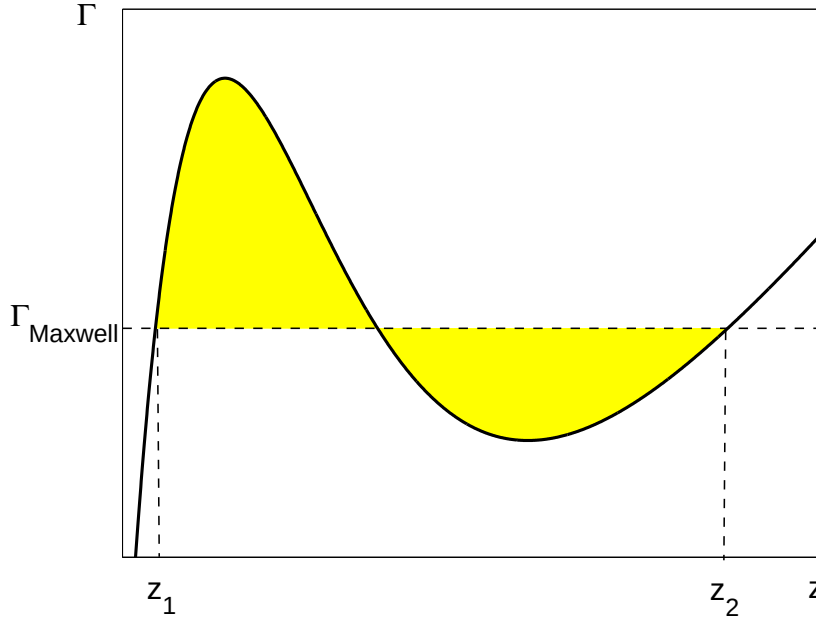


FIG. 4.4 – Interprétation graphique de la construction de Maxwell : les aires comprises entre la courbe en «S» et le flux stationnaire doivent être égales de part et d'autre de la branche instable $\partial\Gamma/\partial z < 0$.

d'un terme de flux dissipatif qui devient dominant à l'intérieur de la *couche limite* de l'interface.

4.1.2 Résolution numérique en géométrie cylindrique

Le calcul précédent souffre d'un manque de réalisme causé par la géométrie cartésienne et la nature ponctuelle de la source de puissance. Nous présentons dans cette partie, une résolution numérique de l'équation de diffusion, pour un plasma de forme cylindrique radialement inhomogène, et avec une source de puissance de forme gaussienne.

Position du problème

Soit à résoudre l'équation de diffusion en coordonnées cylindriques suivante :

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Gamma) = S(r) \quad (4.6)$$

où Γ est le flux total. La source de puissance est choisie gaussienne de largeur Δr et centrée en r_0 , c'est à dire

$$S(r) = S_0 \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{2\Delta r^2}\right) \quad (4.7)$$

S_0 est l'amplitude de la source. Le domaine d'intégration s'étend du centre $r \rightarrow 0$ jusqu'au bord $r = a$. On impose $y(a, t) = 0$ et un flux nul au centre $\partial_r y(r \rightarrow 0, t) = 0$ comme conditions aux limites, et $y(r, t = 0) = 0$ au temps initial.

La géométrie fait que, cette fois, le flux à l'état stationnaire décroît en $1/r$ loin des sources, et que la barrière, s'il en existe une, se stabilisera à un rayon donné. De plus, nous avons incorporé un petit terme *dissipatif* additionnel dans la fonction de flux [Leb97], qui assurera la dérivabilité de la solution à l'intérieur de la *couche limite* de l'interface (cf Fig. 4.5) :

$$\Gamma = \underbrace{\Phi(z)}_{\text{courbe en «S»}} - \underbrace{\epsilon \frac{\partial^2 z}{\partial r^2}}_{\text{terme additionnel}} \quad (4.8)$$

où Γ est le flux total, et ϵ une constante fixée ici à 10^{-3} . Pour la fonction $\Phi(z)$, nous avons lissé le modèle de la figure 4.1 en adoptant une transition plus douce entre les deux niveaux de transport,

$$\Phi(z) = \frac{1}{2} \{(D_1 + D_2) - (D_1 - D_2) \tanh[k(z - z_c)]\} \quad (4.9)$$

k est une constante choisie égale à 50.

Méthode de résolution

L'équation différentielle (4.6) est intégrée dans le temps par la *méthode de Runge-Kutta* [Pre86] en la mettant simplement sous la forme :

$$\frac{\partial y}{\partial t} = f(y, t) \equiv -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\Gamma) + S(r)$$

Les profils sont discrétisés sur une grille radiale fixe de pas constant, et les dérivées ∂_r sont évaluées sur trois points,

$$\frac{\partial y_i}{\partial r} \approx \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{2\delta r}$$

où δr est le pas de la grille et $y_i = y(i\delta r, t)$, $1 \leq i \leq N$. À l'instant initial $y_i = 0$ pour tout i , et ensuite on impose $\partial_t y_N = 0$ ainsi que $\partial_t y_1 = \partial_t y_2 = \partial_t y_3 = \partial_t y_4$ afin de garantir une valeur de y nulle au bord, un flux nul au centre et assurer l'unicité de la solution. L'incrément d'intégration δt est variable ; il est optimisé par l'algorithme de Runge-Kutta de façon à être minimal lorsque la dérivée temporelle devient grande, et vice-versa. À chaque itération, on recalcule le flux total en tous les points du domaine par les équations (4.8) et (4.9).

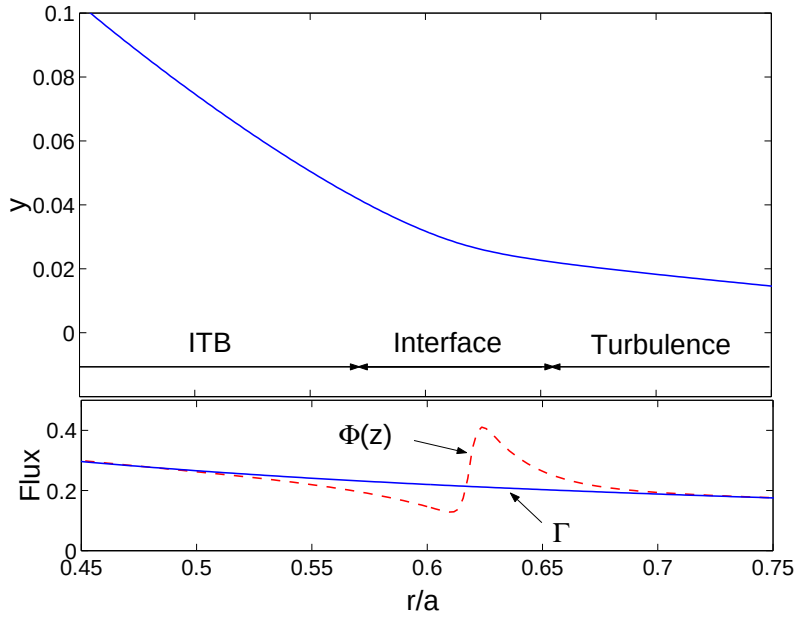


FIG. 4.5 – Haut : Vue agrandie de l'interface sur une solution stationnaire $y(r, t = +\infty)$. Bas : Flux total Γ et contribution $\Phi(z)$ provenant de la courbe en «S».

Évolution du flux à travers l'interface

Les profils de flux ainsi que les positions des interfaces au cours de la diffusion sont tracés sur la figure 4.6. On observe que le déclenchement d'une barrière se produit vers $t \simeq 0.022\tau_1$ ($\tau_1 \equiv a^2/D_1$ est le *temps de confinement anormal*) avec un flux valant naturellement la valeur de transition haute de la courbe en «S». Ce qui est particulièrement intéressant ici, c'est que l'interface va évoluer dans l'espace de façon à faire coïncider le flux qui la traverse avec la valeur donnée par la *construction de Maxwell* (cf §4.1.1). Le temps caractéristique pendant lequel l'interface passe du flux de bifurcation vers le flux de Maxwell est très court devant le temps de confinement anormal et on peut dire que l'interface «suit» la surface de flux de Maxwell au cours de son mouvement.

On comprend alors comment la barrière se déplace au cours du temps et quelle influence va avoir la puissance appliquée sur sa position d'équilibre : en augmentant la puissance, on augmente le flux d'équilibre qui traverse la dernière surface magnétique. La source étant localisée au centre, le flux stationnaire varie en $1/r$ au voisinage du bord, et le point pour lequel le flux égalera le flux de Maxwell se décalera vers l'extérieur. Ainsi, l'accroissement de puissance élargit la barrière de transport.

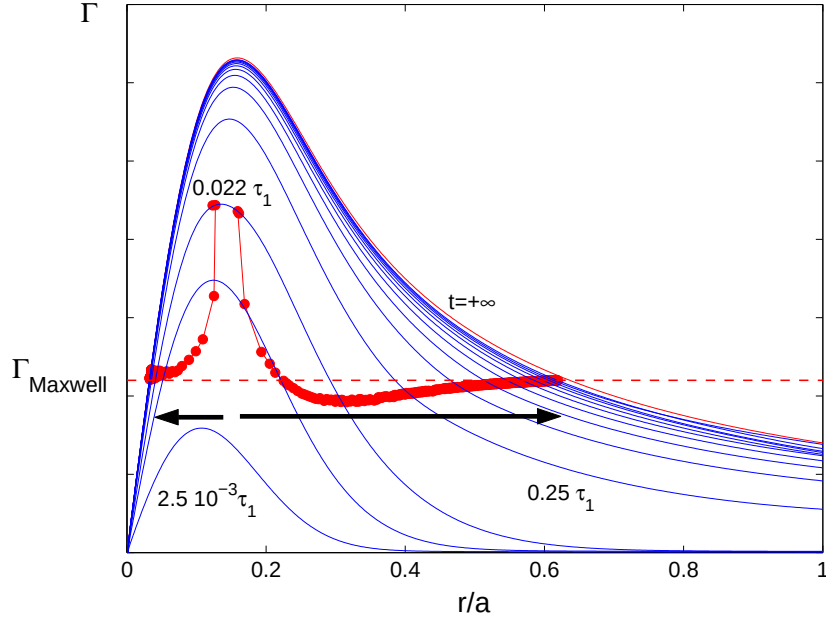


FIG. 4.6 – Profils du flux total à différents instants. Les cercles pleins symbolisent la position des interfaces tous les $2.5 \times 10^{-3} \tau_1$ et montrent l'élargissement de la zone de transport réduit.

Variation de la puissance appliquée

Afin de vérifier ce point, nous avons réalisé un certain nombre de simulations en partant de profils nuls et en appliquant une source de puissance gaussienne centrée sur $r = 0$ avec une largeur $\Delta r/a = 0.1$. Ces simulations démontrent effectivement un élargissement de la barrière de transport avec la puissance appliquée (Fig. 4.7).

Si on débute maintenant la simulation à partir d'un état stationnaire obtenu avec une puissance appliquée suffisamment grande pour former une barrière, puis que l'on diminue cette puissance, on observe trois phénomènes :

1. L'*hystérésis* intrinsèque à la courbe en «S» devient explicite. Une barrière formée avec $S_0 \geq 9.3$ peut être maintenue avec une puissance moindre (Fig. 4.8).
2. En diminuant la puissance, la surface de flux de Maxwell se rétracte et la barrière s'en trouve d'autant plus réduite.
3. Lorsqu'il n'existe plus un seul point dans le plasma qui ait son flux supérieur au flux de Maxwell, la barrière est définitivement perdue.

En appliquant un dépôt de puissance hors du centre, les conclusions restent qualitativement les mêmes.

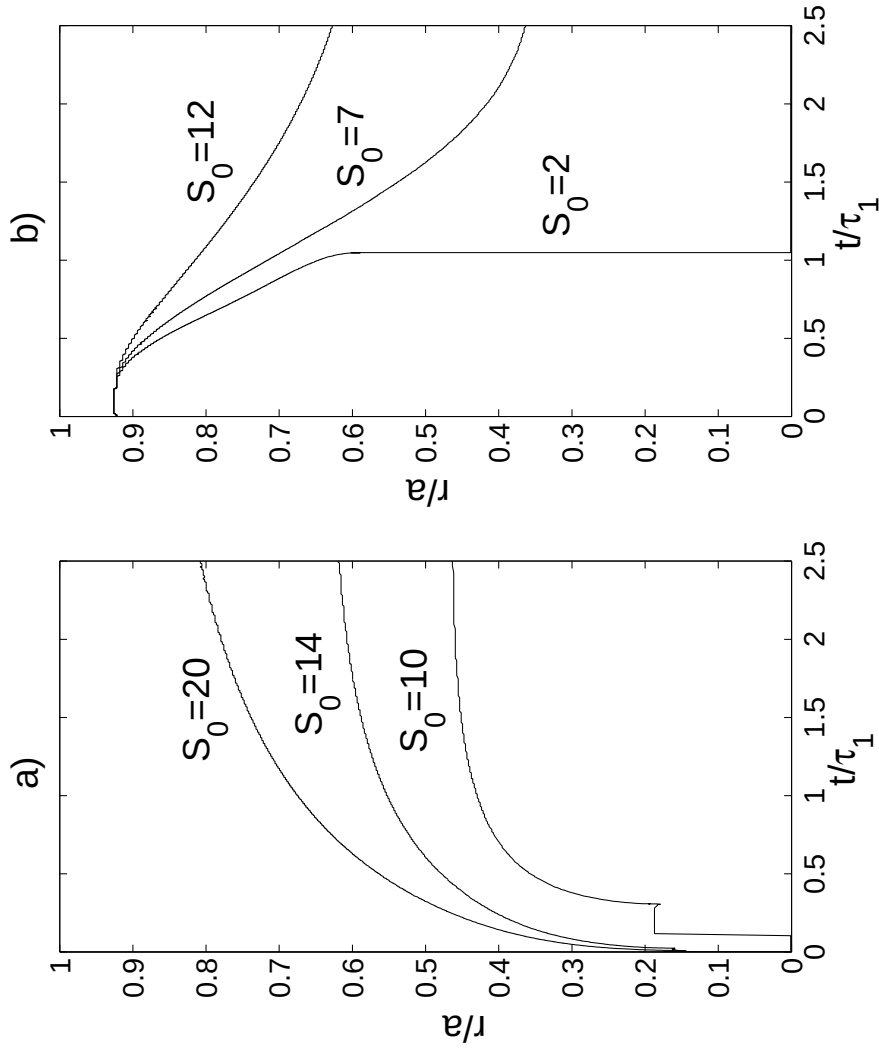


FIG. 4.7 – Évolution de la position de l'interface extérieure avec différents niveaux de puissance appliquée. a) Les profils sont initialement nuls et on applique la puissance indiquée. b) On part d'un profil présentant déjà une barrière stationnaire formée avec $S_0 = 20$ et on diminue la puissance. $D_1/D_2 = 5$

Asservissement sur les gradients

Le *contrôle des profils* est l'un des aspects clés du concept de tokamak «avancé», en particulier le contrôle des gradients de pression en présence d'une ITB. Newman et al [New98] suggèrent d'exploiter le phénomène d'hystérésis en diminuant la puissance injectée après la formation d'une ITB, de

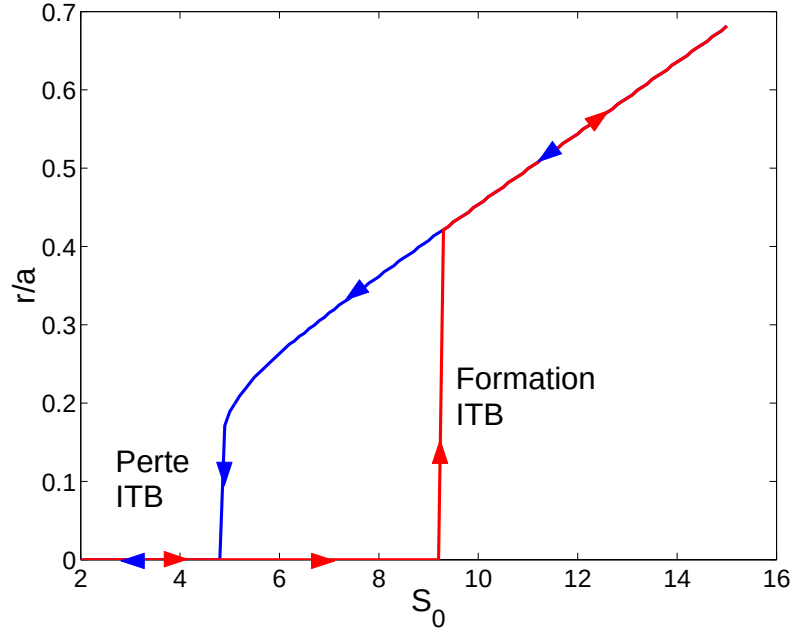


FIG. 4.8 – Position stationnaire de l'interface extérieure en fonction de la puissance appliquée. L'hystérésis se manifeste par le fait qu'il faut une puissance seuil plus grande pour former une barrière ($S_0 \gtrsim 9.3$) que pour la maintenir ($S_0 \gtrsim 5$). $D_1/D_2 = 5$

façon à la maintenir⁴ et à éviter les instabilités MHD causées par le piquage de la pression. Sur la base de notre modèle simplifié, nous avons testé la possibilité de réaliser une *boucle d'asservissement* sur le *gradient maximal* $\max(z)$ du plasma. Il s'agissait de démontrer la viabilité du principe - même dans un régime où le flux Γ dépend non-linéairement des gradients - mais aussi d'estimer les *gains de rétroaction* nécessaires en vue de futures expériences. Le contrôle en temps réel des ITBs sera traité de manière exhaustive dans le chapitre suivant.

L'objectif était ici d'asservir le gradient maximal $\max(z)$ sur une valeur de référence $z_{réf}$ qui soit au-dessus de la valeur critique d'existence des ITBs définie par le flux de Maxwell $z_{réf} \gtrsim \Gamma_{Maxwell}/D_2$ mais au-dessous du gradient correspondant, sur la branche ITB, au flux de la transition haute, $(D_1/D_2)z_c$, conformément aux prescriptions de Newman et al. L'*actionneur*, ou l'organe d'action, est la puissance auxiliaire appliquée; en pratique on agit sur l'amplitude S_0 du dépôt de puissance explicité par (4.7).

Les signaux temporels du gradient maximal et de la puissance appliquée sont tracés sur la figure 4.9. Initialement, aucune barrière n'est formée, la

⁴Le flux maximal doit alors rester au-dessus du flux de Maxwell.

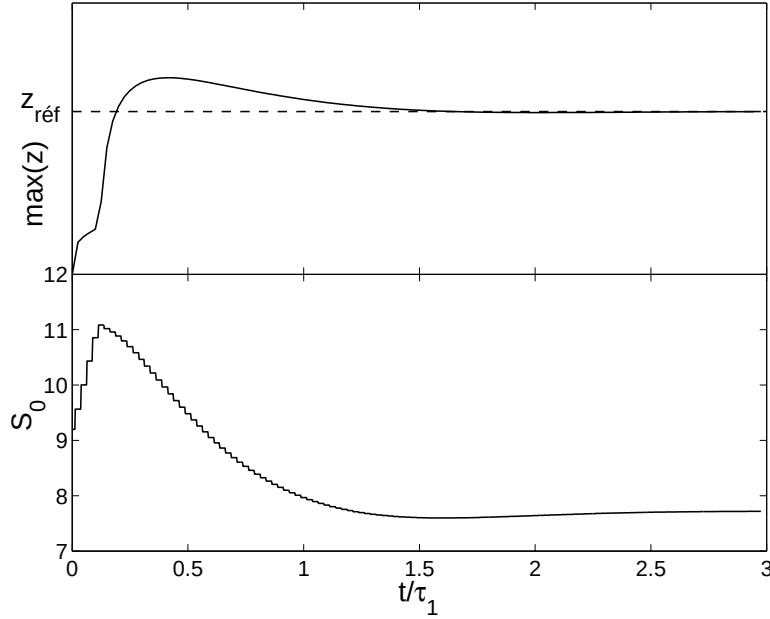


FIG. 4.9 – Résultats d’une simulation de boucle d’asservissement sur le gradient maximal $\max(z)$ en agissant sur l’amplitude des sources de puissance S_0 . $z_{réf}$ est la valeur cible du gradient maximal.

puissance augmente car le gradient maximal reste en-dessous de sa valeur cible. Vers $t \simeq 0.2\tau_1$, le plasma bifurque et le gradient maximal dépasse brusquement sa cible; la puissance est alors diminuée et on atteint l’état recherché au bout d’environ deux fois le temps de confinement anormal.

4.1.3 Modèle bifurcatif avec le paramètre ρ_T^*

Si le modèle de la figure 4.1 apporte des informations précieuses sur la dynamique des ITBs, il reste toutefois très qualitatif et, somme toute, bien éloigné du comportement réel d’un plasma de tokamak. En s’appuyant sur l’analyse dimensionnelle du §3.4.3, on peut déduire un modèle de barrière bifurcatif, analogue à la courbe en «S» précédente, mais faisant intervenir des paramètres plus pertinents vis-à-vis de la physique mise en jeu.

La stabilisation du transport par le critère ρ_T^* peut être implémentée dans un modèle de transport en utilisant l’argument de la *longueur de mélange* (cf §2.4.3) : $\chi_{turb} = L_c^2 \gamma_{eff}$, dans lequel L_c est la *longueur de corrélation* de la turbulence, et γ_{eff} est le *taux de croissance effectif* des microinstabilités qui inclut une réduction linéaire par cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, $\gamma_{eff} = \gamma_{lin}^{max} - \gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$. Les simulations numériques de turbulence montrent que L_c est proportionnel au rayon de Larmor ρ_s dans la majorité des cas

[Man97]. Il reste à évaluer le taux de croissance effectif : il a déjà été vu que $\gamma_{lin}^{max} = (c_s/L_T)G_1(R/L_T, s, q \dots)$. Pour une géométrie cylindrique, le taux de cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ s'écrit $\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = (r/q)\partial_r(qE_r/rB_\phi)$ avec $q = rB_\phi/RB_\theta$. En se référant à la théorie néoclassique, la vitesse poloïdale varie comme le terme diamagnétique, de plus, la longueur des gradients de vitesse toroïdale varie comme celle de la température, $L_{v_\phi} \approx L_T$ (cf §3.4.3), et ainsi, en conservant les notations du précédent chapitre

$$\begin{aligned}\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} &= (\gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, dia} + \gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \theta}) + \gamma_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}, \phi} \\ &= \frac{c_s}{L_T} \rho_T^* G_2(s, q, \beta, \nu^* \dots) + \frac{c_s}{L_T} \frac{\epsilon^{-1}}{q} M_\phi\end{aligned}$$

avec $\epsilon^{-1} = r/R$ l'inverse du rapport d'aspect et $M_\phi = v_\phi/c_s$ le nombre de Mach toroïdal. La diffusivité thermique turbulente se met alors sous la forme suivante :

$$\chi_{turb} = \rho_s c_s F(R/L_T, s, q \dots) \rho_T^* (\rho_{ITB}^* - \rho_T^*) \quad (4.10)$$

avec ici

$$\rho_{ITB}^* = \alpha_{ITB}^* - \beta_{ITB}^* (\epsilon^{-1}/q) M_\phi$$

où α_{ITB}^* et β_{ITB}^* sont a priori des fonctions de $s, q, \beta \dots$ et F mesure la raideur du modèle⁵. Aux grandes valeurs de ρ_T^* , la prédiction gyroBohm de la diffusivité thermique est affaiblie - et éventuellement brisée - par la stabilisation du cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Dans les simulations non-linéaires de Garbet et al [Gar96], cette cassure est obtenue par l'accroissement du paramètre $\rho^* = \rho_s/a$ en gardant R/L_T constant et proche du seuil d'instabilité, en l'absence de source de rotation externe. Nous conjecturons alors que ρ_T^* est le paramètre pertinent qui gouverne cet effet, de telle façon que réduire localement la longueur caractéristique des gradients de température dans le plasma à travers un chauffage intense et pour un champ magnétique constant, a un effet stabilisant similaire à l'augmentation de ρ^* avec une valeur constante de R/L_T dans les simulations numériques. Par l'expression de ρ_{ITB}^* , nous voyons que le nombre de Mach toroïdal a un effet stabilisateur sur le transport turbulent. En poursuivant la démarche, on aboutit à un ensemble de courbes en «S» qui lie le paramètre ρ_T^* au flux thermique turbulent (Fig. 4.10)

$$q_{turb} = nTc_s F(R/L_T, s, \dots) (\rho_T^*)^2 (\rho_{ITB}^* - \rho_T^*)$$

Par conséquent, l'augmentation du flux de puissance peut éventuellement produire une transition entre la branche turbulente gyroBohm de la courbe

⁵La raideur renseigne sur la pente de la courbe en «S» dans le régime anormal ; elle indique à quel point l'augmentation des gradients nécessite un apport de flux et donc de puissance. Son expression peut être agrémentée d'un terme en gradient critique $R/L_T - (R/L_T)_c$ pour incorporer l'existence d'un seuil dans l'apparition du transport turbulent (cf 2.4.3).

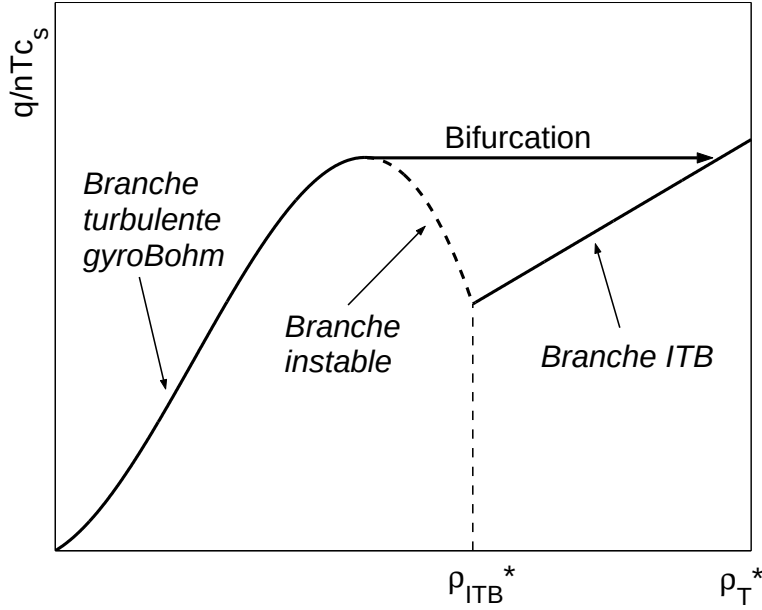


FIG. 4.10 – Flux thermique normalisé en fonction de ρ_T^* montrant la bifurcation possible d'un transport turbulent gyroBohm vers une branche ITB.

tracée sur 4.10 et la branche ITB de transport réduit. Évidemment, cette courbe reste encore simplifiée car ρ_T^* n'est pas le seul paramètre qui varie et la dynamique multidimensionnelle exacte implique d'autres paramètres indépendants (s , q ou β) ainsi que d'autres coefficients de diffusion (pour la densité, le moment angulaire). Cependant, dans ce modèle, la transition débiterait dans une région du plasma où le flux de chaleur correspond à un maximum local de la courbe q_{turb} fonction de ρ_T^* . L'accroissement de ρ_T^* , par exemple dû à un chauffage intense, peut être ainsi vu initialement comme la cause d'une bifurcation locale à travers la stabilisation diamagnétique de la turbulence, mais aussi comme une conséquence du développement de la barrière conduisant à augmenter davantage ρ_T^* au-delà de la valeur critique jusqu'à ce que le plasma atteigne localement un nouvel état d'équilibre (la branche ITB). Cette valeur critique, $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$, correspond à la partie instable de la courbe de flux et sépare une région de transport turbulent où ρ_T^* est strictement en-dessous de ρ_{ITB}^* d'une région où ρ_T^* est strictement plus grand que ρ_{ITB}^* , c'est à dire sur la branche ITB stable.

Nous avons tenté d'implémenter le modèle de transport (4.10) en incluant la contribution du nombre de Mach dans ρ_{ITB}^* , dans le code de transport ASTRA [Per02]. S'il est possible de trouver un jeu de constantes pour les fonctions α_{ITB}^* et β_{ITB}^* qui permettent de reproduire convenablement le déclenchement d'une ITB sur une décharge JET standard, le transport à

l'intérieur de la barrière - non inclus dans notre formulation - s'avère très difficile à modéliser. La courbe de flux de la figure 4.10 montre en particulier que le point d'arrivée sur la branche ITB après transition est en partie fixé par la forme de celle-ci ; notamment, les gradients à l'intérieur de l'ITB peuvent être exagérés ou au contraire sous-estimés selon la dépendance que l'on donne au transport en fonction de ρ_T^* . C'est pourquoi ce modèle n'est malheureusement pas encore exploitable en l'absence d'une meilleure connaissance du transport dans une barrière, lacune que va s'efforcer de combler la section qui suit.

4.2 Identification du transport par réseau de neurones

De nombreux efforts ont été consacrés à établir, par approximation d'un grand nombre de données expérimentales, des *lois d'échelle* *OD* qui puissent donner des informations globales sur le transport dans les scénarios conventionnels - c'est à dire sans barrière interne de transport, en mode L ou bien avec une barrière de bord en mode H. Malgré les avantages que de telles lois procurent pour la conception de futures machines, cette approche reste mal adaptée pour investiguer les phénomènes de transport dans les scénarios avancés.

Cette partie se focalise sur le *transport local de l'énergie thermique* dans les décharges JET avec ou sans ITBs. L'objectif est double :

1. Mettre en évidence les dépendances de la diffusivité thermique en fonction de paramètres locaux sans dimension qui semblent pertinents d'un point de vue théorique.
2. Proposer une approche empirique pour la modélisation du transport dans un but prédictif.

Les *réseaux de neurones* apparaissent comme un outil idéal pour traiter un tel problème et peuvent fournir une approche alternative aux précédentes tentatives pour approximer la fonction de diffusivité thermique expérimentale [Par99][Voi99].

La première section décrit la base de données qui a été construite pour ces analyses, puis présente une *analyse de corrélation* entre les diffusivités expérimentales et des grandeurs sans dimension choisies parmi celles qui interviennent dans la théorie de la turbulence. Dans la seconde section, nous montrons les fonctions de diffusivité thermique retournées par un réseau de neurones ayant été préalablement soumis à un *apprentissage* avec des données en régime de transport anormal, et nous discutons leur cohérence par rapport aux résultats théoriques auxquels on s'attend. La troisième section évalue les capacités prédictives d'un réseau de neurones sur le transport en régime avec ITB, et enfin nous proposons brièvement dans la dernière

partie quelques applications potentielles.

4.2.1 Analyse de corrélation des diffusivités thermiques

Un ensemble de 20 décharges, avec ou sans ITBs, à profil de q monotone ou inversé, a été sélectionné parmi la base de données JET. Cet ensemble fait partie des expérimentations qui ont été abondamment discutées dans le §3.5 ; rappelons simplement que le moment angulaire injecté a été systématiquement varié en jouant successivement sur les faisceaux de neutres «tangentiels», les faisceaux «normaux», et le chauffage ICRH centré sur l'axe magnétique (avec $B_T = 2.6$ T et $I_p = 2.2$ -2.3 MA). Des profils de courant creux ont été obtenus en couplant 2 MW de LHCD pendant la phase de montée du courant. Les dépôts de puissance ICRH ont été déterminés par le code PION [Eri93] ; ils incluent la contribution des neutres injectés dont les sources de puissance ont été calculées avec le code PENCIL [Stu87]. Le profil de densité de courant a été reconstruit par le code EFIT contraint avec les mesures de polarimétrie infrarouge (cf §3.2.4). Toutes les autres données proviennent de mesures expérimentales. Nous avons évalué les diffusivités par un bilan de puissance avec le code de transport ASTRA [Per02], en se limitant à la région du plasma pour laquelle $0.1 \leq r/a \leq 0.8$. Nous nous sommes également limité dans cette étude aux *diffusivités thermiques électroniques* parce qu'elles peuvent être évaluées avec davantage de fiabilité et de précision grâce à l'excellente résolution spatio-temporelle du diagnostic ECE (cf §3.2.2). Au total, nous avons calculé 13817 et 446 diffusivités thermiques électroniques respectivement en-dehors et à l'intérieur des ITBs. L'existence d'une ITB en un point du plasma est identifiée par le critère ρ_T^* (cf §3.4).

Une analyse de corrélation a tout d'abord été effectuée entre les diffusivités électroniques χ_e et les grandeurs sans dimension suivantes⁶ : $\rho_{T_e}^* = \rho_s/L_{T_e}$, $A_{T_e} = R/L_{T_e}$, $A_{n_e} = R/L_{n_e}$, s , q , $\tau = T_i/T_e$ et $M_\phi = v_\phi/c_s$. Des *diffusivités normalisées* ont également été prises en considération, χ_e/χ_{Bohm} et $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$, où $\chi_{Bohm} \propto T_e/B_\phi$ est la *diffusivité Bohm* et $\chi_{gyroBohm} = \rho^* \chi_{Bohm}$ la *diffusivité gyroBohm*.

Le *facteur de corrélation* Σ_{xy} entre deux variables aléatoires x et y est défini par

$$\Sigma_{xy} = \frac{E[(x - \bar{x})(y - \bar{y})]}{\sqrt{E[(x - \bar{x})^2] E[(y - \bar{y})^2]}}$$

où $E[\dots]$ désigne l'*espérance*, $\bar{x}$ et $\bar{y}$ les *valeurs moyennes* de x et y . Un

⁶Les gradients sont calculés par rapport à la coordonnée radiale normalisée $\rho = \sqrt{\Phi/\Phi_{max}}$ où Φ est le flux magnétique toroïdal. Il faut noter en particulier que le rayon de Larmor normalisé $\rho_{T_e}^*$ est diminué en comparaison de sa définition selon le grand rayon R et qu'ainsi le seuil d'existence des ITBs ρ_{ITB}^* se situe autour d'une valeur de 10^{-2} au lieu de 1.4×10^{-2} .

facteur de corrélation valant 0 signifie que x et y sont *indépendantes*, tandis qu'un facteur de corrélation de 1 indique une relation purement *linéaire* $y \propto x$.

La figure 4.11 montre un diagramme des facteurs de corrélation entre

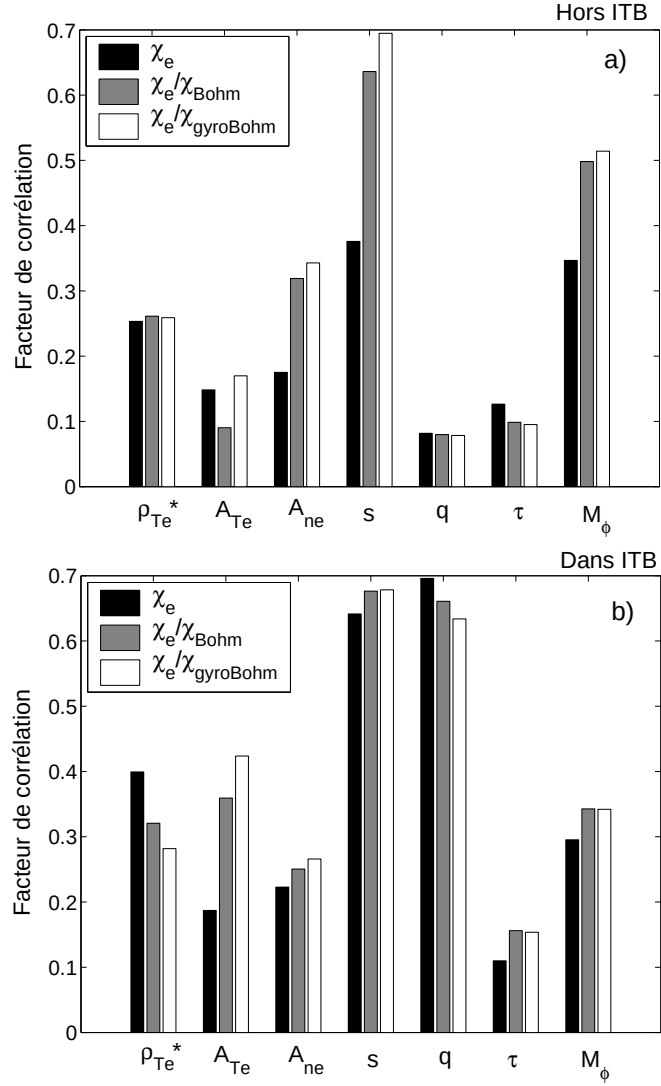


FIG. 4.11 – a) Facteurs de corrélation entre la diffusivité thermique électronique ou ses dérivées normalisées et une sélection de paramètres sans dimension en-dehors d'une ITB. b) Idem mais à l'intérieur d'une ITB. $0 \leq \rho_{Te}^* \leq 0.02$, $0 \leq A_{Te} \leq 15$, $0 \leq A_{ne} \leq 8$, $-1 \leq s \leq 1.5$, $1.2 \leq q \leq 3.8$, $0.3 \leq \tau \leq 1.8$, $0.05 \leq M_\phi \leq 0.6$

χ_e , χ_e/χ_{Bohm} ou $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$, et les grandeurs sans dimension $\rho_{T_e}^*$, A_{T_e} , A_{n_e} ... à l'extérieur et à l'intérieur d'une ITB. En-dehors d'une ITB, on peut voir que l'ensemble des paramètres sélectionnés est globalement plus corrélé à $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$ - ou bien même à χ_e/χ_{Bohm} - ce qui signifie que la fonction de diffusivité est proche d'une forme $\chi_e = \chi_{gyroBohm} f(\dots)$, où f est une fonction a priori inconnue de nos paramètres sans dimension ; en revanche, on ne peut tirer de conclusion claire des résultats à l'intérieur des barrières. La dépendance du *cisaillement magnétique* est très forte dans les deux cas ainsi que le prédit la théorie de la microturbulence. Par contre, le *facteur de sécurité* ne semble pas altérer le niveau du transport électronique à l'extérieur des ITBs alors qu'il influe clairement sur le transport à l'intérieur, peut-être à travers le mécanisme des surfaces rationnelles dans le déclenchement des ITBs (cf §2.3.2). L'effet du *rapport de la température ionique à la température électronique* τ sur la diffusivité électronique est faible comme le prouve un facteur de corrélation n'excédant pas 0.17. Afin d'identifier convenablement les dépendances, il est primordial de s'assurer que les variables d'entrée soient *indépendantes* entre elles. Nous avons calculé que $\rho_{T_e}^*$ et A_{T_e} d'une part, M_ϕ et τ d'autre part, sont corrélées avec des facteurs de corrélation atteignant respectivement 0.76 et 0.92. Le reste peut être considéré comme indépendant puisque les facteurs de corrélation ne dépassent pas 0.46. Il en résulte que la fonction de diffusivité thermique électronique peut être mise sous la forme [Tre02b]

$$\chi_e = \chi_{gyroBohm} f(A_{T_e}, A_{n_e}, s, q, \tau) \quad (4.11)$$

pour le moins à l'extérieur des barrières de transport.

4.2.2 Approximation de la fonction de diffusivité

Faisons l'hypothèse, assez répandue, qu'il existe une *fonction non-linéaire de plusieurs variables* qui décrive le transport dans les plasmas de tokamak et que ce transport soit purement *diffusif*. L'analyse de corrélation ci-dessus suggère une diffusivité thermique électronique de la forme (4.11) dont la fonction f est inconnue. L'approximation de cette fonction à partir des données expérimentales exige de surmonter trois difficultés :

1. La nature non-linéaire et multi-variables de la fonction.
2. Pour une expérience donnée, tous les paramètres varient en même temps.
3. Les erreurs de mesure.

Les *réseaux de neurones* [Hay99] s'imposent comme l'outil idéal pour résoudre ce type de problème, car, en vertu du *théorème de l'Approximation Universelle*, ils sont capables d'approximer n'importe quelle fonction non-linéaire de plusieurs variables avec une précision arbitraire [Cyb89].

Théorème de l'Approximation Universelle. Soit φ une fonction non constante, continue, monotone croissante et bornée. On appelle I_{m_0} l'hypercube unité $[0, 1]^{m_0}$ de dimension m_0 . L'espace des fonctions continues sur I_{m_0} est noté $C(I_{m_0})$. Alors, quels que soient la fonction $f \in C(I_{m_0})$ et le réel $\epsilon > 0$, il existe un entier m_1 et un ensemble de réels constants α_i , b_i et w_{ij} , où $i = 1, \dots, m_1$ et $j = 1, \dots, m_0$, tels que l'on peut définir

$$F(x_1, \dots, x_{m_0}) = \sum_{i=1}^{m_1} \alpha_i \varphi \left(\sum_{j=1}^{m_0} w_{ij} x_j + b_i \right)$$

comme étant une réalisation approximative de la fonction f ; en d'autres termes,

$$|F(x_1, \dots, x_{m_0}) - f(x_1, \dots, x_{m_0})| < \epsilon$$

pour tout $x_1, \dots, x_{m_0}$ appartenant à l'espace de départ. φ est appelée fonction de transfert.

Ainsi, un réseau de neurones à double couche comportant 5 neurones sur la première, un seul sur la seconde et une fonction de transfert sigmoïdale⁷ a été mis en œuvre (Fig. 4.12). L'apprentissage a été réalisé avec un algorithme de *Levenberg-Marquard* qui est l'un des mieux adaptés au problème de l'approximation de fonction [Hag94]. Techniquement, l'objet de cet apprentissage est de trouver un ensemble de poids w_{ij} , α_i et b_i qui minimise l'erreur entre les sorties du réseau de neurones et les résultats expérimentaux, images de la fonction à approximer d'un jeu de paramètres donnés comme entrée. Ces entrées sont dans notre cas $(A_{Te}, A_{ne}, s, q, \tau)$ et la fonction de sortie représente $\ln(\chi_e/\chi_{gyroBohm})$ en-dehors des ITBs.

Parmi les 13817 données collectées pour l'analyse de corrélation, 4000 ont été choisies aléatoirement pour l'apprentissage du réseau. La robustesse du réseau entraîné a été éprouvée en simulant la totalité de la base de données et en comparant les sorties avec les références expérimentales ; on a obtenu un facteur de corrélation de 0.87 qui permet une approximation satisfaisante tout en évitant les problèmes d'*overfitting*⁸ (Fig. 4.13).

Après la phase d'apprentissage, le réseau de neurones devient une «boîte noire» dont le comportement s'approche autant que possible de celui d'un plasma réel. On est alors en mesure d'investiguer les dépendances du transport en faisant varier indépendamment chaque paramètre d'entrée du réseau et en observant les variations de la sortie, pour un temps de calcul dérisoire.

La figure 4.14 montre le résultat d'une telle manœuvre où les grandeurs sans dimension s , q et τ ont été fixées. Clairement, le transport augmente avec les gradients. Pour un gradient de densité normalisé donné,

⁷Il s'agit plus précisément ici de la fonction *tangente hyperbolique*.

⁸Lorsqu'on cherche par exemple à interpoler des données à l'aide de polynômes et qu'on impose une contrainte trop forte en chacun des points de référence, l'approximation polynomiale a tendance à produire des oscillations de grande amplitude : c'est l'*overfitting*.

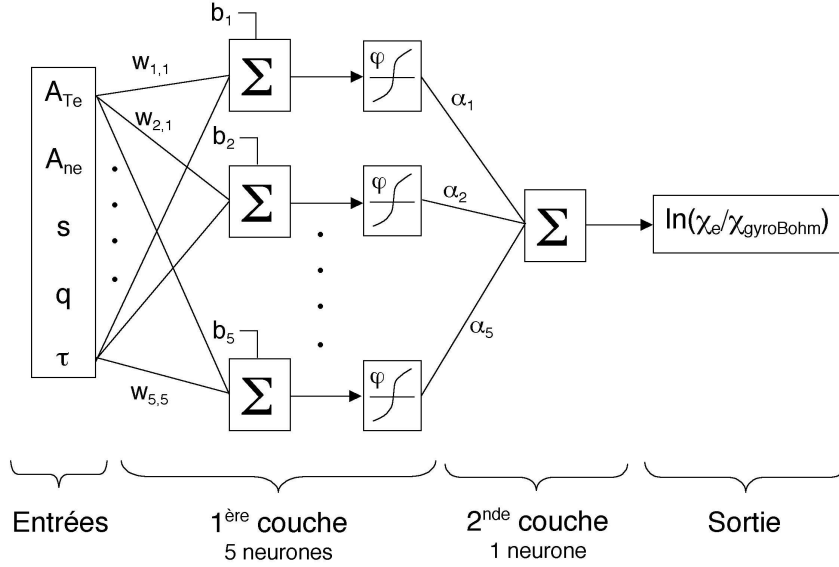


FIG. 4.12 – Schéma de principe du réseau de neurones employé. Se reporter au théorème de l'Approximation Universelle pour les notations.

$\chi_e/\chi_{gyroBohm}$ croît significativement au-delà d'un gradient de température normalisé d'environ $(R/L_{Te})_c \simeq 7 - 8$, ce qui est en accord qualitatif avec le paradigme d'un *gradient de température critique* ; la valeur escomptée à partir d'expressions analytiques semi-empiriques tirées de simulations gyrocinétiques ITG+TEM [Fou02] est $(R/L_{Te})_c = 8.35$ dans ces conditions.

Les variations de la diffusivité thermique avec le cisaillement magnétique sont illustrées sur la figure 4.15. Une forte réduction du transport est observée dans la région de cisaillement magnétique négatif, le niveau le plus faible étant situé proche de $s = 0$. La diffusivité croît considérablement avec le cisaillement positif jusqu'à $s \simeq 1.4$. La zone hachurée caractérise la fiabilité de l'approximation : elle a été obtenue par l'apprentissage répété du réseau de neurones avec différents sous-ensembles de 4000 points choisis aléatoirement parmi la base de données, puis en faisant une statistique sur les approximations résultantes. La zone est ainsi délimitée par un *écart-type* autour de l'approximation *moyenne*.

En accord avec l'analyse de corrélation, nous avons constaté que les paramètres q et τ n'affectaient presque pas le transport bien que la plupart des théories prédisent une stabilisation des modes ITG aux grandes valeurs de τ ou bien un gradient de température critique dépendant de s/q .

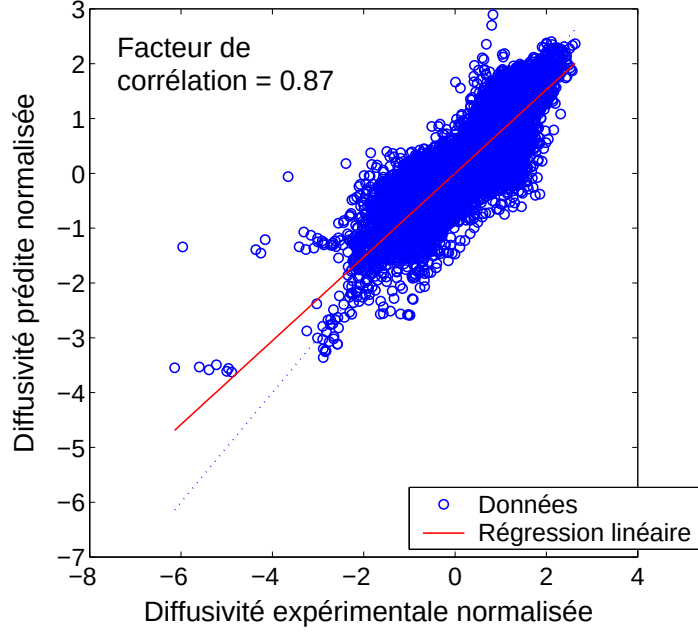


FIG. 4.13 – Statistique sur l'apprentissage du réseau de neurones. Les données sont ici les $\ln(\chi_e/\chi_{gyroBohm})$ centrés et normalisés à leur écart-type. L'apprentissage a été réalisé sur 4000 données. Cette figure présente l'ensemble de la base de données soit 13817 points à l'extérieur des ITBs.

4.2.3 Prédiction du transport avec ITB

Nous avons tenté d'appliquer cette approche empirique par réseau de neurones à la modélisation du transport dans les régimes avec ITBs. Après avoir entraîné un réseau de neurones sur la totalité de la base de données, les diffusivités thermiques électroniques ont été simulées pour une décharge JET avec ITB ne figurant pas dans les données de l'apprentissage, puis elles ont été comparées avec celles évaluées par le code ASTRA. Les paramètres d'entrée étaient ρ_{Te}^* , A_{ne} , s , q , M_ϕ et le paramètre de sortie $\ln(\chi_e)$. Le faible nombre de données à l'intérieur des barrières (seulement 446) a rendu l'approximation des ITBs difficile à accomplir : le réseau avait tendance à ignorer les données comportant des faibles diffusivités et ainsi, il devenait incapable de reproduire de manière satisfaisante la physique du transport réduit. Afin d'accorder davantage de poids à ces données au cours de la phase d'apprentissage, nous les avons répétées plusieurs fois dans la base de données. La figure 4.16 met en évidence la réduction du transport de la chaleur lorsqu'on atteint des valeurs de ρ_{Te}^* importantes. Ce résultat conforte le modèle bifurcatif établi au §4.1.3, mais reste à considérer avec prudence

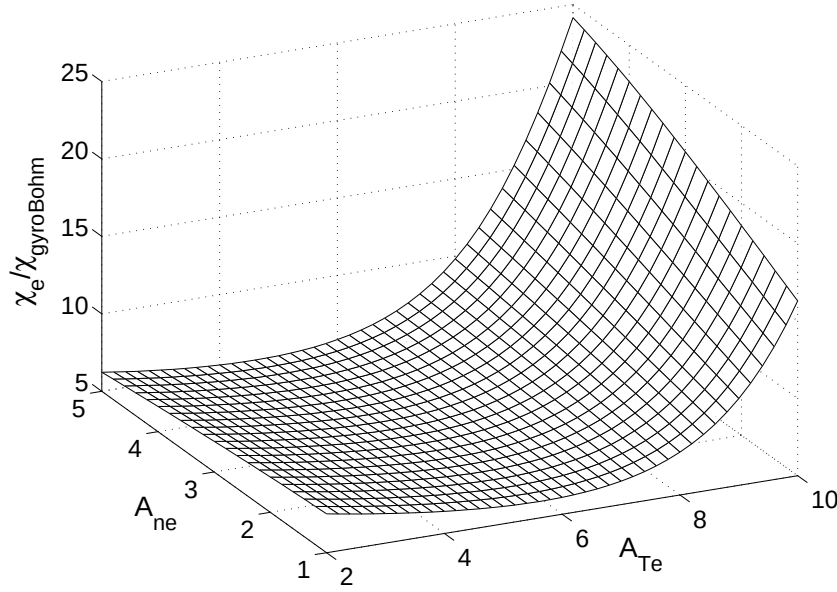


FIG. 4.14 – $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$ en fonction de A_{Te} et A_{ne} d'après le réseau de neurones. $s = -0.5$, $q = 2$, $\tau = 1$

à cause du manque de données et de leur incertitude dans les barrières de transport.

La figure 4.17 montre une comparaison des profils de diffusivité thermique électronique entre ceux évalués par un bilan de puissance avec le code de transport ASTRA et ceux prédits par le réseau de neurones après apprentissage. On peut y voir un bon accord, au moins en ordre de grandeur, même au niveau de la barrière située autour de $r/a \simeq 0.3$. Le transport du bord est hélas mal reproduit sans doute parce que le réseau a été entraîné en écartant les données proches de la séparatrice ($r/a < 0.8$) ; par conséquent il ne peut prédire les phénomènes de bord qui impliquent des mécanismes spécifiques liés par exemple aux interactions avec la *paroi*, ou dont les paramètres d'entrée prennent des valeurs en-dehors de la plage fournie à l'apprentissage, comme les forts cisaillements magnétiques ou les très courtes longueurs de gradients.

4.2.4 Discussion

Face au problème du transport dans les plasmas de tokamak, nous proposons une technique nouvelle pour approximer la fonction de diffusivité thermique qui est à la fois non-linéaire et multi-variables par nature, à partir de données expérimentales. À défaut d'être complètement aboutie, cette étude constitue une «démonstration de principe», et notre méthode devrait

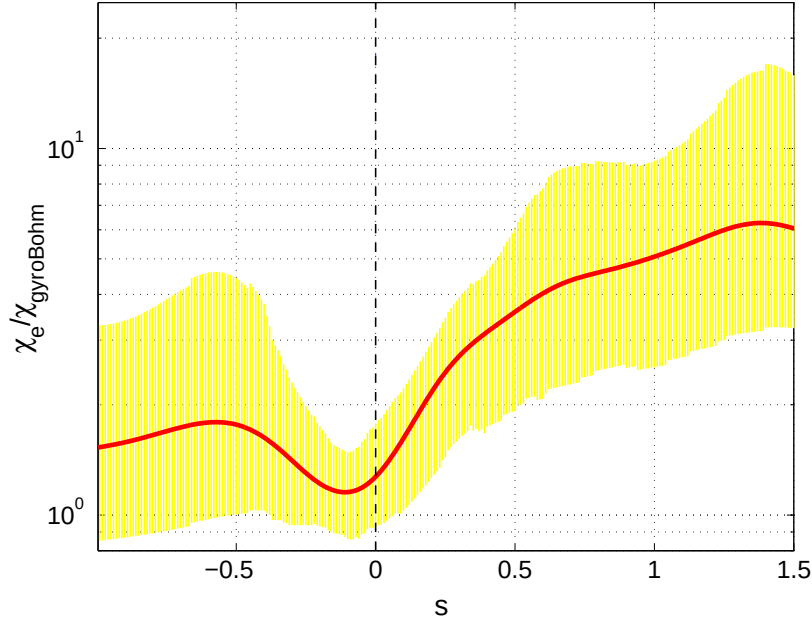


FIG. 4.15 – $\chi_e / \chi_{gyroBohm}$ fonction du cisaillement magnétique d'après le réseau de neurones. La zone hachurée représente l'incertitude à un écart-type de l'approximation. $A_{T_e} = 5$, $A_{n_e} = 3$, $q = 2$, $\tau = 1$

pouvoir compléter les approches purement théoriques en *suggérant des tendances* ou en *confortant les résultats numériques*. Elle pourrait permettre aussi d'effectuer des études de transport plus systématiques sur des grandes bases de données comme la *base de données internationale sur les ITB* qui regroupe plusieurs machines [Hoa02].

4.3 Conclusion sur la modélisation des ITBs

Le modèle simpliste de courbe en «S» qui attribue deux niveaux de diffusivité dans le plasma délimités par un gradient critique, met en évidence un certain nombre de propriétés sur les barrières de transport :

- Les ITBs peuvent être formées par une *bifurcation* d'état au-delà d'un *seuil sur le flux*. Dans le cadre d'un tel modèle, une fois déclenchées, elles peuvent être maintenues avec des *niveaux de flux plus faibles* que pour leur formation : c'est le phénomène d'*hystérésis*.
- Le flux qui traverse l'interface entre les deux niveaux de transport, converge très rapidement vers une valeur donnée par la *construction de Maxwell*, et ce, bien avant que les profils demeurent stationnaires.
- La barrière tend ainsi à s'élargir avec l'augmentation de la puissance appliquée, et inversement.

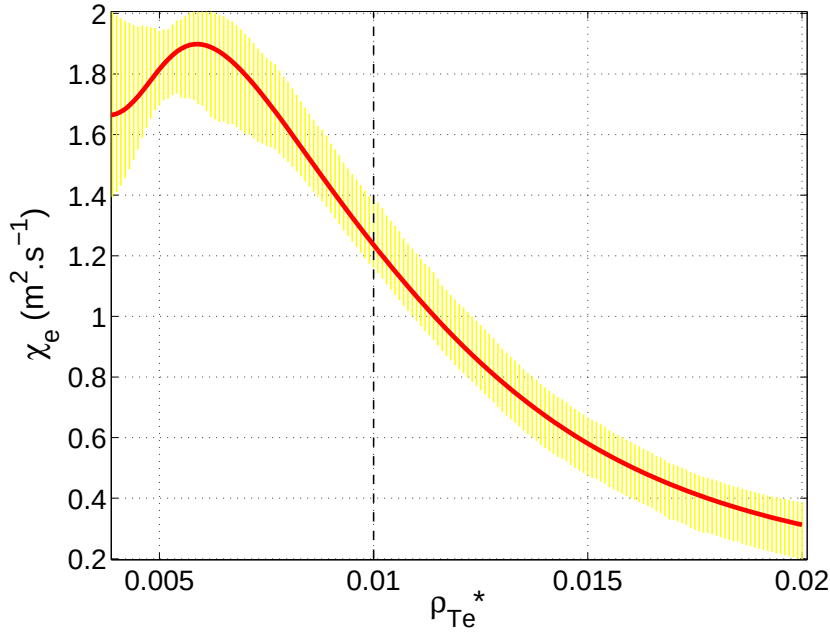


FIG. 4.16 – χ_e en fonction du rayon de Larmor normalisé d'après un réseau de neurones. La zone hachurée représente l'incertitude à un écart-type de l'approximation. Les gradients étant estimés par rapport à la coordonnée radiale normalisée définie selon la racine carrée du flux magnétique toroïdal, le seuil d'existence des ITBs est évalué aux alentours de $\rho_{Te}^* \simeq 10^{-2}$, à l'endroit du trait pointillé. $A_{ne} = 3$, $s = -0.5$, $q = 2$, $M_\phi = 0.3$

Ces résultats laissent entendre la possibilité de *contrôler* les *gradients* ou encore la *position* de l'interface à l'aide des puissances auxiliaires. Les simulations montrent en outre qu'un *asservissement* des gradients devrait pouvoir *converger* en quelques *temps de confinement*.

Un modèle de transport bifurcatif a été déduit d'une analyse dimensionnelle faite sur le paramètre ρ_T^* . Nous avons constaté au travers des simulations la nécessité d'une meilleure connaissance du *transport à l'intérieur des ITBs* pour atteindre un niveau de prédiction satisfaisant.

Une nouvelle méthode d'identification du transport basée sur les *réseaux de neurones* a été mise en œuvre afin d'approximer la fonction de *diffusivité thermique électronique*. Elle s'est révélée cohérente avec certains résultats et observations théoriques du transport anormal, mais requiert davantage de données pour traiter les ITBs et pour être utilisée couramment dans un but prédictif.

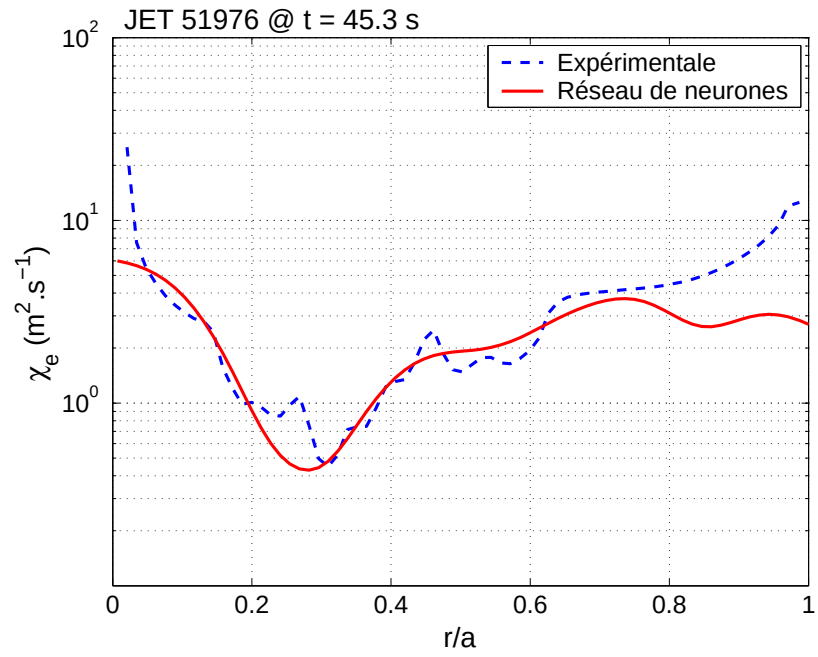


FIG. 4.17 – Comparaison des diffusivités thermiques électroniques expérimentales, et prédites par le réseau de neurones, pour une décharge JET à un instant où la barrière est pleinement formée dans la zone $0.2 \leq r/a \leq 0.4$. (JET 51976)

Chapitre 5

Contrôle temps réel des barrières internes de transport

De par la complexité et la diversité des phénomènes mis en jeu, le *contrôle temps réel* du plasma s'impose de plus en plus afin de maintenir des *régimes performants* sur des *longues durées*. Ceci est d'autant plus vrai dans le cadre du tokamak «avancé» où les marges de manœuvre sont réduites par des contraintes fortes sur les paramètres du plasma, en particulier sur les *profils* : par exemple, un *profil de courant creux* pour former une barrière ou encore un *piquage de la pression modérée* afin d'éviter des instabilités MHD.

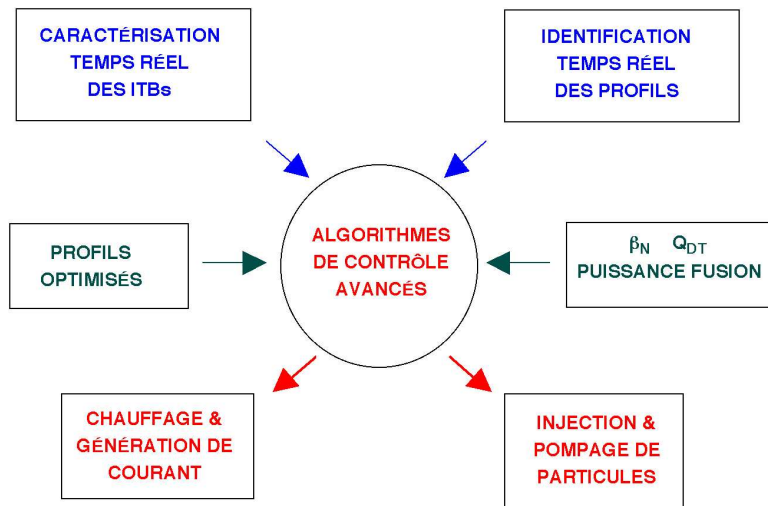


FIG. 5.1 – Schéma de principe du contrôle du plasma dans les scénarios avancés.

La figure 5.1 schématise les interactions entre les principaux sous-ensembles impliqués dans le contrôle actif des scénarios avancés. On distingue quatre parties (de haut en bas sur la figure) :

1. *Mesure*. Elle consiste à reconstruire les profils utiles (profil de q , pression ...) et à faire des traitements complémentaires tels que la caractérisation des barrières de transport.
2. *Consigne*. Il s'agit des contraintes imposées pour se maintenir dans un régime de fonctionnement attractif. Cela consiste par exemple à forcer des forts gradients de pression pour générer du courant de bootstrap et pour maximiser le taux des réactions de fusion ou encore à imposer un facteur d'amplification Q_{DT} donné.
3. *Régulation*. C'est la partie «intelligente» du système, elle est chargée d'élaborer l'ordre de commande optimal à partir de la mesure et de la consigne. Elle se présente généralement sous la forme d'algorithmes implémentés dans un calculateur numérique.
4. *Action*. Constituée d'*actionneurs*, c'est par ces organes que le système compte agir sur le plasma. On dispose en pratique des moyens de chauffage et de génération de courant (FCI, FCE, LH ...) et des dispositifs de contrôle des particules (injection de gaz, IDN, pompes cryomécaniques ...).

Ce chapitre présente les *premières expérimentations* sur le contrôle temps réel des barrières internes de transport. La première section traite des *signaux* et de la *caractérisation des ITBs* qui ont été programmés dans le système temps réel de JET. Vient ensuite la description des expérimentations sur l'asservissement des ITBs mettant en œuvre divers protocoles de contrôle. Pour finir, nous introduirons des algorithmes évolués capables d'assimiler des profils dans leur ensemble; la première expérience sur le contrôle en temps réel du profil de q sera alors brièvement présentée.

5.1 Mise en œuvre et études préliminaires pour l'asservissement des ITBs

L'objectif des expériences qui vont être décrites était de rechercher des moyens de *déclencher* et de *maintenir* des barrières internes de transport de façon contrôlée et reproductible afin de bénéficier pleinement de l'amélioration du confinement de ces régimes [Maz02a]. Tout d'abord, une ITB doit être formée à l'instant le plus favorable du scénario - au moment où le profil de q traverse une surface rationnelle simple par exemple - quels que soient les impondérables sur le claquage du plasma, et l'évolution initiale du profil de courant. Ensuite, les puissances de chauffage additionnelles sont modulées pour assurer le *maintien* de la barrière dans un *état stable sur des longues durées*. Le premier écueil provient de la *caractérisation objective*

du comportement des ITBs; le critère ρ_T^* (cf §3.4) se présente ici comme l'outil le mieux adapté pour fournir en temps réel la position et l'amplitude des ITBs, à partir des mesures de la température électronique. La *boucle de rétroaction* sur les signaux temps réel doit alors être conçue pour entretenir les ITBs par les puissances injectées, tout en restant à distance des domaines à très fort β dans lesquels des événements MHD peuvent mener à la perte du confinement amélioré voire à une disruption du plasma.

5.1.1 Caractérisation en temps réel des ITBs

Pendant la campagne expérimentale 2001 de JET, des barrières de transport électroniques ont été contrôlées en prenant la valeur maximale - sur le profil - du paramètre $\rho_{T_e}^*$ comme signal à asservir. Des expériences antérieures, dans lesquelles le *taux de neutrons intégré* était asservi par la puissance NBI, avaient été réalisées à JET [Len00], mais les expérimentations qui sont présentées dans cette thèse sont les premières à agir directement sur une *grandeur locale* du plasma. Les mesures de température électronique, nécessaires au calcul de $\rho_{T_e}^*$, provenaient du *radiomètre à hétérodyne* utilisant l'*émission cyclotronique électronique* (ECE) du plasma. Le système temps réel est basé sur un boîtier VME doté d'un processeur Motorola PowerPC cadencé à 350 MHz, et sur deux convertisseurs analogique-numérique/numérique-analogique (Fig. 5.2). Sa tâche consiste à faire l'acquisition des 48 canaux analogiques sortant du diagnostic ECE à une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz, d'effectuer tous les traitements numériques requis et d'envoyer les signaux résultants vers le module de contrôle [Riv02].

La reconstruction des profils de T_e à partir des données brutes du radiomètre ECE nécessite des coefficients de *calibration* difficiles à évaluer en temps réel. Ces coefficients sont déterminés automatiquement en fin de décharge par comparaison avec un interféromètre de Michelson ECE¹. Ils varient essentiellement avec le champ magnétique et le courant plasma; en pratique, les coefficients de calibration sont lus à partir d'un choc de référence, puis réutilisés sur les décharges suivantes qui ont un scénario similaire. Le VME calcule ensuite les paramètres utilisables par le contrôleur : la valeur maximale de $\rho_{T_e}^*$ et le grand rayon associé, ainsi que les températures électroniques centrale et moyenne. La largeur des ITBs est définie comme l'extension radiale sur laquelle le critère (3.8) est vérifié. Ces signaux sont envoyés à une cadence de 100 Hz au *contrôleur temps réel* (RTCC²), qui actionne les divers systèmes de chauffage en conséquence. Grâce à l'excellente résolution du radiomètre à hétérodyne et à sa bonne précision, le temps d'émergence des ITBs peut être déterminé à ± 10 ms près et la position avec

¹Ce diagnostic permet la reconstruction des profils de T_e sans calibration préalable, mais sa résolution spatio-temporelle est supérieure à celle du radiomètre à hétérodyne.

²Real Time Central Controller.

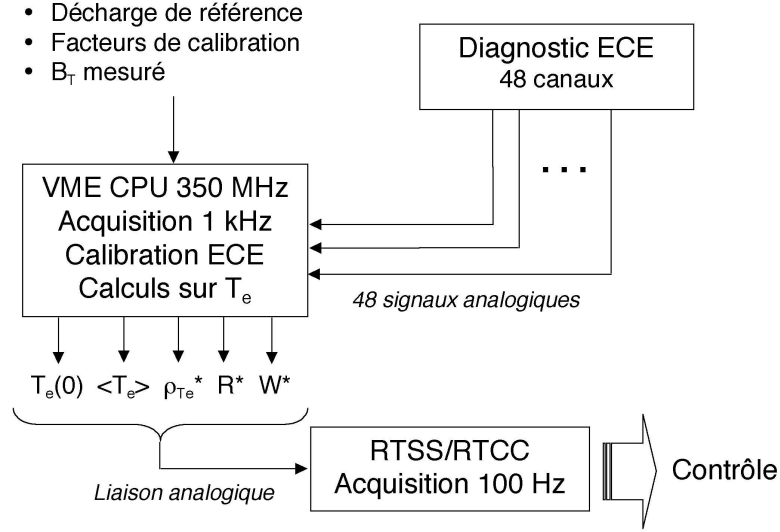


FIG. 5.2 – Représentation schématique du système temps réel utilisé pour les expériences de contrôle des barrières. $T_e(0)$ est la température électronique centrale, $\langle T_e \rangle$ la température électronique moyenne, ρ_{Te}^* le maximum du rayon de Larmor normalisé, R^* le grand rayon du maximum de $\rho_{Te}^*(r)$ et W^* la largeur des barrières.

une incertitude de 6 cm^3 .

La fiabilité des signaux de sortie a été éprouvée sur une grande variété de conditions expérimentales, incluant divers champs magnétiques, l'occurrence d'activité MHD de bord (ELMs), les perturbations induites par les électrons suprathermiques générés lors du couplage de l'onde hybride, et les algorithmes ont été optimisés pour ne pas être affectés par les mesures défectueuses [Riv02]. Les différents signaux disponibles en temps réel sont présentés sur la figure 5.3 pour une décharge exhibant une ITB dans la partie extérieure du plasma ($B_T = 2.6 \text{ T}$, $I_p = 2.2 \text{ MA}$, $P_{NBI} = 10 \text{ MW}$, $P_{ICRH} = 5 \text{ MW}$). On peut voir sur cet exemple que, malgré les perturbations du profil de température provoquées par une émission non-thermique au bord du plasma et par des possibles erreurs de calibrations sur certains canaux (Fig. 5.4), la position de l'ITB à 3.55 m est déterminée correctement par l'algorithme temps réel. L'évolution temporelle des autres signaux temps réel est en bon accord avec une analyse fine post-expérimentale.

³Si on part du principe que le critère ρ_{Te}^* est idéalement exact.

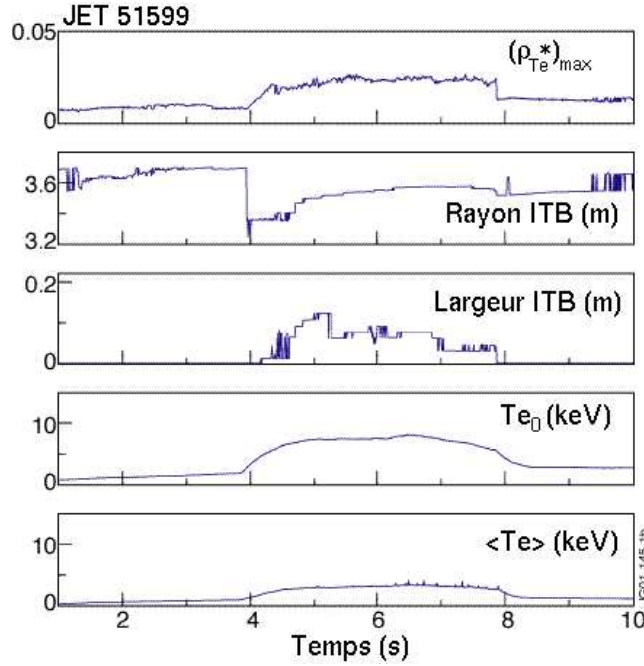


FIG. 5.3 – Évolution temporelle des signaux temps réel. (JET 51599)

5.1.2 Modélisation des algorithmes de contrôle

Maintenant que nous disposons d'un outil pour caractériser quantitativement la dynamique des ITBs, il devient possible de réaliser des décharges dans lesquelles les ITBs seront déclenchées, puis leur évolution contrôlée de façon à les rendre stables et les maintenir sur des longues durées (plusieurs temps de confinement de l'énergie). Comme mentionné en introduction, le maintien des ITBs dans un état stationnaire exige de fournir la quantité de puissance idoine - en chauffage, moment angulaire, alimentation de particules et/ou génération de courant non-inductif - afin de contrecarrer la turbulence engendrée par le plasma, tout en évitant les instabilités MHD indésirables telles que celles associées au piquage de la pression⁴. Nous l'avons vu au §3.5, le déclenchement des ITBs est observé au-dessus d'un seuil en puissance, et leur amplitude croît avec l'augmentation du chauffage. En particulier, le gradient de température normalisé, ρ_{Te}^* , varie de 1.4×10^{-2} à la puissance de seuil (environ 10 MW) jusqu'à 5×10^{-2} en forte injection de puissance additionnelle (typiquement 20 MW). Le but des expériences dont nous allons traiter était par conséquent d'évaluer différents protocoles expérimentaux utilisant les puissances ICRH et/ou NBI pour déclencher et contrôler les barrières, avec ou sans LHCD durant la phase de performance.

⁴Modes infernaux ...

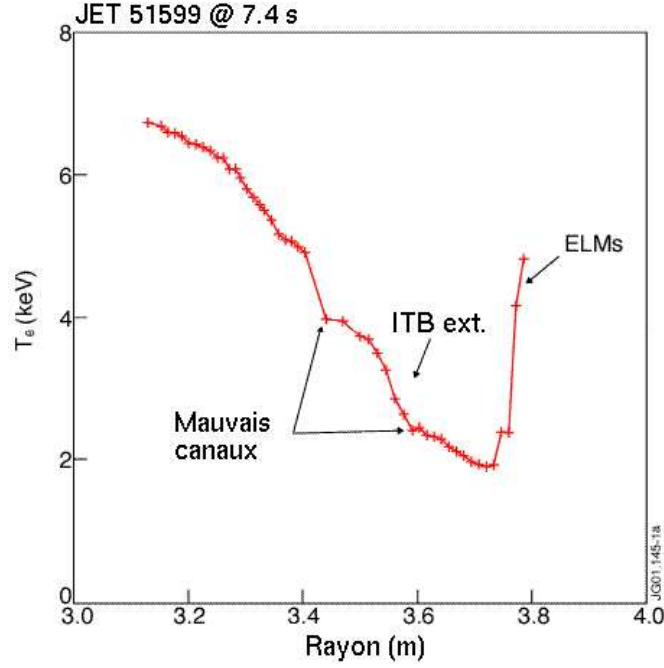


FIG. 5.4 – Profil de température électronique déduit des données du radiomètre ECE à 7.4 s montrant une ITB extérieure ainsi que les effets de l'activité des ELMs au bord et de deux canaux de mesure défectueux. (JET 51599)

Afin de préparer les expérimentations, nous avons effectué des simulations numériques qui ont permis de définir et d'optimiser les algorithmes de contrôle. Des études axées sur le contrôle du profil de q ont été effectuées par le passé. Elles ont montré la possibilité d'amener le plasma dans un régime stationnaire par des moyens d'action sur le profil de q , en dépit des forts couplages non-linéaires [Mor00][Dum00]. Notre but ici est davantage orienté vers l'expérimentation puisqu'il s'agit de mettre en œuvre des boucles d'asservissement temps réel capables de contraindre des grandeurs en relation avec les ITBs, et d'améliorer ainsi la *stationnarité* et les *performances* des scénarios avancés. La modélisation du transport dans le plasma, et l'évaluation des algorithmes de *contre-réaction* agissant sur les diverses puissances de chauffage, ont été réalisées à l'aide du code de transport ASTRA [Per02] avec pour signaux d'entrée sur les boucles d'asservissement les deux paramètres suivant [Tre01] :

1. La *valeur maximale* de $\rho_{T_e}^*$ sur les profils.
2. Le *taux de neutrons* R_{nt} .

Les *actionneurs* dont nous disposions et qui paraissaient aptes à contrôler si-

multanément ces deux quantités sont les puissances ICRH et NBI. Le modèle de transport employé est décrit dans [Voi99].

Une simple loi de contrôle *proportionnelle-intégrale* (PI) a été implémentée dans nos simulations pour contrôler chacune des boucles sur $\rho_{T_e}^*$ et R_{nt} :

$$P(t)[\text{MW}] = P(t_0) + G_P \Delta X(t) + G_I \int_{t_0}^t \Delta X(u) du$$

avec $\Delta X(t) = X_{\text{réf}} - X(t)$. $P(t_0)$ désigne soit la puissance ICRH soit la puissance NBI au temps initial t_0 du contrôle, ΔX est la différence entre le signal de sortie (c'est à dire $\rho_{T_e}^*$ ou R_{nt}) et sa *valeur cible*, G_P et G_I sont respectivement les gains *proportionnel* et *intégral*. Puisqu'il y a deux signaux d'entrée et deux de sortie et qu'il existe une interaction significative entre eux, la question du choix de la boucle optimale se pose. Ce fut l'un des objectifs des simulations numériques, et le contrôle de $\rho_{T_e}^*$ par ICRH et R_{nt} par NBI s'est révélé plus adéquat que le contraire. Une explication possible de ce résultat vient du fait que ICRH chauffe les électrons sans injecter de particules dans le plasma, et que par conséquent, la réponse du gradient normalisé de température électronique est plus simple et immédiate qu'en cas de couplage du chauffage et de l'injection de particules comme avec NBI. De plus, le taux de neutrons est largement dépendant de la partie non-thermique de la distribution des neutrons, qui est générée par les interactions faisceau-plasma ; il en résulte que la réponse de R_{nt} est plus directement reliée à la puissance NBI qu'à ICRH d'autant que cette dernière demeure beaucoup moins élevée. L'adaptation des gains fut aussi une tâche primordiale destinée à garantir une réponse optimale du système, et elle a pu être dégrossie grâce aux simulations. Un résultat caractéristique est représenté sur la figure 5.5, où apparaissent les principales traces temporelles d'une décharge comprenant une double boucle d'asservissement. Le contrôle par ICRH de la valeur maximale de $\rho_{T_e}^*$ le long du grand rayon, sur une valeur cible constante de 0.015, permet de maintenir une barrière stable durant tout le temps du contrôle. La boucle supplémentaire sur R_{nt} par NBI, avec 1.5×10^{16} neutrons.s⁻¹ comme valeur cible, prévient les éventuels événements disruptifs qui peuvent se produire comme l'ont montrés les expériences passées. Les puissances maximales requises dans les conditions expérimentales des simulations ($B_T = 2.5$ T, $I_p = 2.5$ MA) sont de 16 MW et 4 MW pour NBI et ICRH respectivement, ce qui est tout à fait envisageable sur JET. Ces simulations, en plus des études préliminaires détaillées au §4.1.2, suggèrent donc que le contrôle temps réel des ITBs peut être obtenu avec succès grâce au scénario proposé et aux puissances disponibles à JET.

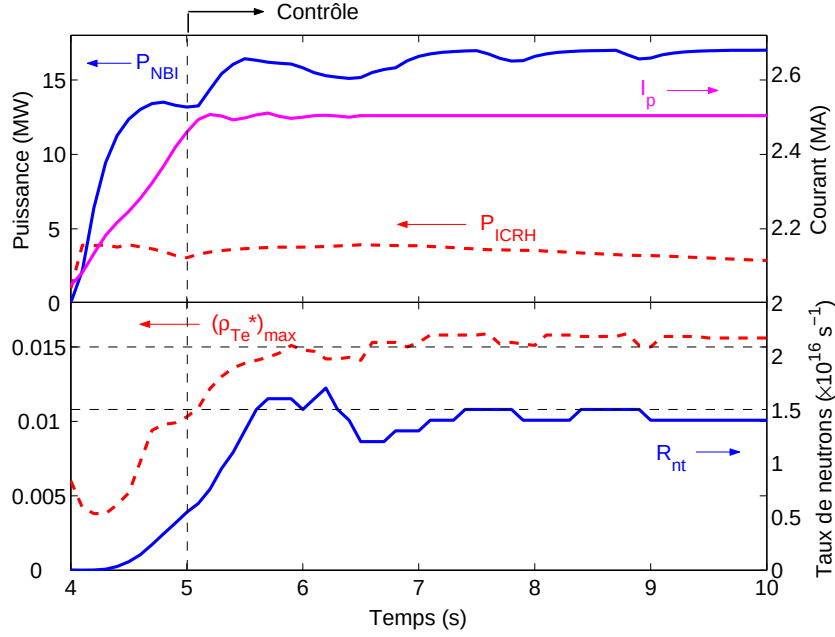


FIG. 5.5 – Simulation d'une double boucle d'asservissement sur le maximum de ρ_{Te}^* par ICRH, et R_{nt} par NBI, en utilisant une loi proportionnelle-intégrale. $(G_P/G_I)_{ICRH} = 25\delta t$, $(G_P/G_I)_{NBI} = 5\delta t$ et $\delta t = 10$ ms. La simulation reprend le scénario et les paramètres plasma de la décharge JET 46123 avant que le contrôle soit activé à $t = 5$ s ($B_T = 2.5$ T, $I_p = 2.5$ MA).

5.2 Implémentation expérimentale de divers procédés de contrôle

5.2.1 Sélection temps réel de l'instant optimal d'application de la pleine puissance

Avant de passer à l'application directe des simulations, surtout compte tenu du double contrôle avec des boucles interagissant entre elles, il était prudent de procéder à des essais expérimentaux intermédiaires et de déterminer un scénario reproductible pour déclencher les barrières avant la phase de contrôle proprement dite. En effet, de précédentes expériences ont démontré que le temps auquel la pleine puissance NBI/ICRH est appliquée conditionne en grande partie la formation des ITBs dans le plasma. Ceci est dû à l'évolution des profils de la densité des particules et de la densité de courant pendant la phase initiale de la décharge, et, parce que l'initiation du plasma n'est jamais parfaitement reproductible d'un choc à l'autre, le réglage du temps d'application optimal des puissances consomme inutilement un certain nombre de décharges réduisant d'autant la session expérimentale. Il

existe par conséquent un intérêt opératoire à déterminer en temps réel cet instant optimal. Comme nous l'avons déjà discuté au §3.5.2, les décharges ayant une phase de préformage LHCD tendent à former des ITBs avec des seuils en puissance plus bas, et donc, pour les besoins de nos expériences de contrôle, un préformage LHCD était systématiquement appliqué dans les quelques premières secondes du choc. Durant cette phase à faible densité, de fortes barrières de transport électroniques apparaissent dans la région de cisaillement magnétique négatif, et s'effondrent périodiquement au commencement d'une activité MHD probablement due à des modes *double tearing* [Hen01]. Ces phénomènes sont visibles par exemple sur le signal du gradient de température normalisé, figure 5.6. Pour s'assurer la présence d'une ITB dans un plasma forte puissance/haute densité, on pourrait appliquer la pleine puissance lors de la croissance d'une ITB électronique, afin de «geler» le profil de courant dans une configuration favorable, et éviter l'instant où une instabilité MHD détruit la barrière. L'utilisation du signal temps réel de $\rho_{T_e}^*$ pour appliquer la puissance principale à un temps optimal s'est révélée avantageuse. Un tel exemple de contrôle en *boucle ouverte* est montré sur la figure 5.6, où la puissance ICRH est appliquée après la formation d'une barrière électronique avec la puissance LHCD seule. Une fois que la phase de contrôle est initiée (à 3.3 s), la puissance ICRH est appliquée dès que $\rho_{T_e}^*$ dépasse une valeur prédéfinie de 0.03. Dans cet exemple, LHCD est arrêtée au même instant. La barrière, située autour de $R \simeq 3.3$ m, est maintenue pendant 2 s avec uniquement 5 MW de puissance ICRH. L'application de 2 MW de NBI à $t = 6$ s ne fut pas suffisante pour reformer la barrière, ainsi qu'on peut l'observer sur le signal de la largeur de l'ITB qui tombe à zéro, signifiant qu'il n'y a plus de barrière. Ce signal apparaîtra également sur d'autres figures car il montre clairement les temps d'émergence et d'effondrement des ITBs. Ajoutons que, avant de disparaître, la barrière se rétractait lentement passant d'un rayon de 3.3 m à 3.2 m, phénomène que nous mettrons ultérieurement en relation avec l'évolution du profil de courant.

5.2.2 Boucle d'asservissement simple des ITBs avec la puissance NBI

Venons-en désormais à la principale motivation de ces expériences qui était de contrôler la valeur maximale de $\rho_{T_e}^*$ avec la puissance NBI ou ICRH, et dont l'objectif était de démontrer l'amélioration apportée par une boucle de contrôle en termes de stabilité et de performance du plasma sur des longues durées.

Étant contraints par les limitations de puissances ICRH et NBI disponibles à JET en régime «ITB+mode H» (typiquement 6 et 18 MW), les simulations numériques et les observations faites au cours des sessions expérimentales ont montré qu'un rapport G_P/G_I de $1\delta t$, avec $\delta t = 10$ ms

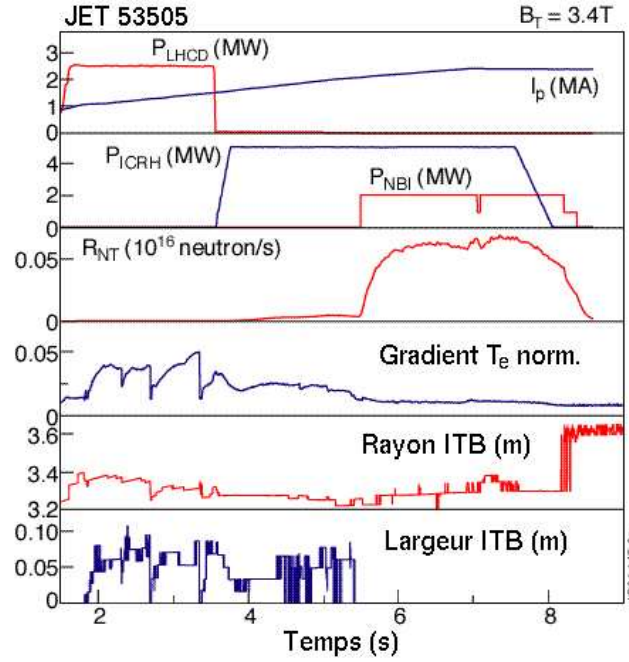


FIG. 5.6 – Contrôle du temps d'application de la pleine puissance : évolution temporelle de la puissance LH, du courant plasma, des puissances NBI et ICRH, du taux de neutrons, de $\rho_{T_e}^*$, du rayon et de la largeur de la barrière (JET 53505). Le contrôle débute à 3.3 s, et l'ICRH se déclenche à 3.5 s lorsque $\rho_{T_e}^* > 0.03$.

la période d'échantillonnage, constituait un compromis satisfaisant. La présence d'un terme intégral garantit l'absence de *décalage stationnaire* entre la valeur de convergence et la valeur cible, et évite les brusques sauts de puissance en cas de variation soudaine de $\rho_{T_e}^*$, au détriment toutefois du *temps de réponse* de la boucle de contrôle.

Nous avons tracé sur la figure 5.7 l'évolution temporelle de quelques grandeurs pour une expérience comportant un algorithme de contrôle *Single-Input-Single-Output* (SISO) sur $\rho_{T_e}^*$ en utilisant la puissance NBI seule. L'objectif général de cet algorithme est soit de déclencher une ITB en imposant une valeur cible supérieure à la valeur critique ρ_{ITB}^* , puis de la maintenir dans un état stationnaire, ou bien, après la formation d'une ITB, de réduire le gradient de température normalisé vers une valeur en-deçà du seuil ρ_{ITB}^* dans le but de détruire la barrière. La figure 5.7 correspond précisément à ce dernier cas : une barrière déjà bien établie est perdue de manière contrôlée à partir d'un temps prédéfini. Une forte barrière de transport électronique, formée durant le préformage LHCD, disparaît lorsque LHCD est réduite puis volontairement coupée au commencement de la phase NBI. Ceci est

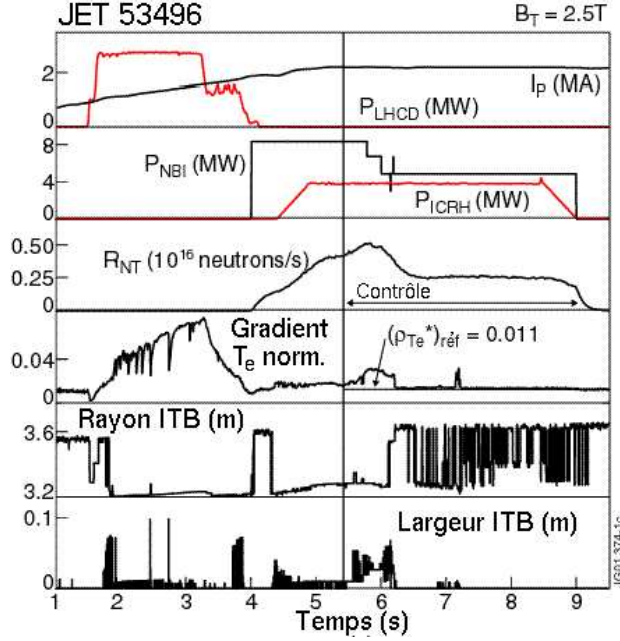


FIG. 5.7 – Contrôle de ρ_{Te}^* avec NBI : évolution temporelle de la puissance LH, du courant plasma, de la puissance NBI, du taux de neutrons, de ρ_{Te}^* , du rayon et de la largeur de la barrière (JET 53496). Le contrôle débute à 5 s et la valeur cible de ρ_{Te}^* est de 0.011, c'est à dire en-dessous de ρ_{ITB}^* afin d'illustrer la suppression contrôlée d'une ITB.

dû à un manque temporaire de flux d'énergie pendant le *ralentissement* des ions rapides des faisceaux de neutres sur les ions du plasma, puis pendant leur thermalisation avec les électrons. L'ITB réapparaît à 4.4 s, après l'application de 8 MW de puissance NBI, et s'élargit de 3.2 à environ 3.3 m. Elle est aussi maintenue grâce au concours d'environ 4 MW de puissance ICRH. Quand ρ_{Te}^* atteint la valeur de 0.02 à 5.6 s, le contrôle actif est programmé pour débiter après un court délai de 200 ms afin de prévenir d'éventuels problèmes parasites qui pourraient induire une détection erronée de la barrière. Nous avons imposé 0.011 comme valeur cible pour ρ_{Te}^* , valeur en-dessous du seuil d'existence des barrières⁵. La puissance NBI réagit comme prévu en diminuant par étapes⁶, jusqu'à un niveau de 5 MW où elle se stabilise, ρ_{Te}^* ayant atteint sa valeur de référence. La dynamique de la barrière est caractérisée sur la figure 5.8 où les contours en ρ_{Te}^* sont tracés, montrant en particulier la présence d'une double ITB se formant à partir de

⁵Qui est, rappelons-le, de 0.014.

⁶La modulation de la puissance NBI se fait en coupant ou en activant certains faisceaux d'injection ce qui donne ces variations de puissance en escalier.

5.8 s. Par construction, l'algorithme de contrôle traite la valeur maximale de $\rho_{T_e}^*$ et donc la barrière intérieure qui est ici la plus forte ; l'autre, située à 3.53 m, étant plus faible. Il en résulte que, grâce au contrôle, les deux ITBs disparaissent à 6.2 s, et le taux de neutrons décroît significativement.

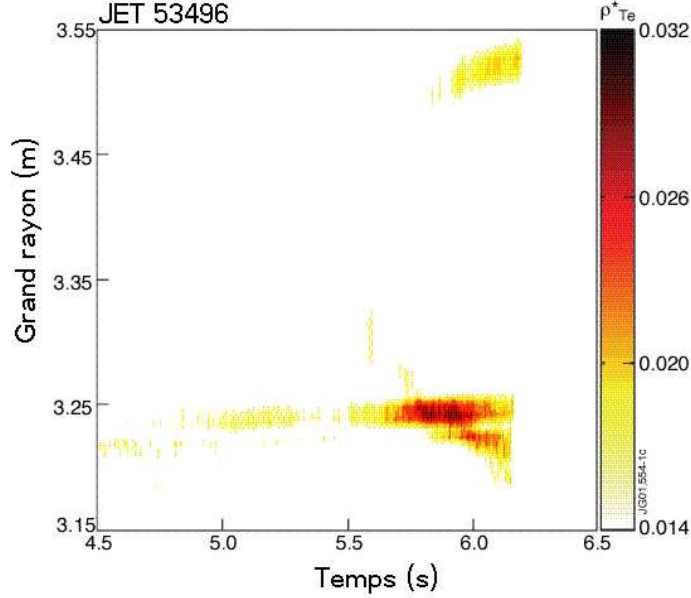


FIG. 5.8 – Contours en $\rho_{T_e}^*$ tracés pour $\rho_{T_e}^*(R, t) > 0.014$, montrant l'évolution spatio-temporelle et la perte d'une double barrière électronique à $t \simeq 6.2s$. (JET 53496)

L'exemple qui suit, mettant en œuvre le même algorithme de contrôle SISO et employant la puissance NBI (Fig. 5.9), fut déterminant pour retenir la structure de la meilleure boucle d'asservissement qui permettra de contrôler simultanément $\rho_{T_e}^*$ et R_{nt} avec les actionneurs que sont NBI et ICRH. Le contrôle est activé à 4 s mais, cette fois, avec l'objectif de maintenir la barrière dans un état stationnaire. La valeur de référence pour $\rho_{T_e}^*$ est choisie égale à 0.025, ce qui correspond à une barrière relativement forte. Un bon contrôle est obtenu pendant 1.7 s, puis le système devient instable lorsque $\rho_{T_e}^*$ augmente bien que la puissance NBI soit continuellement réduite par le contrôleur. Ce cas illustre parfaitement la difficulté d'asservir le gradient normalisé de température $\rho_{T_e}^*$ par NBI, car cet actionneur chauffe en premier lieu la population ionique du plasma, il influe sur la densité et agit sur la rotation toroïdale (cf §3.5.2). Ayant constaté l'échec d'un contrôle par NBI, on en vient tout naturellement à envisager de contraindre $\rho_{T_e}^*$ par ICRH, d'autant que cet actionneur laisse la densité inchangée et permet

de jouer directement sur les gradients de température. On peut aussi envisager directement le système de *double boucle de rétroaction* où la source de chauffage électronique ICRH agit sur le *gradient de température* tandis que NBI contrôle la pression centrale à travers le taux de neutrons pour une *meilleure stabilité* du plasma. Cette répartition se justifie puisque la puissance ICRH est déposée principalement sur les électrons dans la région interne à la barrière, permettant un contrôle plus précis des gradients locaux de température électronique, alors que NBI agit sur les particules et la pression ionique. Plusieurs algorithmes de contrôle mettant en œuvre les deux actionneurs ont été testés dans différentes configurations de champ magnétique toroïdal et de courant plasma.

5.2.3 Boucle d'asservissement simple des ITBs par la puissance ICRH

Les résultats du contrôle de $\rho_{T_e}^*$ avec ICRH seule sont présentés sur la figure 5.10. Le gradient normalisé de température électronique à l'endroit de la barrière est contrôlé durant 3.4 s par la puissance ICRH dans un régime avec $T_{i0} \simeq T_{e0} \simeq 7$ keV. La valeur de $\rho_{T_e}^*$ obtenue reste proche de la valeur cible (0.025), et la barrière intérieure, qui est liée à la zone de cisaillement négatif, se rétracte à nouveau quand la puissance LHCD est éteinte. L'existence d'une région de cisaillement négatif est confirmée par l'évolution temporelle du profil de facteur de sécurité calculé durant la phase de pleine puissance jusqu'à la perte de la barrière (Fig. 5.10). La reconstruction des surfaces magnétiques de flux ainsi que les profils de pression et de densité de courant correspondant, sont obtenus avec le code EFIT [Lao90] conditionné par les données de la *rotation Faraday*. Ces résultats s'accordent bien avec ceux déduits indépendamment d'une reconstruction EFIT contrainte par les données MSE aux temps où celles-ci sont disponibles. À la fin du préformage LHCD ($t = 4$ s), le profil de q se révèle extrêmement inversé grâce aux effets combinés d'une montée de courant rapide qui retarde la pénétration du courant et d'une génération de courant non-inductif hors de l'axe par LHCD qui tend à exacerber l'inversion du profil de courant. Lors de la phase de performance, la relaxation du profil de courant est gouvernée par une *diffusion résistive classique* (cf §3.1.1), et elle est donc ralentie par le chauffage intense du plasma. Ainsi, le profil de q demeure *non-monotone* jusqu'à la fin du chauffage ($t = 8$ s) bien que l'hybride soit arrêtée. La figure 5.10 montre que la barrière reste localisée dans la région de cisaillement magnétique négatif tout au long de l'évolution du profil de q . En comparaison des précédentes expériences avec NBI seule, le contrôle avec ICRH s'avère plus efficace et n'a pas soulevé de difficulté fondamentale. De plus, de par les caractéristiques intrinsèques des sources ICRH, la puissance répond de manière plus «fluide» et plus précise aux variations du maximum de $\rho_{T_e}^*$.

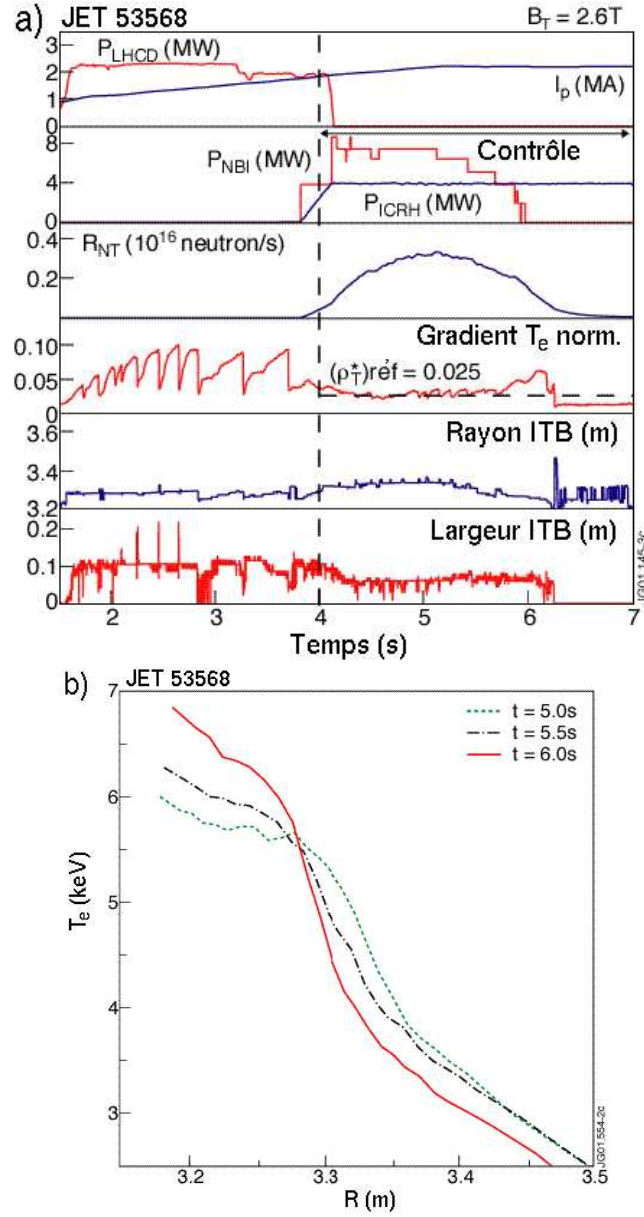


FIG. 5.9 – a) Contrôle de $\rho_{T_e}^*$ avec NBI : évolution temporelle de la puissance LH, du courant plasma, des puissances NBI et ICRH, du taux de neutrons, de $\rho_{T_e}^*$, du rayon et de la largeur de la barrière (JET 53568). Le contrôle débute à 4 s et la valeur cible de $\rho_{T_e}^*$ est de 0.025. b) Évolution du profil de température électronique lors de la perte de contrôle (JET 53568).

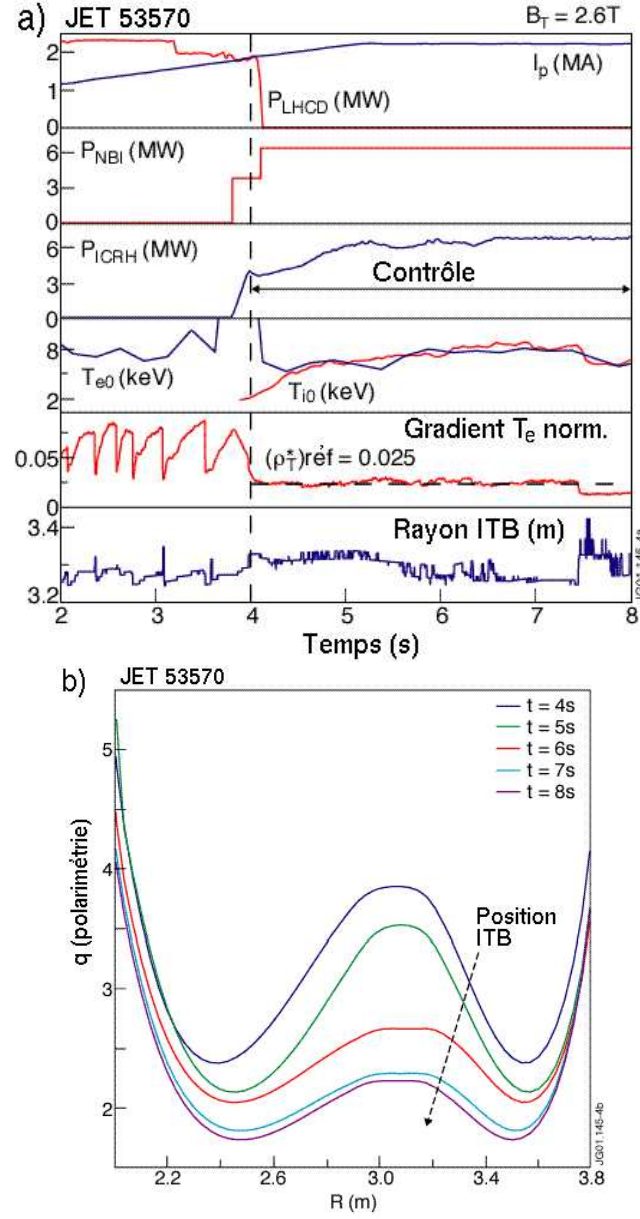


FIG. 5.10 – a) Contrôle de $\rho_{T_e}^*$ avec ICRH : évolution temporelle de la puissance LH, du courant plasma, des puissances NBI et ICRH, des températures centrales T_{e0} et T_{i0} , de $\rho_{T_e}^*$, du rayon et de la largeur de la barrière (JET 53570). Le contrôle débute à 4 s et la valeur cible pour $\rho_{T_e}^*$ est de 0.025. b) Évolution du profil de q calculé avec le code EFIT [Lao90] contraint par les mesures de polarimétrie durant la phase de pleine puissance (JET 53570).

5.2.4 Double boucle d'asservissement des ITBs par combinaison des puissances ICRH et NBI

Comme application directe des simulations décrites au §5.1.2, la figure 5.11 présente une expérience comportant un double asservissement sur $\rho_{T_e}^*$ (avec ICRH) et sur le taux de neutrons produits par les réactions D-D (avec NBI). Les valeurs du gradient normalisé de T_e maximal, $\rho_{T_e}^*$, et du taux de neutrons sont maintenues constantes respectivement à 0.025 et 0.9×10^{16} neutrons.s⁻¹. Le contrôle de la barrière est effectif pendant 7.5 s jusqu'à la fin préprogrammée de l'application des puissances.

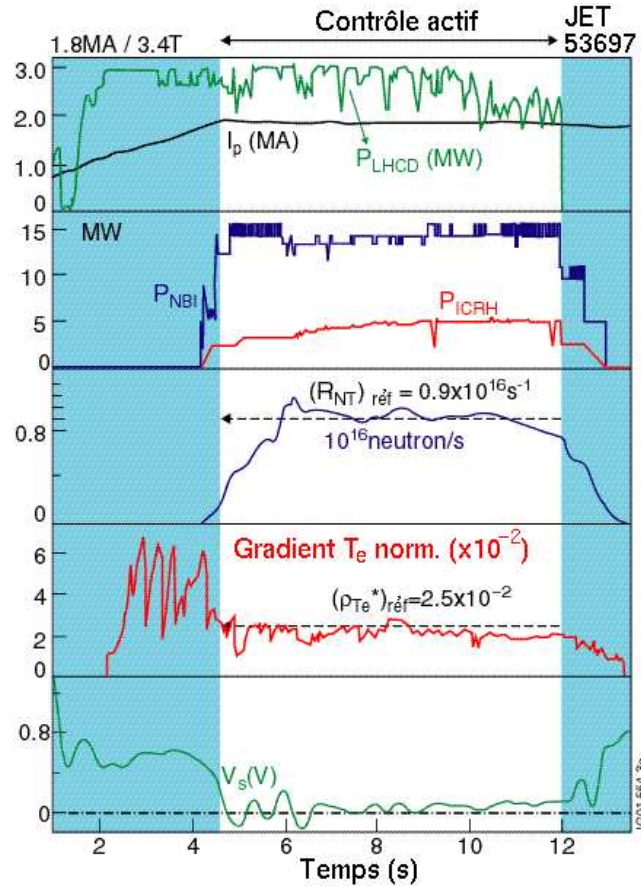


FIG. 5.11 – Contrôle combiné de $\rho_{T_e}^*/R_{nt}$ avec ICRH et NBI : évolution temporelle de la puissance LH, du courant plasma, des puissances NBI et ICRH, du taux de neutrons, de $\rho_{T_e}^*$ et de la tension par tour. Le contrôle démarre à 4.5 s et les valeurs de référence sont 0.025 pour $\rho_{T_e}^*$ et 0.9×10^{16} neutrons.s⁻¹ pour le taux de neutrons. (JET 53697, $B_T = 3.4$ T, $I_p = 1.8$ MA)

Durant toute la durée où le contrôle est actif, les paramètres plasma de la décharge sont *quasi-stationnaires*, c'est à dire que la tension par tour est proche de 0 V, β_p est stable autour de 1.2, l'inductance interne l_i reste faible, et on note une activité MHD de bord (ELMs) modérée (Fig. 5.12). La fraction de bootstrap a été estimée par des simulations de transport interprétatives (TRANSP [Gol81]) et s'avère également stationnaire autour de 50%. Ici, contrairement aux exemples précédents où LHCD est coupée au commencement de la pleine puissance, la puissance hybride est gardée constante ($\simeq 3$ MW) durant toute la phase de contrôle. Enfin, il faut remarquer que l'activité MHD de bord ne perturbe pas l'évolution de la barrière, ni la qualité des signaux temps réel de température électronique.

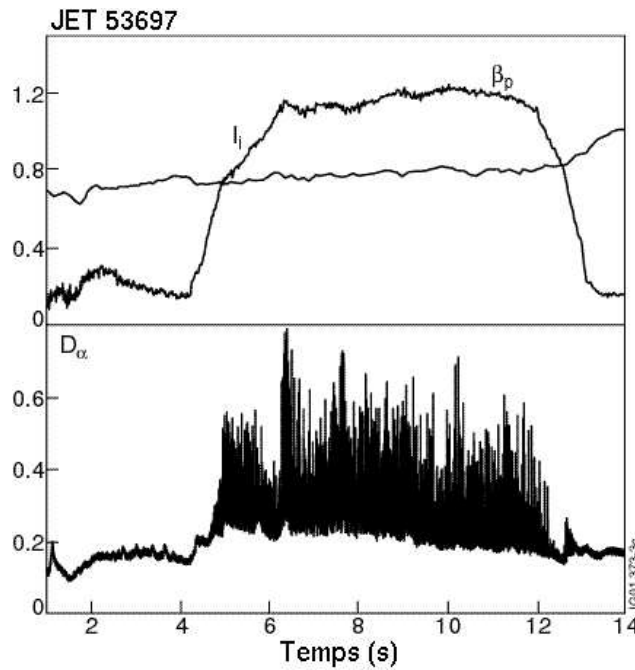


FIG. 5.12 – Évolution temporelle de β_p , de l_i et de D_α dans une décharge non-inductive contrôlée. (JET 53697)

Des décharges similaires avec une grande fraction de courant non-inductif ont aussi été réalisées sans boucle d'asservissement [Lit02]. La figure 5.13 montre une comparaison entre quelques signaux provenant d'une décharge à haute performance (JET 53521) réalisée sans contrôle ρ_{Te}^*/R_{nt} , et du choc qui vient d'être discuté (JET 53697). Ces deux décharges présentent des champs magnétiques identiques (3.4 T), les puissances de chauffage et de génération de courant sont activées aux mêmes instants, seules les amplitudes des puissances NBI et ICRH ne sont pas les mêmes puisque elles varient dans le 53697 en fonction des prescriptions du contrôleur. Le courant

plasma est environ 10% plus grand dans le choc 53521 (2 MA - dont 1 MA de courant de bootstrap estimé avec le code CRONOS [Bas02] - contre 1.8 MA dans le 53697). Le choc 53521 non contrôlé atteint à plusieurs reprises des limites MHD comme nous pouvons le voir à travers les chutes répétées des signaux du taux de neutrons et de $\rho_{T_e}^*$. Dans la phase de performance, l'évènement à $t = 6.7$ s est associé à un mode MHD $n = 1$ dans le cœur de la décharge. La seconde chute qui a lieu plus tard dans la décharge, à $t = 11.1$ s, est connectée avec une *instabilité radiative* du cœur causée par l'accumulation d'une impureté de nombre de charge Z élevé, qui a été identifiée comme du nickel [Dux01]. En dépit de ces désagréments, la barrière n'est jamais perdue; toutefois, l'utilisation d'une boucle de contrôle nous a permis de réaliser un plasma performant dans des conditions davantage stationnaires et reproductibles, en empêchant l'apparition de ces relaxations du cœur. En particulier, on peut noter sur la figure 5.13 que l'évolution de la tension par tour est plus stable dans le choc 53697, où elle reste proche de 0 V, objectif ultime pour un régime d'opération continu. La stationnarité est aussi montrée sur la figure 5.14 où le *facteur de confiance* défini d'après (3.9) est tracé selon le code des couleurs à droite de la figure. La zone grisée symbolise le domaine spatio-temporel où le gradient normalisé de la température électronique excède la valeur seuil ρ_{ITB}^* (cf §3.4), avec un degré de probabilité lié aux incertitudes des mesures.

Quelques remarques complémentaires peuvent finalement être faites sur le comportement des impuretés dans ces décharges. La figure 5.14 montre une comparaison de l'évolution de la densité centrale du nickel pour les deux décharges JET 53697 et 53521. Notons que dans les deux cas, l'impureté nickel, provenant des *interactions plasma-paroi*, tend à s'accumuler au centre selon les prédictions néoclassiques [Dux01]. Néanmoins, son comportement est différent dans chaque décharge. Pour le choc contrôlé 53697, après une phase d'accumulation qui suit la même tendance que pour le 53521, une phase stable débute à partir de $t \simeq 9$ s maintenant le niveau d'impureté constant à environ la moitié de la valeur maximale atteinte dans la décharge sans contrôle 53521. Faisant suite à une réduction inattendue de la puissance LHCD de 3 MW à environ 2 MW (Fig. 5.11), le niveau d'impureté chute alors soudainement à $t \simeq 10$ s. La diminution du courant hybride hors de l'axe induit une évolution du profil de q qui n'est pas contrôlée en temps réel, et qui mène à une lente contraction de la position de la barrière (Fig. 5.14). Cette réduction de puissance conduit à la perte du contrôle, en particulier sur le taux de neutrons. Ces phénomènes peuvent expliquer l'expulsion rapide du nickel hors du centre du plasma à $t \simeq 10.2$ s, bien que d'autres effets peuvent être invoqués tels qu'une activité MHD $n = 1$, une réduction de la rotation du cœur du plasma ou bien une modification du profil de la densité électronique. Au-delà de $t \simeq 10$ s, il n'y a aucun signe d'accumulation d'impureté au centre dans le choc 53697, jusqu'à la fin de la phase de chauffage, c'est à dire pendant environ 2 s. Malgré ces évènements, le gradient norma-

lisé de température est maintenu à sa valeur de référence durant la totalité de la phase de contrôle grâce à la contre-réaction par la puissance ICRH.

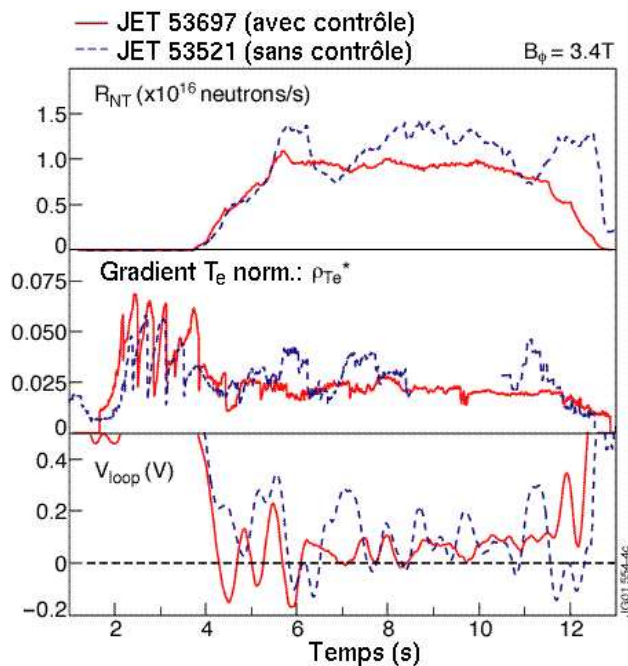


FIG. 5.13 – Évolution temporelle du taux de neutrons, de ρ_{Te}^* et de la tension par tour pour le choc JET 53697 avec un double contrôle ρ_{Te}^*/R_{nt} ($B_T = 3.4$ T, $I_p = 1.8$ MA), et, en comparaison, pour une décharge similaire sans contrôle des ITBs (JET 53521, $B_T = 3.4$ T, $I_p = 2$ MA).

En résumé, la *boucle d'asservissement double* qui a été testée a montré que les *disruptions*, les *relaxations du cœur* et l'*accumulation d'impuretés* pouvaient être évitées - ou du moins marginalisées - tout en maintenant un régime ITB avec une *performance plasma préétablie*. Un état *quasi-stationnaire* fut atteint durant environ 5 s, limité uniquement par le mode opératoire préprogrammé et imposé sur les systèmes de chauffage. L'obtention de conditions *stationnaires* sur de plus longues périodes de temps était empêchée ici par la *lente relaxation résistive du profil de la densité de courant*, soulignant la nécessité d'un *contrôle additionnel sur le profil de q*, en particulier par la *puissance LHCD*.

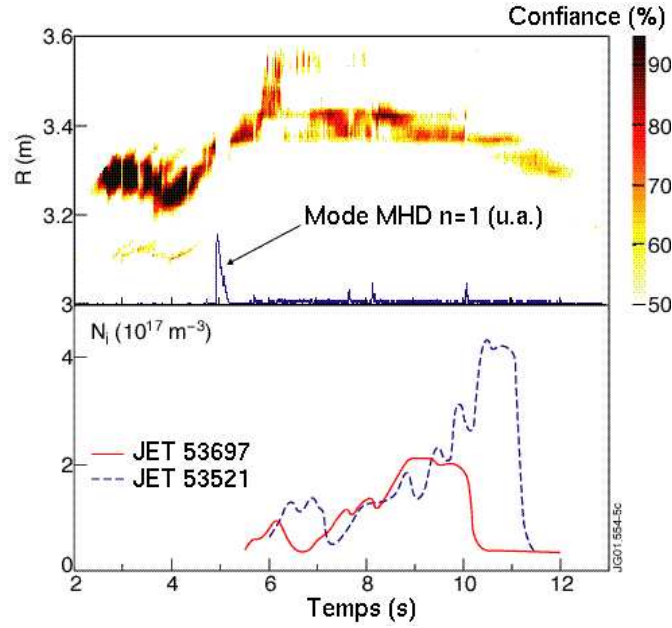


FIG. 5.14 – Haut : Dynamique spatio-temporelle de l'ITB représentée par les contours du *facteur de confiance* basé sur le critère $\rho_{T_e}^*$. Bas : Évolution temporelle de la densité centrale du nickel pour les décharges JET 53697 et 53521.

5.3 Algorithmes avancés pour l'asservissement des profils de courant et de pression

Les expériences qui viennent d'être décrites étaient fondées sur des mesures *scalaires*, caractérisant les gradients de température *localement* avec $(\rho_{T_e}^*)_{max}$, et un paramètre *global* qui était le taux de neutrons R_{nt} . À cause du couplage non-linéaire entre les équations de transport des particules, de l'énergie et du courant, les simulations numériques démontrent les limitations inhérentes qu'il y aurait à réaliser une boucle d'asservissement basée sur une correspondance *bijective* entre les divers systèmes de chauffage et de génération de courant, et les valeurs du facteur de sécurité et de la pression (ou température) à des positions particulières du plasma [Mor99]. Des techniques de contrôle mettant à profit une modélisation préalable ont été récemment appliquée à la conception de contrôleurs *Multiple-Input-Multiple-Output* (MIMO) [Ogu94] sur des systèmes non-linéaires à paramètres *distribués*⁷ gouvernant des processus chimiques (par exemple, le contrôle de la distribution des températures dans un réacteur chimique tubulaire). Il est par conséquent tentant d'appliquer de telles techniques pour le contrôle des

⁷Des paramètres répartis dans l'espace par exemple.

profils des décharges de tokamak dans le but de pouvoir opérer en régime stationnaire avec ITB [Mor02].

5.3.1 Modélisation linéaire de la réponse du plasma

Il n'existe pas de méthode générale permettant d'intégrer les non-linéarités du système dans la conception d'un contrôleur ; on peut toutefois exploiter la réponse linéaire au voisinage d'un équilibre spécifié comme étant l'état de référence que le contrôleur est chargé d'atteindre. Lorsque de telles linéarisations s'avèrent insuffisantes, on a généralement recours à des astuces très spécifiques qui peuvent, le cas échéant, améliorer l'efficacité du contrôleur⁸. L'argument qui milite en faveur d'une modélisation linéaire est que, si on est capable d'amener le système suffisamment proche de son état de référence pour que son comportement soit linéaire autour de ce point d'équilibre, alors un algorithme de rétroaction traditionnel, optimisé à partir d'une linéarisation du système, devrait converger et compenser rapidement les écarts à la référence. On anticipe d'ores et déjà la nécessité de développer une première *boucle ouverte* chargée de placer le système au voisinage du point d'équilibre requis, afin que la *boucle de rétroaction* puisse prendre le relai et le maintenir en l'état, dans un domaine de fonctionnement où la réponse linéaire est justifiée et l'asservissement convergent. Pour le cas qui nous concerne, à savoir le maintien des régimes avancés, les travaux effectués ces dernières années sur l'optimisation des scénarios pour le déclenchement, et plus généralement la formation des ITBs (cf §3.6), fournissent un point de départ aux futures expérimentations d'asservissement ; maintenant que l'on sait s'approcher d'un état d'équilibre avec une barrière de transport, il suffit d'y rester par l'usage d'une rétroaction.

Considérons un vecteur de *mesure* $\mathbf{y}(t)$ qui contient les variables que l'on souhaite asservir, ou plus exactement, qui contient les différences entre leur valeur à un instant t et leur valeur de référence (ou d'équilibre). Il pourrait s'agir dans notre cas, des δq pris en certains points du profil de facteur de sécurité. Soit un vecteur d'*action* $\mathbf{u}(t)$ regroupant les variations des signaux de commande des actionneurs ; ce pourrait être le δP de la puissance LHCD entre le niveau de puissance à l'instant t et le niveau de puissance d'équilibre associé au profil de q d'équilibre. La *transformée de Laplace* et la *transformée en z* sont des outils communément employés pour la description des systèmes linéaires, car elles offrent des propriétés et une simplification du formalisme appréciables. Notons $\mathbf{Y}(s)$, $s \in \mathbb{C}$, la transformée de Laplace du signal $\mathbf{y}(t)$ définie par

$$\mathbf{Y}(s) = \int_0^{+\infty} \mathbf{y}(t) e^{-st} dt$$

⁸Il peut arriver par exemple que le système devienne linéaire par rapport à une fonction particulière de paramètres indépendants, et, dans ce cas, un simple changement de variables sera le plus approprié pour asservir le système.

$\mathbf{U}(s)$ désignera la transformée de Laplace de $\mathbf{u}(t)$. Si le système qui transforme $\mathbf{u}(t)$ en $\mathbf{y}(t)$ est *linéaire*, alors il existe une matrice $\mathbf{h}(t)$, ensemble des *réponses impulsionnelles* du système, et dont la transformée de Laplace $\mathbf{H}(s)$ vérifie⁹ :

$$\mathbf{Y}(s) = \mathbf{H}(s)\mathbf{U}(s) \quad (5.1)$$

$\mathbf{H}$ est la *fonction de transfert* du système. Ainsi, la fonction de transfert - ou bien la réponse impulsionnelle - détermine entièrement le comportement du système, et une modélisation courante de ce dernier consiste à approximer $\mathbf{H}(s)$ à l'aide de polynômes, ou plus généralement de fractions rationnelles polynomiales.

Dans le cadre du contrôle, ce n'est pas tellement la mesure fonction de l'action qui nous intéresse, mais plutôt le contraire, l'action qu'il faudrait appliquer pour aboutir à une mesure prédéfinie ; au final, cela revient à converger vers un vecteur $\mathbf{y}$ nul. La relation (5.1) doit être inversée, sachant qu'a priori il n'y a aucune raison que les dimensions du système soient identiques à l'entrée et à la sortie, donc qu'en définitive la matrice $\mathbf{H}$ soit *inversible*. La méthode de *décomposition en valeurs singulières* (SVD ou Singular Value Decomposition) permet d'obtenir une *pseudo-inverse* de $\mathbf{H}$ que l'on note $\mathbf{H}^+$. La matrice $\mathbf{H}$ se met sous la forme :

$$\mathbf{H} = \mathbf{W}\Sigma\mathbf{V}^T \quad (5.2)$$

où $\mathbf{W}$ et $\mathbf{V}$ sont des matrices *orthonormées*, $\mathbf{W}^T\mathbf{W} = \mathbf{W}\mathbf{W}^T = \mathbf{I}_{n_y}$ et $\mathbf{V}^T\mathbf{V} = \mathbf{V}\mathbf{V}^T = \mathbf{I}_{n_u}$, de dimensions $n_y = \dim(\mathbf{y})$ et $n_u = \dim(\mathbf{u})$ respectivement. Σ est construite comme suit :

$$\begin{cases} \Sigma_{kk} = \sigma_k & \text{pour } k = 1 \dots K = \min(n_y, n_u) \\ \Sigma_{ij} = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Les σ_k^2 sont les valeurs propres de $\mathbf{H}\mathbf{H}^T$ - et d'ailleurs de $\mathbf{H}^T\mathbf{H}$ aussi - et possèdent la propriété de décroître rapidement avec k , ce qui signifie que l'essentiel de l'information provenant de $\mathbf{H}$ est contenue dans les premières composantes de la décomposition SVD (5.2). Cette particularité permet par exemple d'effectuer des filtrages 2D de signaux spatio-temporels [Dud94][Dud95]. Ce n'est pourtant pas ce qui a motivé l'emploi de cette méthode ici. Supposons que $n_y > n_u$, alors la matrice Σ comporte $n_y - n_u$ lignes de 0. On peut donc les retirer à conditions de tronquer la matrice $\mathbf{W}$ en lui enlevant le même nombre de colonnes à droite. On obtient une matrice $\hat{\Sigma}$ diagonale et une matrice tronquée $\hat{\mathbf{W}}$ de dimension (n_y, n_u) qui a la propriété d'être inversible à gauche $\hat{\mathbf{W}}^T\hat{\mathbf{W}} = \mathbf{I}_{n_u}$, mais pas à droite $\hat{\mathbf{W}}\hat{\mathbf{W}}^T \neq \mathbf{I}_{n_y}$. Nous avons toujours l'égalité

$$\mathbf{H} = \hat{\mathbf{W}}\hat{\Sigma}\mathbf{V}^T$$

⁹Le signal $\mathbf{y}(t)$ est donné par le *produit de convolution* entre $\mathbf{h}(t)$ et $\mathbf{u}(t)$.

On peut alors définir une *pseudo-inverse à gauche* de la matrice $\mathbf{H}$, de dimension $(n_{\mathbf{u}}, n_{\mathbf{y}})$, comme étant

$$\mathbf{H}^+ = \mathbf{V}\hat{\Sigma}^{-1}\hat{\mathbf{W}}^T$$

Une telle décomposition permet de mettre en évidence les *vecteurs singuliers* auxquels le système réagit, en d'autres termes, les combinaisons linéaires des variables de sortie qui sont activées chacune par une combinaison linéaire des variables d'entrée, indépendamment des autres :

$$\begin{aligned}\mathbf{V}^T\mathbf{U} &= \hat{\Sigma}^{-1}\hat{\mathbf{W}}^T\mathbf{Y} \\ \alpha(s) &= \hat{\Sigma}^{-1}(s)\beta(s)\end{aligned}$$

On rappelle que $\hat{\Sigma}^{-1}$ est *diagonale*. En pratique, la décomposition SVD dans l'espace complexe de Laplace est plutôt malaisée, ainsi que son implémentation dans un calculateur numérique. Pour réaliser les expériences de contrôle temps réel du profil de q décrites au §5.3.3, nous nous sommes contentés de modéliser le système par sa *réponse stationnaire* $\mathbf{H}(0)$ ¹⁰ ; la matrice à «pseudo-inverser» était donc constante et non pas fonctionnelle. Cette approche peut s'avérer restrictive puisqu'elle fait abstraction de la réponse transitoire du système qui, dans le cas du profil de courant, n'évolue certainement pas sur des temps courts devant par exemples des phénomènes MHD parasites. La convergence de la boucle de rétroaction nécessitera des temps au moins aussi longs que le temps résistif du plasma (plusieurs dizaines de secondes en phase de performance sur JET).

La modélisation dont nous disposons, va servir à se rapprocher d'un contrôle optimal du plasma en *anticipant*, même sommairement, son comportement. Une pléthore d'impondérables est susceptible de modifier l'état du plasma à chaque instant, et la modélisation exhaustive de tous ces phénomènes est à la fois hors de portée, et surtout inutile puisqu'il suffit d'utiliser une boucle de rétroaction pour maintenir les paramètres retenus, sur leur valeur de référence $\mathbf{Y}_{ref}$. Comme pour les expérimentations sur le contrôle des ITBs (cf §5.1.2), la loi d'asservissement choisie est *proportionnelle-intégrale* (PI) car elle concilie convergence vers la cible avec rapidité de contre-réaction. Formellement, cela revient à ajouter un terme fonction de s au gain $\mathbf{H}^+(0)$:

$$\begin{aligned}\mathbf{U}(s) &= \mathbf{V}(0)\mathbf{G}(s)\hat{\mathbf{W}}^T(0)[\mathbf{Y}_{ref} - \mathbf{Y}(s)] \\ &= \mathbf{V}(0)g_c\left(1 + \frac{1}{\tau_i s}\right)\hat{\Sigma}^{-1}(0)\hat{\mathbf{W}}^T(0)[\mathbf{Y}_{ref} - \mathbf{Y}(s)]\end{aligned}\quad (5.3)$$

g_c désigne le *gain proportionnel* tandis que g_c/τ_i représente le *gain intégral*.

¹⁰En vertu du *théorème de la valeur finale*, $\lim_{t \rightarrow +\infty} \mathbf{y}(t) = \lim_{s \rightarrow 0} s\mathbf{Y}(s) = \lim_{s \rightarrow 0} s\mathbf{H}(s)\mathbf{U}(s) = \mathbf{H}(0) \lim_{t \rightarrow +\infty} \mathbf{u}(t)$.

5.3.2 Évaluation numérique d'un contrôle basé sur une modélisation linéaire

Illustrons cette méthodologie par des exemples numériques sur le profil de q ou de $\rho_{T_e}^*$. Nous avons commencé par établir une modélisation linéaire du plasma autour d'un point d'équilibre qui constituera l'état de référence du système. Pour ce faire, les δq produits en réponse à des modulations de puissance NBI, ICRH, LH et de tension par tour, ont été estimés à travers une simulation numérique avec le code ASTRA. Partant d'un état d'équilibre d'une décharge voisine de celles que nous souhaitons réaliser - à savoir la décharge JET 53697 du §5.2.4, des *créneaux* de puissances, de faibles amplitudes afin de rester dans un régime linéaire, sont appliqués, avec des durées variables pour obtenir par la suite une identification du modèle convenable par rapport aux temps de réponse du système (Fig. 5.15). En première approximation, les diffusivités, évaluées expérimentalement dans les conditions d'équilibre, ont été considérées constantes. Cela permet de s'affranchir des incertitudes d'un modèle de transport. Les dépôts de puissance NBI et LH sont calculés de façon auto-cohérente ; la source ICRH est modulée par un facteur de proportionnalité entre la puissance totale d'équilibre, pour laquelle le dépôt est connu d'après PION [Eri93], et la puissance totale appliquée. La résolution de l'équation de diffusion du courant, simultanément avec une reconstruction régulière de l'équilibre, fournissent les 11 valeurs δq choisies en des positions radiales uniformément espacées sur le profil de facteur de sécurité.

Après identification d'un modèle linéaire $\mathbf{H}(s)$ selon une structure *auto-régressive*¹¹ (AR) [Lju01], le gain statique $\mathbf{H}(0)$ est décomposé par SVD¹². Les différents modes singuliers, décorrélés entre eux, par lesquels les paramètres de sortie $\delta \mathbf{q}$ réagissent, sont directement issus des éléments de la SVD :

$$\begin{pmatrix} \delta \mathbf{q} \end{pmatrix} = \underbrace{\sigma_1(\mathbf{W}_1)}_{\substack{1^{\text{er}} \text{ mode} \\ \text{singulier}}} \begin{pmatrix} \dots \end{pmatrix} + \dots + \underbrace{\sigma_4(\mathbf{W}_4)}_{\substack{4^{\text{ème}} \text{ mode} \\ \text{singulier}}} \begin{pmatrix} \dots \end{pmatrix}$$

Les termes non explicités entre parenthèses proviennent du produit $\mathbf{V}^T \delta \mathbf{P}$; ils incarnent les nouveaux actionneurs α qui participent à l'excitation des modes singuliers. La figure 5.16 représente les modes en $\delta q/q$ pour des excitations de puissances en $\delta P/P$. La première remarque touche à la diversité des profils : le fait qu'ils ne soient pas tous similaires donne l'espoir

¹¹Dans une telle structure, la fonction de transfert est représentée sous la forme d'une fraction polynomiale dont les nombres de pôles et de zéros sont spécifiés à l'avance.

¹²Il faut remarquer que les modulations de période variable et l'identification AR n'étaient pas indispensables pour évaluer le gain statique. Elles serviront toutefois dans la prochaine section qui traite des réponses transitoires.

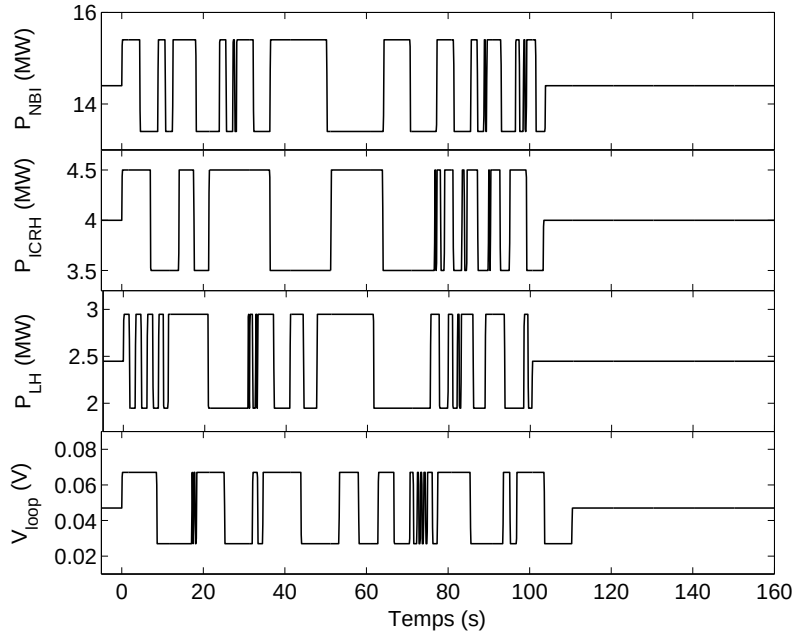


FIG. 5.15 – Modulations des puissances NBI, ICRH, LH et de la tension par tour, appliquées en entrée d’une simulation numérique.

de modeler véritablement le profil de courant, de pouvoir par exemple agir sur un mode pour modifier le centre et exciter un autre pour corriger le bord. Le premier mode, le plus important car les σ sont classés par ordre décroissant, montre une propension à faire varier le bord, mais aussi, dans une moindre mesure, le centre. Le second mode sensibilisera davantage le centre, de même que le troisième avec un effet plus faible. Quant au quatrième mode, on peut dire qu’il ne participe presque pas aux variations du profil de courant, et que l’on dispose en réalité de seulement trois degrés de liberté pour contrôler l’ensemble des $\delta q/q$.

Il n’en est pas de même pour les $\rho_{T_e}^*$ (Fig. 5.17) : la ressemblance entre les trois premiers modes et le poids quasi négligeable du dernier, suggèrent un faible nombre de degré de liberté pour modeler les gradients de température électronique. En particulier, il paraît illusoire de vouloir imposer des gradients au centre du plasma, certainement parce qu’à cet endroit, la puissance déposée reste marginale et n’autorise pas ainsi une grande marge de manœuvre.

Avec la fonction de transfert $\mathbf{H}(s)$ identifiée précédemment selon une structure auto-régressive, une boucle d’asservissement sur les δq a été testée en agissant à travers les actionneurs que sont NBI, ICRH, LH et la tension par tour. La rétroaction, schématisée sur la figure 5.19, se présente conformément à l’équation (5.3). Les résultats numériques soulignent les li-

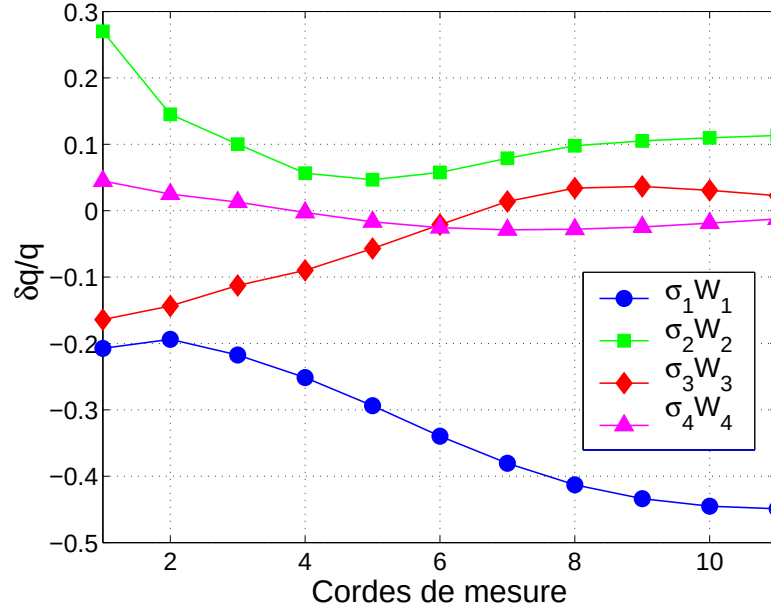


FIG. 5.16 – Différents modes en $\delta q/q$ établis par SVD, et excités par des combinaisons linéaires de puissances NBI, ICRH, LH et de tension par tour. Chaque corde de mesure correspond à une position radiale allant du centre vers le bord du plasma.

mitations du concept : le fait de ne disposer que d'un nombre d'actionneurs réduit, qui, en-dehors de l'hybride et de la tension par tour, agissent faiblement sur le profil de q (NBI génère peu de courant et ICRH n'intervient qu'à travers le bootstrap), n'offre qu'une liberté restreinte sur les profils effectivement accessibles. En particulier, si on exige du contrôleur un profil cible trop éloigné de ce dont il est capable dans les conditions présentes, on s'expose évidemment à des requêtes en puissances bien au-delà des possibilités techniques¹³.

5.3.3 Application au contrôle temps réel du profil de q

Maintenant que la théorie est établie et que les simulations numériques semblent confiantes, on peut tenter d'effectuer un contrôle expérimental en temps réel du profil de courant. Les premières expérimentations se sont déroulées durant le printemps 2002 à JET [Maz02b].

Au préalable, la reconstruction du profil de q en temps réel a été validée, dans des situations où la forme du profil est monotone ou bien creuse [Zab02]. La méthode employée consiste en premier lieu, à représenter le pro-

¹³La puissance demandée peut parfois devenir négative (sic).

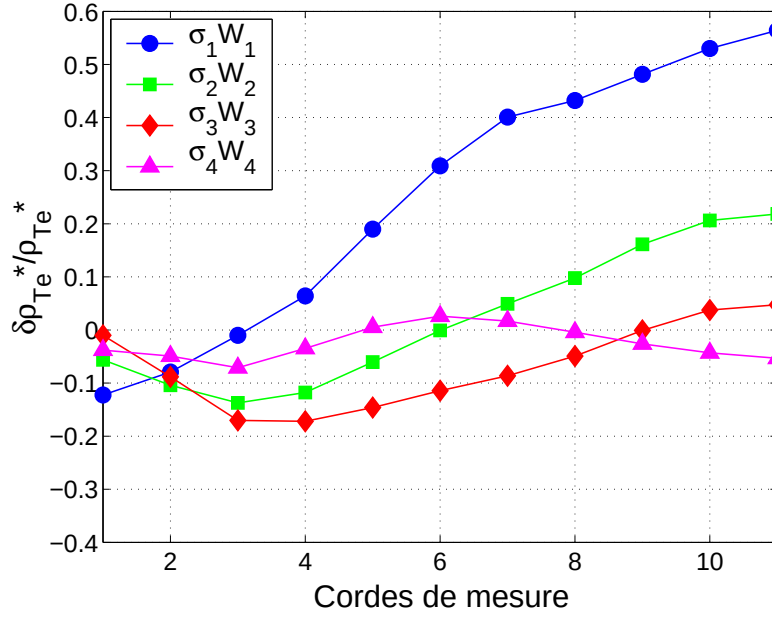


FIG. 5.17 – Différents modes en $\delta\rho_{Te}^*/\rho_{Te}^*$ établis par SVD, et excités par des combinaisons linéaires de puissances NBI, ICRH, LH et de tension par tour. Chaque corde de mesure correspond à une position radiale allant du centre vers le bord du plasma.

fil de la densité électronique sous forme polynomiale, et à en déduire le jeu de coefficients qui satisfait le mieux les mesures d'*interférométrie* - qui s'expriment comme des intégrales curvilignes de la densité le long des lignes de visée du diagnostic. L'équilibre magnétique est quant à lui paramétré grossièrement, et déterminé grâce aux mesures magnétiques de bord. Enfin, le profil de q suit la même procédure d'évaluation que la densité, excepté que ses paramètres sont ajustés en fonction des données *polarimétriques* - combinant la densité et le champ magnétique local intégrés le long d'une ligne de visée.

Un des nombreux intérêts de disposer du profil de q en temps réel, concerne le déclenchement de la phase de pleine puissance lorsqu'une valeur particulière de q_{min} est obtenue, par exemple une valeur rationnelle pour favoriser la formation des ITBs (cf §3.5.3). Un exemple est donné sur la figure 5.18 où les puissances ICRH et NBI sont appliquées lorsque q_{min} prend la valeur 3. Ce jour-là hélas, la puissance totale était insuffisante pour former une ITB à cause de problèmes techniques sur les injecteurs de neutres.

Une application directe des algorithmes de contrôle en boucle fermée décrits au §5.3.1, était d'atteindre au cours d'une même décharge un pro-

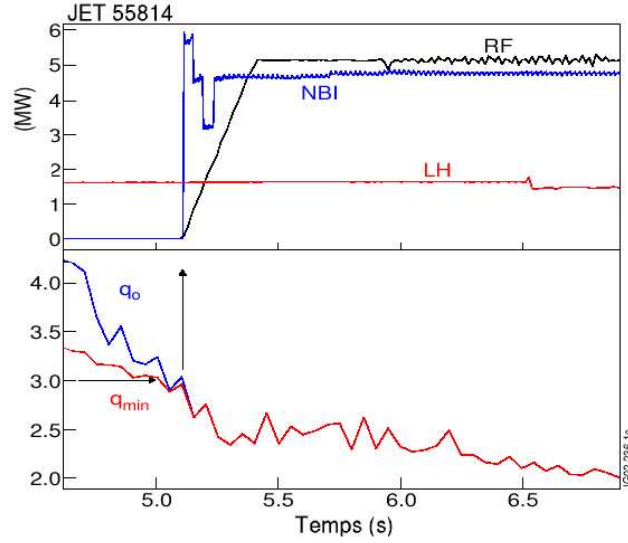


FIG. 5.18 – Déclenchement de la pleine puissance sur une valeur rationnelle de q_{min} ($q_{min} = 3$). (JET 55814, $B_T = 3.4$ T, $I_p = 1.8$ MA)

fil de q prédéfini. L'expérience fut réalisée pendant une phase *prolongée* de préformage du courant par LHCD, et pourrait aisément être suivie - dans une machine à décharges de longues durées - d'une phase de performance avec application des puissances NBI et ICRH, une fois le profil de courant optimisé. La densité linéique était maintenue constante à $2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ durant tout le choc, valeur relativement faible mais qui permet une bonne efficacité de génération de courant par l'onde hybride compte tenu du fait que la puissance disponible est d'au plus environ 4 MW. Le champ magnétique était de 3 T, et, dans le but de se rapprocher d'un authentique régime non-inductif stationnaire et pour acquérir une plus grande flexibilité sur le façonnage d'un profil de q à cisaillement magnétique réduit, le courant plasma était imposé à seulement 1.5 MA. L'asservissement était appliqué en 5 points du profil de q situés en des rayons normalisés fixés ($r/a = 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8$). La figure 5.19 schématise la structure de la boucle établie sur les principes de la section qui précède. La matrice de gain statique $\mathbf{H}(0)$ fut déduite à partir de simples créneaux de puissance dans des expériences en boucle ouverte : l'une sans LHCD et l'autre avec un niveau constant de puissance hybride à 2.2 MW. Puisqu'un seul actionneur est employé, $\hat{\Sigma}$ et $\mathbf{V}$ sont scalaires, tandis que $\hat{\mathbf{W}}$ est de dimension (5,1). Le gain intégral g_c/τ_i fut choisi unitaire et le gain proportionnel g_c égal à 0.5 ; ces gains s'intègrent dans la boucle de contrôle selon (5.3). Le résultat global est montré sur la figure 5.20. On constate que le profil cible est atteint, le contrôleur minimisant au sens des moindres carrés la différence entre les valeurs cibles de q et les mesures temps

réel.

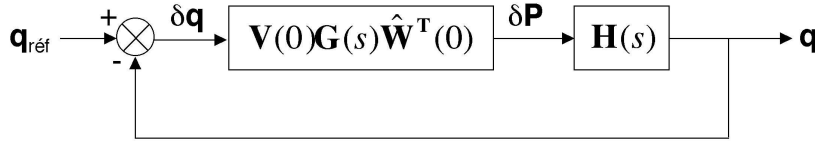


FIG. 5.19 – Boucle de rétroaction basée sur une décomposition en valeurs singulières (SVD).

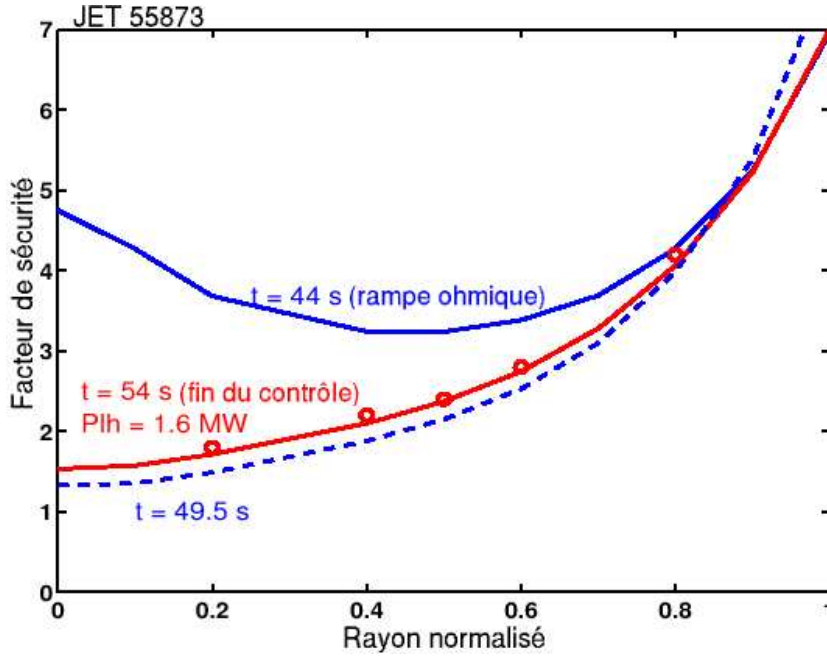


FIG. 5.20 – Contrôle temps réel du profil de q (5 valeurs à 5 rayons) en utilisant un modèle linéaire avec LHCD comme actionneur. (JET 55873, $B_T = 3$ T, $I_p = 1.5$ MA, et il faut retirer 40 s aux temps indiqués)

Sur la figure 5.21 sont tracées les évolutions temporelles des 5 valeurs de q requises et mesurées ainsi que la puissance hybride appliquée. La comparaison avec une décharge se déroulant dans des conditions expérimentales similaires mais sans boucle de contrôle, démontre la possibilité d'agir significativement en temps réel sur le profil de courant, et ouvre la perspective de pouvoir l'astreindre de façon reproductible à une forme prédéterminée.

Bien que cette expérience soit la *première* de ce type jamais réalisée dans un tokamak - au même titre que les expériences d'asservissement du ρ_{Te}^* décrites au §5.2 - il faut rester prudent quant à la signification sous-

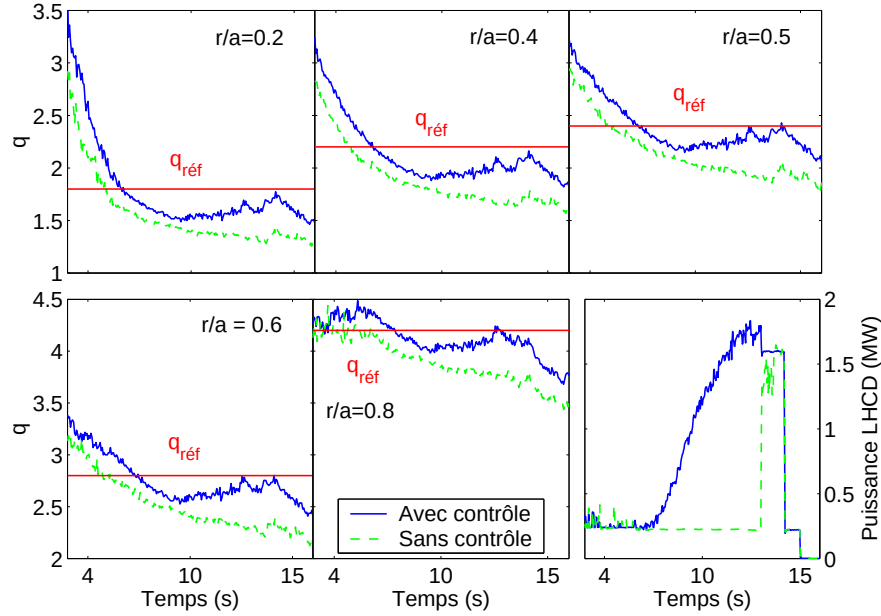


FIG. 5.21 – Évolution temporelle des puissances LHCD, et des valeurs de q requises et mesurées à 5 rayons différents, pour une décharge contrôlée. (JET 55873, $B_T = 3$ T, $I_p = 1.5$ MA). Un choc (JET 55871, $B_T = 3$ T, $I_p = 1.5$ MA) sans boucle de contre-réaction est présenté en comparaison (trait pointillé). Le contrôle débute à 2 s et s'arrête à 13.5 s.

jacente des résultats. Si la reconstruction temps réel du profil de q , et l'implémentation d'algorithmes permettant d'actionner les puissances disponibles en conséquence, sont un succès, le contrôle - au sens strict du terme - du profil de courant n'a pas encore été pleinement exploité suite à de nombreuses difficultés techniques qui ne remettent pas en cause la méthodologie employée. L'enseignement de ces expériences est surtout l'impérieuse nécessité de disposer d'actionneurs - NBI, ICRH, LH, tension par tour ... - suffisamment puissants et efficaces pour accéder à une variété étendue de profils cibles. Avec seulement 2 MW de LH disponibles, il était vain par exemple de former puis de maintenir un profil de courant inversé. En bref, si les algorithmes d'asservissement peuvent être encore améliorés, la technologie des systèmes d'injection de puissance apparaît comme l'un des principaux facteurs limitant pour contrôler pleinement les scénarios avancés dans JET.

Conclusion

Le présent mémoire de thèse s'est efforcé de collecter puis de synthétiser les connaissances que j'ai acquises et les travaux que j'ai réalisés dans le cadre des scénarios avancés sur le tokamak européen JET. Il s'articule autour des régimes avec barrières internes de transport, et s'organise selon une progression logique qui débute sur la caractérisation théorique et expérimentale des barrières, puis se poursuit par l'élaboration de modèles à des fins prédictives, et se termine avec la mise en œuvre de systèmes de contrôle temps réel en vue de garantir la performance et la stabilité des plasmas de tokamak, menant à terme vers un futur réacteur à fusion.

Le premier chapitre se veut introductif, il rappelle que la fusion est conditionnée par le critère de Lawson - qui requiert un produit densité-temps de confinement minimal, il présente le tokamak en tant que dispositif à confinement magnétique le plus prometteur, et surtout, il introduit le concept de tokamak «avancé» qui tire profit des barrières internes de transport pour améliorer les performances fusion, et pour générer du courant de bootstrap afin de s'acheminer vers un fonctionnement continu.

On a vu ensuite que le transport anormal responsable de la dégradation du confinement, provient de la turbulence engendrée par des microinstabilités électromagnétiques. Ces dernières tirent leur substance de l'énergie libre contenue dans un plasma qui s'oppose aux forces de confinement qu'on lui impose. La théorie montre toutefois une stabilisation possible de la turbulence avec en particulier, le cisaillement magnétique et le cisaillement de vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Des lois d'échelles ainsi que des modèles de transport sont succinctement évoqués, en soulignant l'incertitude qui subsiste sur leur pouvoir prédictif.

Le troisième chapitre commence par traiter de la diffusion résistive du courant. Nous avons vu que la densité de courant ohmique générée par le plasma réagit à une source externe de manière à obliger la densité de courant totale à évoluer sur un temps résistif. Les scénarios employés à JET pour déclencher des ITBs, consistent en une rampe de courant - ralentissant la diffusion - assistée ou pas d'un préformage par LHCD. Un profil de courant «plat» ou inversé au centre - favorable au déclenchement des barrières - étant formé, la pleine puissance est appliquée dans le but de figer ce profil et de former la barrière. Le profil de q est apparu essentiel grâce à ce

type d'expérimentations, mais il semblait évident aussi, par la présence de doubles barrières internes, que d'autres mécanismes entraient en ligne de compte. Afin de diagnostiquer objectivement l'existence d'une ITB dans un plasma, nous avons développé un critère original qui donne accès à la plupart des informations utiles se rapportant aux barrières : déclenchement, position, amplitude ... Il a été largement mis à contribution pour JET, comme pour d'autres machines telles que JT-60U ou encore FTU. Ses deux principaux domaines d'utilisation sont l'analyse des bases de données et les applications temps réel. En guise de démonstration, un ensemble de décharges JET est analysé par ce critère, avec pour objectif d'élucider les ingrédients qui prennent part à la formation des barrières : les cisaillements magnétiques négatifs et les valeurs rationnelles du facteur de sécurité s'avèrent jouer un rôle prépondérant dans leur déclenchement puis dans l'amplitude qu'elles prennent.

Les modèles dits de courbe en «S» exhibent des propriétés qui ne sont pas sans rappeler les résultats expérimentaux : présence d'un seuil pour déclencher une barrière, élargissement de l'ITB avec la puissance couplée ... Une nouvelle méthode d'identification du transport qui s'appuie sur un réseau de neurones, montre explicitement l'augmentation caractéristique du transport électronique avec les gradients de densité et de température, et la diminution consécutive aux cisaillements magnétiques faibles ou négatifs. L'usage de cette approche pour des études prédictives semble très prometteur, mais nécessite une base de données plus étoffée que celle employée jusqu'à présent.

Enfin, les premières expérimentations de contrôle temps réel sur les ITBs sont rapportées au dernier chapitre, et révèlent le succès d'une configuration dans laquelle le gradient normalisé de température est contrôlé par la puissance ICRH tandis que le taux de neutrons est asservi par NBI. Une décharge avec barrière de transport a ainsi été maintenue pendant 7.5 s. Malgré cela, ces expériences ont souligné le manque d'un contrôle du profil de courant, et c'est en partie ce qui a motivé l'élaboration d'algorithmes basés sur une modélisation linéaire du plasma, afin d'effectuer un asservissement sur un profil complet et non plus sur une grandeur scalaire. Par ce principe, une expérience a permis de démontrer la faisabilité d'une action contrôlée en temps réel sur le profil de q .

Il reste à combiner le contrôle des barrières - à travers par exemple le gradient normalisé et le taux de neutrons - avec un asservissement du profil de courant, dans des régimes performants à forts β , pour entrer de plain-pied dans le domaine de fonctionnement du tokamak «avancé». De telles expérimentations auront probablement lieu sur JET au cours des prochaines campagnes.

Publications et communications

1. A DIMENSIONLESS CRITERION FOR CHARACTERISING INTERNAL TRANSPORT BARRIERS IN JET
Nuclear Fusion, **42** (2002), 520-526
G. Tresset, X. Litaudon, D. Moreau, X. Garbet, and the EFDA-JET team
2. TRANSPORT IDENTIFICATION BY NEURAL NETWORK IN JET ITB REGIMES
Proc. 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux (2002)
G. Tresset, C.D. Challis, X. Garbet, X. Litaudon, M. Mantsinen, D. Mazon, D. Moreau, and the EFDA-JET team
3. CHARACTERISATION OF INTERNAL TRANSPORT BARRIERS IN JET AND SIMULATIONS OF CONTROL ALGORITHMS
Proc. 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal (2001)
G. Tresset, D. Moreau, X. Litaudon, C.D. Challis, X. Garbet, E. Joffrin, D. Mazon, and the EFDA-JET team
4. INFLUENCE OF THE q -PROFILE SHAPE ON PLASMA PERFORMANCE IN JET
Plasma Physics and Controlled Fusion, **44** (2002), 1031-1055
C.D. Challis, X. Litaudon, **G. Tresset**, Y.F. Baranov, A. Bécoulet, C. Giroud, N.C. Hawkes, D.F. Howell, E. Joffrin, P.J. Lomas, J. Mailloux, M.J. Mantsinen, B.C. Stratton, D.J. Ward, K.-D. Zastrow, and the EFDA-JET team
5. REAL-TIME CONTROL OF INTERNAL TRANSPORT BARRIERS IN JET
Plasma Physics and Controlled Fusion, **44** (2002), 1087-1104
D. Mazon, X. Litaudon, D. Moreau, M. Riva, **G. Tresset**, Y.F. Baranov, A. Bécoulet, J.-M. Chareau, F. Crisanti, R. Dux, R. Felton, E. Joffrin, and the EFDA-JET team

6. TOWARDS FULLY NON-INDUCTIVE CURRENT DRIVE OPERATION IN JET
Plasma Physics and Controlled Fusion, **44** (2002), 1057-1086
 X. Litaudon, F. Crisanti, B. Alper, J.-F. Artaud, Y.F. Baranov, E. Barbato, V. Basiuk, A. Bécoulet, M. Bécoulet, C. Castaldo, C.D. Challis, G.D. Conway, R. Dux, L.-G. Eriksson, B. Esposito, C. Fourment, D. Frigione, X. Garbet, C. Giroud, N.C. Hawkes, P. Hennequin, G.T.A. Huysmans, F. Imbeaux, E. Joffrin, P.J. Lomas, P. Lotte, P. Maget, M. Mantsinen, J. Mailloux, D. Mazon, F. Milani, D. Moreau, V. Parail, E. Pohn, F.G. Rimini, Y. Sarazin, **G. Tresset**, K.-D. Zastrow, and the EFDA-JET team
7. JET QUASISTATIONARY INTERNAL-TRANSPORT-BARRIER OPERATION WITH ACTIVE CONTROL OF THE PRESSURE PROFILE
Physical Review Letters, **88** (2002), 145004
 F. Crisanti, X. Litaudon, J. Mailloux, D. Mazon, E. Barbato, Y. Baranov, A. Becoulet, M. Becoulet, C. Challis, G. Conway, R. Dux, L.G. Eriksson, B. Esposito, D. Frigione, P. Hennequin, C. Giroud, N. Hawkes, G. Huysmans, F. Imbeaux, E. Joffrin, P. Lomas, Ph. Lotte, P. Maget, M. Mantsinen, D. Moreau, F. Rimini, M. Riva, Y. Sarazin, **G. Tresset**, A. Tuccillo, K. Zastrow, and the EFDA-JET team
8. DISCHARGES IN THE JET TOKAMAK WHERE THE SAFETY FACTOR PROFILE IS IDENTIFIED AS THE CRITICAL FACTOR FOR TRIGGERING INTERNAL TRANSPORT BARRIERS
Physical Review Letters, **88** (2002), 145001
 L.-G. Eriksson, C. Fourment, V. Fuchs, X. Litaudon, C.D. Challis, F. Crisanti, B. Esposito, X. Garbet, C. Giroud, N.C. Hawkes, P. Maget, D. Mazon, **G. Tresset**, and the EFDA-JET team
9. q -PROFILE EVOLUTION AND IMPROVED CORE ELECTRON CONFINEMENT IN THE FULL CURRENT DRIVE OPERATION ON TORE SUPRA
Plasma Physics and Controlled Fusion, **43** (2001), 677-693
 X. Litaudon, Y. Peysson, T. Aniel, G. Huysmans, F. Imbeaux, E. Joffrin, J. Lasalle, P. Lotte, B. Schunke, J. Segui, **G. Tresset**, M. Zabiego
10. TRIGGERING OF INTERNAL TRANSPORT BARRIER IN JET
Plasma Physics and Controlled Fusion, **44** (2002), 1739-1752
 E. Joffrin, G. Gorini, C.D. Challis, N.C. Hawkes, T. Hender, D. Howell, P. Maget, P. Mantica, D. Mazon, S. Sharapov, **G. Tresset**, and the EFDA-JET team
11. REAL-TIME CONTROL OF PRESSURE AND CURRENT PROFILE IN JET
Proc. 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux (2002)

- D. Mazon, X. Litaudon, D. Moreau, A. Bécoulet, J.-M. Chareau, F. Crisanti, R. Felton, E. Joffrin, M. Mantsinen, A. Murari, V. Pericoli-Ridolfini, M. Riva, **G. Tresset**, L. Zabeo, K.-D. Zastrow, and the EFDA-JET team
12. DRIFT WAVE STABILITY OF ITB REVERSED MAGNETIC SHEAR DISCHARGES IN JET
Proc. 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux (2002)
 C. Fourment, L.-G. Eriksson, X. Garbet, G.T. Hoang, X. Litaudon, **G. Tresset**, and the EFDA-JET team
 13. REAL-TIME CONTROL OF INTERNAL TRANSPORT BARRIERS IN JET
Proc. 3rd TCM on Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices, Arles (2002), à paraître dans *Nuclear Fusion*
 D. Moreau, X. Litaudon, D. Mazon, **G. Tresset**, R. Felton, E. Joffrin, M. Riva, Y. Baranov, A. Bécoulet, J.-M. Chareau, F. Crisanti, R. Dux, M. Mantsinen, and the EFDA-JET team
 14. TOWARDS REAL TIME CONTROL OF THE ITBS ON JET
Proc. 19th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, Atlantic City (2002)
 M. Riva, D. Mazon, R. Felton, X. Litaudon, **G. Tresset**, A. Bécoulet, J.M. Chareau, S. Dalley, S. Dorling, E. Joffrin, D. Moreau, and the EFDA-JET team
 15. EXTREME SHEAR REVERSAL IN JET DISCHARGES
Proc. 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal (2001)
 N.C. Hawkes, B.C. Stratton, T. Tala, Y. Andrew, Y.F. Baranov, T. Bolzonella, C.D. Challis, S. Reyes-Cortes, R. DeAngelis, C. Giroud, C. Gowers, E. Joffrin, P. Lomas, P. Lotte, J. Mailloux, D. Mazon, V. Parail, R. Prentice, E. Rachlew, F. Sattin, E. Solano, **G. Tresset**, and the EFDA-JET team
 16. NEON TRANSPORT IN JET PLASMAS CLOSE TO ITB FORMATION WITH MONOTONIC AND REVERSED q -PROFILES
Proc. 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal (2001)
 C. Giroud, K.-D. Zastrow, P. Andrew, R. Dux, P. Morgan, M. O'Mul-lane, **G. Tresset**, A.D. Whiteford, and the EFDA-JET team
 17. HIGH FUSION PERFORMANCE IN JET PLASMAS WITH HIGHLY NEGATIVE CENTRAL MAGNETIC SHEAR
Proc. 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal (2001)

- C.D. Challis, Y.F. Baranov, A. Bécoulet, N.C. Hawkes, T.C. Hender, E. Joffrin, X. Litaudon, P.J. Lomas, P. Maget, J. Mailloux, B.C. Stratton, **G. Tresset**, K.-D. Zastrow, and the EFDA-JET team
18. REAL-TIME PLASMA CONTROL OF INTERNAL TRANSPORT BARRIERS IN JET
Proc. 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal (2001)
 D. Mazon, X. Litaudon, M. Riva, **G. Tresset**, A. Bécoulet, T. Bolzonella, J.-M. Chareau, S. Dalley, S. Dorling, R. Felton, A. Goodyear, E. Joffrin, D. Moreau, R. Prentice, and the EFDA-JET team
 19. TOWARDS FULL CURRENT DRIVE OPERATION IN JET
Proc. 28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal (2001)
 X. Litaudon, F. Crisanti, J. Mailloux, Y.F. Baranov, E. Barbato, V. Basiuk, A. Bécoulet, M. Bécoulet, C.D. Challis, G.D. Conway, R. Dux, R. DeAngelis, L.-G. Eriksson, B. Esposito, D. Frigione, C. Giroud, N.C. Hawkes, P. Hennequin, G. Huysmans, F. Imbeaux, E. Joffrin, P. Lotte, P. Maget, M. Mantsinen, D. Mazon, D. Moreau, F. Rimini, Y. Sarazin, **G. Tresset**, K.-D. Zastrow, M. Zerbini, and the EFDA-JET team
 20. ON SUSTAINING LOW OR REVERSED MAGNETIC SHEAR EQUILIBRIA WITH NON-INDUCTIVE CURRENT DRIVE ON JET
Proc. 27th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest (2000)
 V. Fuchs, M. Bécoulet, L.-G. Eriksson, C. Giroud, X. Garbet, E. Joffrin, W. Horton, P. Maget, X. Litaudon, D. Mazon, **G. Tresset**, P. Zhu
 21. q -PROFILE EVOLUTION AND IMPROVED CORE ELECTRON CONFINEMENT IN THE FULL CURRENT DRIVE OPERATION ON TORE SUPRA
Proc. 27th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest (2000)
 X. Litaudon, Y. Peysson, T. Aniel, G. Huysmans, F. Imbeaux, E. Joffrin, J. Lasalle, Ph. Lotte, B. Schunke, J.L. Segui, **G. Tresset**, M. Zabiego

A dimensionless criterion for characterizing internal transport barriers in JET

G. Tresset, X. Litaudon, D. Moreau, X. Garbet and Contributors
to the EFDA–JET Work Programme

DRFC, Association Euratom–CEA, CEA Cadarache, Saint-Paul-lez-Durance, France

E-mail: tresset@drfc.cad.cea.fr

Received 18 May 2001, accepted for publication 12 November 2001

Published 17 May 2002

Online at stacks.iop.org/NF/42/520

Abstract

Analysis of experiments performed at different heating powers and magnetic field intensities shows that the existence of internal transport barriers in JET can be inferred in regions of space–time where the ratio of the ion gyroradius to the local gradient scale length exceeds some critical value. A possible interpretation leading to the theoretical relevance of this dimensionless parameter as a local indicator of a bifurcated plasma state is the stabilization of turbulence by the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear flows associated with large pressure gradients and plasma rotation. Large database analysis and real time plasma control are envisaged as attractive applications.

PACS numbers: 52.25.Fi, 52.55.Fa

1. Introduction

Several recent experiments realized in various tokamaks have demonstrated the existence of high performance regimes in which a so-called internal transport barrier (ITB) appears [1]. An ITB is defined as a plasma region where anomalous transport is eliminated or strongly reduced, and, because of the important role of the local magnetic and flow shears in the emergence of such barriers, discharges with ITBs have been originally referred to on JET as the ‘optimized shear’ (OS) discharges. Analysis of experiments performed at various magnetic field intensities has pointed to an apparent magnetic field dependent power threshold for the emergence of ITBs in regions of weak positive magnetic shear [2]. This observation motivated our search for an objective and more physical existence criterion incorporating this dependence, but expressed in terms of some dimensionless parameters. This could possibly lead to a better understanding and quantification of the physical processes leading to the formation of ITBs, and to the emergence of appropriate scaling laws for advanced tokamak regimes.

Another motivation for an objective characterization of ITBs stems from practical considerations. Analyses of the JET experimental database frequently require the identification of some typical ITB features such as the onset time, location, collapse time and dynamics of the barrier. An intuitive method often employed so far is to locate a visible ‘break’ on the temperature profiles or, alternatively, one can resort to the

computation of the thermal diffusivity profiles and look for a region of reduced transport.

These somewhat subjective and rather cumbersome procedures for assessing the existence and location of ITBs are not efficient for an extensive database study, and are inadequate for an active control of their evolution as was proposed for instance in ref. [3]. Microturbulence and transport theories of tokamak plasmas could provide an alternative, but they are complicated and usually require large numerical codes for an accurate quantitative analysis, at a high computational cost. Applying turbulence stabilization criteria from first principles theories is therefore not suitable either for an efficient assessment of ITB formation in analysing large sets of discharges or for real time control applications. Hence, there is a real interest in following a more pragmatic approach and developing some physical but practical criterion which could be used routinely to speed up the identification of ITBs, to characterize their main features and possibly to control their dynamics. Dimensional analysis is probably the best guideline for selecting the appropriate variables for such an approach. It indeed provides a bridge between the statistical observations made in some specific experiments and the relevant ingredients of a more general theory, and it also provides a framework for further research involving broader sets of experiments and multimachine comparisons. Thus, even though our criterion may not be as universal as a genuine first principles criterion could be—owing to the specificity of the JET experiments under consideration and to the semiempirical nature of the

analysis—its expression in terms of appropriate dimensionless variables should be more closely related to the underlying physics than, for instance, a power threshold in megawatts or a dependence upon engineering variables such as the magnetic field intensity in teslas.

A local ITB criterion serving these purposes is proposed in this article. In section 2, we first describe this criterion, showing how it naturally appears from the most basic and generic parameters of conventional theories. Then we discuss how the measurement uncertainties can be taken into account for a better assessment of the criterion fulfilment, and finally we show the statistical relevance of the proposed ITB criterion for the JET experimental OS database. In section 3 we suggest a possible theoretical interpretation of our findings by further developing a dimensional analysis which involves the main ingredients of microturbulence theory in magnetized plasmas. The concluding section is devoted to a summary with a brief discussion of the applicability of the proposed criterion and its generalization.

2. Criterion for characterizing the emergence and evolution of ITBs

2.1. Dimensionless form of the criterion and underlying physical concepts

The physical mechanisms of barrier formation have not yet been completely identified, but drift waves are thought to make the principal contribution to microturbulence when the plasma is driven far from thermodynamic equilibrium, and drift wave stabilization is probably the cause of a transport reduction leading to the emergence of ITBs [4, 5]. Despite a variety of possible unstable modes, such as the ion temperature gradient (ITG) mode or the trapped electron modes (TEMs), a fundamental characteristic length arises from their dispersion relations: the ion Larmor radius at the sound speed, $\rho_s = c_s/\omega_{ci}$, where c_s is the ion sound speed and ω_{ci} the ion cyclotron frequency. Several studies have been carried out on various tokamaks to determine how the thermal diffusivities scale with respect to ρ_s (or, more exactly, with the normalized Larmor radius $\rho^* = \rho_s/a$, where a is the minor radius), and have given rise to the so-called ‘Bohm’ or ‘gyro-Bohm’ scalings [6]. When transport barriers appear, local gradient scale lengths become much shorter than the plasma size and, for a local analysis, one should indeed normalize the drift wave scale length ρ_s to the local temperature gradient scale length, for example $L_{T_i} = -T_i/(\partial T_i/\partial R)$ or $L_{T_e} = -T_e/(\partial T_e/\partial R)$, where T_i (respectively, T_e) is the ion (respectively, electron) temperature and R is the plasma major radius on the equatorial plane. We therefore define the local dimensionless Larmor radius, ρ_T^* , as $\rho_T^* = \rho_s/L_T$ and consider either $\rho_{T_i}^*$ or $\rho_{T_e}^*$.

Clearly, for given toroidal magnetic field, ion species and plasma temperature, ITBs can be characterized by values of the temperature or pressure gradients which are significantly larger than those of conventional L mode, or even H mode, discharges (discarding the edge temperature pedestal region). In such a case, i.e. when comparing discharges with the same global parameters, there are no differences in considering the absolute gradients, the associated characteristic length L_T or even the ratio of this length to the ion Larmor radius to

characterize the emergence of an ITB. But when considering various experimental scenarios with different plasma currents and, more importantly, with a wide range of heating powers and magnetic field intensities, it is worth testing whether an ITB existence criterion could possibly be expressed according to the local value of ρ_T^* as it would intrinsically contain a strong magnetic field dependence. Noting that the simplest dimensionless criterion would be

$$\rho_T^*(R, t) \geq \rho_{ITB}^* \Leftrightarrow \text{an ITB exists at radius } R \text{ and time } t \quad (1)$$

the critical dimensionless number ρ_{ITB}^* , if it does exist, should depend on only a few dimensionless parameters and can in principle be evaluated experimentally by comparing discharges with and without ITBs and with different dimensional parameters such as toroidal magnetic field, heating powers, main ion species and plasma current.

2.2. Experimental uncertainties and confidence factor for the fulfilment of the criterion

The measurements required for computing $\rho_T^*(R, t)$ are the electron and/or the ion temperature profiles, and the toroidal magnetic field which is taken on the magnetic axis. Unavoidably all these data are corrupted by uncertainties quantified by their associated standard deviations. Therefore the binary problem of deciding whether there is an ITB or not can also be answered in terms of a confidence factor for the criterion (1) to be fulfilled consistently with the measurement uncertainties. The electron temperature profiles were measured by an electron cyclotron emission (ECE) heterodyne radiometer which offers an excellent resolution (0.5 ms/2 cm) and an accuracy of about 5%, whereas the ion temperature profiles were obtained by charge exchange spectroscopy with a much lower resolution (50 ms/10 cm) and an accuracy of about 5%. The term $L_T^{-1} = -\partial \ln T/\partial R$ is computed as the logarithmic radial derivative of the temperature on the equatorial plane by applying a three point difference formula. The measurement uncertainties are combined with the standard propagation of errors to yield the relevant standard deviations for ρ_T^* , $\sigma_{\rho_T^*}$. This calculation is performed as follows: let $X_1, \dots, X_N$ be independent random variables whose standard deviations are $\sigma_{X_1}, \dots, \sigma_{X_N}$ and let Y be another random variable defined by $Y = f(X_1, \dots, X_N)$, where f is a regular function of N variables. Then, at first order, the standard deviation of Y , σ_Y , is given by

$$\sigma_Y^2 \approx \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} \right)^2 \sigma_{X_i}^2. \quad (2)$$

The unknown random variable here is the dimensionless Larmor radius ρ_T^* at the major radius $R(k)$ as a function of $T_e(k)$, $T(k-1)$ and $T(k+1)$:

$$\begin{aligned} \rho_T^*(k) &= \rho_s(k) \frac{1}{L_T(k)} \\ &\approx \frac{1}{Z B_\phi} \sqrt{\frac{m_i}{e}} \sqrt{T_e(k)} \frac{\ln T(k-1) - \ln T(k+1)}{R(k+1) - R(k-1)} \end{aligned} \quad (3)$$

with Z the ion charge, B_ϕ the toroidal magnetic field, m_i the ion mass and e the electric charge. By taking the measurement

uncertainties as the standard deviations $\sigma_{T_e(k)}$, $\sigma_{T(k-1)}$ and $\sigma_{T(k+1)}$, the estimated error on $\rho_T^*(k)$ is then straightforward,

$$\sigma_{\rho_T^*(k)} \approx \frac{1}{ZB_\phi} \sqrt{\frac{m_i}{e}} \frac{\sqrt{T_e(k)}}{|R(k+1) - R(k-1)|} \times \left[\frac{1}{4} \left(\ln \frac{T(k-1)}{T(k+1)} \right)^2 \varepsilon_{T_e}^2 + 2\varepsilon_T^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

where ε_{T_e} and ε_T stand for the relative uncertainties in the temperatures T_e and T (typically 5%).

Then, assuming a normal distribution,

$$p_{\rho_T^*, \sigma_{\rho_T^*}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rho_T^*}} \exp\left(-\frac{(x - \rho_T^*)^2}{2\sigma_{\rho_T^*}^2}\right) \quad (5)$$

the probability that ρ_T^* exceeds the critical value is given by

$$\begin{aligned} \wp_{ITB}(R, t) &= \wp[\rho_T^*(R, t) \geq \rho_{ITB}^*] \\ &= \int_{\rho_{ITB}^*}^{+\infty} p_{\rho_T^*, \sigma_{\rho_T^*}}(x) dx. \end{aligned} \quad (6)$$

This figure of merit will be referred to as a confidence factor for identifying an ITB at a given time and radius.

2.3. Experimental validation of the proposed ITB criterion

An attractive representation of the results is obtained by plotting contours of either ρ_T^* or $\wp_{ITB}$ in the (t, R) plane. The constant- ρ_T^* contours are plotted only for $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$ and the constant- $\wp_{ITB}$ contours are plotted only for $\wp_{ITB} \geq 50\%$ ($\wp_{ITB} = 50\%$ is obtained when the expectation value of ρ_T^* equals ρ_{ITB}^*). Figure 1(a) shows an example of such a graph for a discharge where the ITB dynamics is rich with events. The transport barrier is triggered in the LHCD prelude probably by a strongly negative magnetic shear and undergoes several short collapses due to core MHD activity. It can be seen that all the relevant information such as onset time, collapse times, as well as the expansion, contraction and width of the barrier, appear explicitly for a low computational cost. The dynamics and width given by the criterion are in good agreement with an analysis performed on the profiles (figure 1(b)). The normalized radius, $\rho = (\Phi/\Phi_{max})^{1/2}$, with Φ the toroidal flux through a poloidal section and Φ_{max} its maximum value has been used here instead of R to label flux surfaces.

The critical value ρ_{ITB}^* was chosen from a discharge with a perfectly visible barrier whose emergence time was well defined and which was used as a reference (discharge 48993). It was thus found that $\rho_{ITB}^* \approx 1.4 \times 10^{-2}$ would match both the emergence time and the radial evolution of the barrier satisfactorily. Discharges obtained with almost the same operating conditions but which either exhibit an ITB or do not (as seen, for instance, from the neutron yield time traces) were also compared and successfully distinguished by the $\rho_T^* \geq 1.4 \times 10^{-2}$ criterion. ITBs observed on the ion temperature profile can also be detected according to ρ_T^* despite the smaller resolution of the T_i measurements (figure 2). Quite interestingly, the same ρ_{ITB}^* value is again in good agreement with the information that can be independently gained from a detailed analysis of the discharges. Some plasmas, such as discharge 49680, also exhibit a double internal barrier [7]. This double barrier was observed on the electron temperature

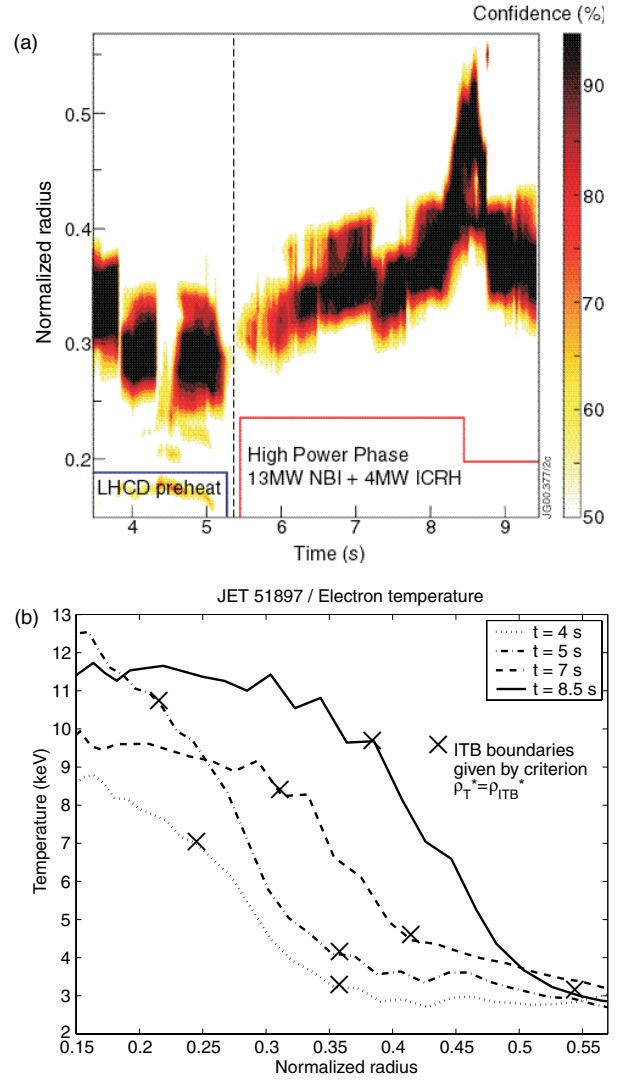


Figure 1. (a) Constant- $\wp_{ITB}$ contours plotted for $\wp_{ITB}(R, t) \geq 50\%$ showing the space-time evolution of an electron ITB (discharge 51897). (b) Profiles of electron temperature at 4, 5, 7 and 8.5 s from ECE. The crosses symbolize the boundaries of the barrier as inferred from the criterion $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$ (discharge 51897).

(figure 3) and the ρ_T^* criterion was again in good agreement with the observations. It must be noted that ρ_{ITB}^* does not characterize the final state of the plasma but is to be understood as a critical value beyond which ρ_T^* goes when the plasma experiences a local transport bifurcation. This means that after a barrier has formed, ρ_T^* is not limited to ρ_{ITB}^* , and that various degrees of temperature gradient strengths and barrier widths develop, as also observed on other tokamaks.

In order to evaluate its reliability for detecting the presence and evolution of ITBs, our criterion was tested on many discharges from the JET OS database under various experimental conditions. For this purpose 116 deuterium discharges were selected with toroidal magnetic fields varying from 1.8 to 4 T, plasma currents from 1.6 to 3.6 MA (safety factors from 3.3 to 4.3), central densities from 2×10^{19} to $5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, NBI power from 4.8 to 18.7 MW and ICRH power from 0 to 8.7 MW. Mainly electron temperature barriers are considered here because of the good spatial and

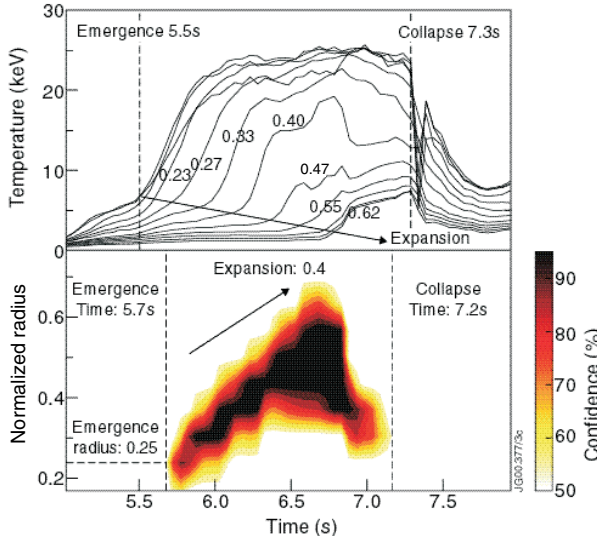


Figure 2. Top frame: time evolution of the ion temperature at various normalized radii (discharge 40030). Bottom frame: constant- ρ_{ITB} contours.

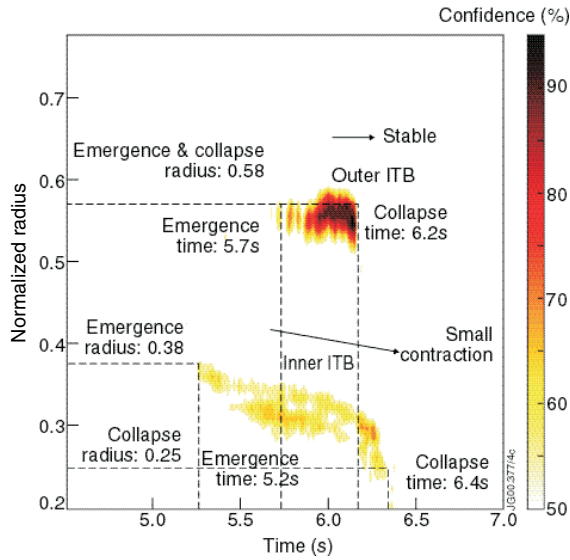


Figure 3. Constant- ρ_{ITB} contours showing two ITBs on the electron temperature profiles (discharge 49680).

temporal resolutions of the ECE diagnostic. Among these 116 discharges, 84 have an ITB. Their emergence times were then independently evaluated by identifying a divergence between temperature traces from neighbouring radii and are compared with the ρ_T^* criterion in figure 4(a). In addition, their emergence major radii given by the criterion were also compared with the radii at which a ‘break’ on the profiles can be seen as pictured in figure 4(b). Only five very weak barriers were not detected by the criterion, whereas one detection was not really assessed by a detailed data analysis.

3. An interpretation on the basis of dimensional analysis

A possible mechanism for the stabilization of the ITG modes and TEMs in tokamaks combines the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ rotational flow

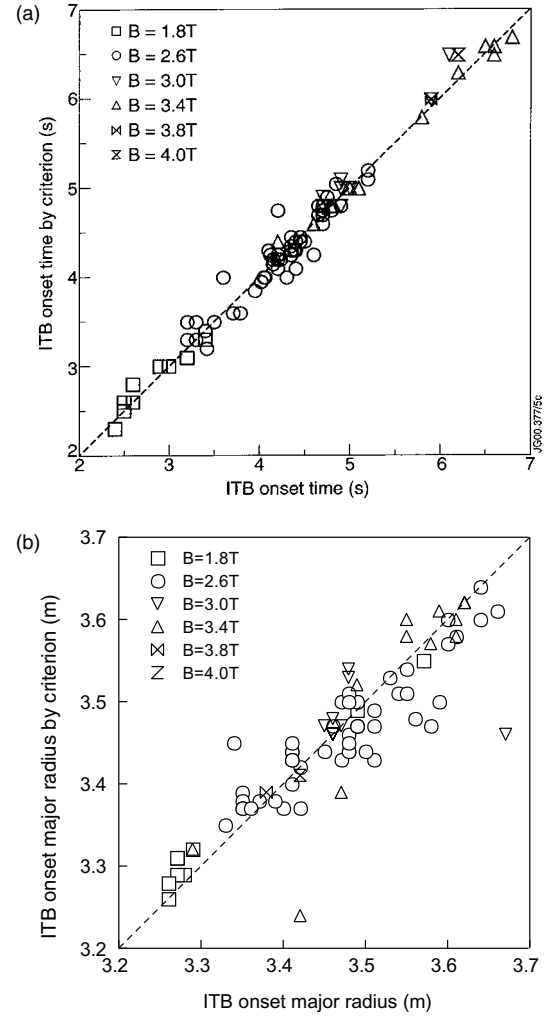


Figure 4. (a) Statistics on the validation of the ITB emergence time through the ρ_T^* criterion for various magnetic field intensities. The emergence time determined by $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$ is plotted against that determined independently from data analysis. (b) Same as (a) for the ITB emergence major radius. The emergence radius determined by $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$ is plotted against that determined independently from data analysis.

and the magnetic shear effects, as has been found by several authors through the extensive use of computer codes [8–13]. The distortion of the convective cells by shear flow decreases the anomalous transport, and leads to a complete quench of the microturbulence when the shear rate is high enough. Non-linear simulations of ITG modes showed that this occurs when the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate γ_E exceeds the maximum linear growth rate of the local modes γ_{max} [9, 10]. A detailed analysis of our results in terms of such physical mechanisms would require local measurements of the plasma parameters—and of their gradients—with sufficient accuracy to evaluate γ_E and γ_{max} across the plasma radius and to compare their profiles. In JET, the radial electric field E_r could be evaluated from the various terms composing the fluid force balance equation for carbon impurities. This involves a spectroscopic measurement of the carbon pressure gradient and toroidal velocity, and a calculation of its poloidal velocity through neoclassical theory, i.e. through an accurate algebraic combination of the carbon density, temperature and pressure gradients. The $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear

rate then involves the first radial derivative of all these terms [14]—including the second derivative of the pressure—and is therefore inaccurately determined. The same is true for the magnetic shear, which is an important ingredient in calculating the growth rates of the unstable modes, but involves the radial derivative of the safety factor profile $q(r)$. In addition, the motional Stark effect diagnostic was not operational for the discharges under consideration here and the q profiles were therefore poorly resolved. As a result, a direct local comparison of γ_{max} with γ_E did not allow any significant conclusions to be drawn as to whether $\gamma_E \approx \gamma_{max}$ at the times and radii where ITBs are formed, for the large set of discharges which are considered here.

A tentative interpretation of our results can, however, be sketched as follows and is worth developing. By resorting to dimensional analysis, i.e. by considering the orders of magnitude of the various terms at the locations where they are maximum and their respective scalings with respect to ρ_T^* , it is indeed possible, as shown below, to recast the stabilization criterion $\gamma_E \geq \gamma_{max}$ in the form $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$, thus pointing to the plausibility of the dimensionless parameter ρ_T^* being of theoretical relevance as a local indicator of plasma states with reduced turbulence.

From the force balance equation of the main ion species, the radial electric field in a tokamak is related to the ion pressure gradient and velocity through the relation

$$E_r = (Z_i e n_i)^{-1} (dp_i/dr) - V_{\theta i} B_\phi + V_{\phi i} B_\theta. \quad (7)$$

Accordingly, the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate can be decomposed into a ‘diamagnetic part’ $\gamma_{E,dia}$, a poloidal velocity contribution $\gamma_{E,\theta}$ and a toroidal velocity contribution $\gamma_{E,\phi}$. The link between $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear stabilization and a criterion of the form $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$ can be revealed by expressing frequencies in units of c_s/L_T and developing γ_E and γ_{max} in powers of ρ_T^* .

The growth rates of drift microinstabilities scale generically as c_s/L_T and can be written as

$$\gamma_{max} = (c_s/L_T) G_1(\Lambda_T, s, q, \beta, v^*, \dots) \quad (8)$$

where the function G_1 describes the stability of the most unstable mode. For the class of profiles at given β and collisionality v^* , this function should depend mainly on the gradient length $\Lambda_T = L_T/R$ (a dimensionless number characterizing the gradients normalized to plasma curvature, which is independent of ρ_T^* as it does not contain the magnetic field intensity), and on the details of the safety factor profile $q(r)$ and magnetic shear s .

If the poloidal velocity $V_{\theta i}$ is assumed to be given by neoclassical theory, the corresponding term in equation (7) scales as the pressure gradient term. Since direct measurements of the poloidal velocity are almost impossible, a neoclassical expression is usually employed to evaluate the poloidal velocity contribution. The neoclassical formula can be reduced to $V_\theta \approx k_{neo} \nabla T_i / (e Z_i B)$, where k_{neo} depends on the collisionality regime. There is no reason for an exact cancellation of the two temperature gradient terms coming from the diamagnetic velocity and from V_θ . The density measurements from Thomson scattering do not allow a reliable estimate of the inverse density gradient length L_n^{-1} . Therefore, for the purpose of our dimensional analysis, we assume L_n^{-1}

to be either negligible with respect to L_T^{-1} in evaluating the ‘diamagnetic’ term, or at most scaling as L_T^{-1} in the ITB region when beam fuelling is significant and particle diffusion is also reduced (this could be justified by the coupling of particle fuelling with the heating source during NBI). Further dependences on L_n/L_T , L_p/L_T , etc., will be assumed to be minor and we shall not consider them explicitly. Then, within a function G_2 of the order of unity, the contributions of the pressure and poloidal velocity to the shear rate scale as

$$\gamma_{E,dia} + \gamma_{E,\theta} = (c_s/L_T) \rho_T^* G_2(s, q, \beta, v^*, \dots) \quad (9)$$

where we have used the same length L_T to dimensionally characterize the maximum gradients inside the ITB and the radial derivative of the pressure gradient which is maximum at the foot of the ITB ($d^2 p/dr^2 \approx p/L_T^2$).

Figure 5(a) shows the results of global fluid simulations of 3-D ITG turbulence in the presence of magnetic shear reversal [15]. The q profile was assumed reversed with q_{min} at a rational value (4/3) and then the additional power varied as P_0 , $2P_0$, $4P_0$ and $8P_0$ assuming no torque injection, with $T = T_i = T_e$ and $\rho^* = \rho_s/a = 0.01$. The maximum local linear growth rate γ_{max} is first plotted against c_s/L_T . The ratio of the diamagnetic part of the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate $\gamma_{E,dia}$ to the dimensionless Larmor radius ρ_T^* is then also plotted against c_s/L_T . All parameters are taken at their maximum values over the radial profile. Both curves illustrate linear dependences and consequently justify the main scalings in our dimensional analysis.

Let us now consider the toroidal velocity contribution. Some experimental observations with strong NBI—typically the case in JET—show the similarity between the ion temperature and toroidal velocity profiles due to comparable heat and momentum diffusivities [16] and to the coupling between the beam heating and the associated torque. We shall then assume, for the sake of simplicity, that the inverse characteristic length over which the toroidal velocity varies is locally comparable with L_T^{-1} (an extra parameter L_ϕ/L_{Ti} could otherwise be introduced in the analysis). In γ_E , the toroidal velocity shear term $\gamma_{E,\phi}$ then scales as $M_\phi c_s/L_T$, where M_ϕ is the toroidal flow Mach number, as illustrated in figure 5(b), which clearly exhibits the linear dependence of $\gamma_{E,\phi}$ on c_s/L_{Ti} for typical experimental examples when the Mach number does not vary substantially.

To summarize, within these approximations, both the diamagnetic and poloidal velocity terms scale as $(c_s/L_T) \rho_T^*$, whereas γ_{max} and $\gamma_{E,\phi}$ scale roughly as c_s/L_T . Then simply stating that $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ stabilization occurs when the terms of order $(c_s/L_T) \rho_T^*$ are large enough, so as to become larger than the combination of the other terms, yields the proposed criterion,

$$\rho_T^* > \rho_{ITB}^*(\Lambda_T, M_\phi, s, q, \beta, v^*, \dots) \quad (10)$$

where ρ_{ITB}^* would in principle depend on a number of dimensionless parameters independent of ρ_T^* such as the q profile, the toroidal Mach number, the β parameter and the collisionality.

The α stabilization [13] can also play an important role in reducing γ_{max} in weak shear discharges. As ρ_T^* , the α parameter increases linearly with $L_p^{-1} \approx L_T^{-1}$, but its local value was not found to be constant at the onset of ITBs, and our

database analysis did not exhibit a simple and clear correlation between α and the emergence of ITBs.

Although the foregoing interpretation is somewhat heuristic, it is quite remarkable that for the discharges selected, a constant value for ρ_{ITB}^* allows the presence of ITBs to be detected with such a good efficiency despite a variety of plasma scenarios and magnetic field intensities. Strong dependences of ρ_{ITB}^* on some characteristic dimensionless parameters as suggested in equation (10) did not arise for our set of discharges, perhaps because they are not essential, or because the range of variations of these parameters was too limited within this particular database. The lack of a dependence on M_ϕ would imply that diamagnetic and poloidal rotation shears are the main stabilizing terms for the triggering of ITBs. This is probably the case during phases with LHCD

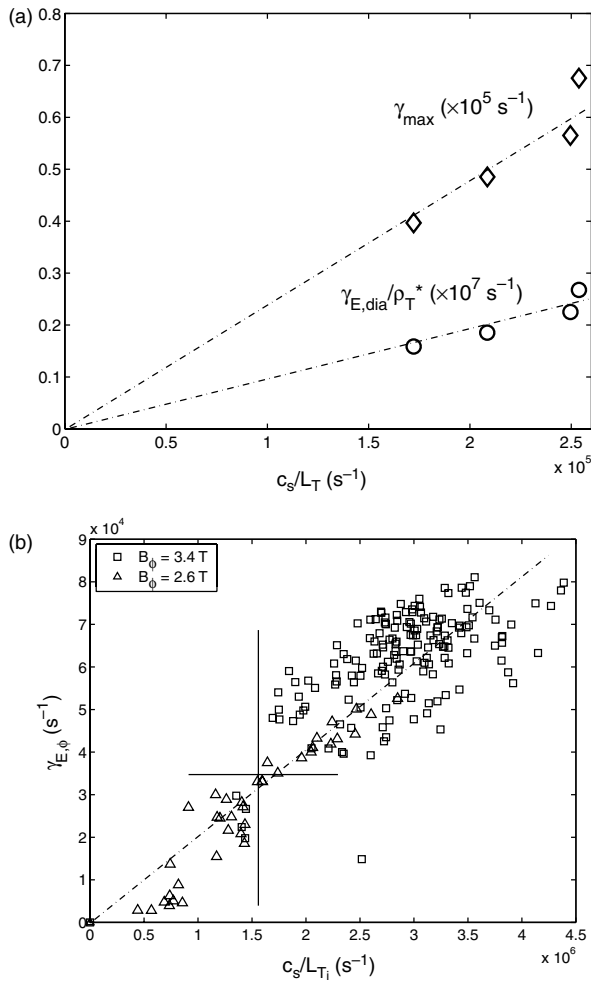


Figure 5. (a) Maximum linear growth rate γ_{max} versus c_s/L_T (diamonds) and ratio of the diamagnetic part of the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate $\gamma_{E,dia}$ to the dimensionless Larmor radius ρ_T^* versus c_s/L_T (circles). The results are shown of global fluid simulations of 3-D ITG turbulence in the presence of magnetic shear reversal [15] with four different additional powers and no torque injection. Here $T = T_i = T_e$ and $\rho^* = 0.01$. All the data are taken at their maximum values over the radial profile. (b) Toroidal velocity term in the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate $\gamma_{E,\phi}$ versus c_s/L_{Ti} for two JET discharges at $B_\phi = 3.4$ T (squares, discharge 53521) and $B_\phi = 2.6$ T (triangles, discharge 49645). The data are averaged over the radial profile and plotted at various times.

only. However, during NBI phases, $\gamma_{E,\phi}$ often seems to be the larger component in γ_E if $\gamma_{E,\theta}$ is evaluated from neoclassical theory, but this assumption is not quite satisfactory because of the possible existence of so-called self-generated zonal poloidal flows. The proposed interpretation should perhaps stimulate further investigations in which all the anticipated dependences in ρ_{ITB}^* could be varied in a more systematic way, but the fact that ρ_{ITB}^* can be taken as constant for this broad set of data constitutes the major result of the present analysis.

In order to exhibit the bifurcating character of the ρ_T^* stabilization, the physics discussed above can be implemented into a transport coefficient by using a mixing length argument, $\chi_{turb} = \gamma_{eff} L_c^2$, where γ_{eff} is an effective growth rate ($\gamma_{eff} = \gamma_{max} - \gamma_E$) and L_c is the turbulence correlation length. Turbulence simulations show that L_c is proportional to the gyroradius ρ_s in most cases [11, 12, 15] so that the resulting expression for the heat diffusivity is

$$\chi_{turb} = \rho_s c_s F(\Lambda_T, s, \dots) \rho_T^* (\rho_{ITB}^* - \rho_T^*) \quad (11)$$

where the dimensionless function F measures the stiffness of the model. At large ρ_T^* , the gyro-Bohm scaling of the heat diffusivity is thus weakened—and eventually broken—by the poloidal flow shear stabilization. In non-linear computer simulations [11, 15], this breaking is often obtained as the result of increasing $\rho^* = \rho_s/a$ since this parameter is being varied while L_T/R is kept constant. We conjecture that ρ_T^* is indeed the relevant parameter governing this effect, so that reducing locally the temperature gradient scale length in the plasma through intense heating and at constant magnetic field has a stabilizing effect similar to that of increasing the normalized Larmor radius ($\rho^* = \rho_s/a$) at constant L_T/R in the numerical simulations. A typical set of S shaped bifurcation curves can then be obtained by plotting the heat flux as a function of ρ_T^* (figure 6) since

$$\Gamma_{turb} = n T c_s F(\Lambda_T, s, \dots) (\rho_T^*)^2 (\rho_{ITB}^* - \rho_T^*). \quad (12)$$

Therefore increasing the power flux can eventually result in a transition between the gyro-Bohm branch of the curve shown in figure 6 and the ITB branch. This picture is, of course, simplified because ρ_T^* is not the only parameter which varies and the exact multidimensional dynamics involves other

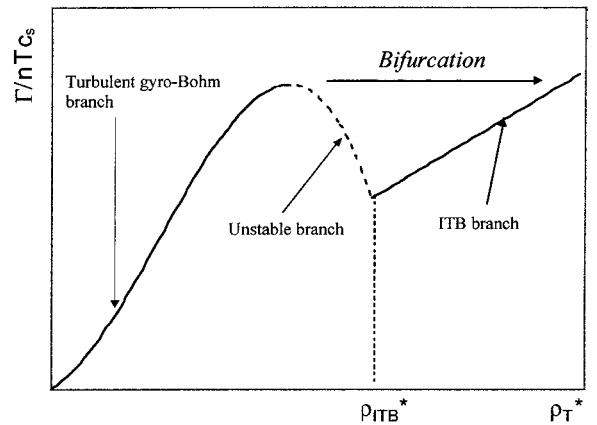


Figure 6. Normalized heat flux versus ρ_T^* , showing the multivaluedness of ρ_T^* , and the possible bifurcation from turbulent gyro-Bohm transport to the ITB branch.

independent parameters (e.g., q , s and β) as well as other transport coefficients (density, momentum). However, in this model the transition would start in a region of the plasma where the heat flux corresponds to a local maximum of the flux curve Γ versus ρ_T^* . The increase of ρ_T^* (e.g. due to the powerful heating in optimized shear discharges) can thus be viewed first as the cause of a local bifurcation through diamagnetic turbulence stabilization, but then also as a consequence of the development of the ITB leading to a further increase of ρ_T^* above the critical value until the plasma reaches locally a new equilibrium state (the ITB branch in figure 6). The critical value, $\rho_T^* = \rho_{ITB}^*$, corresponds to the unstable part of the flux curve and separates a region of turbulent transport where ρ_T^* is strictly below ρ_{ITB}^* and a region of improved confinement where ρ_T^* is strictly larger than ρ_{ITB}^* , i.e. on the stable ITB branch. The spatiotemporal dynamics of such transport bifurcations has been studied theoretically, for instance, in ref. [17].

4. Conclusions

In this article, an attempt has been made to identify some simple computable parameters likely to characterize the emergence, location and time evolution of ITBs in JET. Because of the large experimental uncertainties, and sometimes the lack of measurements, a sufficiently reliable calculation of the detailed theoretical expressions describing the growth rates and $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear stabilization of drift waves cannot be routinely performed. Moreover, it would not be suitable for many experimental purposes such as extensive database analysis or real time applications. We have therefore adopted a more pragmatic approach. The simplification of the exact theoretical expressions by means of a dimensional analysis provided a methodology for analysing the data and, at the same time, it yields a plausible physical interpretation of the experimental findings. The simplicity of the resulting criterion fulfils adequately some of the experimental needs (e.g., flexibility of use for real time control and fast computation of ITB characteristics) while it fits the available data fairly well.

Obviously for a given set of fixed dimensional parameters such as the toroidal magnetic field, ion species and plasma temperature, the absolute gradients may seem sufficient to characterize the presence of ITBs. But in the general case where these parameters vary, and when analysing different experimental situations and scenarios, the ratio ρ_T^* of the local ion gyroradius to the local gradient scale length appears to be the most relevant normalized gradient. It was thus shown that the existence of internal transport barriers in JET can be inferred in regions of space-time where ρ_T^* exceeds some critical value, ρ_{ITB}^* . Dependences of ρ_{ITB}^* on some dimensionless parameters are in principle possible but they are shown not to be essential within this set of experiments. This issue could be further investigated by dedicated experiments on JET or on other machines. Thus, at this stage, the correlation between the emergence of ITBs and the criterion $\rho_T^* > \rho_{ITB}^*$ with constant ρ_{ITB}^* may not be sufficiently general to be applied for predictive purposes in all circumstances and all devices. Nevertheless, it has been

successfully tested on a wide variety of JET discharges. The examination of the contour graphs in addition to the statistics collected from 116 discharges demonstrates the relevance and usefulness of ρ_T^* in characterizing the appearance of ITBs, at least empirically. Applying the criterion to this set of discharges yielded only 5% of the detection errors, with an ITB emergence time uncertainty of the order of 150 ms and an error of location of 4.7 cm with respect to the figures obtained by an independent and tedious shot by shot data analysis.

The proposed ρ_T^* criterion allows the detection and localization of ITBs under various experimental conditions, and provides convenient displays of their evolution. It accounts for the measurement uncertainties, can be applied to the electron or ion temperature profiles and is practical to use for the systematic analysis of experimental data and the handling of large databases [18]. Finally, it can be obtained at low computational cost. Thus, it may also find a number of applications in the operation of tokamak devices, such as the real time control of ITBs which has been recently implemented on JET [18, 19] and which should constitute a significant step towards the development of advanced tokamak steady state operation scenarios.

Acknowledgments

This work was performed under the auspices of the European Fusion Development Agreement. Particular thanks are due to A. Bécoulet for his encouragement, E. Joffrin for his help in data analysis and P. Maget for fruitful discussions.

References

- [1] Taylor T.S. 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** B47 and references therein
- [2] Gormezano C. 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** B367
- [3] Sakamoto Y. *et al* 2001 *Nucl. Fusion* **41** 865
- [4] Connor J.W. and Wilson H.R. 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 719
- [5] Horton W. 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 735
- [6] Christiansen J.P. *et al* 1993 *Nucl. Fusion* **33** 863
- [7] Challis C. *et al* 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 861
- [8] Dorland W. and Hammett G.W. 1993 *Phys. Fluids B* **5** 812
- [9] Waltz R.E., Kerbel G.D. and Milovitch J. 1994 *Phys. Plasmas* **1** 2229
- [10] Waltz R.E. *et al* 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2408
- [11] Garbet X. and Waltz R.E. 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1898
- [12] Manfredi G. and Ottaviani M. 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 4190
- [13] Beer M.A. *et al* 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1792
- [14] Burrell K.H. 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1499
- [15] Garbet X. *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2793
- [16] de Esch H.P.L. *et al* 1990 *Proc. 17th Eur. Conf. on Control. Fusion and Plasma Heating (Amsterdam, 1990)* vol 14B, part I (Geneva: European Physical Society) 90
- [17] Lebedev V.B. and Diamond P.H. 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1087
- [18] Tresset G. *et al* 2001 *Proc. 28th Eur. Conf. on Control. Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* vol 25A (Geneva: European Physical Society) CD-ROM
- [19] Mazon D. *et al* 2001 *Proc. 28th Eur. Conf. on Control. Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* vol 25A (Geneva: European Physical Society) CD-ROM

TRANSPORT IDENTIFICATION BY NEURAL NETWORK IN JET ITB REGIMES

G. Tresset¹, C.D. Challis², X. Garbet¹, X. Litaudon¹, M. Mantsinen³, D. Mazon¹, D. Moreau¹
and contributors to the EFDA-JET workprogramme*

¹Association Euratom-CEA, CEA Cadarache, Saint Paul-l z-Durance, France

²Euratom-UKAEA Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon , U.K.

³Association Euratom-Tekes, Helsinki University of Technology, Finland

*See appendix of J. Pam la, Proc. 18th IAEA Conference on Fusion Energy, Sorrento 2000

Introduction

Many efforts have been dedicated to establish, by fitting a large number of experimental data, zero-dimensional scaling laws for conventional scenarios to give global information on transport. Despite its advantages in designing future devices, this approach is not suitable to investigate transport phenomena in advanced scenarios. The present work focuses on the local thermal energy transport in JET discharges with and without ITBs. The aim is twofold: (i) to exhibit the dependencies of the heat diffusivity on local dimensionless parameters which seem to be relevant from a theoretical basis and (ii) to propose a purely empirical approach for predictive transport modelling. Neural networks will be introduced as an appropriate tool to handle such a problem and provide an alternative approach to previous attempts of approximating semi-empirically the experimental heat diffusivity function.

The first section describes the database which has been built for the analyses, then presents a correlation study between the experimental diffusivities and some dimensionless quantities deduced from the turbulence theory. In the second section, we show the heat diffusivity functions given by a neural network trained with data in anomalous transport regime and discuss their relevance to the expected theoretical results. The third section tests our technique as a predictive transport tool, and finally some potential applications are briefly proposed in the last section.

1. Correlation analysis of the heat diffusivities

A set of 20 discharges, with and without an ITB, with either monotonic or reversed shear q-profiles has been selected from the JET database. In these experiments, described in [1], the injected torque has been varied systematically by combinations of tangential bank beam, normal bank beam and on-axis ion cyclotron heating (at $B_0=2.6T$ and $I_p=2.2-2.3MA$). Hollow q-profiles have been obtained by coupling 2MW of LHCD during the current ramp-up phase. Only the main heating phase, after the end of the LHCD prelude, has been considered in our analysis. The power depositions of ICRH were determined by the code PION, with the NBI source rates calculated with PENCIL. All the other data were taken from the experimental measurements, and the current density profile was given by the magnetic reconstruction code EFIT constrained by infrared polarimetry data. The diffusivities were deduced from a power balance analysis performed by the transport code ASTRA [2] in the region of $0.1<r/a<0.8$. In this work, we focus on the electron heat diffusivities because they can be evaluated more accurately thanks to the high space-time resolution of the ECE diagnostic. In total, 13817 and 446 electron heat diffusivities were computed outside and inside ITB, respectively. The ITBs were characterised by the ρ_T^* criterion [3].

We have firstly carried out a correlation analysis between the electron heat diffusivities χ_e and the following dimensionless quantities: $\rho_{Te}^*=\rho_s/L_{Te}$, $A_{Te}=R/L_{Te}$, $A_{ne}=R/L_{ne}$, S , q , $\tau=T_i/T_e$

and $M_\phi = v_\phi / c_s$. Normalised diffusivities have been also considered, namely $\chi_e / \chi_{\text{Bohm}}$ and $\chi_e / \chi_{\text{gyroBohm}}$, where $\chi_{\text{Bohm}} \propto T_e / B_\phi$ is the so-called Bohm diffusivity and $\chi_{\text{gyroBohm}} = \rho^* \chi_{\text{Bohm}}$ the gyroBohm one. The correlation factor Σ_{xy} between two variables x and y is defined by

$$\Sigma_{xy} = \frac{E[(x - \bar{x})(y - \bar{y})]}{\sqrt{E[(x - \bar{x})^2]E[(y - \bar{y})^2]}}$$

where $E[\]$ denotes the expectation value, $\bar{x}$ and $\bar{y}$ the mean values of x and y . A correlation factor of 0 means that x and y are independent, and a factor of 1 indicates a purely proportional relation $y \propto x$.

Figure 1 shows a diagram of the correlation factors between χ_e , $\chi_e / \chi_{\text{Bohm}}$ or $\chi_e / \chi_{\text{gyroBohm}}$, and the dimensionless quantities - ρ_{Te}^* , A_{Te} , A_{ne} - outside and inside ITB. Outside ITB, it can be seen that the selected set of parameters is globally more correlated to $\chi_e / \chi_{\text{gyroBohm}}$ - or

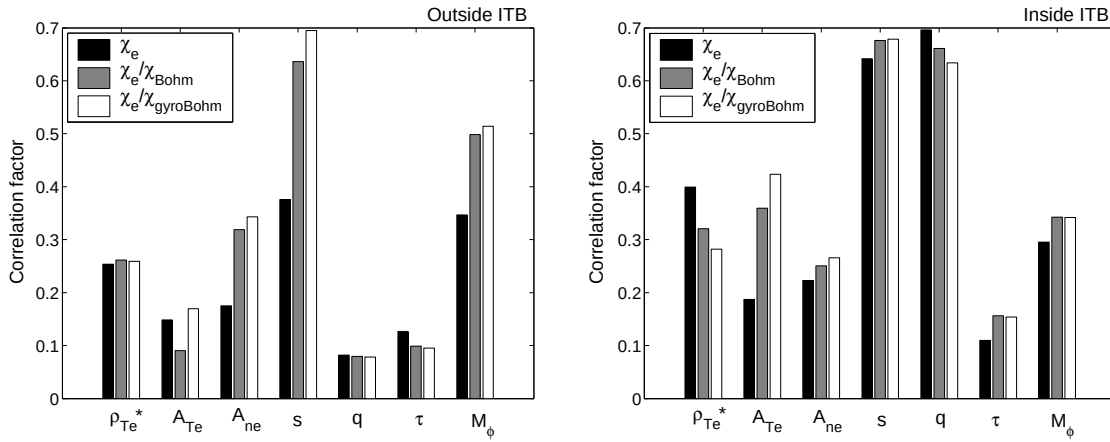


Figure 1 — a) (left) Correlation factor between the electron heat diffusivity or its normalised derivatives and some theory-relevant dimensionless outside ITB. b) (right) The same but inside an ITB. $0 \leq \rho_{Te}^* \leq 0.02$, $0 \leq A_{Te} \leq 15$, $0 \leq A_{ne} \leq 8$, $-1 \leq s \leq 1.5$, $1.2 \leq q \leq 3.8$, $0.3 \leq \tau \leq 1.8$, $0.05 \leq M_\phi \leq 0.6$.

even $\chi_e / \chi_{\text{Bohm}}$ - which means the diffusivity function is closer to the following form: $\chi_e = \chi_{\text{gyroBohm}} f(\)$ where f is an unknown function of our dimensionless parameters; no clear conclusion can be drawn from the results inside ITB. The dependency of the magnetic shear is quite strong in the two cases as foreseen by the microturbulence theory. On the contrary, the safety factor does not seem to change the electron transport level outside ITB whereas it clearly plays a role inside, possibly through the mechanism of rational q -values in ITB triggering [4]. The ratio of electron and ion temperature τ has a weak effect on electron diffusivities as proved by a correlation factor always lower than 0.17. To identify properly the dependencies, the dimensionless variables must be as much as possible independent of each other. It was seen that ρ_{Te}^* and A_{Te} in one hand, M_ϕ and τ in the other hand, are correlated with correlation factors up to 0.76 and 0.92 respectively. The rest can be considered decorrelated since the correlation factors do not exceed 0.46. As a result, the electron heat diffusivity can be written as

$$\chi_e = \chi_{\text{gyroBohm}} f(A_{Te}, A_{ne}, s, q, \tau) \quad (1)$$

at least outside ITB.

2. Approximation of the electron heat diffusivity function

Let us assume that a non-linear multivariate function exists which describes transport in tokamak plasmas and that this transport is purely diffusive. The above correlation analysis suggests an electron heat diffusivity of the form (1) whose function f is unknown. Its

approximation from experimental data demands to overcome three difficulties: (i) the non-linear multivariate nature of the function, (ii) for a given experiment, all the parameters vary at a time and (iii) the uncertainties of data. Neural network appears to be an ideal tool to handle such a problem because according to the universal approximation theorem it can approximate any non-linear multivariate function to an arbitrary accuracy [5]. Hence, we

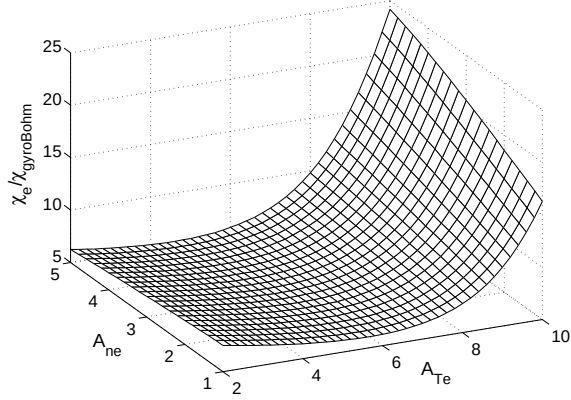


Figure 2 - $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$ as a function of A_{Te} and A_{ne} after the neural network. $s=-0.5$, $q=2$, $\tau=1$.

a satisfactory approximation while avoiding to overfit the data.

Figure 2 shows the results of such a simulation where the dimensionless quantities s , q and τ were fixed. Clearly, the transport increases with the gradients. At a given normalised density gradient, $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$ raises significantly over a normalised temperature gradient of $(R/L_{Te})_c \approx 7-8$, in qualitative agreement with the so-called critical temperature gradient; its expected value given by analytical approximations of ITG+TEM gyrokinetic simulations [7] is 8.35 in these conditions.

The variations of heat diffusivity with the magnetic shear are depicted on figure 3.

A strong reduction of the transport is observed in the region of negative magnetic shear, the lowest level being located close to $s=0$. The diffusivity raises dramatically with positive shear and seems to reach a maximal value at $s \approx 1.4$. The shaded area characterises the reliability of the approximation: it has been computed by training the neural network many times with various subsets of 4000 data taken randomly from the entire database, and by making a statistics on the resulting approximations. The area is then bounded by one standard deviation around the average approximation.

In agreement with the correlation analysis, it was seen that the dimensionless parameters q and τ hardly affect the transport although theories predict the stabilisation of ITG modes at large τ and a critical gradient temperature dependant of s/q .

have carried out a two-layer neural network with 5 neurons on the first layer and with a pure linear transfer function. The training was performed by a Levenberg-Marquardt algorithm [6] with $(A_{Te}, A_{ne}, s, q, \tau)$ as input and $\log(\chi_e/\chi_{gyroBohm})$ as output outside ITB. Among the 13817 data collected for the correlation analysis, 4000 were randomly chosen for training the network. Its robustness has then been assessed by simulating the whole database and comparing the output with the experimental diffusivities: a correlation factor of 0.87 was obtained, which allows

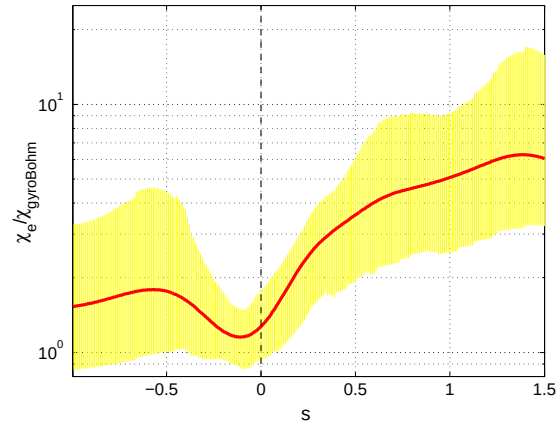


Figure 3 - $\chi_e/\chi_{gyroBohm}$ versus the magnetic shear given by the neural network. The shaded area stands for the 1- σ uncertainty of the approximation. $A_{Te}=5$, $A_{ne}=3$, $q=2$, $\tau=1$.

3. Neural network transport prediction

We have attempted to apply the semi-empirical approach by neural network to transport modelling in ITB regime. After having trained a neural network on the entire database, the electron heat diffusivities have been computed for a JET ITB discharge not belonging to this database, and then compared with the diffusivities evaluated by ASTRA. The input parameters were ρ_{Te}^* , A_{ne} , s , q , M_ϕ and the output parameter $\log(\chi_e)$. The small number of data inside ITB made the approximation difficult to fulfil within a transport barrier. The network tended to ignore the data with low diffusivities and thus it was not able to approximate satisfactorily the physics of improved transport. In order to increase the weight of these data in the training phase, we have repeated them several times in the database.

Figure 4 shows the comparison of electron heat diffusivity profiles between those evaluated

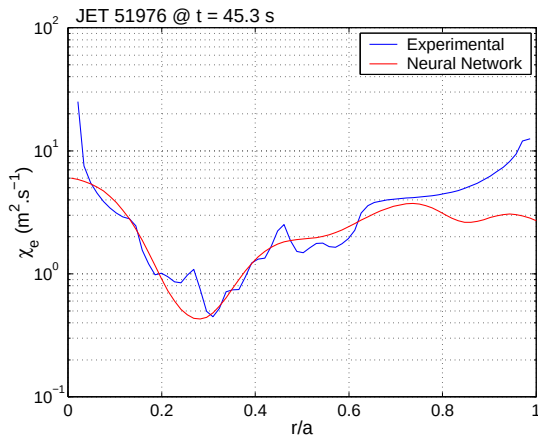


Figure 4 — Comparison of experimental and predicted — by neural network — electron heat diffusivities for a JET pulse (#51976) at a time when an ITB is formed.

by a power balance analysis with ASTRA and those predicted by the trained neural network. It can be seen a rather good agreement, at least in order of magnitude, even inside the ITB located around $r/a=0.3$. The transport at the edge is badly reproduced certainly due to the fact the network has learnt only the core physics ($r/a < 0.8$). Therefore it cannot guess the edge transport, which involves specific mechanisms for instance linked to the interactions with the wall, and whose the input parameters take values out of the range of our database, e.g. high magnetic shear or very short gradient scale lengths.

4. Discussion

Facing the important issue of transport in tokamak plasmas, a technique to approximate the heat diffusivity function, both non-linear and multivariate in nature, from the experimental data has been proposed. Such a method may complete the purely theoretical approaches by suggesting any tendency or by supporting any numerical result. It could allow to perform in a more systematic way transport studies on large database like the international ITB database which groups together several devices [8].

Acknowledgements

Many thanks are due to Dr. G. Pereverzev for the use of the code ASTRA, Dr R. Wolf for his fruitful comments, and to Drs J.-F. Artaud and V. Basiuk for their help.

References

- [1] C.D. Challis et al, to be published in Plasma Phys. Control. Fusion.
- [2] G. Pereverzev and P.N. Yushmanov, IPP-Report 5/98, February 2002.
- [3] G. Tresset et al, Nucl. Fusion, **42** (2002) 520.
- [4] E. Joffrin et al, submitted to Plasma Phys. Control. Fusion.
- [5] G. Cybenko, Math. Control Signals Systems, **2** (1989) 303.
- [6] M.T. Hagan and M. Menhaj, IEEE Trans. Neural Networks, **5** (1994) 989.
- [7] C. Fourment et al, to be submitted in Phys. Plasmas.
- [8] G.T. Hoang et al, this conference.

CHARACTERISATION OF INTERNAL TRANSPORT BARRIERS IN JET AND SIMULATIONS OF CONTROL ALGORITHMS

G. Tresset¹, D. Moreau¹, X. Litaudon¹, C.D. Challis², X. Garbet¹, E. Joffrin¹, D. Mazon¹ and contributors to the EFDA-JET workprogramme*

¹Association Euratom-CEA, CE Cadarache, 13108 S^t Paul-lez-Durance Cedex, France

²Euratom-UKAEA Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, U.K.

*See appendix of J. Paméla, Proc. 18th IAEA Conference on Fusion Energy, Sorrento 2000

Introduction

The analysis of experiments performed at various magnetic field intensities pointed to an apparent magnetic-field-dependent power threshold for the emergence of ITBs in regions of weak positive magnetic shear in JET [1]. This observation motivated our search for an objective existence criterion which could possibly lead to a better understanding and quantification of the physical processes leading to the formation of ITBs. Furthermore, there is a real interest in developing some physical and practical criterion which could be used routinely to speed up the ITB identification and characterise their main features especially for database analysis, and possibly to control their dynamics in real-time. The first section introduces the criterion, its physical and experimental relevance. In section 2, we use the criterion to investigate the role of the q-profile in the ITB physics for various injected torques. Finally, in the last section, algorithms for profile control using the real-time estimate of the criterion are proposed and numerically simulated.

1. A dimensionless criterion for ITB characterisation

The physical mechanisms of barrier formation have not yet been completely identified, but drift waves are thought to be the principal vector of microturbulence when the plasma is driven far from thermodynamic equilibrium, and their stabilisation is likely to be the cause of a transport reduction leading to the emergence of ITBs [2]. Despite a variety of possible unstable modes, a fundamental characteristic length arises from their dispersion relations: the ion Larmor radius at the sound speed, $\rho_s = c_s / \omega_{ci}$, where c_s is the ion sound speed, and ω_{ci} the ion cyclotron pulsation. When transport barriers appear, local gradient scale lengths become much shorter than the plasma size and, for a local analysis, one should indeed normalise the drift wave scale length ρ_s to the local temperature gradient scale, e.g. $L_T = -T / (\partial T / \partial R)$ where T is either the ion or electron temperature and R is the plasma major radius on the equatorial plane. We therefore define the local dimensionless Larmor radius, ρ_T^* , as $\rho_T^* = \rho_s / L_T$. When considering various experimental scenarios with different plasma currents and, more importantly, with a wide range of heating powers and magnetic field intensities, it is worth testing whether an ITB existence criterion could possibly be expressed according to the local value of ρ_T^* . Noting that the simplest dimensionless criterion would read:

$$\rho_T^*(R, t) = -\frac{1}{Z_i} \sqrt{\frac{m_i}{e}} \frac{\sqrt{T_e}}{B_\phi} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial R} \geq \rho_{ITB}^* \Leftrightarrow \text{an ITB exists at radius } R \text{ and time } t$$

Z_i and m_i are the ion charge number and mass respectively, e the elementary charge, B_ϕ the toroidal magnetic field and all the temperatures are expressed in keV. The critical dimensionless number ρ_{ITB}^* , if it does exist, should depend only on a few dimensionless parameters and can be evaluated experimentally.

Further developments introducing a treatment of measurement uncertainties as well as a plausible theoretical relevance of the above criterion based on the stabilising effect of the

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate can be found in [3].

The critical value ρ_{ITB}^* was chosen from a discharge with a perfectly visible barrier whose emergence time was well defined and which was used as a reference. It was thus found that $\rho_{ITB}^* \approx 1.4 \times 10^{-2}$ would match both the emergence time and radial evolution of the barrier satisfactorily in JET. Pulses obtained with almost the same operating conditions but which either exhibit an ITB or not were also compared and successfully distinguished by the $\rho_T^* \geq 1.4 \times 10^{-2}$ criterion.

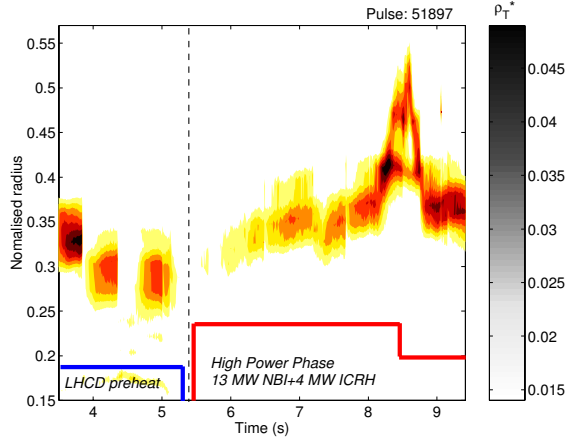


Figure 1 — Constant- ρ_{Te}^* contours plotted for $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$ showing the space-time evolution of an electron ITB (pulse #51897).

An attractive representation of the results is obtained by plotting contours of ρ_T^* in the (t, ρ) plane, ρ the normalised radius. The constant- ρ_T^* contours are plotted only for $\rho_T^* \geq \rho_{ITB}^*$. Figure 1 shows an example of such a graph for a discharge where the ITB dynamics is rich of events. It can be seen that all the relevant information such as onset time, collapse times, as well as the dynamics and width of the barrier appear explicitly for a low computational cost.

In order to evaluate its reliability for detecting the presence and evolution of ITBs, our criterion was tested on many discharges from the JET database with various experimental conditions. For this purpose 116 deuterium pulses were selected with toroidal magnetic fields varying from 1.8 to 4 T, plasma currents from 1.6 to 3.6 MA (safety factors from 3.3 to 4.3), central densities from 2 to $5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, NBI powers from 4.8 to 18.7 MW and ICRH powers from 0 to 8.7 MW. It must be noted that mostly electron temperature barriers were considered here because of the good spatial and temporal resolutions of the ECE diagnostic. Among these 116 discharges, 84 presented an ITB. Their emergence times were then evaluated by identifying a divergence between temperature traces from neighbouring radii and are confronted with the ρ_{Te}^* criterion on Fig. 2. Only five very weak barriers were not detected by the criterion whereas one detection was not assessed by a detailed data analysis.

2. Role of the q-profile and injected torque in the ITB physics

Discharges where the ITB regime was established with either monotonic or reversed shear q-profiles are analysed with our criterion. In these experiments, described in [4], the injected torque has been varied systematically for each q-profile by selecting either dominantly

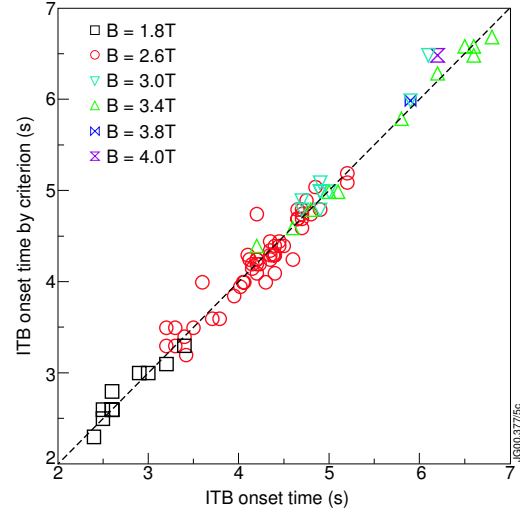


Figure 2 — Statistics on the validation of the ITB emergence time through the ρ_{Te}^* criterion for various magnetic field intensities. The emergence time determined by $\rho_{Te}^* = \rho_{ITB}^*$ is plotted against that determined independently from data analysis.

tangential bank beam, or dominantly normal bank beam or mainly on-axis ion cyclotron heating (at $B_\phi=2.6$ T and $I_p=2.2$ -2.3 MA). Hollow q-profiles are obtained at the start of the main heating phase by coupling 2 MW of LHCD during the current ramp-up phase. The main applied heating consists of a combination of NBI and ICRH powers. Figure 3 shows the maximal value of ρ_{Te}^* versus the total additional power for different q-profile and injected torque. At a given power and injection configuration, the pulses with LH preheat expected to have an inverted q-profile, confirmed by both polarimetry and MSE data, exhibit a better ITB quality than without any preheat (monotonic q-profile). As the ITBs are located roughly at the same radius ($\rho \approx 0.5$ -0.6) close to the $q=2$ surface, this result demonstrates an improvement of barrier performances as the magnetic shear lowers. Furthermore, for the same q-profile, the ITB strength seems to decrease with lower injected torque or fuelling, the poorest performances being with ICRH. This figure also shows that the access power of $q=2$ electron ITBs varies from 9 MW with large applied torque up to 12 MW with dominant ICRH.

We investigate now the role of the q-profile in ITB triggering. The q-profile was determined here with the magnetic reconstruction code EFIT constrained by infrared polarimetry data. For the 11 pulses presenting a clear ITB in these experiments, the safety factor value at the barrier onset time and location is 2 ± 0.08 . This phenomenon is depicted on Figure 4 where two pulses with the same applied torque but different q-profile shapes are confronted. Fig. 4(a) shows that an ITB is formed only when the $q=2$ surface enters the plasma even though the main heating has started for several fast ion slowing down and thermal confinement

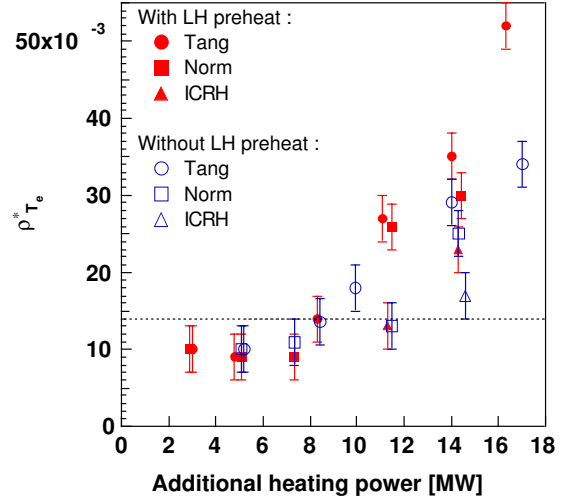


Figure 3 — Maximal value of ρ_{Te}^* versus total additional heating power for various injection configurations and with or without LHCD prelude. The horizontal dashed line indicates the criterion threshold value ρ_{ITB}^* .

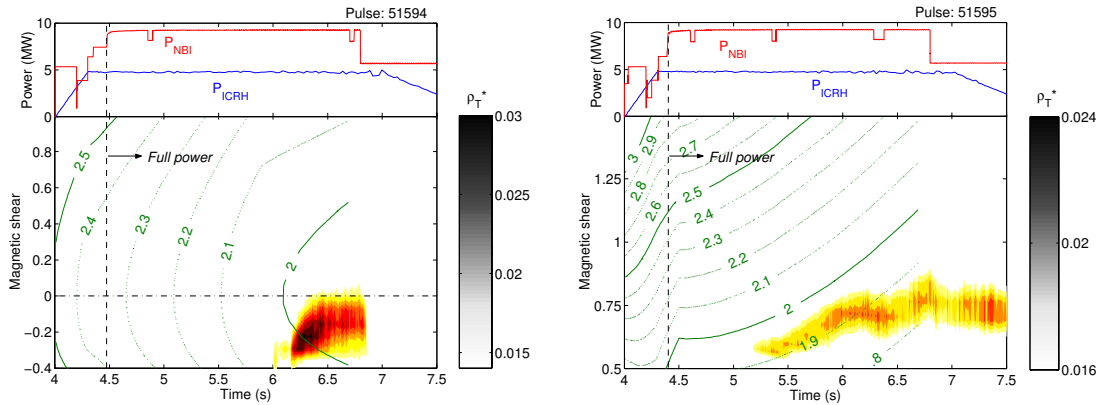


Figure 4 — a) (left) Constant- ρ_{Te}^* ($\rho_{Te}^* \geq \rho_{ITB}^*$) contours in the plane (s, t) , s magnetic shear, superimposed with constant- q contours. $B_\phi=2.6$ T, $I_p=2.2$ MA, $P_{add}=14$ MW (tangential beams) and 2.3 MW of LH preheat (pulse #51594). b) (right) Constant- ρ_{Te}^* contours in the plane (s, t) superimposed with constant- q contours. $B_\phi=2.6$ T, $I_p=2.2$ MA, $P_{add}=14$ MW (tangential beams) and no LH preheat (pulse #51595).

times. On the contrary, a barrier is formed earlier on Fig. 4(b) possibly due to the presence of the $q=2$ surface. For the case of monotonic q -profiles, the role of the rational surfaces has been discussed in [5]. Our analysis confirms that ITBs emerge close to rational q surface and preferentially in weak magnetic shear regions. This is consistent with the drop of turbulence observed numerically when the density of resonant surfaces decreases [6].

3. Modelling of feedback control for advanced scenarios

The inherent simplicity in its expression makes the proposed ITB criterion well-suited for real-time control application, a crucial issue to achieve the so-called advanced tokamak regime. In this last section, we present transport modelling of real-time feedback algorithms based on the normalised gradient ρ_{Te}^* .

In a steady-state operation, maintaining an ITB consists in supplying a sufficient amount of energy into the plasma to overcome the local turbulence, while avoiding dangerous MHD instabilities especially those related to pressure peaking.

Mostly two quantities have been numerically studied as response signals for a real-time feedback loop: i) the maximal value over radii of the dimensionless Larmor radius $(\rho_{Te}^*)_{max}$, ii) the total neutron rate R_{nt} . The actuators, i.e. the sources of energy, are either the NBI or ICRH powers. A Proportional-Integral (PI) feedback algorithm has been implemented as follows:

$$P(t) = P(t_0) + G_p \Delta X(t) + G_I \int_{t_0}^t \Delta X(u) du \quad \text{with} \quad \Delta X(t) = X_{ref} - X(t)$$

where t_0 denotes the time at which control is turned on, P the required power, X the feedback signal, G_p and G_I are the proportional and integral gains respectively. The latter are of great importance for an optimal response of the system.

Figure 5 pictures a simulation of a double feedback control scheme performed with the transport code ASTRA [7]. The feedback on $(\rho_{Te}^*)_{max}$ by ICRH at its reference value allows to sustain the barrier and the control on R_{nt} by NBI prevents potential disruptive events. Such simulations have allowed to prepare real-time control experiments in JET [8] by testing various schemes, and optimising the combination of actuators and gains.

Acknowledgements: Thanks are due to Dr. G. Pereverzev for the use of the ASTRA code.

References

- [1] Gormezano C., Plasma Phys. Control. Fusion **41** (1999) B367.
- [2] Horton W., Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 735.
- [3] Tresset G. et al., Report EFDA-JET-PR(00)09, Nov. 2000, submitted to Nucl. Fusion.
- [4] Challis C.D. et al., these proceedings.
- [5] Joffrin E. et al., submitted to Nucl. Fusion.
- [6] Garbet X. et al., Phys. Plasmas **8** (2001) 2793.
- [7] Pereverzev G. et al., Report IPP 5/42, IPP Garching (Germany) 1991.
- [8] Mazon D. et al., these proceedings.

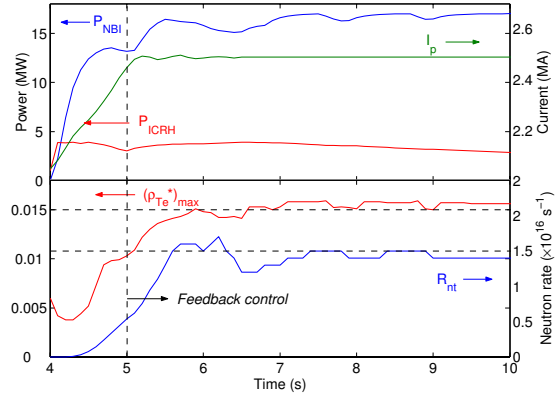


Figure 5 — Simulation of a double feedback control scheme on $(\rho_{Te}^*)_{max}$ and R_{nt} by P_{ICRH} and P_{NBI} respectively using a PI algorithm. $B_\phi=2.5$ T, $I_p=2.5$ MA, $(G_I/G_p)_{ICRH}=25.\delta t$, $(G_I/G_p)_{NBI}=5.\delta t$ and $\delta t=10$ ms. The horizontal dashed lines show the reference values (pulse #46123 before control).

Influence of the q -profile shape on plasma performance in JET*

C D Challis¹, X Litaudon², G Tresset², Yu F Baranov¹, A Bécoulet²,
C Giroud², N C Hawkes¹, D F Howell¹, E Joffrin², P J Lomas¹,
J Mailloux¹, M J Mantsinen³, B C Stratton⁴, D J Ward¹, K-D Zastrow¹
and contributors to the EFDA-JET workprogramme⁵

¹ Euratom/UKAEA Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon,
Oxon OX14 3DB, UK

² Association Euratom-CEA pour la Fusion, CEA Cadarache, F-13108 Saint Paul-lez-Durance,
Cedex, France

³ Helsinki University of Technology, Association Euratom-Tekes, PO Box 2200,
FIN-02015 HUT, Finland

⁴ Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, NJ 08543, USA

Received 4 December 2001

Published 13 June 2002

Online at stacks.iop.org/PPCF/44/1031

Abstract

The fusion performance of JET plasmas can be enhanced by the generation of internal transport barriers. The influence of the q -profile shape in the local and global plasma performance has been investigated in cases where the core magnetic shear ranges from small and positive to large and negative. Internal barriers extending to large plasma radii can be effective in raising the global performance of the plasma. It is found that such barriers tend to be generated more easily if the q -profile contains a region of negative magnetic shear. The formation is favoured by neutral beam injection compared with ion cyclotron resonance heating in scenarios where the two systems are used together. The minimum power level required to observe a local transport reduction is significantly lower than the value at which very steep pressure gradients can be achieved. This results in a practical threshold in the power to access a regime of high plasma performance that is sensitive to the q -profile shape.

1. Introduction

The prospects for an economical steady-state tokamak fusion power plant could be significantly enhanced if plasma regimes could be developed to provide high plasma pressure at low plasma

* This paper is an extended version of a contribution to the *28th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Madeira, June 2001)*.

⁵ See Paméla J *et al* 2001 *Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy (Sorrento, 2000)* (Vienna: IAEA).

current in stationary conditions without the need for excessively high toroidal magnetic field strength or very large plasma volume. This combination of factors, known as the ‘advanced tokamak’ scenario, leads to conditions where a large fraction of the plasma current is driven by the neoclassical bootstrap mechanism which, in turn, results in a relatively modest requirement on the externally driven non-inductive current. This requires enhanced plasma confinement compared with the ELMy H-mode regime currently envisaged as the reference scenario for ITER [1]. In recent years experiments have been performed on many tokamak devices to investigate the prospects for achieving such a scenario by the generation of a region of high plasma energy confinement in the plasma core, called an ‘internal transport barrier’ (ITB). Indeed, the specification of ITER allows for the exploitation of regimes of this type and so has provided further impetus to the study of conditions where improved core plasma confinement is observed.

A method commonly used to generate an ITB in a tokamak is the application of additional heating power during the current ramp-up phase at the beginning of a discharge before the plasma current has fully penetrated [2–8]. This can result in the safety factor, q , being significantly above unity throughout the plasma and the magnetic shear, s ($s = r/q(dq/dr)$), being low or negative in the plasma core. This magnetic configuration has been used for the production of ITBs that can locally reduce the radial transport of electron or ion energy, or both, and, in some cases, particle transport as well. A theoretical explanation for this localized reduction in transport has been proposed in terms of the suppression of plasma turbulence by sheared plasma flow, characterized by the $E \times B$ shearing rate, in both the toroidal and poloidal directions [9] or by self-generated zonal flows [10, 11]. Indeed, ITB formation in JET experiments has been associated with the observation of turbulence suppression [12] and correlates with both magnetic shear and plasma flow shear [13]. Explanations of this type, together with observations on other devices of the effect of varying the q -profile shape [14] and toroidal plasma flow [15–17] on the transport characteristics in the plasma interior, have motivated a further investigation of the effects of the q -profile and plasma flow shear on ITB generation in JET.

Experiments in JET have previously been reported where ITB generation in plasmas characterized by a monotonic q -profile with central q close to 2 has been compared with initial experiments using negative central magnetic shear [18]. It was observed that the location and evolution of the ITB, as well as the heating power required for its production, are sensitive to the q -profile shape. Indeed, many factors are thought to influence the formation of ITBs in tokamaks including magnetohydrodynamic (MHD) instabilities, plasma heating scheme, fuelling and applied torque. Recent experiments have been performed in JET to vary the q -profile shape and heating arrangements to further investigate the role of these different parameters on the generation of ITBs. At low heating power levels a local discontinuity can sometimes be seen in the plasma temperature gradient in the plasma interior indicating a local reduction in the energy transport. The confinement improvement is often transient and the correlation of such events with MHD phenomena has led to the interpretation that these instabilities can act as part of a trigger mechanism for transport barrier formation [19].

At higher levels of additional heating power, such plasmas can exhibit a further large increase in the pressure gradient in the region of the ITB, which results in a significant enhancement in the plasma stored energy and fusion yield. The highest fusion yield produced in JET deuterium plasmas was obtained in this way using the low magnetic shear ITB regime [20]. High performance ITBs have now also been produced in plasmas with highly negative central magnetic shear, similar to the conditions exploited for high fusion gain in other tokamaks, such as JT-60U [21]. These experiments extend the range of conditions over which high confinement transport barriers can be studied in JET.

In this paper, the experimental method used to vary the q -profile shape and heating method is described. The experimental results are presented in terms of the plasma conditions required for the appearance of an ITB. An assessment is made of the requirements to exploit the locally improved confinement for the achievement of high overall plasma performance. Finally, the advantages and limitations of different q -profile and negative magnetic shear regimes are discussed.

2. Method to vary the magnetic shear and plasma flow shear

The plasma q -profile obtained during the initial current ramp-up phase of a discharge in JET is sensitive to the plasma heating, current ramp rate and applied non-inductive current drive [22]. In the case where only Ohmic heating is used with a moderate current ramp rate ($\approx 0.4 \text{ MA s}^{-1}$) the q -profile typically remains monotonic. It has been found, however, that the application of lower hybrid heating and current drive (LHCD) during the current ramp phase is effective to produce a negative magnetic shear region in the plasma core and high values of central q . Similar effects have been observed on JT-60U [23]. The JET LHCD system generates waves at a frequency of 3.7 GHz and, in the experiments discussed here, with the waveguides phased to drive current in the same direction as the plasma current with a launched power spectrum peaked at a refractive index of 1.8 parallel to the magnetic field. The resulting non-inductive current density is typically peaked off-axis during the current ramp phase, but within the central region of the plasma ($r/a < 0.5$). This contributes to the generation of a core region of negative magnetic shear, assisted by the formation of an electron energy ITB, which, in the presence of strong electron heating at low density, raises the central electron temperature so as to strongly inhibit the penetration of plasma current to the core.

Figure 1 shows the time evolution of two plasma pulses, similarly set up except that one had LHCD applied soon after the plasma initiation while the other had a purely Ohmic current ramp-up phase. Both plasmas were then heated with neutral beam injection (NBI) and ion cyclotron resonance heating (ICRH) resulting in the formation of an ITB which is evident on both the ion and electron temperature profiles. The different time evolution of the neutron yield indicates that these ITBs were not formed at the same time in the two cases, nor did they result in the same degree of enhancement in the core plasma pressure. These differences and their implications are discussed in detail in the following section. LHCD was switched off at the beginning of the main NBI and ICRH phase so that the plasma density, heating, applied torque and non-inductive current drive were similar at this time in the two cases. The parameters of the main heating pulse were then varied in a series of pulses to study the conditions for ITB production in each case.

The q -profiles have been determined for these experiments using the EFIT equilibrium reconstruction code [24,25] constrained by motional stark effect (MSE) measurements [26,27]. The results are consistent with analysis using measurements from a far-infrared polarimeter, but since the resolution of the MSE instrument allows a better determination of the magnetic shear in the plasma core, the MSE measurements are used throughout this paper. During the main heating phase, the use of several overlapping neutral beams in the diagnostic line-of-sight complicates the MSE measurement, so a reduced power phase was included at the start and the end of the main heating pulse so that good measurements could be made of the q -profile. Figure 2 shows the comparison of q -profile shapes obtained at the start of the main heating pulse in the two discharge types illustrated in figure 1. It can be seen that the Ohmic preheat plasmas are characterized by a monotonic q -profile while the LHCD prelude case has a region of ‘weakly’ negative magnetic shear in the plasma interior. The q -profile shapes are represented in figure 2 by the average over each series of pulses. The LHCD power level and waveform was

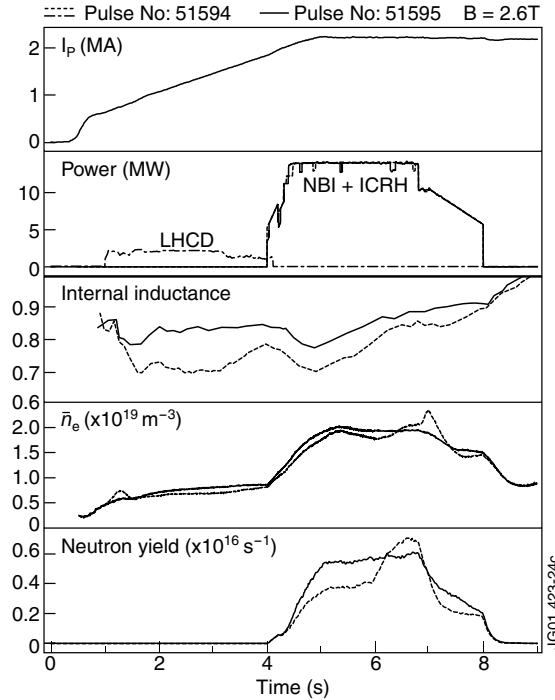


Figure 1. Time evolution of two similar discharges with and without LHCD in the early current ramp-up phase showing: the plasma current (I_p); additional heating power; internal inductance; line averaged density ($\bar{n}_e$); and neutron yield. During the main heating phase, the fusion yield is initially higher in the case without LHCD due to the formation of an ITB at $r/a \approx 0.6$. With LHCD, a similar ITB is established at $t = 6$ s, which provides an even higher performance enhancement.

the same in all of the LHCD prelude cases. The shaded areas in figure 2 illustrate the full range of q values obtained and, therefore, indicate the shot-to-shot reproducibility of the current profile in each series rather than the precision of the measurement technique. The uncertainty in the determination of the absolute magnitude of q is estimated to be of order $\pm 15\%$.

A complimentary series of pulses were performed to vary the q -profile shape over a wider range than that shown in figure 2 followed by a high power main heating pulse. The conditions at the start of the main heating phase for this q -profile scan are illustrated in figure 3. The magnetic shear in the plasma interior was varied from small and positive in the Ohmic preheat case, through ‘weakly’ negative with low power LHCD, to ‘highly’ negative (extremely high central q) when the LHCD prelude was accompanied by an optimized plasma initiation sequence. The experimental technique to obtain this third class of q -profile is described briefly in section 4 of this paper. The narrow minimum in the q -profile shape in this case is thought to result from the localization of lower hybrid current drive by an ITB. This feature is described in more detail elsewhere and quickly diffuses away when the LHCD is switched off [28]. To distinguish this series of pulses from those illustrated in figures 1 and 2 in this paper, it is hereafter referred to as the ‘ q -profile scan’, although the Ohmic preheat data is used in the analysis of both experiments.

Large plasma flows are generally linked to the application of additional heating power. The poloidal plasma flow is mainly driven by the radial plasma pressure gradient, whereas

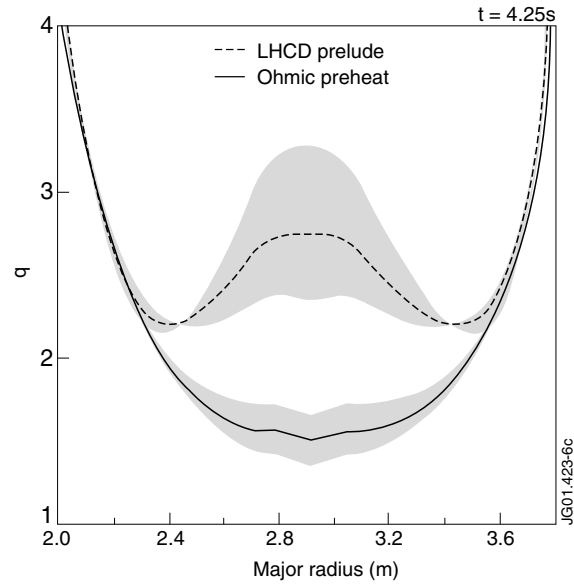


Figure 2. Comparison of q -profiles prepared with and without an LHCD prelude in experiments of the type shown in figure 1. The shaded area represents range of q -profiles obtained in a series of such pulses while the lines show the average. The uncertainty in the determination of the absolute magnitude of q is estimated to be of order $\pm 15\%$.

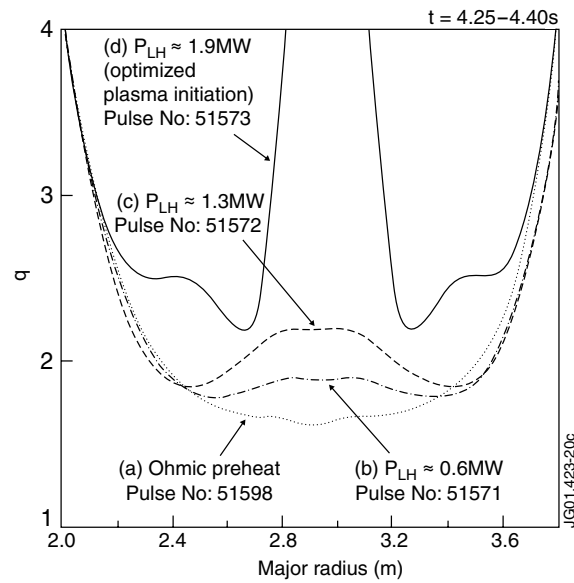


Figure 3. Comparison of target q -profiles prepared with varying LHCD prelude and plasma initiation conditions, which provide a ' q -profile scan' for similar high power main heating conditions.

shear in the toroidal plasma flow is largely provided by the torque applied by the NBI system. Consequently, the plasma heating parameters have been varied systematically in this experiment for the monotonic and ‘weakly’ negative magnetic shear target q -profile shapes shown in figure 2. The heating power was scanned to vary the poloidal flow shear through the plasma pressure gradient. Altering the ratio of the NBI and ICRH power also varied the toroidal flow shear. This technique has the disadvantage that although it is effective for altering the applied torque at a given level of the total heating power, it results in significant modification of the core particle fuelling and, in the case of fundamental hydrogen minority ICRH, the ratio of ion and electron heating. The effect on the power deposition profile of varying the ratio of NBI and ICRH heating at a constant total power is illustrated in figure 4. This shows the predicted fraction of the input power deposited in the plasma core ($r/a < 0.6$) in the case of the plasma parameters and total heating power achieved in the Ohmic preheat pulse shown in figure 1. The ICRH frequency was chosen to provide a fundamental hydrogen minority resonance near the plasma centre. The ratio of NBI to ICRH was varied artificially in the simulation over the whole range from NBI only to pure ICRH and the expected level of ion and electron heating was evaluated in the plasma core. The calculation was performed using the PENCIL NBI code [29] and the PION ICRH code [30], which includes the effects of ICRH coupling to the neutral beam generated fast deuteron population. It can be seen that the overall core heating does not vary strongly in the range of NBI fractions used in this experiment (17–63% in the cases where it was systematically varied at constant total heating power), while the relative ion and electron heating is significantly altered. It is interesting to note that the highest fraction of the heating power is delivered to the plasma core in the case of combined heating. This scenario also allows the maximum additional heating power levels

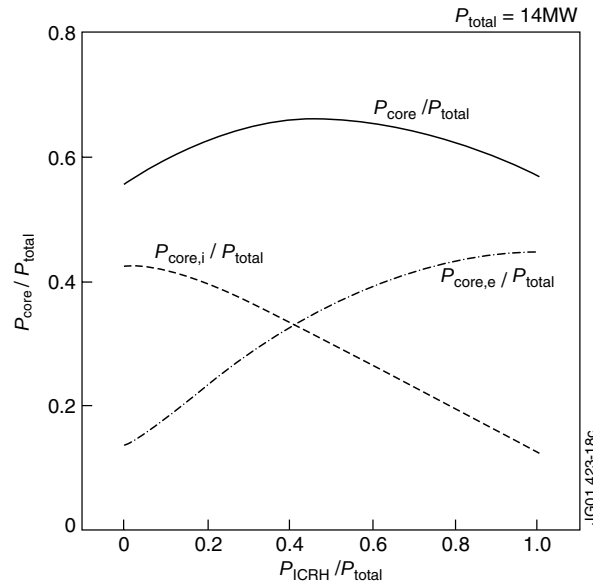


Figure 4. Calculated fraction of additional heating deposited in the plasma core ($r/a < 0.6$) plotted against the fraction of the total heating power provided by ICRH. The ICRH to NBI ratio has been artificially varied for the plasma parameters of #51595 at a fixed combined heating power of 14 MW. The power to the bulk ions and electron are also shown.

to be achieved in JET, and has been effective for the production of high performance ITBs. In this series of experiments, however, the variety of differences between the NBI and ICRH heating characteristics (i.e. fuelling, ion/electron heating ratio and applied torque) weakens the conclusions that can be drawn concerning the relative importance of these features in the ITB formation process. The arrangement of the NBI system, on the other hand, allows some modest variation of the injection geometry at reduced power. In this case, the heating and fuelling characteristics can be maintained while only the applied torque is varied.

The JET NBI system [31] comprises 16 separate beamlines: eight configured with a tangency radius of 1.31 m ('normal' beams); and eight orientated with a tangency radius of 1.85 m ('tangential' beams). The 'normal' beams are aligned so as to intersect the inner wall of the tokamak vessel, whereas most of the 'tangential' beams pass through the plasma twice and strike to outer wall of the device. Part of the neutral beam power passes through the plasma without being absorbed. This shine-through fraction is highest for the 'normal' beams due to the single pass they make through the plasma. The shine-through power has been estimated for each of the pulses in this experiment, and the 'coupled' heating power was then calculated by subtracting the shine-through component from the total power. The applied NBI torque was determined in the same way. The uncorrected heating power has been quoted for the high performance experiments presented in section 4 of this paper due to the very large number of pulses involved. At the higher densities obtained in plasmas with high fusion yield, the shine-through fraction is typically small (less than 10%).

The applied torque can be varied up to the ratio of the tangency radii by comparing the effect of the two beam configurations with the NBI power restricted to half the routinely available level of about 18 MW. All beams are orientated for co-injection (in the direction of the plasma current) for this series of experiments. The complete range of heating power and NBI torque applied with two q -profile shapes in figure 2 and the q -profile scan in figure 3 is illustrated in figure 5.

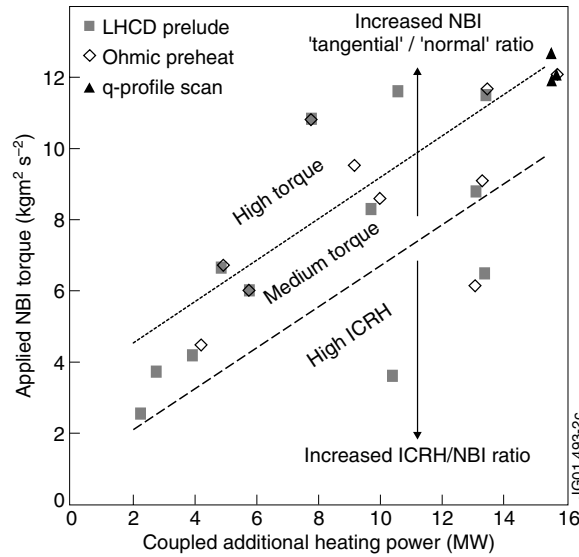


Figure 5. Range of additional heating power coupled and NBI torque applied to plasmas with and without an LHCD prelude and in the q -profile scan.

In this type of experiment, the q -profile evolution during the main heating pulse depends on the level of heating power applied, partly due to variations in the achieved electron temperature. The non-inductive current drive provided by the neoclassical bootstrap effect, which is sensitive to the poloidal magnetic field strength and the plasma pressure [32–34], and the beam driven current also vary as the heating system parameters are altered. Simulation of the current profile evolution during the main heating phase of a typical pulse using the TRANSP code [35] shows good agreement with the measured q -profile when the effects of neoclassical resistivity, beam driven and bootstrap currents are included. The value of q falls throughout the plasma due to the gradual penetration of current provided by the initial current ramp. In the outer part of the plasma ($r/a > 0.5$) the q -profile evolution appears insensitive to the non-inductive current drive, but the fall of q near the plasma axis can be partially arrested by both the beam driven and bootstrap currents. However, the change in the q -profile evolution when comparing the effect of ‘normal’ and ‘tangential’ beams at similar power levels is found to be small.

The evolution of the q -profile during the short main heating phase ($\Delta t \approx 2.5$ s) is illustrated in figure 6, which shows the central value of q before and after this phase as a function of applied heating power. The rate of fall is greatest for the pulses following the use of LHCD during the current ramp-up phase as the value of central q is higher at the start of the main heating phase and therefore furthest from the stationary condition. The rate of fall of central q is smallest at the higher power levels due to the slower current penetration at higher electron temperature and the larger non-inductive current fraction. This acts to

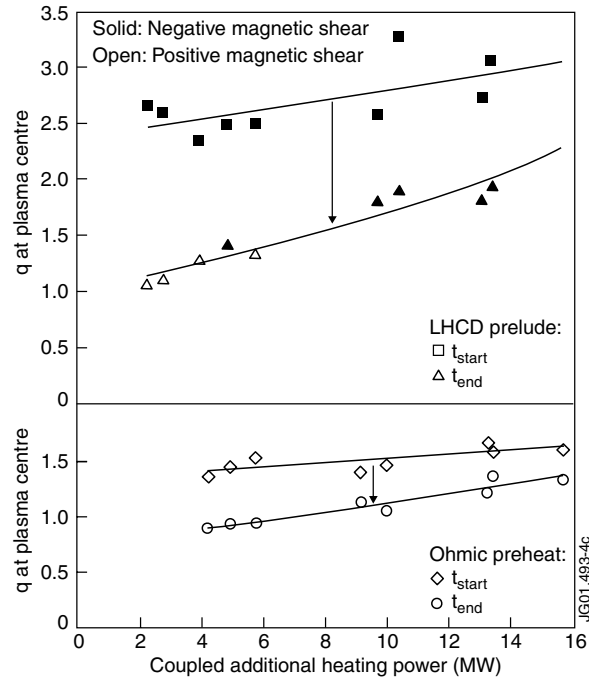


Figure 6. Central q plotted against the main heating power level coupled for each pulse before (t_{start}) and after (t_{end}) the main heating phase ($t_{\text{end}} - t_{\text{start}} \approx 2.5$ s). The solid symbols represent cases with ‘weakly’ negative central magnetic shear while the open symbols are for monotonic q -profiles.

preserve the negative magnetic shear in the LHCD prelude cases and to even reduce or reverse the magnetic shear in the Ohmic preheat plasmas. In the case of low power heating, central q falls more rapidly such that the negative magnetic shear target q -profiles can evolve to a completely monotonic state by the end of the main heating phase. Such cases are indicated in figure 6. One consequence of the sensitivity of the q -profile evolution to the heating power is that the appearance of integer q surfaces in the plasma interior varies in time with the applied main heating power level as well as the initial q -profile generated by the different preheating techniques. This affects the time evolution of the discharges as they can play a role in the formation of ITBs.

3. Effect of magnetic shear, heating power and applied torque on ITB formation

ITBs have been identified in previous JET experiments from discontinuities in the gradients of the ion and electron temperature as well as the plasma density and toroidal rotation velocity [36]. Such discontinuities can be interpreted in terms of a local reduction in the energy, particle and momentum transport. In cases where the q -profile is monotonic, ITBs have generally been observed to form near integer q magnetic surfaces [18,37]. A mechanism has been proposed to explain the link between ITB formation and rational q surfaces based on a local enhancement to the plasma flow shear due to the coupling of core and edge MHD modes [19]. The power required to generate such a transport barrier at the $q = 2$ surface, where the most extensive database has been established, was seen to increase with toroidal magnetic field strength (or plasma current, which has the same dependence) [38]. The ITB access power for JET (in MW) scaled roughly as $5B_T$ (in T). Initial ITB experiments on plasmas with a region of negative magnetic shear in the core showed that ITBs could be obtained at much lower power levels. In this scenario, barriers were generated in the negative magnetic shear region at a location that did not appear to be related to the location of a particular q surface and even during the preheating phase with very low levels of predominantly electron heating. It was possible to obtain both types of ITB simultaneously during high power heating, but at different plasma radii.

In the experiments described in the previous section, a wide range of ITB phenomena have been observed. ‘Narrow’ ITBs can be seen on the electron temperature profile during the low power LHCD prelude phase in the case of ‘strongly’ negative magnetic shear. These are discussed more fully elsewhere [39]. In this paper, the term ‘narrow’ is used to describe ITBs located close to the plasma centre (i.e. entirely within $r/a < 0.5$) as distinct from a small region of reduced transport (i.e. with $\Delta r_{\text{ITB}} \ll a$) located at large plasma radius. The core electron ITB can persist during the main heating phase depending on the parameters and timing of the main heating pulse [40]. Even in the monotonic q -profile cases, ‘narrow’ ITBs are sometimes seen on the ion temperature profile during the main heating pulse depending on the location of low order rational flux surfaces. These have also been generated at power levels much lower than $5B_T$ and illustrate that this power scaling, obtained from a database of similar ITBs associated with $q = 2$, is not universally applicable to JET ITB formation even in cases with Ohmic preheating. This is thought to be due to a sensitivity to local conditions, such as the magnetic shear and the presence of MHD instabilities [41], and it is therefore concluded that a power threshold scaling based on global parameters alone is unlikely to adequately describe the complete ITB phenomenology. However, these ‘narrow’ ITBs obtained at low heating power levels do not strongly improve the global plasma performance in terms of total stored energy or fusion yield. At higher main heating power levels, approaching $5B_T$, ITBs were obtained in these experiments at wider radius ($r/a \approx 0.6$) in both the LHCD and Ohmic preheat cases. These ITBs, seen on both the ion and electron temperature profiles, were able to provide a significant global plasma performance enhancement.

Figure 7 shows examples of the different classes of ITB obtained during this series of pulses for comparison. The electron temperature profiles were determined from electron cyclotron emission (ECE) using a heterodyne radiometer with high spatial resolution, of order 2 cm, and the ion temperature profiles were measured using charge-exchange recombination spectroscopy. In the case of the LHCD prelude phase (figure 7(i)), the location of the transport

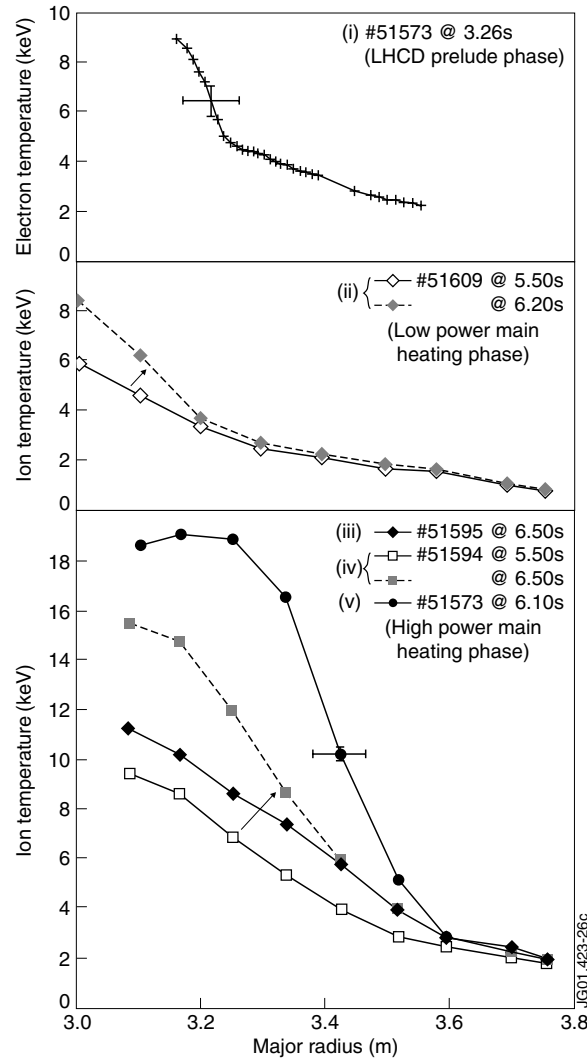


Figure 7. ‘Narrow’ ITBs evident on electron temperature profile during LHCD prelude (i), and ion temperature profiles during low power heating following Ohmic preheat (ii). ‘Wide’ ITBs illustrated by the ion temperature profile: during high power heating following Ohmic preheat (iii); during high power heating following LHCD prelude (iv); and during very high power heating following an optimized LHCD prelude (v). Open symbols show the reference conditions before a clear ITB is seen. The error bars indicate the uncertainty in the measurement location and absolute magnitude. In the case of T_e the radial resolution is much less than this, of order 2 cm.

barrier can be inferred from the discontinuity in the electron temperature gradient at $R \approx 3.25$ m. Such a discontinuity indicates a local change in the thermal diffusivity, which is reduced in the enhanced temperature gradient region. An example of a ‘narrow’ ITB, obtained during a low main heating phase following an Ohmic preheat, is illustrated by figure 7(ii). Here, the reduction in the thermal transport near the plasma centre is seen as a spontaneous increase in the ion temperature gradient in the region $R < 3.2$ m. The plasma heating profile is practically the same at the two times illustrated. ITBs obtained during high power heating in these experiments are illustrated by figure 7(iii–v). The heating profile is again essentially unchanged in the cases shown, except that the total heating power was about 16% higher for curve (v). The target q -profiles are: monotonic for case (iii) (i.e. ‘Ohmic preheat’ in figure 2); ‘weakly’ negative magnetic shear for case (iv) (i.e. ‘LHCD prelude’ in figure 2); and ‘strongly’ negative magnetic shear for case (v) (i.e. figure 3(d)). The first curve for case (iv) has no obvious transport barrier and serves as a reference. The ion temperature gradient outside $R \approx 3.6$ m is similar in all cases shown, indicating that the thermal transport is unaffected in this region. All three plasmas exhibit an increase in the ion temperature gradient, with respect to the reference case, indicating a relative reduction in the local thermal transport.

The ‘wide’ ITBs generated during this investigation were obtained near the location of the $q = 2$ surface. The term ‘wide’ is used to describe ITBs characterized by a steep gradient that extends into the plasma region $r/a > 0.5$. Although the electron temperature gradient is typically localized in the outer part of the plasma, the ion temperature gradient sometimes extends into the plasma core, as illustrated by figure 7(iv), which has ‘weakly’ negative magnetic shear. The equivalent example with a monotonic q -profile (figure 7(iii)) exhibits the same increased gradient around $R = 3.5$ m compared with the reference profile, but the enhancement does not extend as far into the plasma centre. This contributes to the difference in the peak fusion yield observed in figure 1. However, there is no evidence of a significant pressure gradient within the very high q region at the core of LHCD prelude cases with optimized plasma initiation, as illustrated by the example in figure 7(v). The appearance of these ‘wide’ ITBs was delayed in the case of the LHCD prelude due to the absence of any $q = 2$ magnetic surface at the start of the main heating pulse. The resulting delayed improvement in fusion yield is seen in the LHCD prelude example shown in figure 1. The delay in the formation of this ITB increased with additional heating power due to the slowing of the current profile evolution illustrated in figure 6. This suggests that, despite the variations in current penetration dependence on applied power, the q -profiles were similar at the moment of ITB formation. This, together with the relatively slow current profile evolution in the cases with an Ohmic preheat, provided reproducible q -profile shapes for the assessment of heating variations.

The identification of this ‘wide’ ITB has been made from a criterion based on the ratio of the inverse temperature gradient scale length to the ion Larmor radius at the sound speed ($\rho_T^* \equiv \rho_s/L_T$), where a value of $\rho_T^* > 0.014$ corresponds to a clear ITB [42]. Figure 8 shows the peak value of ρ_T^* , applied to the electron temperature profile in the region of the ‘wide’ transport barrier, as a function of coupled additional heating power. ITBs become evident when the power level exceeds about 9 MW, depending on the q -profile shape and heating arrangements. It was seen in figure 2 that a major difference between the Ohmic and LHCD prelude cases is that the magnetic shear at the location of the ‘wide’ ITB was much lower, or negative, in the cases where LHCD was used.

The plasmas with an LHCD prelude tend to provide a ‘stronger’ electron ITB (i.e. larger value of ρ_{Te}^*) than the Ohmic preheat cases. This observation could be attributed to the reduction in magnetic shear at the location of the $q = 2$ surface, which is expected to be favourable for ITB formation, although it is interesting to note that ITBs are observed on the electron temperature profile in JET in regions of positive or negative magnetic shear. The q -profile scan at high

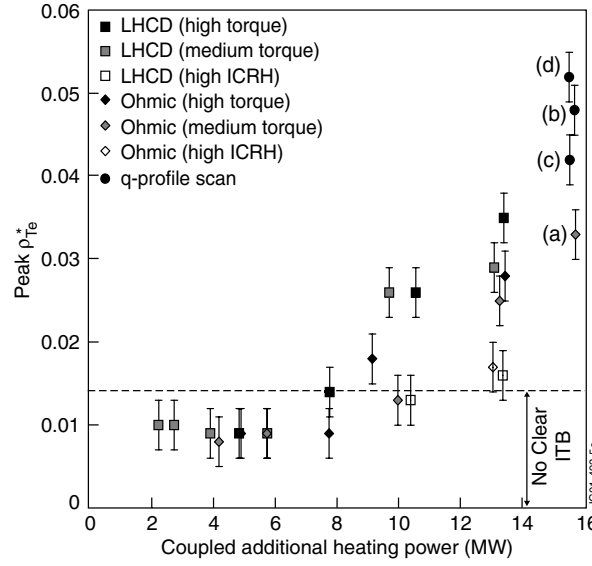


Figure 8. Maximum value of ρ^*_{Te} ($=\rho_s/L_{Te}$) versus coupled power for various q -profile and heating scenarios at $B = 2.6$ T. Analysis is restricted to barriers at wide plasma radius. An ITB is deemed clear if $\rho^*_{Te} > 1.4 \times 10^{-2}$. Annotations (a) to (d) refer to the pulses illustrated in figure 3.

power also shows the generation of ‘steeper’ electron temperature gradient in the cases with an LHCD prelude (points (b), (c) and (d) in figure 8), when compared to the Ohmic preheat plasma (point (a)). However, in the LHCD prelude cases there is no correlation between the value of ρ^*_{Te} and the value of the magnetic shear in the plasma core. This is not entirely surprising since the peak value of ρ^*_{Te} for the ‘wide’ ITB occurs outside the region where ‘highly’ negative magnetic shear is obtained. It also suggests that the achievement of ITBs that are both ‘wide’ and ‘strong’ is favoured by the presence of an off-axis minimum in the q -profile, while it may not be sensitive to the value of central q .

Figure 8 also shows that plasmas heated predominantly with NBI generate ITBs much more effectively than plasmas with a larger fraction of ICRH. The poorer performance with the increased fraction of ICRH, in terms of the local electron temperature gradient achieved at a given power level, cannot be unambiguously explained due to the simultaneous variation of several parameters. Most of the power from the ICRH is delivered to the plasma electrons through a highly energetic ion tail generated from the thermal plasma ion velocity distribution. This is characteristically similar to the main heating mechanism in a fusion power plant, where fusion produced α -particles will principally heat the plasma electrons without providing fuelling or applying torque. A change in the ratio of the ion to electron temperature can affect the growth rate of the drift wave instabilities believed to be responsible for turbulent transport. Modelling of DIII-D plasmas with negative central magnetic shear has been reported where NBI generated fast ion dilution of the thermal ions and elevated ion temperature with respect to the electrons were calculated to be strongly stabilizing in the plasma core [43]. This effect may play a role in the variation of ITB accessibility when comparing NBI and ICRH experiments on JET. In these experiments, the ratio of the ion to electron temperature varied by as much as a factor of 2. The use of combined NBI and ICRH, however, provides the possibility that the effects of the toroidal and poloidal rotation might be tending to cancel with high fractions of

ICRH, since the associated radial electric fields are of opposite sign when co-injected NBI is used. Indeed, calculations of the $E \times B$ shearing rate generated show that the toroidal rotation term dominates in this scenario when mainly high power NBI heating is used [44]. This is qualitatively consistent with the observations on TFTR that turbulence suppression associated with an ITB was momentarily lost when making the transition from balanced NBI heating to dominantly co-injection. This was attributed to the temporary reduction in the magnitude of the radial electric field, and hence shearing rate, as it changed sign during the increase in toroidal rotation [15]. Experiments have also been reported on DIII-D where wider ITBs were obtained using counter-injected NBI compared with co-injection [16], and on JT-60U where both the level of reduced transport and the radial extent of ITBs was changed by varying the NBI momentum input using co-, counter- and balanced-injection [17]. The relative inefficiency of the ‘high ICRH’ experiments presented here to form ITBs capable of enhancing the global plasma performance indicates that this scenario requires further study, especially with pure ICRH where the radial electric field cancellation can be discounted. Such investigations are necessary to establish a basis for extrapolation to power plant regimes. The comparison of pulses with the same ratio of NBI and ICRH, but varying the applied torque through the NBI geometry, was inconclusive, perhaps due to the relatively small variation in torque that could be achieved with the JET NBI geometry.

Figure 9 shows the peak value of ρ_{Ti}^* evaluated for the ion temperature profile in the same plasma region as for the data presented in figure 8 for the electron temperature profile. The pulses with a high fraction of ICRH during the main heating, as indicated on figure 5, have been omitted from this figure because the relative reduction in the ion to electron heating ratio makes it difficult to draw conclusions directly from the data. It should also be noted that the charge-exchange recombination spectroscopy measurements are made on a sparse radial grid ($\Delta R \approx 10$ cm) so that local enhancements in the ion temperature gradient with a radial

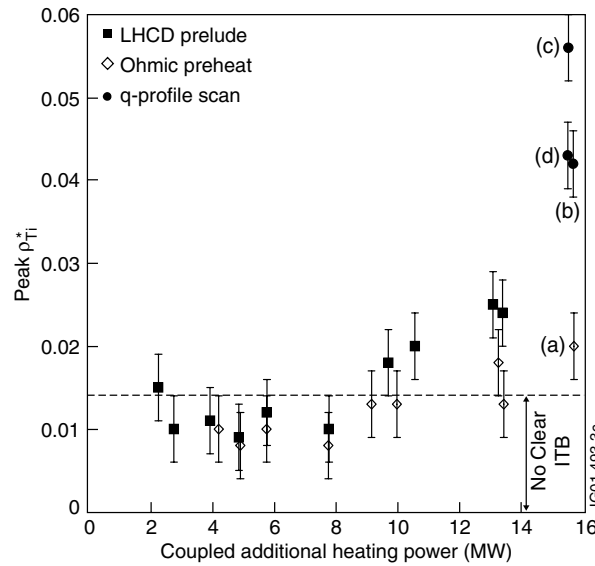


Figure 9. Maximum value of ρ_{Ti}^* ($=\rho_s/L_{Ti}$) versus coupled power for various q -profile and heating scenarios at $B = 2.6$ T. Analysis is restricted to barriers at wide plasma radius. An ITB is deemed clear if $\rho_{Ti}^* > 1.4 \times 10^{-2}$. Annotations (a) to (d) refer to the pulses illustrated in figure 3.

extent comparable or less than the measurement separation cannot be fully resolved. Results for cases with an Ohmic preheat are consistent with the previous JET scaling of $5B_T$ which would give a power requirement of about 13 MW for ITBs in this case. Clear ion ITBs are observed at lower power levels following an LHCD prelude. The disparity in the resolution of the ion and electron temperature measurements makes it difficult to determine whether any slight differences in the power level required to obtain clear ITBs on the two profiles are due to different conditions for barrier formation in the ion and electron energy transport channels. 'Strong' ITBs are again seen in the negative magnetic shear cases with the application of high power heating in the q -profile scan. The lack of systematic correlation between the value of the negative magnetic shear in the plasma core and the ITB gradient supports the conclusion that the presence of an off-axis minimum in the q -profile is the critical component for optimizing 'wide' ITB generation.

The effect of these 'wide' ITBs on the global plasma performance is illustrated in figure 10, which shows the peak thermal plasma stored energy as a function of coupled additional heating power. The thermal stored energy has been evaluated by integrating the measured plasma density (using LIDAR Thomson scattering and far-infrared interferometry) and temperature profiles (using LIDAR Thomson scattering and charge-exchange recombination spectroscopy) over the plasma volume. Up to 6 MW of coupled heating power the plasma exhibits an L-mode edge (i.e. no large pedestal exists in the plasma periphery). At higher power edge localized modes (ELMs) are observed as frequent (50–100 Hz), small amplitude bursts in the $D\alpha$ emission outside the plasma. Conventional ELMy H-modes exhibit improved confinement compared with L-mode plasmas, largely due to a reduction in transport localized at the plasma edge. To investigate the relative effects of the plasma core and edge confinement in this series of experiment, the magnitude of the thermal pressure pedestal has also been determined in

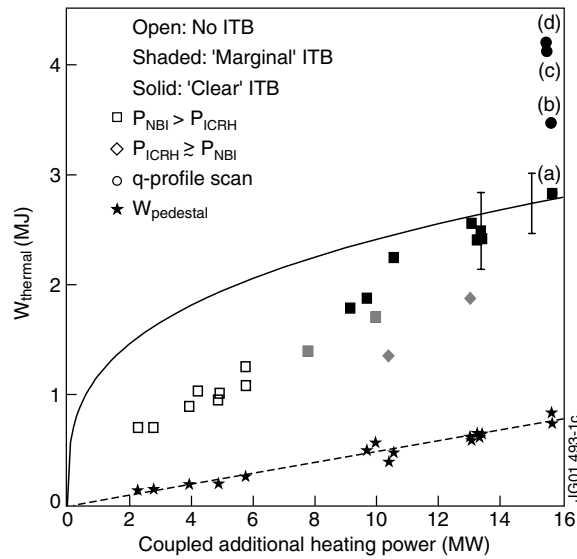


Figure 10. Maximum value of thermal stored energy as a function of coupled heating power. The open symbols represent plasmas with no clear ITB, shaded symbols are marginal cases and solid symbols represent clear ITBs. Annotations (a) to (d) refer to the pulses illustrated in figure 3. The solid line illustrates the approximate energy expected by the IPB98(y,2) scaling. The stars show the energy representative of the edge pedestal and the broken line is a fit to this data.

the plasma periphery. The electron temperature was determined from ECE measurements at a plasma radius of 3.78 m in the plasma equatorial plane (within 10 cm of the last closed flux surface) and the plasma density was measured using the far-infrared interferometer, which has a vertical measuring chord at 3.75 m. The ion temperature is assumed equal to the electron temperature, typically a good assumption outside the ITB radius. The effective pedestal energy is calculated by integrating the pedestal pressure over the entire plasma volume.

Figure 10 shows the effective pedestal energy as a function of heating power. The pedestal energy rise is roughly linear with heating power over the whole range of pulses, regardless of the presence or absence of ELMs. The absence of an abrupt transition from L-mode to H-mode confinement in this power range indicates that the achievement of confinement levels higher than expected by the ITER Physics Basis IPB98(y, 2) ELMy H-mode scaling [45] at high power is largely attributable to the presence of an ITB rather than a large H-mode edge pressure pedestal.

In the pulses with up to 6 MW of coupled heating power, the overall confinement is about half of the value expected from the ELMy H-mode scaling. This data includes some ‘narrow’ ITBs generated at low power levels (e.g. figure 7(ii)) and confirms the previous assertion that they do not significantly improve the global plasma performance. In the region 8–13 MW, where the ‘wide’ ITBs illustrated in figures 8 and 9 become evident, the global confinement time approaches the value given by the scaling. The exception being cases with a higher fraction of ICRH, which did not generate plasma performance equivalent to the NBI cases in these particular pulses. Above 15 MW the confinement is comparable to or better than expected from the ELMy H-mode scaling due to the reduced transport at the ITB.

Plasmas with negative magnetic shear and coupled heating power in the range 15–16 MW can exhibit extremely high confinement improvement. In this regime, the pressure gradient continues to improve after the ITB is triggered to provide transient high plasma performance which can eventually destabilize MHD modes if the heating power level is not rapidly reduced. In these cases large ELMs develop which destroy the ITB. The global confinement in this case far exceeds the ELMy H-mode scaling. It is noteworthy that the power levels required to achieve ITBs capable of providing very high plasma performance is somewhat larger than the values at which an increase in the global confinement is first evident. At even lower power levels ITBs can be identified that hardly enhance the overall plasma performance at all. This leads to the conclusion that, although the power required to form ITBs in JET varies over more than an order of magnitude depending on the shape of the q -profile and the location of the ITB, a practical power requirement does exist for the class of ‘wide’ ITBs capable of delivering high plasma performance. This power requirement is lowest in plasmas with an off-axis minimum in q , but is less sensitive to variation in values of q and magnetic shear near the plasma centre.

4. High fusion performance ITB plasmas

Previous JET high fusion performance ITB experiments have exploited the regime where a monotonic q -profile, or very ‘weakly’ negative core magnetic shear, was generated with central q slightly below 2 using Ohmic or low power on-axis ICRH preheating during the initial current ramp-up phase. This led to the production of 8 MW of fusion power in plasmas using deuterium and tritium fuel [46]. In this scenario, the level of additional heating power required to generate a localized transport reduction in JET increased with toroidal magnetic field strength. An additional increase in heating power was required to produce a region in the plasma interior of sufficiently low energy and particle transport that a substantial enhancement in the fusion yield was achieved. The power required to obtain high fusion yield in this way also increased with magnetic field strength and was typically about 30% higher than the lowest

power level at which an ITB could be identified [47]. A graph showing the fusion yield achieved in a large number of JET deuterium plasmas in this regime at two values of magnetic field strength (2.55 and 3.45 T) is shown in figure 11, where it is plotted against the peak additional heating power used. Simulations of typical plasmas using the TRANSP code suggest that the underlying trend for neutron yield to increase with power up to the level of about $1.5 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ can be largely attributed to reactions between the NBI produced fast ions and the background plasma. Enhancements in the fusion yield above this baseline trend are mainly attributable to the increased thermal neutron yield provided by the high core ion pressure inside a ‘strong’ ITB enclosing a significant plasma volume. The thermal fusion yield is calculated to exceed the beam-target component in the highest performance examples. It can be seen that the performance of the best pulses at $B = 2.55 \text{ T}$ with additional heating in the range 14–20 MW easily exceeds the cases at $B = 3.45 \text{ T}$ with the same heating power, despite having a lower plasma current, indicating the improved ITB access. The highest fusion yield was still achieved at high magnetic field and plasma current due to the improved MHD stability and confinement. Figure 11 shows, however, that the application of a high heating power level was required to access the high fusion performance domain at high magnetic field in this regime.

The achievement of high fusion performance has been reported for JET plasmas with ‘highly’ negative central magnetic shear at $B = 3.45 \text{ T}$ [48, 49]. The time evolution of such a pulse is illustrated in figure 12. In this scenario, LHCD was applied soon after the plasma initiation until the main heating pulse at a typical power level of 2–3 MW. As with the $B = 2.6 \text{ T}$ experiments described in the previous section, it was necessary to optimize the plasma initiation in order to achieve ‘highly’ negative core magnetic shear [39]. This optimization is firstly necessary to avoid a very fast initial current rise which can lead to MHD instabilities (e.g. external kink modes) associated with the presence of a substantial current density in the plasma periphery as q reaches low order rational values near the plasma edge.

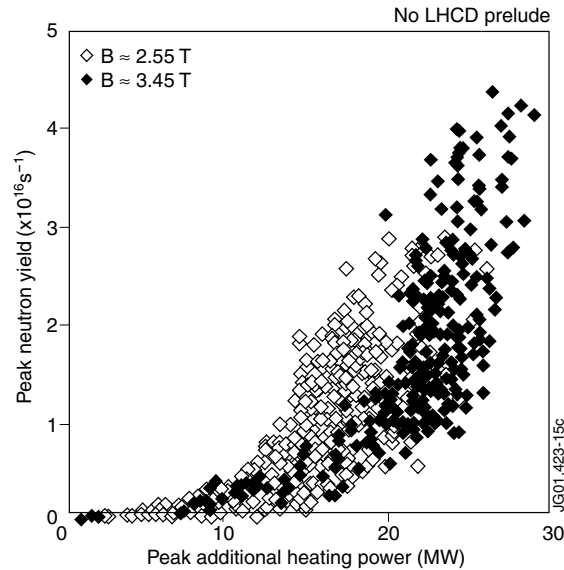


Figure 11. Peak neutron yield plotted against maximum heating power for pulses with early heating at $B \approx 2.55$ and 3.45 T without LHCD prelude (data from experiments with the JET MkIIIGB divertor configuration).

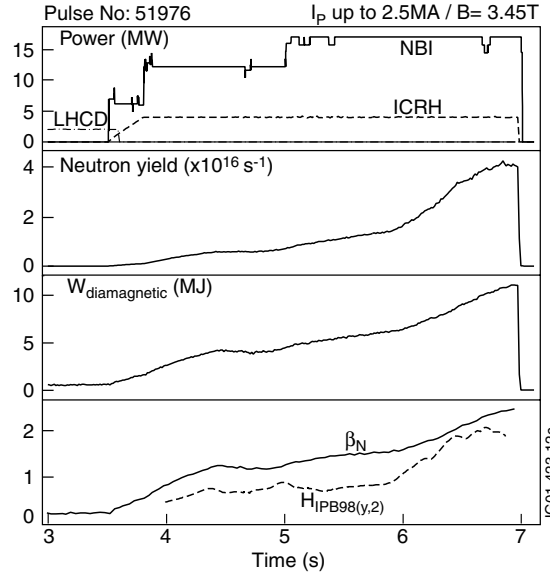


Figure 12. Time evolution of a pulse with high fusion performance following an LHCD prelude showing: the additional heating power; neutron yield; plasma stored energy ($W_{\text{diamagnetic}}$); β_N ($=\beta_{\text{toroidal}} Ba/I_p$ in % Tm MA $^{-1}$); and confinement enhancement with respect to the IPB98(y, 2) scaling ($H_{\text{IPB98}(y, 2)}$).

However, it has been found that a significant fraction of the current can penetrate to the plasma centre if the current ramp is too slow. This may be due to a delay in generating a sufficiently hot plasma to prevent current diffusion into the core region. With the plasma initiation optimized in this way, and the subsequent application of low power LHCD, it is possible to generate a region of extremely large negative magnetic shear near the plasma centre. Figure 13 shows the q -profile generated at the end of the LHCD phase for the plasma presented in figure 12. In this class of discharge the current density at the plasma centre is close to zero [50].

As with the $B = 2.6$ T LHCD prelude case shown in figure 1, the formation of an ITB at wide radius is delayed with respect to the start of the main heating pulse, and is thought to correspond to the time when the minimum value of q reaches an integer value [41, 49]. Correlation between ITB development and the appearance of particular integer- q surfaces in the plasma has been observed in other devices [51, 52]. A core ITB is visible on the electron temperature profile during the LHCD prelude phase, which persists during the early part of the main heating phase. Following the trigger event at $t \approx 5.9$ s very steep gradients develop on the profiles of the ion and electron temperature, density and toroidal rotation. The plasma profiles before and after this event are illustrated in figure 14.

The plasma illustrated in figure 12 achieved high transient confinement compared with the IPB98(y, 2) scaling (up to $H_{\text{IPB98}(y, 2)} \approx 1.9$) due to the steep pressure gradient at the ITB and the relatively large volume enclosed within it. Such values are in the range required for currently envisaged ‘advanced tokamak’ scenarios for a fusion power plant. In fact, the local transport at the barrier may be too low in plasmas of this type. The tendency towards neoclassical particle confinement is expected to lead to the accumulation of high Z impurities and helium ash in reactor conditions. Evidence already exists that the plasma impurity density increases in the core of this class of ITB plasma [53].

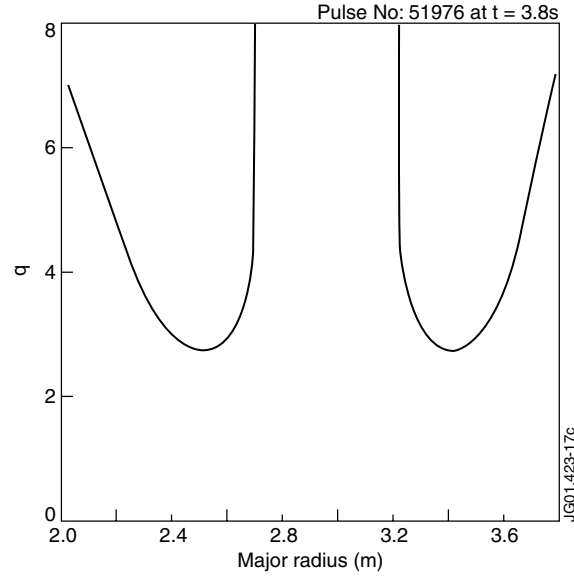


Figure 13. Target q -profile provided for main heating in high fusion yield experiments using an optimized plasma initiation and an LHCD prelude phase.

The operation at relatively low plasma current (up to 2.5 MA) and the generation of a ‘wide’ ITB with very low transport resulted in the achievement of the highest values of β_N in JET at $B = 3.45$ T (β_N up to 2.4) since the introduction of the pumped divertor in 1992/3. This corresponds to $q_{95} \approx 5$, which is of the order considered appropriate for ‘advanced tokamak’ regimes, but the values of β_N still need to be further increased to fully investigate the desirable domain for a reactor. The high performance phase of the pulse illustrated in figure 12 ended with a large ELM, followed by a disruption. The observation that very peaked pressure profiles can limit the achievable values of β_N through MHD instabilities and that broadening these profiles can lead to an increase in plasma performance has previously been reported on DIII-D [54], JET [55] and JT-60U [56]. In previous JET high performance ITB plasmas without an LHCD prelude, the achieved β_N increased as the ratio of peak to average ion pressure ($p_i(0)/\langle p_i \rangle$) was reduced [57]. A reduction of this parameter is obtained if the radius of the ITB can be increased. Figure 15 shows the ion pressure profile peaking factor plotted against β_N for selected ITB plasmas at $B = 3.45$ T for which the high performance phase was terminated with a disruption. The pulses shown without an LHCD prelude, as well as the LHCD case with highly peaked pressure, were subject to a global pressure driven $n = 1$ kink mode instability. The high β_N examples are of the type shown in figure 12. MHD stability analysis indicates that these are also near to the stability limit and that, even if the large ELM could be avoided, a significant increase in β_N would probably also require the pressure profile to be further broadened. Previous attempts to generate ‘wide’ ITBs that are capable of reaching high β_N in roughly steady conditions have been successful without the use of an LHCD prelude, but so far only at lower magnetic field [58].

High performance ITBs in JET are observed at the same radial location on the ion and electron temperature profiles as well as those of the electron density and toroidal rotation. This conclusion is difficult to draw directly from the profile measurements at a particular time,

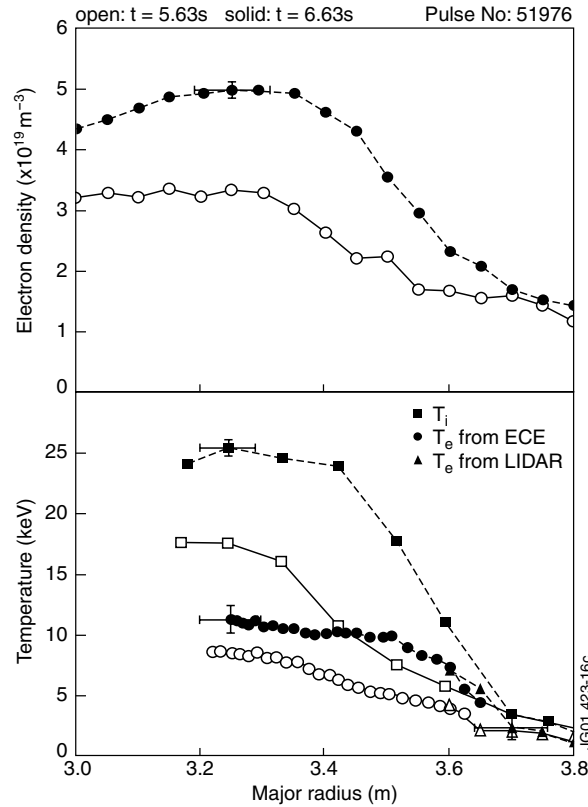


Figure 14. Radial profiles of ion and electron temperature and density at $t = 5.63$ s and $t = 6.63$ s (before and after the main ITB trigger event in the pulse shown in figure 12). The electron density was evaluated using the LIDAR system. The error bars indicate uncertainty in the absolute magnitude of each measurement and the radial smoothing.

as illustrated in figure 14, due to the sparse radial measurements of the ion temperature and toroidal plasma velocity, both measured using charge-exchange recombination spectroscopy, and the limited spatial resolution and temporal frequency of the LIDAR Thomson scattering system. It is possible, however, to determine the location of the discontinuity in the gradient of a plasma profile associated with a transport barrier if the ITB expands such that the outer edge of the barrier region crosses a diagnostic measuring location. This results in an equivalent discontinuity in the time derivative of the local plasma parameters, which locates the ‘foot-point’ of the steep gradient region at the ITB uniquely at a point in space and time. This method has been applied to data from the heterodyne radiometer and charge-exchange recombination spectrometer, but the resolution and frequency of measurements from the LIDAR instrument is insufficient for this to be used in the analysis of the density profile. Instead, data from the far-infrared interferometer is used which has eight chords passing through the plasma at different locations. The time evolution of measurements from each of these diagnostics, as well as a collimated neutron camera, is shown in figure 16 for a high performance ITB generated without an LHCD prelude. The expansion of the ITB is evident on the electron temperature where an abrupt rise is seen successively in the data from a series

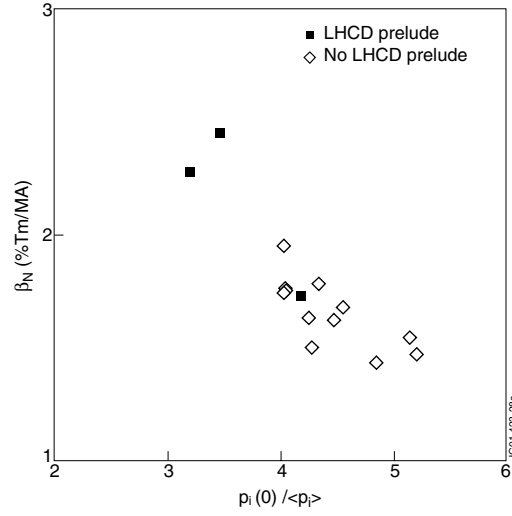


Figure 15. Ion pressure profile peaking factor plotted against β_N at the disruption of selected high performance ITB plasmas.

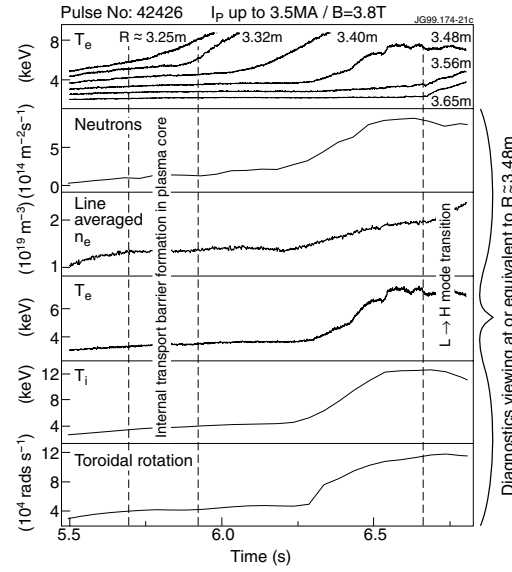


Figure 16. Time evolution of the electron temperature at various locations and of other plasma parameters at an effective radius $R \approx 3.48$ m for a high performance ITB with no LHCD prelude. The neutron and line averaged density measurements were made using instrument chords with a tangency point equivalent to $R \approx 3.48$ m on the equatorial plane of the plasma. The expansion of the ITB 'foot-point' is indicated by the abrupt rise in T_e sequentially at increasing radii. The abrupt rise in all parameters at $t \approx 6.25$ s and $R \approx 3.48$ m indicates the coincidence of the ITB 'foot-point' on the corresponding transport channels.

of locations with increasing plasma radius. Data are also shown for each diagnostic at the same effective plasma radius of $R \approx 3.48$ m (all data mapped to the outboard equatorial plane of the plasma). The ITB is evident at this radius on all profiles at $t \approx 6.25$ s, signifying that the ‘foot-points’ of the barriers are coincident in space (within a few centimetres, which corresponds to the resolution of this technique) at this time.

The same technique has been applied to the plasma shown in figure 12, which has an LHCD prelude and ‘highly’ negative core magnetic shear. In this case, the ITB location has been identified at various times using different measurement channels for each instrument. The results are shown in figure 17 where it can be seen that the barrier appears simultaneously on all channels, within the resolution of the measurements, and expands coincidentally on all profiles. The coincidence of measurement at various radii at the moment of ITB formation does not imply a very rapid expansion, but rather the appearance of an ITB at the outer edge of that region which results in a sudden increase in plasma parameters everywhere within it. The observation that the location of discontinuities in the radial gradient of the various plasma parameter profiles are correlated can only be made in the case of ‘strong’, expanding barriers. It does not necessarily imply that the observation is general to all types of ITB observed in JET. However, it is interesting to note this similarity in the characteristics of ‘strong’ ITBs at large plasma radius with and without ‘highly’ negative core magnetic shear.

From figure 11 it can be seen that heating power in the range ≥ 20 MW was required to generate transport barriers capable of producing high fusion performance at $B \approx 3.45$ T without an LHCD prelude. Figure 18 shows the peak neutron yield achieved as a function of the peak applied heating power compared for plasmas at $B \approx 3.45$ T with and without an LHCD prelude phase. LHCD power was applied during the main heating phase in some discharges, but the relatively low power levels and off-axis deposition resulted in little direct effect on the electron temperature in the plasma core. Thus the NBI fast-ion slowing-down collisions,

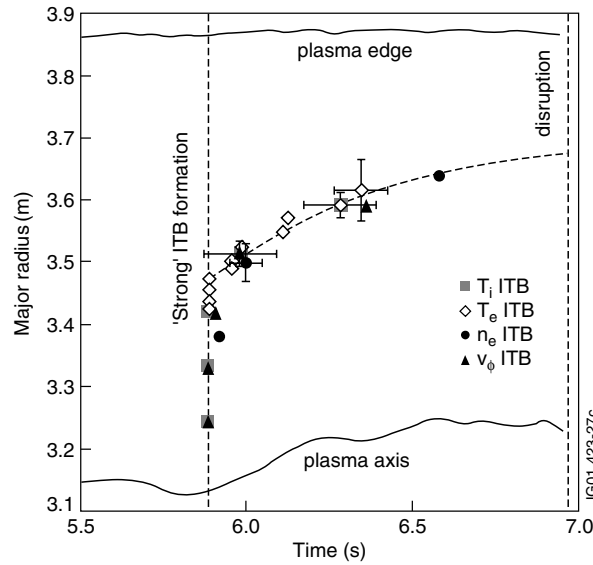


Figure 17. Time and space evolution of the ITB ‘foot-point’ seen on various plasma parameters for a high performance ITB with an LHCD prelude and ‘highly’ negative core magnetic shear (illustrated in figures 12 and 13).

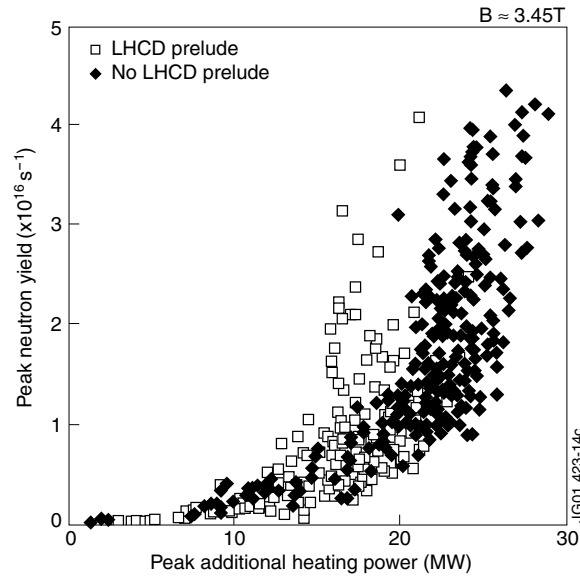


Figure 18. Peak neutron yield plotted against maximum heating power for pulses with early heating at $B > 3.3$ T with and without LHCD prelude (data from experiments with the JET MkIIIB divertor configuration).

already dominantly with plasma ions, and the consequent beam-target fusion yield, are not thought to have been significantly affected. With the LHCD prelude, high fusion yield was obtained at lower heating power levels (≈ 16 MW), consistent with the observation of a reduced power requirement to achieve an improved ion temperature gradient in the lower magnetic field experiments described in section 2. This observation confirms that the LHCD prelude is effective to modify the q -profile in such a way as to reduce the heating power requirement for access to ITB regimes that can deliver a substantial plasma performance improvement.

5. Conclusions

The influence of the q -profile shape on plasma performance has been explored on the JET tokamak for regimes that produce ITBs. The q -profile was varied using LHCD during the initial current ramp-up phase of the plasma discharge. Experiments have been performed at magnetic fields of $B \approx 2.6$ and 3.45 T using combined NBI and ICRH over a wide power range to investigate the behaviour and fusion performance capability of the ITBs produced.

The investigations varying the q -profile shape and heating system parameters at $B \approx 2.6$ T show that ITBs can be generated in a wide variety of conditions. They can appear at various plasma radii, on various plasma parameter profiles, at various power levels and with various plasma heating systems and q -profile shapes. It is consequently very unlikely that a universal power threshold can be specified for the formation of ITBs based on global plasma parameters such as those used to describe the conditions for the L-mode to H-mode transition [45]. However, only ITBs at large plasma radius contribute significantly to the enhancement of global plasma performance indicators such as fusion yield and stored energy. In this case, some systematic trends can be seen in the conditions for ITB generation. In general, barrier

formation is favoured by q -profiles with a core region of negative magnetic shear and NBI dominated heating. The sensitivity to these parameters is consistent with theories that such transport reductions are due to the suppression of plasma turbulence by a combination of magnetic shear and plasma flow shear. In the case of NBI dominated plasma heating, the effect of raising the heating power tends to be to increase both the shear in the plasma flow and the plasma Shafranov shift. The latter is also predicted to be stabilizing for drift wave instabilities, by reduction of the growth rate, and both mechanisms may play a role in the process of turbulence suppression and ITB formation, as suggested by the analysis of TFTR experiments [59]. Additionally, although the purpose of the experiments presented here was to vary the toroidal and poloidal plasma flow directly through the application of additional heating, the possibility cannot be ruled out that self-generated zonal flows were influenced by the heating effects and played some role in determining the local transport.

Heating power above about 10 MW is required to access this class of large radius ITB at $B \approx 2.6$ T in JET. It is possible to generate transport barriers with extremely large pressure gradients if the power level is raised significantly above the level at which the local confinement improvement is first observed. Although only a small number of pulses have been performed with a large fraction of ICRH, it is significant that the performance of the ITBs in these plasmas was inferior to cases with dominant NBI heating. ICRH on present devices is characteristically similar to the main heating mechanism in a fusion power plant, where fusion produced α -particles will principally heat the plasma electrons without providing fuelling or applying torque. Consequently, further investigation of these differences is a critical issue if a basis is to be established for extrapolation to reactor scenarios.

At $B \approx 3.45$ T a similar picture is seen where high fusion yield plasmas have been obtained at ≥ 16 MW in cases where an LHCD prelude has been used to generate negative magnetic shear near the plasma centre, while ≥ 20 MW is required in the cases with low central magnetic shear. The generation of plasmas with 'wide' ITBs giving good confinement at modest current in the negative magnetic shear regime has allowed an extension of the accessible β_N at high magnetic field. This regime has the potential for exploitation in JET for high fusion performance and work has already begun to develop steady ITB scenarios following the LHCD prelude [60, 61]. Issues such as impurity accumulation and α -particle confinement in regions of very low poloidal magnetic field have still to be addressed, and such considerations may eventually rule out plasmas with 'highly' negative magnetic shear as candidates for steady-state application in an 'advanced tokamak'. Nevertheless, they may have a role to play in transiently lowering the access power for ITBs if the conditions for barrier generation are challenging in a power plant.

Acknowledgments

This work has been conducted under the European Fusion Development Agreement and was partly funded by Euratom, the UK Department of Trade and Industry, and the US Department of Energy (contract no DE-AC02-76-CHO-3073). Some of the data presented was produced within the framework of the JET Joint Undertaking.

References

- [1] Shimomura Y *et al* 2001 *Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy (Sorrento, 2000)* (Vienna: IAEA) p 46
- [2] Levinton F M *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4417
- [3] Strait E J *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4421
- [4] Litaudon X (Equipe Tore Supra) 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** A251

- [5] Fujita T *et al* 1997 *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy (Montreal, 1996)* vol 1 (Vienna: IAEA) p 227
- [6] Gormezano C (JET Team) 1997 *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy (Montreal, 1996)* vol 1 (Vienna: IAEA) p 487
- [7] Wolf R C *et al* 1999 *Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy (Yokohama, 1998)* vol 2 (Vienna: IAEA) p 773
- [8] Buratti P *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 560
- [9] Hahn T S and Burrell K H 1995 *Phys. Plasmas* **2** 1648
- [10] Lin Z, Hahn T S, Lee W W, Tang W M and White R B 1998 *Science* **281** 1835
- [11] Diamond P H, Rosenbluth M N, Hinton F L, Malkov M, Fleischer J and Smolyakov A 1999 *Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy (Yokohama, 1998)* vol 4 (Vienna: IAEA) p 1421
- [12] Conway G D *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1463
- [13] Tala T J J, Heikkinen J A, Parail V V, Baranov Yu F and Karttunen S J 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 507
- [14] Koide Y *et al* 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 641
- [15] Synakowski E J *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2972
- [16] Greenfield C M *et al* 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1959
- [17] Sakamoto Y *et al* 2001 *Nucl. Fusion* **41** 865
- [18] Challis C D *et al* 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 861
- [19] Joffrin E, Challis C D, Hender T C, Howell D F and Huysmans G T A 2002 *Nucl. Fusion* **42** 235
- [20] Söldner F X (JET Team) 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** B353
- [21] Fujita T *et al* 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1627
- [22] Tala T J J *et al* 2002 Impact of different heating and current drive methods on early q -profile evolution in JET *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**
- [23] Ide S, Naito O, Fujita T, Oikawa T, Seki M and JT-60 Team 1997 *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy (Montreal, 1996)* vol 3 (Vienna: IAEA) p 253
- [24] Lao L L, St John H, Stambaugh R D, Kellman A G and Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [25] O'Brien D P *et al* 1992 *Nucl. Fusion* **32** 1351
- [26] Hawkes N C, Blackler K, Viacoz B, Wilson C H, Migozzi J B and Stratton 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 894
- [27] Stratton B C, Long D, Palladino R and Hawkes N C 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 898
- [28] Hawkes N C *et al* 2002 The formation and evolution of extreme shear reversal in JET and its influence on plasma performance *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**
- [29] Challis C D *et al* 1989 *Nucl. Fusion* **29** 563
- [30] Eriksson L-G, Hellsten T and Willén U 1993 *Nucl. Fusion* **33** 1037
- [31] Duesing G *et al* 1987 *Fusion Technol.* **11** 163
- [32] Galeev A A 1970 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **59** 1378
Galeev A A 1971 *Sov. Phys. JETP* **32** 752
- [33] Bickerton R J, Connor J W and Taylor J B 1971 *Nature (London) Phys. Sci.* **229** 110
- [34] Cordey J G, Challis C D and Stubberfield P M 1988 *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** 1625
- [35] Budny R V *et al* 1995 *Nucl. Fusion* **35** 1497
- [36] Cottrell G A *et al* 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1251
- [37] Joffrin E *et al* 2002 $q = 1$ ITB experiments in JET and comparison with ASDEX-Upgrade *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**
- [38] Gormezano C 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** B367
- [39] Mailloux J *et al* 2002 Progress in internal transport barrier plasmas with lower hybrid current drive and heating in JET *Phys. Plasmas* **9** 2156
- [40] Hogeweij G M D *et al* 2002 Electron heated internal transport barriers in JET *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**
- [41] Joffrin E *et al* 2002 Triggering processes of internal transport barriers in JET *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**
- [42] Tresset G, Litaudon X, Moreau D, Garbet X and contributors to the EFDA-JET workprogramme 2002 *Nucl. Fusion* **42** 520
- [43] Staebler G M *et al* 1997 *Proc. 24th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Berchtesgaden, 1997)* vol 21A, part III (EPS) p 1097
- [44] Eriksson L-G *et al* 2002 Discharges in the JET tokamak where the safety factor profile is identified as the critical factor for triggering internal transport barriers *Phys. Rev. Lett.* **88** 145001-1
- [45] ITER Physics Basis 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2137
- [46] Gormezano C *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5544
- [47] Challis C D *et al* 1999 *Proc. 26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Maastricht, 1999)* vol 23J (EPS) p 69
- [48] Paméla J (Contributors to the EFDA-JET programme) 2001 *Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy (Sorrento, 2000)* (Vienna: IAEA) p 431

- [49] Bécoulet A (Contributors to the EFDA-JET Workprogramme) 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A395
- [50] Hawkes N C *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 115001–1
- [51] Bell M G *et al* 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A719
- [52] Greenfield C M *et al* 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1723
- [53] Dux R, Ingesson C, Giroud C, Zastrow K-D and Contributors to the EFDA-JET Workprogramme 2001 *Proc. 28th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* vol 25A (EPS) p 505
- [54] Lazarus E A *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2714
- [55] Huysmans G T A *et al* 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1489
- [56] Kikuchi M (JT-60U Team) 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A217
- [57] Hender T C *et al* 1999 *Proc. 26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Maastricht, 1999)* vol 23J (EPS) p 89
- [58] Gormezano C *et al* 2000 *Proc. 27th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Budapest, 2000)* vol 24B (EPS) p 245
- [59] Beer M A, Hammett G W, Rewoldt G, Synakowski E J, Zarnstorff M C and Dorland W 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1792
- [60] Crisanti F *et al* 2002 JET steady state ITB operation with active control of the pressure profile *Phys. Rev. Lett.* **88** 145004–1
- [61] Litaudon X *et al* 2002 Towards fully non-inductive current drive operation in JET *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**

Real-time control of internal transport barriers in JET*

**D Mazon¹, X Litaudon¹, D Moreau¹, M Riva², G Tresset¹, Y Baranov³,
A Bécoulet¹, J M Chareau¹, F Crisanti², R Dux⁴, R Felton³, E Joffrin¹
and contributors to the EFDA-JET workprogramme⁵**

¹ Association Euratom-CEA, CEA Cadarache, F-13108, St Paul lez Durance, France

² Associazione Euratom-ENEA sulla Fusione, CR Frascati, 00044 Frascati, Italy

³ EURATOM/UKAEA Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, UK

⁴ IPP-EURATOM Assoziation, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmann-Strasse 2, D-85748 Garching, Germany

Received 11 December 2001

Published 13 June 2002

Online at stacks.iop.org/PPCF/44/1087

Abstract

We present the results of recent experiments related to real-time control of internal transport barriers (ITBs) in JET. Using a simple criterion to characterize the ITB existence, location and strength, we have successfully controlled for the first time the radial electron temperature profile within the ITB. The dimensionless variable used in the real-time algorithm—ratio of the ion gyro-radius to the local gradient scale length of the electron temperature—is a measure of the normalized electron temperature gradient and characterizes satisfactorily the main ITB features with a relatively low computational cost. We show several examples of control of this variable in various experimental conditions of toroidal field and plasma current, using different heating systems as control actuators. We also present a double-loop feedback scheme where both the global neutron rate from D–D reactions and the ITB strength are controlled simultaneously. In this case the ITB is sustained in a fully non-inductive current drive regime during several seconds. With the proposed control method, disruptions are avoided by holding the plasma performance at a prescribed target and this opens the route towards stationary operation of tokamak plasmas with ITBs. Initial results suggest that the additional control of the current profile is an important issue for achieving steady-state operation, in particular in the triggering and the sustainment of the ITB.

* This paper is an extended version of a contribution to the 28th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics held at Funchal, Madeira, Portugal, June 2001.

⁵ See the appendix of J Pamela *et al* Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy (Sorrento, 2000) (Vienna: IAEA).

1. Introduction

In a large number of tokamaks (DIII-D [1], JT-60U [2], TFTR [3], Tore Supra [4], ASDEX [5], JET [6], FTU [7]), experiments have demonstrated the existence of high-performance regimes in which a so-called internal transport barrier (ITB) appears. An ITB is defined as a plasma region where anomalous transport is strongly reduced, i.e. where the ion and electron thermal diffusivities may approach neoclassical values. A promising concept for a steady-state tokamak reactor that relies on a high fraction of bootstrap current and improved plasma confinement thus arises if one can control the emergence of ITBs and their space-time evolution. These regimes can be achieved at reduced plasma current with the combination of an H-mode edge transport barrier with an internal one. A common method to produce ITBs at JET is to apply lower hybrid heating and current drive (LHCD) during the low-density plasma current ramp-up phase, prior to the main heating pulse [8]. By this method, often referred to as LHCD preheating, the q -profile in the plasma core is reversed at the time of application of the main heating power, which for JET can be provided either by neutral beam injection (NBI) or ion cyclotron resonance heating (ICRH). In recent experiments [8, 9], it was shown that the required NBI/ICRH power to trigger an ITB is indeed reduced when LHCD preheat is applied. Another interesting advantage of LHCD is its ability to maintain the preformed q -profile almost stationary during the main heating phase. The effect is to slow down, and possibly stop, the current profile peaking [10] and thus avoid some instabilities or disruptive events related to the emergence of rational- q flux surfaces for instance. Transport barriers have been observed both on the electron and ion heat transport. Even if the formation mechanism of ITBs is not entirely identified, significant progress has been made in its understanding. The transport reduction observed in a number of devices has been associated with localized turbulence suppression, which is related with both the plasma magnetic shear and flow shearing rate [11, 12]. The strong correlation between the triggering of an ITB and the appearance of integer- q magnetic surfaces at particular locations has also been recently shown [13].

The objective of the experiments which are described here was to investigate practical means of triggering and sustaining ITBs in a controlled and reproducible way, in order to take full advantage of the resulting confinement improvement. Our goal was first to form the ITB at a suitable time, despite some unavoidable variations in the plasma initiation and early evolution of the discharges, and then to tune the applied heating power so as to maintain the transport barrier and the plasma in a stable state during long periods of time. One difficulty for achieving such a goal was to find a general objective way to quantify satisfactorily the ITB behaviour. For that purpose, a local criterion characterizing the presence, location and strength of ITBs in JET has been developed, which is based on a normalized measure of the temperature gradients and which can be calculated from the direct measurements of the ion and electron temperature profiles [14]. We have then implemented the computation of the relevant parameters in real time, in order to detect the emergence of the ITBs and calculate some of their characteristics such as their strength and radial position. Active feedback control through the heating powers using these real-time signals then allowed one to sustain transport barriers while avoiding a dangerous evolution of the plasma towards an unstable high- β state where strong MHD events can lead to the loss of the high confinement or even to the discharge termination.

In JET, several experiments have been made over recent years to control the diamagnetic energy and the neutron rate in real time [15]. An overview can be found in [16]. Lately, attempts have been made for triggering the emergence and loss of ITBs in JT-60U through the balance of co-current versus counter-current NBI [17]. These experiments were made to characterize the open-loop plasma response to a change in the momentum injection and to display the effect of plasma toroidal rotation on the $E \times B$ shear stabilization of microturbulence. The new

investigations reported in this paper are, for the first time, truly dedicated to the development and demonstration of closed-loop plasma control in high-performance, long-pulse operation scenarios with ITBs.

Section 2 of this paper briefly describes the local ITB criterion underlying the control scheme together with its physics basis. The different real-time signals available at JET are presented in section 2.1 together with some technical details about the real-time control system. Numerical transport simulations which were performed in order to investigate the potential of various feedback algorithms prior to the realization of the experiments are presented in section 2.2. The results of experiments performed with different feedback loop configurations are finally presented in section 3, before some concluding remarks.

2. Proposed schemes for ITB control in advanced operation scenarios

2.1. Real-time characterization of the ITB dynamics

When an ITB appears in a tokamak discharge, the ‘foot’ of the ITB—i.e. the radial location where the gradient of the temperature increases abruptly—and its emergence time are generally determined in a rather subjective manner by spotting a visible ‘break’ on the slope of the electron or ion temperature profiles. A more precise determination of the ITB characteristics can sometimes be made from a proper heat diffusivity analysis by using complex interpretative transport codes, but this is a long process which cannot be used for real-time control purposes. In order to define some relevant schemes for the real-time control of the ITB dynamics, a simple local criterion characterizing the emergence and space–time evolution of the ITBs has been proposed [14]. It was shown on a large JET database that a dimensionless local parameter, $\rho_T^* = \rho_s/L_T$, which is an important parameter in drift wave turbulence stabilization and anomalous transport theory, can be used to characterize at a low computational cost the main ITB features such as their emergence time and radial location, as well as their space–time dynamics. The ion Larmor radius at the sound speed, $\rho_s = c_s/\omega_{ci}$, where c_s is the ion sound speed and ω_{ci} the ion cyclotron pulsation, is indeed a fundamental characteristic length arising from the dispersion relations of microinstabilities. Since these instabilities are driven by plasma gradients, the drift wave scale length ρ_s must obviously be compared with the local temperature gradient scale length, e.g. $L_{Ti} = -T_i/(\partial T_i/\partial R)$ or $L_{Te} = -T_e/(\partial T_e/\partial R)$, where T_i and T_e are respectively the ion and electron temperature and R is the plasma major radius on the equatorial plane. The proposed criterion then allows one to detect the presence of an ITB at a given major radius, R , and at time t , with a large degree of confidence when $\rho_T^*(R, t)$ exceeds a threshold value, i.e.

$$\rho_T^*(R, t) > \rho_{ITB}^* \quad (1)$$

This criterion was quantified empirically from an extensive experimental database, yielding $\rho_{ITB}^* \approx 1.4 \times 10^{-2}$ as a good estimate of a critical ρ_T^* value in JET, for a surprisingly large range of discharge parameters such as toroidal magnetic fields and plasma currents [14]. The underlying theoretical grounds leading to the possible relevance of ρ_T^* as a local indicator of an improved confinement bifurcated state emerge from the breaking of the gyro-Bohm turbulence scaling by the $E \times B$ shear stabilization effects, which has been observed in various numerical simulations [18]. A criterion of the form shown in equation (1) could thus be interpreted through dimensional analysis arguments as being possibly related to the $E \times B$ shear rate exceeding the maximum linear growth rate of the unstable modes [14].

During the 2001 experimental campaign in JET, we controlled in real time the electron transport barrier using the maximum value of the parameter ρ_{Te}^* across the plasma as the

controlled output variable. The temperature measurements from which this variable was calculated were made with a heterodyne radiometer using the electron cyclotron emission (ECE) from the plasma. The real-time system is based on a VME crate using a 350 MHz Motorola PowerPC CPU and two analog-digital/digital-analog converters. Its purpose is to acquire at 1 kHz sample frequency all the 48 analog channels of the high space resolution ECE heterodyne radiometer.

At this stage we need to say some words about the use of the JET ECE diagnostic for real-time temperature measurements, because the absolute calibration of the radiometer output data is not performed during pulses. Only raw data can therefore be collected and the calibration coefficients are determined by comparison with an ECE Michelson interferometer, a few seconds after the end of each pulse, and automatically written in a dedicated file. As these coefficients are mainly sensitive to the toroidal field and the plasma current, they can be read from previous records corresponding to similar pulses, and used for an approximate real-time calibration of the raw data signals for our control applications. During the initialization phase of a pulse, i.e. before forming the plasma, calibration factors are read from a reference discharge having the same toroidal field and plasma current as the coming one. When the plasma starts, raw data are thus immediately calibrated. The system then calculates sequentially the relevant ITB parameters which are used for the control, i.e. the maximum value of ρ_{Te}^* and the radii where criterion (1) is satisfied, characterizing respectively the strength and location of the ITB, and the core and volume-averaged electron temperatures. The width of the ITB will be defined as the radial extension of the region where the criterion is valid. These outputs are sent at a frequency of 100 Hz to the JET real-time central controller which receives and sends information to the different heating systems. Due to the excellent resolution of the ECE heterodyne radiometer (0.5 ms/2 cm) and its good accuracy, the ITB onset time can be determined within ± 10 ms and the ITB location within 6 cm.

We have used this criterion in a large variety of experimental conditions, including various toroidal magnetic fields and ITB regimes with strong ELM activity, and we have optimized our algorithm so that it can cope with some faulty ECE channels [19]. The different ITB signals available in real time are presented in figure 1 (right) for a discharge exhibiting an ITB in the outer part of the plasma ($B_T = 2.6$ T; $I_p = 2.2$ MA, $P_{NBI} = 10$ MW, $P_{ICRH} = 5$ MW). One can see in this example that, despite the fact that the electron temperature profile is severely perturbed by non-thermal emission at the plasma edge and that some data may be corrupted by calibration errors (figure 1, left), the location of the ITB at 3.55 m is correctly determined by the real-time algorithm. The time evolution of the other real-time signals is in good agreement with the more accurate off-line analysis.

2.2. Modelling of feedback control algorithms

Once a quantitative characterization of the ITB dynamics had been made and extensively validated from a large number of open-loop experiments, it became possible to perform a new set of experiments whose objective was to trigger ITBs and control their evolution so that they are more stable and can last for longer periods of time. As mentioned in section 1, in order to maintain an ITB in steady state, one must provide the right amount of power, torque, fuelling and/or non-inductive current drive so as to reduce the plasma turbulence, while avoiding undesirable MHD instabilities such as those related to pressure peaking. The triggering of ITBs has been observed to occur over a threshold power [8, 9], and their strength obviously rises with increasing heating. In particular, the normalized temperature gradient, ρ_{Te}^* , has been shown to range from 1.4×10^{-2} at the ITB threshold power (roughly 10 MW) up to 5×10^{-2} with strong power injection (typically 20 MW) [8, 20]. The aim of the different experiments

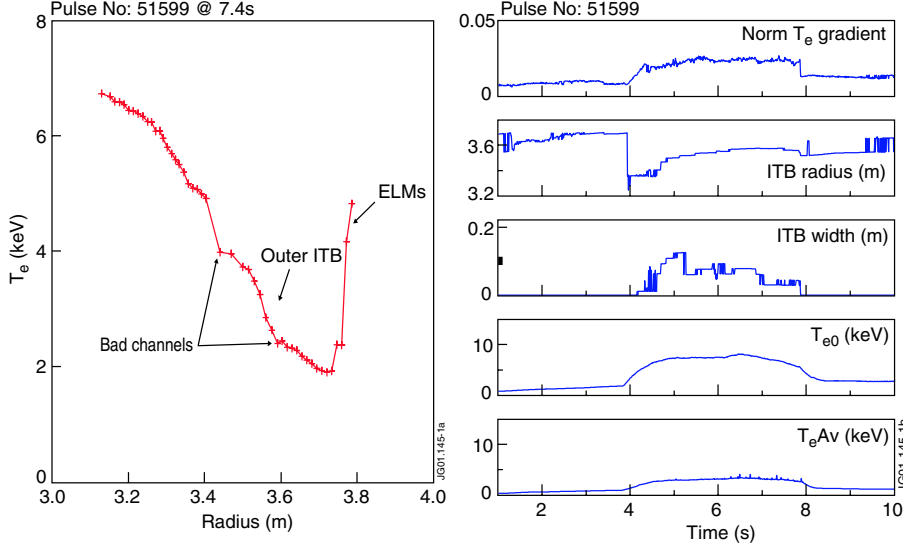


Figure 1. (Left) Electron temperature profile deduced from ECE radiometer data at 7.4 s showing an outer ITB (pulse #51599) and the effect of ELM activity at the edge and of two faulty ECE channels. (Right) Time evolution of the real-time signals for the same pulse, namely ρ_{Te}^* , the radial ITB position and width, and the central and average electron temperatures.

described below was therefore to assess various schemes using ICRH or NBI power to trigger and control the ITB, either with or without LHCD during the main heating phase.

In order to prepare the experiments, numerical simulations have been done to define and optimize the feedback control algorithms. Earlier studies for controlling ITBs through the q -profile have already been performed with numerical codes. They have shown the possibility of using current profile control to maintain the plasma in a quasi-steady bifurcated state despite strong non-linear couplings [21]. Our ultimate goal is here more experiment-oriented since it consists of implementing real-time feedback schemes capable of constraining certain ITB-related quantities and thus improving the steadiness and performance of advanced operation scenarios. Plasma transport modelling including real-time feedback algorithms to tailor the various heating power waveforms has been performed using the ASTRA code [22] with the following two quantities as input signals for the feedback loops: (i) the maximum value of ρ_{Te}^* and (ii) the neutron rate R_{NT} [20]. The actuators which were available and considered suitable for controlling simultaneously these two variables are the ICRH and NBI powers.

The following simple proportional-plus-integral (PI) feedback control laws have been implemented in the simulations for both the ρ_{Te}^* and R_{NT} loops:

$$P(t) [\text{MW}] = P(t_0) + G_P \Delta X(t) + G_I \int_{t_0}^t \Delta X(u) du \quad \text{with } \Delta X(t) = X_{\text{ref}} - X(t) \quad (2)$$

where $P(t_0)$ is either the ICRH or the NBI power at the initial time t_0 of the control, ΔX is the difference between the target output value and the output signal (i.e. either ρ_{Te}^* or R_{NT}), and G_P and G_I are the proportional and integral gains, respectively. Since there are two input and two output signals and significant loop interaction, the question of choosing the optimum loop pairing arose. This was one of the objectives of the numerical simulations, and it was found easier to control ρ_{Te}^* through ICRH and R_{NT} through NBI than the opposite. Among the

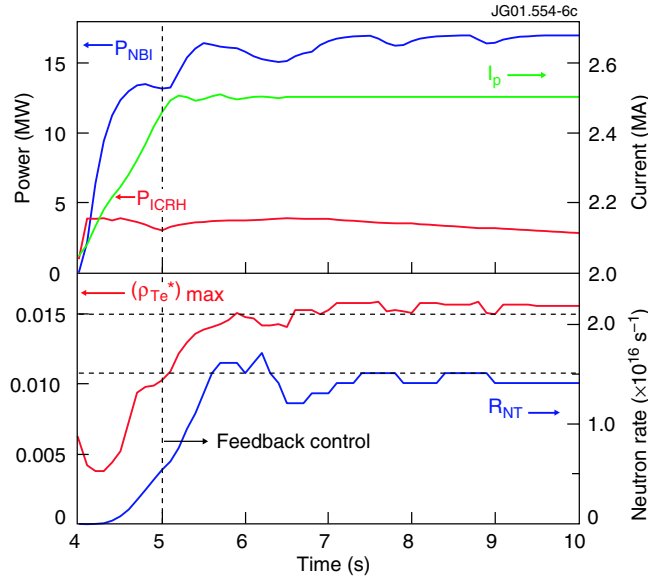


Figure 2. Simulation of the double-loop feedback control of the maximum ρ_{Te}^* by ICRH and of R_{NT} by NBI, using PI algorithms. $(G_I/G_P)_{ICRH} = 25\delta t$, $(G_I/G_P)_{NBI} = 5\delta t$ and $\delta t = 10$ ms. The simulation uses the plasma parameters and power waveforms from pulse #46123 before control is activated at $t = 5$ s ($B_T = 2.5$ T, $I_p = 2.5$ MA).

various reasons for this result was the fact that ICRH provides electron heating without fuelling the plasma and therefore the response from the normalized electron temperature gradient is simpler than when heating is coupled with fuelling as with NBI. Moreover, the neutron rate is largely dependent upon non-thermal neutrons from beam-plasma interactions and therefore the response of R_{NT} is more directly related to the NBI power than to ICRH. Tuning the gains was also an important task in order to obtain an optimal response of the system and this could also be approached through the simulations. The result of such a simulation can be seen on figure 2, where the time evolution of a discharge under this double feedback control scheme is shown. The control of the maximum value of ρ_{Te}^* across the plasma radius by ICRH, with a constant target value of 0.015, allows one to maintain a stable barrier during the whole control duration time. The additional control of R_{NT} by NBI, with a 1.5×10^{16} neutron/s target, prevents possible disruptive events which may otherwise occur as past experience shows. The maximum powers needed according to simulations performed in our operating conditions ($B_T = 2.5$ T, $I_p = 2.5$ MA) are 16 and 4 MW for NBI and ICRH, respectively, which are accessible powers at JET. Such simulations therefore suggested that, in this range of discharge parameters in JET, real-time control of ITBs was feasible with the proposed scheme and with the available heating systems.

3. Experimental implementation of various control schemes

3.1. Real-time selection of an optimum timing for the high-power heating phase

Before going to the direct application of the simulations, in particular with such a double feedback control with two interacting loops, it was necessary to carry out some intermediate

experimental tests and to find a reproducible scenario for triggering ITBs before a proper control phase can start. In particular, it was found from earlier experience that the timing at which high-power NBI/ICRH heating is applied conditions, to a large extent, the formation and development of an ITB in the plasma. This is partly due to the evolution of the plasma density and current density profile during the initial phase of the discharge and, because the plasma initiation is not exactly reproducible from pulse to pulse, the choice of the best timing generally requires a tedious optimization out of a number of discharges. There was therefore some interest in determining this optimum timing in real time. As already discussed in section 1, discharges with an LHCD preheat phase tend to develop ITBs with lower power thresholds, and therefore, for the purpose of our control experiments, LHCD preheat was generally applied in the first few seconds of the pulses. During such low-density phases, strong electron transport barriers appear with negative magnetic shear, and periodically collapse at the onset of strong MHD activity probably due to double tearing modes. This can be seen for instance on the normalized temperature gradient signal in figure 3. In order for an ITB to exist in the high-power/high-density plasma, it was indeed found necessary to apply the high-power heating during the rising periods of the LHCD electron ITBs, in order to freeze the current density profile in an adequate state, and also to avoid times at which MHD instabilities are present and the LHCD barrier collapses. It was thus found advantageous to use the real-time signal ρ_{Te}^* to apply the main power at some optimum time. An example of such an open-loop control is shown in figure 3, where the ICRH power is applied after the formation of an electron ITB with LHCD power alone. After the control phase has started (which is marked by a vertical line), ICRH is applied as soon as ρ_{Te}^* exceeds a high preset value of 0.03. In this example, LHCD is switched off at the same time. The ITB located inside $R = 3.3$ m is sustained during 2 s with ICRH only. However, the application of 2 MW of NBI at $t = 6$ s is not sufficient to maintain the barrier, as we see on the signal ‘ITB width’ shown in the same figure, which decreases down to zero, meaning that there is no more barrier. This signal will also be shown in some

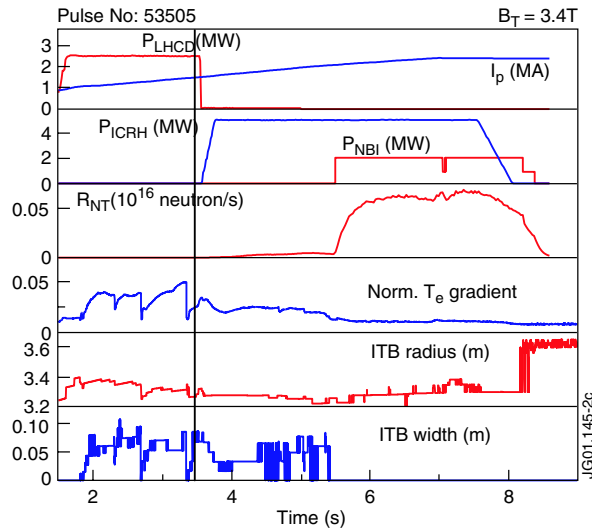


Figure 3. Controlled timing of the high-power heating phase: time evolution of the LH power, plasma current, NBI and ICRH powers, neutron rate, ρ_{Te}^* , radius and width of the ITB (pulse #53505). Control starts at 3.3 s, and ICRH switch-on is triggered at 3.5 s when $\rho_{Te}^* > 0.03$

other figures, because it is convenient to display the onset and loss times of the barriers. It is worth mentioning that, before disappearing, the core barrier moves slowly inwards from 3.3 to 3.2 m in relation with current profile peaking, as will be discussed in section 3.2.

3.2. Single-loop ITB feedback control with NBI power

Let us now come back to the main purpose of our experiments which was to control the maximum value of ρ_{Te}^* with NBI or ICRH and whose objective was to demonstrate the improvement provided by the control scheme in terms of long-pulse plasma stability and performance.

Constrained by the limitation in the maximum ICRH and NBI powers available at JET in the 'ITB + H-mode' regime (respectively 6 and 18 MW), numerical simulations [20] and observations made during the course of the experiments showed that the proportional gain in equation (2) had to be small, and therefore the use of a relatively strong integral control (G_P around 10 and G_I around 1000) was the most appropriate setting. This ensures that there is no steady-state offset between the target and the achieved values of the controlled variables, and avoids large and abrupt changes in the heating powers in case of a sudden rise of ρ_{Te}^* , though at the expense of a larger response time.

We have displayed in figure 4 the time evolution of a few quantities corresponding to a single-input–single-output (SISO) control algorithm of ρ_{Te}^* using the NBI power only. The general objective of the algorithm is either to trigger an ITB by setting the output target to a value larger than ρ_{ITB}^* , and sustain it in steady state, or conversely, after an ITB is formed, to require that the normalized temperature gradient be reduced to a value smaller than this critical one in the aim of quenching the ITB. Figure 4 corresponds to the latter experiment where the

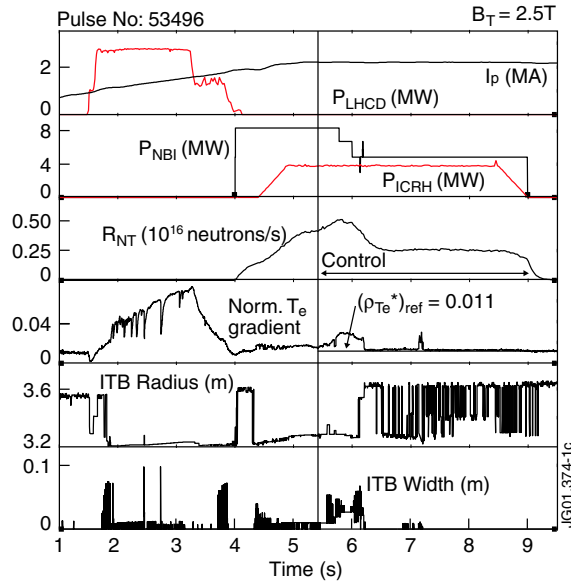


Figure 4. Control of ρ_{Te}^* with NBI: time evolution of the LH power, plasma current, NBI power, neutron rate, ρ_{Te}^* , radius and width of the ITB (pulse #53496). Control starts at 5 s and the target value for the maximum ρ_{Te}^* is 0.011, i.e. below ρ_{ITB}^* , to illustrate a controlled ITB switch-off.

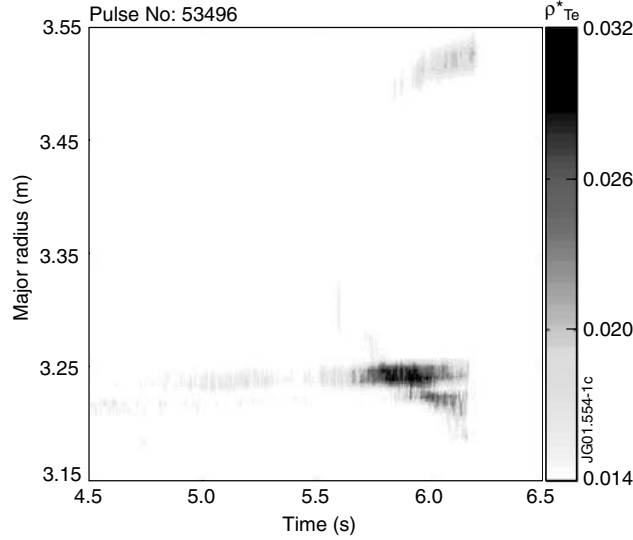


Figure 5. Constant- ρ_{Te}^* contours plotted for $\rho_{Te}^*(R, t) > 0.014$, showing the space-time evolution and the loss of the double electron ITB at $t \approx 46.2$ s (pulse #53496, with a time offset of 40 s).

aim was to lose a strong and well-established ITB in a controlled manner, at some predefined time. The strong electron transport barrier already present during the LHCD preheat is lost when LHCD is reduced and then voluntarily turned off while NBI is applied. This is due to a short lack of heating power during the slowing down of neutral beam ions. The ITB reappears at 4.4 s after the application of 8 MW of NBI power, and expands from 3.2 to around 3.3 m. It is also sustained by a constant 4 MW ICRH pulse. When ρ_{Te}^* reaches the value 0.02 at 5.6 s, active control is programmed to start after a small delay of 200 ms in order to avoid any parasitic problem which may cause a wrong detection of the barrier. We have set the target ρ_{Te}^* at 0.011, a value which is below the threshold to get an ITB. The NBI power reacts as expected and decreases by steps, down to the 5 MW level where it stabilizes when the ρ_{Te}^* target is reached. The dynamics of the ITB is shown in figure 5 where the contours of constant ρ_{Te}^* are plotted, showing the space-time evolution of the electron ITB. We can see in particular that a double ITB structure appears at 5.8 s. By construction, the control scheme deals with the maximum value of ρ_{Te}^* and therefore with the strongest ITB, which here is the inner one, the other ITB located at 3.53 m being weaker. However, as a consequence of the successful control, both barriers disappear at 6.2 s and therefore the neutron rate decreases.

The next example of the same SISO control algorithm using NBI power (figure 6(a)) was determinant in the selection of the best loop pairing for later controlling simultaneously ρ_{Te}^* and R_{NT} with the NBI and ICRH actuators. The control is activated at 4 s but, this time, with the aim of maintaining the ITB in steady state. The reference target value for ρ_{Te}^* is chosen equal to 0.025, which corresponds to a strong barrier. Good control is achieved during 1.7 s, but the scheme fails at the end of the pulse when ρ_{Te}^* increases even though the NBI power is continuously reduced as a result of the PI control. This illustrates the difficulty linked with the control of the normalized electron temperature gradient, ρ_{Te}^* , using NBI as an actuator since NBI heats mainly the ions and also changes both the particle fuelling and plasma rotation [9]. An alternative explanation for the uncontrolled increase of ρ_{Te}^* could involve the evolution of

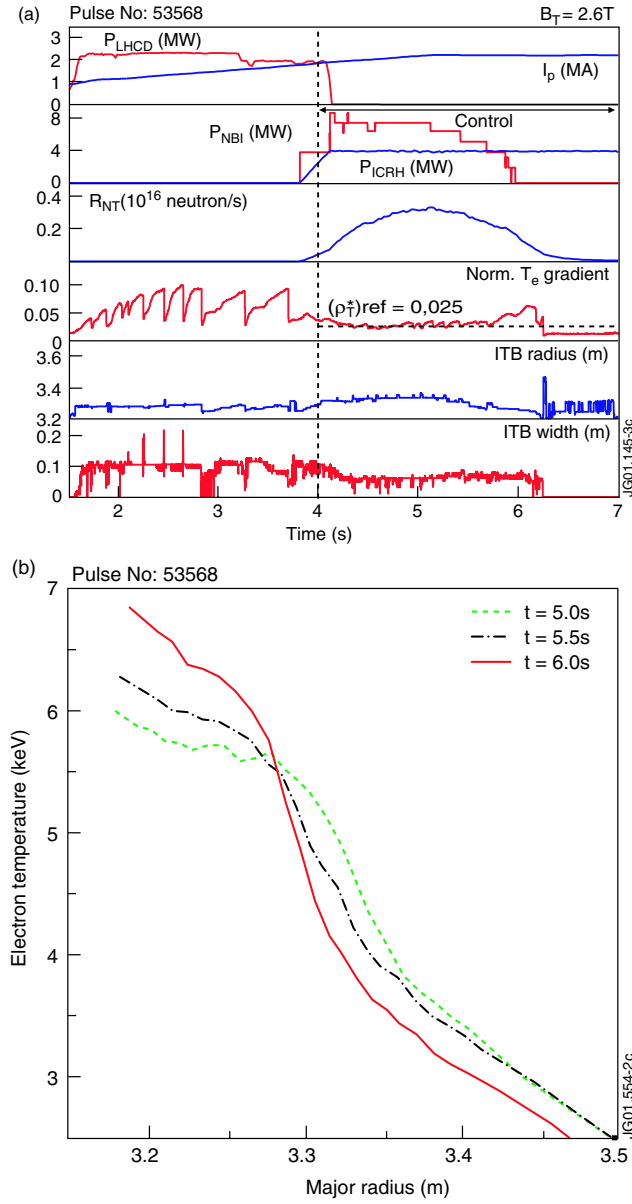


Figure 6. (a) Control of $\rho_{T_e}^*$ with NBI: time evolution of the LH power, plasma current, NBI and ICRH powers, neutron rate, $\rho_{T_e}^*$, radius and width of the ITB (pulse #53568). Control starts at 4 s and the target value for the maximum $\rho_{T_e}^*$ is 0.025. (b) Electron temperature profile evolution (pulse #53568, 40 s time offset).

the q -profile linked with the absence of adequate non-inductive current drive during the main heating phase. As the safety factor profile relaxes, the ITB located in the negative magnetic shear region is pushed inwards. This is confirmed in figure 6(a) by the signal labelled 'ITB radius'. As a consequence, the central electron temperature rises (figure 6(b)), the gradient

becomes steeper, and ρ_{Te}^* increases after 5.5 s. Maintaining LHCD on during the main heating phase could be a possible solution to keep the q -profile steady and the ITB stationary. A proper control of the q -profile requires a real-time estimation of the current density and is to be implemented on JET for future experimental campaigns. However, while such tools are being developed, one can also envisage either using mainly ICRH to control ρ_{Te}^* , as this will hold the plasma density constant while acting on the temperature gradient, or using a double feedback scheme where the ICRH electron heating source controls the temperature gradient and NBI controls the central pressure through the neutron yield for better plasma stability. This pairing is justified as the ICRH power is deposited mainly on the electrons inside the ITB radius, allowing a more accurate control of the local electron temperature gradients, while NBI acts on the particle fuelling and ion pressure. We have tested both control algorithms, in several configurations of toroidal field and plasma current.

3.3. Single-loop ITB feedback control with ICRH

The results of controlling ρ_{Te}^* with ICRH only are presented in figure 7(a). The normalized electron temperature gradient at the ITB location is controlled during 3.4 s by the ICRH power in a regime with $T_{i0} = T_{e0} = 7$ keV. The achieved value of ρ_{Te}^* remains close to the target value (0.025), and the inner barrier, which is linked with a negative shear region located at 3.3 m, shrinks again as the LHCD is switched off. The existence of a negative shear region is confirmed by the time evolution of the safety factor profile calculated during the main heating phase, up to the time when the ITB is lost (see figure 7(b)). The reconstruction of the magnetic flux surfaces and of the corresponding pressure and current density profiles is obtained with the equilibrium code EFIT [23] conditioned by Faraday rotation data. These results are in agreement with the ones produced independently by constraining the EFIT code with MSE data instead of polarimetry data, at times when MSE measurements are available. At the end of the LH preheat ($t = 4$ s), the q -profile shows extreme reversal due to the combined effect of the fast current ramp-up which delays current penetration and of off-axis LHCD which tends to enhance the q -profile reversal. During the high-power phase, the current profile relaxation is governed by classical magnetic diffusion, but it is slowed down by the intense plasma heating. Thus, the q -profile remains non-monotonic until the end of the heating phase ($t = 8$ s) although LHCD is switched off. Figure 7(b) shows that the ITB remains located in the negative magnetic shear region of the time-evolving q -profile. Compared to the previous control experiments with NBI only, the control with ICRH was more efficient and did not raise any specific operational problem. In addition, because of the intrinsic characteristics of the ICRH sources, the power responds more smoothly and more accurately to variations of the maximum ρ_{Te}^* .

3.4. Double-loop feedback control with combined ICRH and NBI

As a direct application of the simulations described in section 2.2, an experiment with a double-loop simultaneous control of ρ_{Te}^* (with ICRH) and of the D–D neutron rate (with NBI) is depicted in figure 8. It shows that a high degree of reproducibility is achievable in controlling high-performance regimes in view of steady-state operation [10, 24]. The values of the maximum normalized T_e gradient, ρ_{Te}^* , and of the neutron rate are maintained constant at 0.025 and 0.9×10^{16} neutrons/s, respectively. The control of the ITB is sustained during 7.5 s until the end of the preprogrammed power waveform envelope within which the NBI and ICRH powers are allowed to vary. During the whole period of time when the control is applied, the plasma parameters of the discharge are fairly stationary, e.g. the loop voltage is close to 0 V, β_p is stable around 1.2, the internal inductance l_i stays low, and a mild and continuous

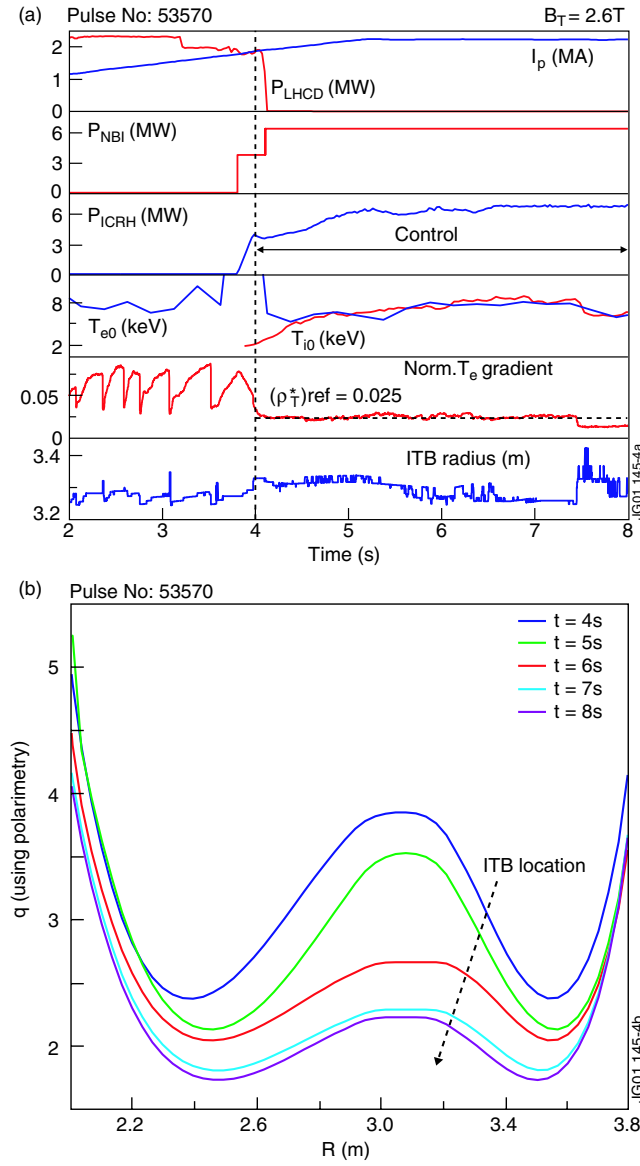


Figure 7. (a) Control of $\rho_{T_e}^*$ with ICRH: time evolution of the LH power, plasma current, NBI and ICRH powers, T_{e0} , T_{i0} , $\rho_{T_e}^*$, radius and width of the ITB (pulse #53570). Control starts at 4 s and the target value for $\rho_{T_e}^*$ is 0.025. (b) q -profile evolution calculated from EFIT [23] constrained by polarimetry data during the main heating phase (pulse #53570).

ELM activity is present (figure 9). The bootstrap current fraction has been estimated with interpretative transport code simulations (TRANSP [25, 26]) and is also steady around 50%. Here, contrary to previous examples where LHCD was turned off at the beginning of the high-power heating phase, the LHCD power is kept constant (~ 3 MW) during the whole control

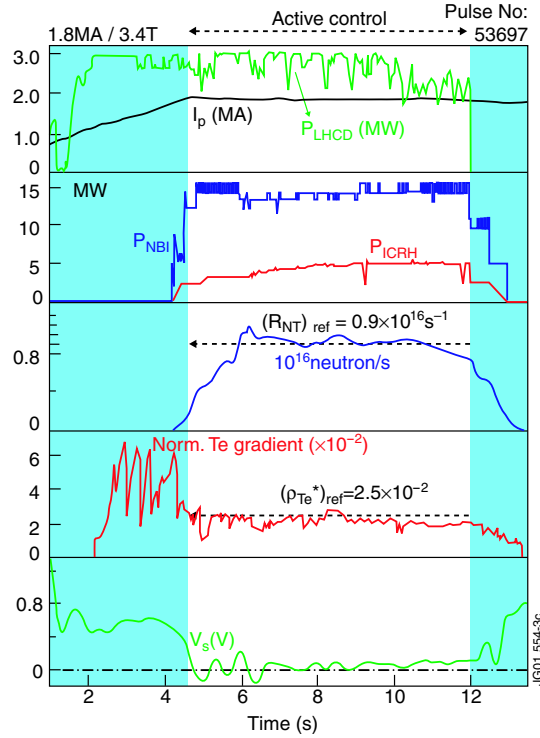


Figure 8. Combined ρ_{Te}^*/R_{NT} control with ICRH and NBI: time evolution of the LH power, plasma current, NBI and ICRH powers, neutron rate, ρ_{Te}^* and loop voltage. Control starts at 4.5 s and the reference values are 0.025 for ρ_{Te}^* and 0.9×10^{16} neutron/s for the neutron rate (pulse #53697, $B_T = 3.4$ T, $I_p = 1.8$ MA).

phase. A noticeable transient can be observed on the central safety factor (figure 10) which is not related to a different control algorithm, but to a new combination of non-inductive current sources at time $t > 4$ s. Such transients, frequently observed during simulations, are caused by a transformer effect [21] due to the generation of non-inductive currents and are quite sensitive to changes in their profiles and amplitudes (at $t > 4$ s neutral beam and bootstrap currents appear, the LH deposition profile is modified, and the LHCD efficiency decreases when the density rises with NBI). Avoiding such transients would require an accurate control of the central current density and this will be the aim of future experiments. However, the interesting observation here is that the relaxation of the current density profile in the region where the magnetic shear vanishes is now extremely slow, as can be seen by comparing figures 7(b) and 10, and as confirmed by the time evolution of the internal inductance (figure 9). This provides a better intrinsic control of the ITB position, which is practically frozen around $R = 3.4$ m (see figure 12, top frame) where $q \approx 3$ and the magnetic shear is negative. Finally, it is worth stressing that the ‘grassy’ ELM activity depicted in figure 9 does not perturb the ITB evolution, nor the quality of the real-time electron temperature signals.

Similar pulses with large non-inductive current fractions have also been performed without the real-time feedback control of the ITB [10, 24]. Figure 11 shows a comparison between some time traces from such a high-performance discharge (pulse #53521) realized without the ρ_{Te}^*/R_{NT} control, and from the pulse just described above (pulse #53697). These discharges

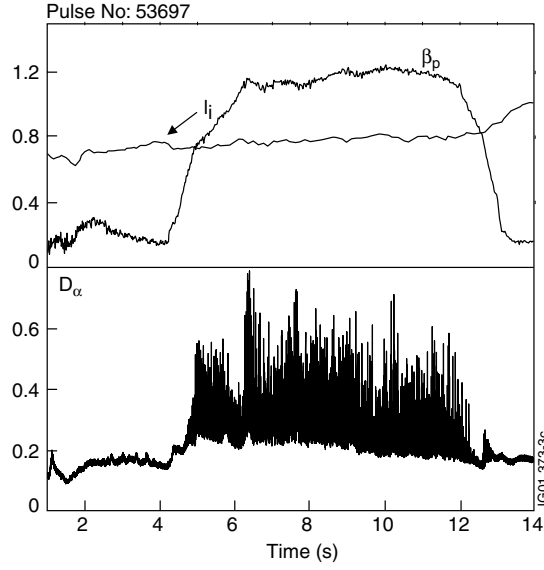


Figure 9. Time evolution of β_p , I_i and D_α in a controlled fully non-inductive discharge during the main heating phase (pulse #53697).

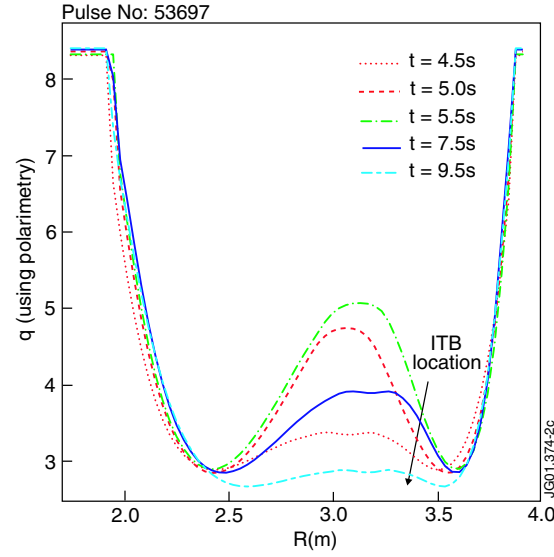


Figure 10. q -profile time evolution calculated from EFIT constrained by polarimetry data, with LHCD during the main heating phase (pulse #53697).

have been realized with identical toroidal fields (3.4 T), and the additional heating and current drive switch-on times and powers are the same, except for NBI and ICRH when the control is active in pulse #53697. The plasma current is about 10% larger in pulse #53521 (2.0 MA instead of 1.8 MA). The pulse without ρ_{Te}^*/R_{NT} control repeatedly reaches MHD limits as we

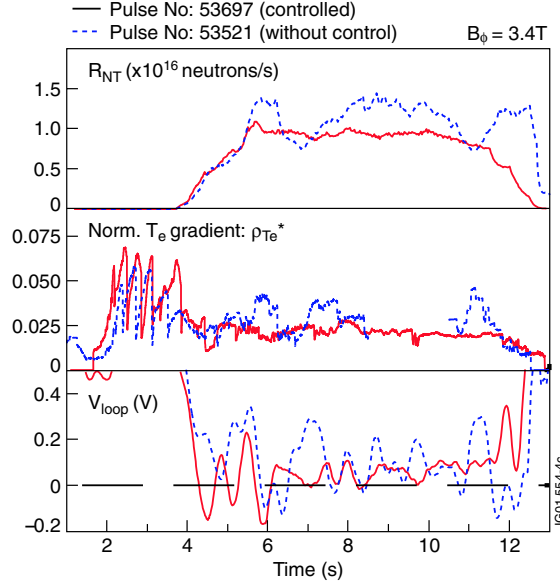


Figure 11. Time evolution of the neutron rate, ρ_{Te}^* and loop voltage during pulse #53697 with ρ_{Te}^*/R_{NT} control ($B_T = 3.4$ T, $I_p = 1.8$ MA) and, for comparison, during a similar pulse without ITB control (#53521, $B_T = 3.4$ T, $I_p = 2$ MA).

can see from the different drops in the time evolution of the neutron rate and ρ_{Te}^* . In the high-power phase, the event at $t = 6.7$ s is associated with an $n = 1$ MHD mode in the core of the discharge. The second drop which occurs later in the pulse, at $t = 11.1$ s, is connected with a radiative core instability caused by the accumulation of a high- Z impurity, identified as nickel [27]. Despite these large variations, the ITB is never lost during the pulse, showing a strong resilience to core instabilities. But using the active control scheme enabled us to reach much more stationary and reproducible conditions, and to prevent the occurrence of core collapses. In particular, we can also note from figure 11 that the surface loop voltage evolution is more stable in pulse #53697, where it remains close to 0 V, an ultimate objective for this steady-state tokamak operation regime. This stationarity is also shown in the top frame of figure 12. The coloured area indicates the space–time domain where the normalized electron temperature gradient exceeds the threshold value, ρ_{ITB}^* , defined in section 2.2 (equation (1)), with a given degree of probability related to measurement uncertainties. This contour representation is a clear and objective way of displaying the dynamics of the electron ITB. A confidence factor for satisfying criterion (1) has been defined [14] and plotted with the colour code shown on the right of the figure. The constant-confidence-factor contours are only plotted for values between 50% and 100%, a range which maps to $\rho_{Te}^*(R, t) \geq \rho_{ITB}^*$ for the experimental expectation value of the ρ_{Te}^* parameter. Large values of the confidence factor (e.g. approaching 100%) also indicate strong ITBs as they correspond to expected values of $\rho_{Te}^*(R, t)$ much larger than ρ_{ITB}^* .

Some further comments can finally be made about the impurity behaviour in these discharges. Figure 12 (bottom frame) shows a comparison of the nickel density time traces in the plasma core, for the same two discharges (#53697 and #53521). We note that in both pulses the nickel impurity originating from wall–plasma interactions tends to accumulate in the core consistently with neoclassical predictions [27]. Nevertheless, it does not behave in a similar manner in both cases. For pulse #53697, after an accumulation phase following the

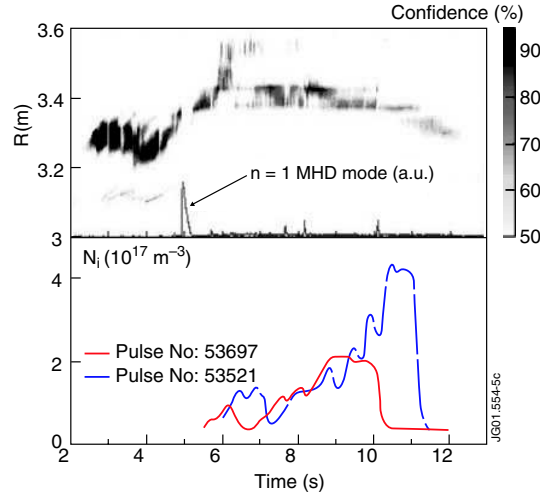


Figure 12. Top frame: space-time dynamics of the ITB as depicted from a local existence confidence factor based on ρ_{Te}^* [14]; bottom frame: time evolution of the core nickel density (#53697).

same trend as for pulse #53521, a stable phase starts from $t \approx 9$ s maintaining the impurity level constant at about half the maximum value reached in pulse #53521 in the absence of ITB control. Following an unexpected reduction of the LHCD power from 3 MW to about 2 MW (cf figure 8), the impurity level then suddenly drops at $t \sim 10$ s. The off-axis LH current decrease entails an evolution of the safety factor profile which is not controlled in real time, leading to a slow shrinking of the ITB position (figure 12, top frame). This power reduction leads to a loss of the foreseen control, in particular for the neutron rate. These phenomena can explain the fast expulsion of the nickel from the plasma center at $t \approx 10.2$ s, although other effects can also be invoked such as a moderate $n = 1$ MHD activity, a reduction of the core plasma rotation or a modification of the electron density profile. After $t \approx 10$ s there is no further sign of a central impurity accumulation in pulse #53697, up to the end of the heating phase, i.e. for about 2 s. Despite these events, the normalized temperature gradient is maintained at its target value during the whole process due to the ICRH feedback.

In summary, the double-loop feedback scheme which has been tested has shown that disruptions, core collapses and impurity accumulation could be avoided or mitigated while the ITB regime was sustained with preset—though slightly conservative—plasma performance. Quasi-steady-state operation was achieved for about 5 s, limited only by the preprogrammed waveform envelopes imposed on the heating systems. Achieving stationary conditions over longer periods of time was presently prevented by the slow resistive relaxation of the current density profile, confirming therefore that an additional control of the q -profile, in particular through LHCD, is necessary.

4. Conclusion

The real-time calculation of a normalized electron temperature gradient profile, $\rho_{Te}^*(R, t)$, from ECE radiometer data allowed for the first time to control ITBs in JET through a local existence criterion of ITBs and a quantitative characterization of their space-time dynamics. The various experiments carried out during the 2001 campaign show that it is possible to

access high-performance quasi-steady-state plasmas with ITBs in the H-mode regime, using a double feedback algorithm to control simultaneously the neutron production rate from D–D reactions and the normalized electron temperature gradient, using NBI and ICRH, respectively. As a result of implementing such a control scheme in the operation of JET, the reproducibility of improved confinement discharges can be increased. It has been found that the use of NBI to control the electron temperature gradient is not optimum and can lead to poor control performances. On the contrary, it was demonstrated that ICRH is a promising tool to control the ITB strength characterized by ρ_{Te}^* , first because of its flexibility and ability to accurately deliver the requested power (within the limits of the system capabilities), and also because it heats the plasma mainly through the electron channel, without particle fuelling. The cumulative effect of a second control loop for the core plasma pressure, e.g. through the neutron production rate and the NBI actuator, allows one to combine good ITB control with high- β plasma stability and disruption avoidance.

All along the course of these experiments, we have seen the important role played by LHCD for the long-pulse stationarity of these discharges and, in particular, of the current density profile. Setting up a suitable frozen-in magnetic flux configuration, characterized by a non-monotonic q -profile, seems to be a key condition for achieving a stable and controllable ITB, with the concomitant improved plasma confinement. Other signals characterizing the ITB features, including the safety factor at various radial locations, will be available in real time at JET, and the development of more elaborate algorithms using these quantities will open up a new field of applications in view of controlling and sustaining stationary advanced tokamak discharges. Future JET experimental campaigns should therefore allow one to make further significant steps towards the ultimate goal of genuine steady-state tokamak operation, through a possible demonstration of combined real-time current and pressure profile control in high-performance plasmas with a large bootstrap current fraction.

References

- [1] Strait E J *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4421
- [2] Fujita T *et al* 1997 *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy (Montreal)* vol I (Vienna: IAEA) p 227
- [3] Bell M *et al* 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A719
- [4] Equipe Tore Supra 1996 presented by X Litaudon *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** A251
- [5] Wolf R C *et al* 1999 *Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy (Yokohama)* vol II (Vienna: IAEA) p 773
- [6] JET Team 1997 *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy (Montreal)* vol I (Vienna: IAEA) p 487
- [7] Alladio *et al* 2000 *Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy (Sorrento, 2000)* (Vienna: IAEA)
- [8] Challis C D *et al* 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 861
- [9] Challis C D *et al* 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* at press
- [10] Litaudon X *et al* 2001 *Proc. 28th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* (Geneva: European Physical Society) p 517
- [11] Tala T J J *et al* 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 507
- [12] Esposito *et al* 2001 *Proc. 28th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* (Geneva: European Physical Society) p 553
- [13] Joffrin E *et al* 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* at press
- [14] Tresset G *et al* 2002 *Nucl. Fusion* at press
- [15] Sipp A A C *et al* 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1171
- [16] Lennholm M 2000 *Fusion Eng. Design* **48** 37
- [17] Sakamoto Y *et al* 2001 *Nucl. Fusion* **41** 865
- [18] Garbet X *et al* 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1898
- [19] Riva M *et al* 2002 *Proc. 19th IEEE/NPSS Symp. on Fusion Eng. (Atlantic City, USA)*
- [20] Tresset G *et al* 2001 *Proc. 28th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* (Geneva: European Physical Society) p 533
- [21] Moreau D, Kamelander G, Litaudon X and Voitsekrovitch I 2000 *J. Plasma Fusion. Res. Ser.* **3** 502
- [22] Pereverzev G *et al* 1991 *Report IPP 5/42*, IPP Garching, Germany

- [23] Lao L *et al* 1990 *Nucl. Fusion* **30** 1035
- [24] Litaudon X *et al* 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** at press
- [25] Budny R V *et al* 1992 *Nucl. Fusion* **32** 429
- [26] Goldston R J *et al* 1981 *J. Comput. Phys.* **43** 61
- [27] Dux R *et al* 2001 *Proc. 28th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Madeira, 2001)* (Geneva: European Physical Society) p 505

Bibliographie

- [Art65] L.A. ARTSIMOVITCH ET AL, *Plasma Physics, Journal of Nuclear Energy*, Part **C7** (1965), 305.
- [Art68] L.A. ARTSIMOVITCH ET AL, *Proc. 3rd IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion. Research*, Novosibirsk, 1968.
- [Aym02] R. AYMAR ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (2002), 519.
- [Bak01] D.R. BAKER ET AL, *Phys. Plasmas*, **8** (2001), 4128.
- [Bar02] E. BARBATO ET AL, *Proc. 3rd IAEA TCM on Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices*, Arles, 2002.
- [Bas02] V. BASIUK ET AL, *Proc. 3rd IAEA TCM on Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices*, Arles, 2002.
- [Bec01] A. BÉCOULET, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), A395.
- [Bee97] M.A. BEER ET AL, *Phys. Plasmas*, **4** (1997), 1792.
- [Bey98] P. BEYER ET AL, *Phys. Plasmas*, **5** (1998), 4271.
- [Bey00] P. BEYER ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **85** (2000), 4892.
- [Big89] H. BIGLARI ET AL, *Phys. Fluids B*, **1** (1989), 109.
- [Bol94] L. BOLTZMANN, *Annln Phys.*, **53** (1894), 959.
- [Bou00] C. BOURDELLE, *Analyse de Stabilité de Plasmas de Tokamak*, Thèse de Doctorat, Université Grenoble I, 2000.
- [Bra65] S.I. BRAGINSKII, *Reviews of Plasma Physics*, édité par M.A. Leontovitch (Consultants Bureau, New York, 1965), Vol. I, 205.
- [Bra99] A. BRAHIC, *Enfants du Soleil, Histoire de nos origines*, Odile Jacob, 1999.
- [Bur97] K.H. BURRELL, *Phys. Plasmas*, **4** (1997), 1499.
- [CEA87] *La fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique*, Coll. CEA, Masson, 1987.
- [Cha01] C.D. CHALLIS ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), 861.
- [Cha02] C.D. CHALLIS ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (2002), 1031.

- [Chr93] J.P. CHRISTIANSEN ET AL, *Nucl. Fusion*, **33** (1993), 863.
- [Con93] J.W. CONNOR ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **70** (1993), 1803.
- [Con94] J.W. CONNOR ET H.R. WILSON, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **36** (1994), 719.
- [Con02] G.D. CONWAY ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (2002), 1167.
- [Cra75] J. CRANK, *The Mathematics of Diffusion*, Second Edition, Oxford University Press, 1975.
- [Cri01] F. CRISANTI ET AL, *Nucl. Fusion*, **41** (2001), 883.
- [Cyb89] G. CYBENKO, *Math. Control Signals Systems*, **2** (1989), 303.
- [Dia97] P.H. DIAMOND ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **78** (1997), 1472.
- [Dim00] A.M. DIMITS ET AL, *Phys. Plasmas*, **7** (2000), 969.
- [Dor93] W. DORLAND ET G.W. HAMMETT, *Phys. Fluids B*, **5** (1993), 812.
- [Dud94] T. DUDOK DE WIT ET AL, *Phys. Plasmas*, **1** (1994), 3288.
- [Dud95] T. DUDOK DE WIT, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **37** (1995), 117.
- [Dum00] R. DUMONT ET AL, *Phys. Plasmas*, **7** (2000), 4972.
- [Dux01] R. DUX ET AL, *Proc. 28th EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys.*, Madeira, 2001.
- [Eri93] L.-G. ERIKSSON ET AL, *Nucl. Fusion*, **33** (1993), 1037.
- [Eri02] L.-G. ERIKSSON ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **88** (2001), 145001.
- [Esc90] H.P.L DE ESCH ET AL, *Proc. 17th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Heating*, Amsterdam, 1990.
- [Esp01] B. ESPOSITO ET AL, *Proc. 28th EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys.*, Madeira, 2001.
- [Esp02] B. ESPOSITO, Communication privée.
- [Fis87] N.J. FISCH, *Rev. Mod. Physics*, **59** (1987), 175.
- [Fou02] C. FOURMENT, Communication privée.
- [Fuj97] T. FUJITA ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **78** (1997), 2377.
- [Fuj01] T. FUJITA ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **87** (2001), 245001.
- [Fuk02] T. FUKUDA, Communication privée.
- [Gar92] X. GARBET ET AL, *Phys. Fluids B*, **4** (1992), 136.
- [Gar96] X. GARBET ET R.E. WALTZ, *Phys. Plasmas*, **3** (1996), 1898.
- [Gar01a] X. GARBET, *Instabilités, Turbulence et Transport dans un Plasma Magnétisé*, Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Aix-Marseille I, 2001.
- [Gar01b] X. GARBET ET AL, *Phys. Plasmas*, **8** (2001), 2793.

- [Gar01c] X. GARBET, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), A251.
- [Gla71] P. GLANSDORFF ET I. PRIGOGINE, *Structure, stabilité et fluctuations*, Masson, 1971.
- [Gol81] R.J. GOLDSTON ET AL, *J. Comput. Phys.*, **43** (1981), 61.
- [Gol95] R.J. GOLDSTON ET P.H. RUTHERFORD, *Introduction to Plasma Physics*, IOP Publishing, 1995.
- [Gor98] C. GORMEZANO ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **80** (1998), 5544.
- [Gor99] C. GORMEZANO, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **41** (1999), B367.
- [Hag94] M.T. HAGAN ET M. MENHAJ, *IEEE Trans. Neural Networks*, **5** (1994), 989.
- [Hah89] T.S. HAHM ET W.M. TANG, *Phys. Fluids B*, **1** (1989), 1185.
- [Hah95] T.S. HAHM ET K.H. BURRELL, *Phys. Plasmas*, **2** (1995), 1648.
- [Haw96] N.C. HAWKES, *Design Study of a Motional Stark Effect Diagnostic for JET*, JET-R(96)10, 1996.
- [Haw01] N.C. HAWKES ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **87** (2001), 115001.
- [Hay99] S. HAYKIN, *Neural networks, a comprehensive foundation*, Second edition, Prentice Hall, 1999.
- [Hen01] P. HENNEQUIN ET AL, *Proc. 28th EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys.*, Madeira, 2001.
- [Hin76] F.L. HINTON ET R.D. HAZELTINE, *Rev. Mod. Physics*, **48** (1976), 239.
- [Hin91] F.L. HINTON, *Phys. Fluids B*, **3** (1991), 696.
- [Hoa94] G.T. HOANG ET AL, *Nucl. Fusion*, **34** (1994), 75.
- [Hoa00] G.T. HOANG ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **84** (2000), 4593.
- [Hoa01] G.T. HOANG ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **87** (2001), 125001.
- [Hoa02] G.T. HOANG ET AL, *Proc. 29th EPS Conf. Plasma Phys. Control. Fusion*, Montreux, 2002.
- [Hog02] G.M.D HOGWEIJ ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (2002), 1155.
- [Hor72] W. HORTON ET R.K. VARMA, *Phys. Fluids*, **15** (1972), 620.
- [Hor81] W. HORTON ET AL, *Phys. Fluids*, **24** (1981), 1077.
- [Hor99] W. HORTON, *Rev. Mod. Physics*, **71** (1999), 735.
- [Hor00] W. HORTON ET AL, *Phys. Plasmas*, **7** (2000), 1494.
- [Hou97] W.A. HOULBERG ET AL, *Phys. Plasmas*, **4** (1997), 3230.
- [Hug92] M. HUGON ET AL, *Nucl. Fusion*, **32** (1992), 33.
- [Imb01] F. IMBEAUX ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), 1503.
- [ITE99a] ITER Physics Basis, Chapter I, *Nucl. Fusion*, **39** (1999), 2137.

- [ITE99b] ITER Physics Basis, Chapter II, *Nucl. Fusion*, **39** (1999), 2175.
- [Ito94] S.-I. ITOH ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **72** (1994), 1200.
- [Ito99] K. ITOH, S.-I. ITOH ET A. FUKUYAMA, *Transport and Structural Formation in Plasmas*, Plasma Physics Series, IOP, 1999.
- [Jac99] J.D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*, Third edition, Wiley, 1999.
- [Jen01] F. JENKO ET AL, *Phys. Plasmas*, **8** (2001), 4096.
- [Jof02a] E. JOFFRIN ET AL, *Nucl. Fusion*, **42** (2002), 235.
- [Jof02b] E. JOFFRIN, Communication privée.
- [Kad70] B.B. KADOMSTEV ET O.P. POGUTSE, *Reviews of Plasma Physics*, édité par M.A. Leontovitch (Consultant Bureau, New York, 1970), Vol. 5, 249.
- [Kad71] B.B. KADOMSTEV ET O.P. POGUTSE, *Nucl. Fusion*, **11** (1971), 67.
- [Kad75] B.B. KADOMSTEV, *Sov. Journal Plasma Phys.*, **1** (1975), 295.
- [Kei99] M. KEILHACKER ET AL, *Nucl. Fusion*, **39** (1999), 209.
- [Kik90] M. KIKUCHI, *Nucl. Fusion*, **30** (1990), 265.
- [Kik95] M. KIKUCHI ET M. AZUMI, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **37** (1995), 1215.
- [Kin02] J.E. KINSEY ET AL, *Phys. Plasmas*, **9** (2002), 1676.
- [Kot95] M. KOTSCHENREUTHER ET AL, *Phys. Plasmas*, **2** (1995), 2381.
- [Lan46] L.D. LANDAU, *Journal of Physics (USSR)*, **10** (1946), 25.
- [Lan87] L.D. LANDAU ET E.M. LIFSHITZ, *Fluid Mechanics*, 2nd edition, Pergamon Press, 1987.
- [Lao81] L.L. LAO ET AL, *Phys. Fluids*, **24** (1981), 1431.
- [Lao90] L.L. LAO ET AL, *Nucl. Fusion*, **30** (1990), 1035.
- [Law57] J.D. LAWSON, *Proc. Physical Society*, **B70** (1957), 6.
- [Leb97] V.B. LEBEDEV ET P.H. DIAMOND, *Phys. Plasmas*, **4** (1997), 1087.
- [Len00] M. LENNHOLM ET AL, *Fusion Eng. Design*, **48** (2000), 37.
- [Lev89] F.M. LEVINGTON ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **63** (1989), 2060.
- [Lev95] F.M. LEVINGTON ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **75** (1995), 4417.
- [Lin02] Z. LIN ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **88** (2002), 195004.
- [Lit96a] X. LITAUDON, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38** (1996), A251.
- [Lit96b] X. LITAUDON ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38** (1996), 1603.
- [Lit98] X. LITAUDON, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40** (1998), A251.

- [Lit99] X. LITAUDON ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **41** (1999), A733.
- [Lit01] X. LITAUDON ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), 677.
- [Lit02] X. LITAUDON ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (2002), 1057.
- [Lju01] L. LJUNG, *System Identification Toolbox For Use with Matlab*, The MathWorks, Inc., 2001.
- [Lot01] P. LOTTE, Communication privée.
- [Luc92] T.C. LUCE ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **68** (1992), 52.
- [Mag99] P. MAGET ET AL, *Nucl. Fusion*, **39** (1999), 949.
- [Man97] G. MANFREDI ET M. OTTAVIANI, *Phys. Rev. Letters*, **79** (1997), 4190.
- [Man00] P. MANTICA ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **85** (2000), 4534.
- [Maz00] D. MAZON, Communication privée.
- [Maz02a] D. MAZON ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44** (2002), 1087.
- [Maz02b] D. MAZON ET AL, *Proc. 29th EPS Conf. Plasma Phys. Control. Fusion*, Montreux, 2002.
- [McK01] G.R. MCKEE ET AL, *Nucl. Fusion*, **41** (2001), 1235.
- [Mik98] A.B. MIKHAILOVSKII, *Instabilities in a Confined Plasma*, Plasma Physics Series, IOP, 1998.
- [Mor92] D. MOREAU ET AL, *Proc. 14th Int. Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Research*, Würzburg, 1992, vol. I, 649.
- [Mor93] D. MOREAU, *Utilisation d'ondes de plasma pour créer dans les tokamaks les conditions quasi-stationnaires nécessaires à la fusion contrôlée*, Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Aix-Marseille I, 1993.
- [Mor96] D. MOREAU, *Proc. Int. Workshop Strong Microwaves in Plasmas*, (Ed. A.G. Litvak), Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 1997, volume I, page 51.
- [Mor99] D. MOREAU ET I. VOITSEKHOVITCH, *Nucl. Fusion*, **39** (1999), 685.
- [Mor00] D. MOREAU ET AL, *Journal Plasma Fusion Res. Series*, **3** (2000), 502.
- [Mor02] D. MOREAU ET AL, *Proc. 3rd IAEA TCM Steady State Operation of Magnetic Fusion Devices*, Arles, 2002, à paraître dans *Nuclear Fusion*.
- [New98] D.E. NEWMAN ET AL, *Phys. Plasmas*, **5** (1998), 938.
- [Nil95] J. NILSSON ET J. WEILAND, *Nucl. Fusion*, **35** (1995), 497.
- [Nor90] H. NORDMAN ET AL, *Nucl. Fusion*, **30** (1990), 983.
- [Ogu94] B.A. OGUNNAIKE ET W.H. RAY, *Process Dynamics, Modeling, and Control*, Oxford University Press, 1994.

- [Ong00] J. ONGENA ET G. VAN OOST, *Trans. Fusion Technology*, **37** (2000), 3.
- [Ott97] M. OTTAVIANI ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39** (1997), 1461.
- [Ott99] M. OTTAVIANI ET G. MANFREDI, *Phys. Plasmas*, **6** (1999), 3267.
- [Par98] V.V. PARAIL ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40** (1998), 805.
- [Par99] V.V. PARAIL ET AL, *Nucl. Fusion*, **39** (1999), 429.
- [Pee02] A.G. PEETERS ET AL, soumis à *Nucl. Fusion*.
- [Per01] V. PERICOLI RIDOLFINI ET AL, *Proc. 14th Topical Conf. Radio Frequency Power in Plasmas*, Oxnard, 2001.
- [Per02] G. PEREVERZEV ET P.N. YUSHMANOV, *ASTRA Automated System for TRANsport Analysis in a Tokamak*, IPP-Report 5/98, February 2002.
- [Pet95] C.C. PETTY ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **74** (1995), 1763.
- [Pey01] Y. PEYSSON, *Nucl. Fusion*, **41** (2001), 1703.
- [Pre86] W.H. PRESS, B.P. FLANNERY, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING, *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, 1986.
- [Reb87] P.-H. REBUT ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **11** (1987), 172.
- [Reb93] P.-H. REBUT ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **35** (1993), A3.
- [Reb99] P.-H. REBUT, *L'énergie des étoiles, La fusion nucléaire contrôlée*, Odile Jacob, 1999.
- [Ric96] B.W. RICE ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38** (1996), 869.
- [Riv02] M. RIVA ET AL, *Proc. 19th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering*, Atlantic City, 2002.
- [Rol99] A.C. ROLFE, *Nucl. Energy*, **38** (1999), 277.
- [Rom93] F. ROMANELLI ET F. ZONCA, *Phys. Fluids B*, **5** (1993), 4081.
- [Ryt01a] F. RYTER ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **86** (2001), 2325.
- [Ryt01b] F. RYTER ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), A323.
- [Sak01] Y. SAKAMOTO ET AL, *Nucl. Fusion*, **41** (2001), 865.
- [Sao02] B. SAOUTIC, *Proc. 29th EPS Conf. Plasma Phys. Control. Fusion*, Montreux, 2002.
- [Sar98] Y. SARAZIN ET P. GHENDRIH, *Phys. Plasmas*, **5** (1998), 4214.
- [Sha58] V.D. SHAFRANOV, *Soviet Physics JETP*, **6** (1958), 545.
- [Spi53] L. SPITZER ET R. HÄRM, *Physical Review*, **89** (1953), 977.
- [Ste90] J. STEFAN, *Sber. Akad. Wiss. Wien*, **98** (1890), 965.

- [Stu87] P.M. STUBBERFIELD ET M.L. WATKINS, *Multiple Pencil Beam*, Experimental Research Note, DPA(06) 87, JET Joint Undertaking, Abingdon, 1987.
- [Syn98] E.J. SYNAKOWSKI, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40** (1998), 581.
- [Tal01] T.J.J. TALA ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), 507.
- [Tar02] G. TARDINI ET AL, *Nucl. Fusion*, **42** (2002), 258.
- [Tay97] T.S. TAYLOR, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39** (1997), B47.
- [Tay98] J.B. TAYLOR ET AL, *Phys. Plasmas*, **5** (1998), 3065.
- [Ter00] P.W. TERRY, *Rev. Mod. Physics*, **72** (2000) 109.
- [Tho98] D.M. THOMAS ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40** (1998), 707.
- [Tre01] G. TRESSET ET AL, *Proc. 28th EPS Conf. Control. Fusion Plasma Phys.*, Madeira, 2001.
- [Tre02a] G. TRESSET ET AL, *Nucl. Fusion*, **42** (2002), 520.
- [Tre02b] G. TRESSET ET AL, *Proc. 29th EPS Conf. Plasma Phys. Control. Fusion*, Montreux, 2002.
- [Tro85] F. TROYON ET AL, *Phys. Letters*, **110A** (1985), 29.
- [Voi99] I. VOITSEKHOVITCH ET AL, *Phys. Plasmas*, **6** (1999), 4229.
- [Wag82] F. WAGNER ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **49** (1982), 1408.
- [Wal90] R.E. WALTZ ET AL, *Phys. Rev. Letters*, **65** (1990), 2390.
- [Wal94] R.E. WALTZ ET AL, *Phys. Plasmas*, **1** (1994), 2229.
- [Wal95] R.E. WALTZ ET AL, *Phys. Plasmas*, **2** (1995), 2408.
- [Wes97] J. WESSON, *Tokamaks*, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [Whi74] G.B. WHITHAM, *Nonlinear Waves*, Academic, New York, 1974.
- [Yos01] A. YOSHIZAWA ET AL, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43** (2001), R1.
- [Zab02] L. ZABEO ET AL, à paraître dans *Plasma Phys. Control. Fusion*.

Index

- Écart-type, 96
- Échange de charges, 72
- Élongation, 11
- Énergie, 1
 - consommation, 2
 - ressources, 2
- Épaisseur de peau, 68
- Advection, 46
- Angle
 - Faraday, 75
 - MSE, 75
- Approximation Universelle (théorème de), 143
- Axe géométrique, 10
- Axe magnétique, 11
- Barrière de transport, 20
- Bifurcation, 59
- Bohm, 54, 60, 141
- Boltzmann (transformation), 125
- Branche
 - slab, 33
 - toroïdale, 33
- Break-even, 5
- Cellule convective, 45
- Champ magnétique
 - poloïdal, 6
 - toroïdal, 6
- Charge effective, 54, 56
- Chauffage
 - FCE/ECRH, 14
 - FCI/ICRH, 14, 71, 75
 - IDN/NBI, 13, 75
 - LH, 15
 - minoritaire, 14
 - ohmique, 13
- Cisaillement $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, 48, 103
- Cisaillement magnétique, 12, 103
- Combustible, 2
- Confinement
 - inertiel, 5
 - magnétique, 5
 - temps, 4, 18, 51
- Contrôle, 135, 151
- Convection, 50
- Courant
 - bootstrap, 16, 21, 69
 - ECCD, 16
 - LHCD, 16, 75
 - NBCD, 16
 - plasma, 12, 68
- Courbe en «S», 59, 123
- Critère ITB, 93, 141, 153
- Dents de scie, 12
- Diffusion, 50, 65
- Diffusivité, 51, 124
- Disruption, 12, 72
- Divertor, 10, 63
- Facteur
 - amplification, 4
 - confiance, 96, 168
 - corrélation, 141
 - H, 20
 - sécurité, 12, 56
- Fission, 3
- Fluctuations, 25
- Flux
 - énergie, 26, 57
 - magnétique, 9

- particule, 26, 57
- Fraction de bootstrap, 70
- Fusion, 3
 - réactions, 3
- Gain, 157
- Goldston, 55
- Gradient critique, 33
- GyroBohm, 55, 60, 141
- Ignition, 4
- Instabilité
 - échange, 31
 - ballonnement, 32
 - ETG, 33, 57
 - ITG, 33, 103
 - TEM, 35, 103
 - TIM, 35
- ITB, 21, 51, 75, 93, 111, 112, 123
- Kolmogorov (échelle de), 46
- Landau (résonance), 15, 32
- Larmor (rayon de), 27
- Lawson (critère de), 4
- Logarithme coulombien, 54
- Lois d'échelle, 53
- Longueur
 - corrélation, 38, 46, 137
 - mélange, 56, 137
- Mach (nombre de), 106, 138
- Maxwell (construction de), 129
- MHD, 8
 - ELM, 21
- Mode
 - ELMy H-mode, 21
 - H, 19, 59
 - L, 18
- Moment
 - cinétique, 52
 - magnétique, 34
- MSE, 75
- Ondes de dérive, 25, 95
- Optimised Shear, 71
- Overfitting, 144
- Paramètre α , 41
- Particule
 - circulante, 35
 - piégée, 34
- Pitch angle, 35
- Plan équatorial, 11
- Plasma, 3
- Point «X», 10
- Réacteur, 23
- Réseau de neurones, 140
- Résistivité, 8, 54, 65
- Rayon
 - grand, 10
 - petit, 11
- Représentation
 - auto-régressive, 174
- Séparatrice, 10
- Section efficace, 3
- Shafranov (décalage de), 11
- Stellarator, 6
- Streamer, 39, 51
- SVD, 172
- Taux
 - cisaillement, 47, 49, 103
 - croissance, 26, 49, 103
 - décorrélation, 46
- Tension par tour, 66
- Thomson (diffusion), 73
- Tokamak, 6
 - «avancé», 18, 63, 135
 - ASDEX, 17, 58, 108
 - DIII-D, 71
 - FTU, 108
 - ITER, 17
 - JET, 17
 - JT-60U, 71, 108, 114
 - TFTR, 114
 - Tore Supra, 17, 60
- Transformée

- en z , 171
- Laplace, 171
- Transport
 - anormal, 18
 - néoclassique, 19
- Triangularité, 11
- Troyon (limite de), 12
- Turbulence, 12, 19, 31, 45
- Viscosité, 46
- Vitesse
 - $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, 48, 113
 - poloïdale, 49, 52
 - son, 31
 - thermique, 33
 - toroïdale, 49, 52, 73
- Zonal flow, 39, 51, 107

RÉSUMÉ en français

Les scénarios avancés, développés depuis moins d'une dizaine d'année avec la découverte des barrières internes de transport et la maîtrise du profil de courant, insufflent un nouvel élan au tokamak en direction d'un futur réacteur à fusion thermonucléaire contrôlée. Le Joint European Torus (JET) installé au Royaume-Uni, est actuellement le dispositif expérimental le plus performant au monde en terme de puissance fusion. Il a permis d'acquérir une riche expertise sur ces régimes à confinement amélioré. La réduction du transport turbulent, désormais indissociable de l'optimisation de la forme du profil de courant - obtenue par exemple avec l'onde hybride ou le courant autogénéré de bootstrap, peut être caractérisée simplement à l'aide d'un critère qui donne accès à la plupart des informations utiles concernant les barrières. Ses deux principaux domaines d'utilisation sont l'analyse des bases de données et les applications temps réel. Les modèles de transport dits de courbe en « S » exhibent des propriétés intéressantes que conforte l'expérience, tandis que les dépendances non-linéaires et multivariables de la diffusivité thermique du plasma peuvent être approchées grâce à un réseau de neurones, suggérant un nouveau moyen d'investigation et de modélisation du transport. Enfin, les toutes premières démonstrations expérimentales de contrôle en temps réel des barrières internes de transport et du profil de courant ont été réalisées sur JET, ouvrant la voie à des systèmes d'asservissement sophistiqués.

TITRE en anglais

CHARACTERISATION, MODELLING AND CONTROL OF ADVANCED SCENARIOS IN THE EUROPEAN TOKAMAK JET

RÉSUMÉ en anglais

The advanced scenarios, developed for less than ten years with the internal transport barriers and the control of current profile, give rise to a 'new deal' for the tokamak as a future thermonuclear controlled fusion reactor. The Joint European Torus (JET) in United Kingdom is presently the most powerful device in terms of fusion power and it has allowed to acquire a great experience in these improved confinement regimes. The reduction of turbulent transport, considered now as closely linked to the shape of current profile optimised for instance by lower hybrid current drive or the self-generated bootstrap current, can be characterised by a dimensionless criterion. Most of useful information related to the transport barriers are thus available. Large database analysis and real time plasma control are envisaged as attractive applications. The so-called "S"-shaped transport models exhibit some interesting properties in fair agreement with the experiments, while the non-linear multivariate dependencies of thermal diffusivity can be approximated by a neural network, suggesting a new approach for transport investigation and modelling. Finally, the first experimental demonstrations of real time control of internal transport barriers and current profile have been performed on JET. Sophisticated feedback algorithms have been proposed and are being numerically tested to achieve steady-state and efficient plasmas.

DISCIPLINE – SPÉCIALITÉ DOCTORALE

Physique et Sciences de la Matière

MOTS-CLÉS

Fusion, Tokamak, Scénarios Avancés, Barrière Interne de Transport, Critère ITB, Courbe en « S », Réseau de Neurones, Contrôle du Plasma

ADRESSE DU LABORATOIRE

Association Euratom-CEA
Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée
CEA Cadarache
13108 Saint Paul-lès-Durance Cedex