

TRANSPORT PERTURBATIF DANS TCV

Travail de diplôme effectué au CRPP

Année 1995-1996

• Sujets manquant de conclusions intermédiaires

Etudiant EPFL : Christian Deschenaux

Responsables : Prof.M.Q.Tran, Dr. J.M. Moret



Résumé :

Les recherches en fusion thermonucléaire contrôlée se font actuellement en grande partie dans les plasmas produits par les machines du type Tokamak. On cherche entre autres à mieux y connaître et comprendre le transport de l'énergie et des particules.

Le Tokamak à Configuration Variable permet d'étudier l'influence de différents paramètres sur la qualité et la stabilité des plasmas. Dans ce travail, on a profité de leurs perturbations internes, en "dents de scie" principalement, pour étudier la propagation et la relaxation des quantités perturbées au moyen d'un système de détection des rayons X-mous.

On peut vérifier que l'évolution temporelle de ces quantités peut être identifiée par deux ou trois modes propres, correspondant à un opérateur de transport. On l'a fait dans ce travail avec deux modes.

On a observé que la constante de temps du mode le plus lent varie avec la densité, et dans une moindre mesure, avec l'inverse du courant. Celle du mode rapide varie avec le temps de confinement. Les deux constantes augmentent avec le mode H et les petites triangularités, comme le temps de confinement. Un modèle explicatif est proposé.

L'analyse d'un mode H avec ELMS et "dents de scie" a montré une différence dans la forme des modes propres correspondants, mais pas sur les constantes de temps.

TABLE DES MATIERES

1.	Introduction	
1.1.	La recherche en fusion contrôlée	..1
1.2.	Pourquoi étudier le transport ?	..1
1.3.	L'approche perturbative et la décomposition en modes propres	..2
1.4.	Illustration : un modèle simple	..7
1.5.	Lien avec le temps de confinement	13
2.	Conditions expérimentales	
2.1.	Le Tokamak à Configuration Variable	14
2.2.	Les paramètres du plasma	16
2.3.	Les caméras à rayons X-mous	17
2.4.	Les dents de scie	19
2.5.	Les ELMS	22
3.	Présentation en détail d'un cas	
3.1.	Observation des données	24
3.2.	Forme des modes obtenus / Constantes	28
3.3.	Sensibilité de la méthode	29
4.	Résultats	
4.1.	Influence de la triangularité	30
4.2.	Dépendance de T_{-1} vis à vis de la densité	31
4.3.	Dépendance de T_{-2} vis à vis du temps de confinement	32
4.4.	Courant plasma	34
4.5.	Influence du rayon et de l'élongation	37
4.6.	Mode H avec ELMS	38

5. Discussion	
5.1. Influence de la densité	41
5.2. Influence de la triangularité	41
5.3. Temps de confinement et T_2	41
5.4. Les modes propres des ELMS et des dents de scie	41
5.5. Difficultés liées à la modélisation	42
5.6. Combinaison de plusieurs paramètres	42
5.7. Autres	42
6. Conclusion	43
7. Références	44
8. Annexes	
8.1. Forme des modes obtenus	45
8.2. La transformée Z (couplée à celle de Laplace)	46
8.3. Programmes	49
9. Cahier de charges	50
10. Remerciements	52

*Je fis un feu, l'azur m'ayant abandonné,
Un feu pour être son ami,
Un feu pour m'introduire dans la nuit d'hiver,
Un feu pour vivre mieux.*

Paul Eluard, "Pour vivre ici" (1918)

1. Introduction

1.1. La recherche en fusion contrôlée

La perspective d'une nouvelle source d'énergie motive les recherches en fusion thermonucléaire contrôlée, en particulier dans les plasmas produits dans les machines du type Tokamak, qui représentent aujourd'hui la voie la plus étudiée pour y parvenir. Il manque encore actuellement une véritable compréhension du transport dans les plasmas thermonucléaires, c'est à dire des échanges d'énergie et de particules.

1.2. Pourquoi étudier le transport ?

Premièrement, le transport dans les plasmas est encore mal compris. Les théories existantes, même si elles fournissent des résultats en accord avec les résultats expérimentaux, n'arrivent pas toujours à les expliquer. Les dépendances paramétriques sont souvent en désaccord. Une meilleure connaissance des plasmas est nécessaire.

(T.Dudock de Wit réf.3).

Deuxièmement, la réalisation d'un réacteur fonctionnant sur le principe de la fusion est fortement conditionnée par la compréhension du transport. Une amélioration de celui-ci devrait permettre de réduire ses dimensions.

(N.J.L Cardozzo réf.1).

Dans ce contexte, l'analyse des expériences menées sur TCV, où l'on expérimente différentes formes et différentes conditions de plasma (densité, courant, élongation, etc) pourrait se révéler très fructueuse.

On emploie dans ce rapport l'étude de la réponse dynamique du plasma aux petites perturbations, une approche à laquelle les moyens informatiques actuels donnent un grand intérêt.

1.3 L'approche perturbative et la décomposition en modes propres

La plupart des modèles s'élaborent à partir de lois de conservations telles que celle de la densité par exemple, qui s'expriment comme

$$\frac{\partial}{\partial t}n + \nabla \cdot \Gamma = S \quad (1.1)$$

où n , Γ et S représentent la densité, le flux et la source de particules. La question est : comment le flux est-il lié aux forces thermodynamiques ? Le modèle diffusif, qui est l'un des plus couramment utilisés, lie le flux au gradient de la densité par un coefficient phénoménologique dit de diffusion

$$\Gamma = -D \nabla n \quad (1.2)$$

Le coefficient D est un des paramètre qui servent à caractériser le transport. Pour l'estimer, il existe principalement deux approches.

L'approche statique :

Elle consiste à étudier le plasma en régime stationnaire. Dans ce cas, les dérivées temporelles s'annulent et le calcul du flux ou de D est immédiat. Cette approche est la plus fréquemment utilisée en raison de sa simplicité¹. Son principal défaut est de fournir des valeurs qui s'avèrent inaptes à reproduire les états transitoires du plasma. Différentes explications ont été avancées pour ce désaccord. On peut en citer deux :

-L'existence de mécanismes de transport supplémentaires, tels qu'une convection, ce qui donne $\Gamma = -D \nabla n - v n$ au lieu de $\Gamma = -D \nabla n$.

-L'existence de non linéarités dans l'équation du bilan, provenant d'une dépendance fonctionnelle des coefficients de transport envers les paramètres du plasma $D=D(n, \dots)$.

Ces différentes explications ne peuvent être pas différenciées sur la base de mesures faites en régime stationnaire uniquement. Pour les séparer, une autre approche doit être suivie.

L'approche dynamique :

En mesurant le bilan de particules en régime transitoire, on accède à l'information contenue dans l'évolution temporelle, ce qui permet de mieux définir le type de modèle nécessaire à la reproduction des observations. L'approche dynamique peut mettre en évidence des phénomènes insoupçonnés, tels que des interactions entre flux de particules et de chaleur ou encore des dépendances fonctionnelles dans des coefficients de transport.

¹ La mesure du flux de particules est en fait très difficile . Il s'agit là d'un exemple.

Linéarisation des équations du transport :

La majeure partie des études sur le transport commencent par imposer un modèle mathématique. Il doit être possible de suivre la procédure inverse, qui consiste à déduire les caractéristiques d'abord, pour ensuite seulement les interpréter. Cette préoccupation motive la recherche d'une représentation bien adaptée, qui facilite l'interprétation de la dynamique du plasma.

Une simplification conséquente consiste à linéariser les équations du transport. On en fait donc une expansion linéaire autour d'un état d'équilibre, avec omission des termes d'ordre supérieur à 1. Les variables du plasma s'expriment donc

$$\begin{pmatrix} n(r,t) \\ T(r,t) \\ \dots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_o(r,t) \\ T_o(r,t) \\ \dots \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \tilde{n}(r,t) \\ \tilde{T}(r,t) \\ \dots \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

La linéarisation de la réaction du plasma à des stimulations connues constitue la **réponse dynamique**. Pour garantir la linéarisabilité, il suffit de se limiter à de petites perturbations.

$$\left(\frac{\tilde{n}/n}{\tilde{T}/T} \right) \ll 1 \quad (1.4)$$

La linéarisation des coefficients de transport (1.2) donne

$$D = D_o + \frac{\partial D}{\partial n} \tilde{n} + \frac{\partial D}{\partial T} \tilde{T} + \frac{\partial D}{\partial \nabla n} \nabla \tilde{n} + \frac{\partial D}{\partial \nabla T} \nabla \tilde{T} \quad (1.5)$$

Quand aux termes de source :

$$S = S_o + \frac{\partial S}{\partial n} \tilde{n} + \frac{\partial S}{\partial T} \tilde{T} + \tilde{S}(r) u(t) \quad (1.6)$$

Un terme de source additionnel avec dépendance explicite du temps est introduit pour offrir la possibilité de perturber le plasma par des stimulations externes. Ce terme peut représenter diverses stimulations, telles qu'une modulation de la puissance de chauffage ou de l'apport de particules, des injections d'impuretés ou de glaçons.

En regroupant les différents opérateurs différentiels, il vient

$$\frac{\partial}{\partial t} y = L y + x \quad (1.7)$$

Cette expression compacte constitue l'objectif fixé, à savoir le regroupement de divers modèles de transport dans une seule expression de la réponse dynamique du plasma, qui fait intervenir un opérateur différentiel.

La variable y contient les quantités perturbées qui sont les observables

$$y = \begin{pmatrix} \tilde{n}(r,t) \\ \tilde{T}(r,t) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Le terme x est constitué des sources de particules et d'énergie qui perturbent le plasma

$$x = \mathbb{E}^{-1} \begin{pmatrix} \tilde{S}(r) u_1(t) \\ \tilde{Q}(r) u_2(t) \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Décomposition en modes propres :

L'équation (1.7) est d'abord réduite au cas monovarié (on néglige les interactions entre variables). Cette simplification permet d'alléger l'écriture. La méthode se généralise au cas multivarié.

$$\frac{\partial}{\partial t} y(r,t) = L y(r,t) + x(r,t) \quad (1.10)$$

y peut représenter des quantités telles que la densité, le courant ou la température perturbés; L est un opérateur différentiel linéaire et stationnaire. Le terme de source est choisi séparable, pour simplifier le développement.

$$x(r,t) = x(r) u(t) \quad (1.11)$$

On considère le spectre de l'opérateur L (*opérateur d'évolution*), dont les valeurs propres p_i et les fonctions propres $f_i(r)$ sont définies par

$$L f_i(r) = p_i f_i(r) \quad (1.12)$$

On admet que ce spectre est discret et que l'ensemble des fonctions propres est complet. On vérifiera qu'un nombre restreint de modes suffit à représenter le signal (Chap.4). On transforme ensuite l'équation (1.10) dans l'espace de Laplace :

$$s y(r,s) = L y(r,s) + x(r) u(s) \quad (1.13)$$

La perturbation et le terme source sont décomposés selon les fonctions propres de L :

$$y(r,s) = \sum_i a_i(s) f_i(r) \quad (1.14)$$

$$x(r,s) = \sum_i u(s) f_i(r)$$

En insérant (1.14) dans (1.13), il vient

$$s \sum_i a_i(s) f_i(r) = \sum_i p_i a_i(s) f_i(r) + u(s) \sum_i f_i(r) \quad (1.15)$$

Ce qui donne

$$\sum_i f_i(r) [a_i(s) (s-p_i) - u(s)] = 0 \quad (1.16)$$

Pour que cette équation soit valable en tout r , le terme entre crochets doit être nul, ce qui laisse

$$a_i(s) = \frac{u(s)}{s - p_i} \quad i = 1, 2, 3 \dots \quad (1.17)$$

Ce qui conduit à la solution

$$\begin{aligned} y(r,s) &= u(s) \sum_i \frac{f_i(r)}{s - p_i} \\ x(r,s) &= u(s) \sum_i f_i(r) \\ L f_i(r) &= p_i f_i(r) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Dans le cas où la variable z est perturbée par une source impulsionnelle $x(r,t) = x(r) \delta(t)$, comme c'est le cas pour l'injection de glaçons ou d'impuretés, il vient

$$\begin{aligned} y(r,t) &= \sum_i e^{p_i t} f_i(r) \\ x(r,t) &= \delta(t) \sum_i f_i(r) \end{aligned} \quad (1.19)$$

La perturbation est décomposée en une série de modes propres dont le profil radial est celui de la fonction propre $f_i(r)$ de l'opérateur d'évolution. A chaque fonction propre correspond une constante de temps qui est liée au spectre de l'opérateur

$$\tau_i = -\frac{1}{p_i} \quad (1.20)$$

Les méthodes d'extraction fournissent les valeurs de $f_i(r)$ directement à partir des mesures de $y(r,t)$ et de $u(t)$. Aucune connaissance préalable n'est requise sur les mécanismes régissant le comportement du plasma, qui doivent seulement être linéaires et stationnaires (annexe 8.2 et réf. 3,7,9). L'évolution temporelle du plasma est ainsi décrite par quelques constantes de temps.

Propriétés de la représentation en modes propres :

-Dans cette représentation, les perturbations sont superposables, le terme de source n'influençant pas le terme de transport (1.18). Cela implique qu'il est possible de de superposer plusieurs modes propres à la fois.

- La détermination du profil de dépôt du terme de source est immédiate : il suffit d'additionner les fonctions propres mesurées.

- Cette analyse ne requiert aucune connaissance préalable des conditions au bord du plasma (Beaucoup de méthodes d'analyse sont conditionnées par un modèle du bord).

-La linéarité de la décomposition en modes propres permet d'effectuer des opérations linéaires sur les signaux aussi bien avant qu'après la décomposition.

(Tiré de T.Dudok de Wit / Réf.3 / p.2-4 et 15-22)

1.4. Illustration : un modèle simple

Le plasma du tokamak est grossièrement approximé par un cylindre. En géométrie cylindrique, l'équation de diffusion (1.1 et 1.2) prend la forme suivante (indépendance selon l'axe z) :

$$\frac{\partial}{\partial t} y(r,t) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D(r) \frac{\partial}{\partial r} y(r,t) + x(r) u(t) \quad (1.21)$$

On suppose $D(r)$ constant, y représentant la quantité perturbée. L'équation des valeurs propres (1.12) devient :

$$P_n y_n(r) = D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} y_n(r) \quad (1.22)$$

Ses solutions sont les équations de Bessel du premier et deuxième ordre :

$$y_n(r) = a_1 J_0\left(r\sqrt{-\frac{P}{D}}\right) + a_2 N_0\left(r\sqrt{-\frac{P}{D}}\right) \quad (1.23)$$

En présence de conditions au bord,

$$y(a) = 0 \quad \frac{\partial}{\partial t} y(r=0,t) = 0 \quad (1.24)$$

les fonctions propres deviennent

$$y_n(r) = J_0 \left(r \sqrt{-\frac{p_n}{D}} \right) \quad (1.25)$$

avec

$$p_n = -\frac{j_{0,n}^2 D}{a^2} \quad (1.26)$$

où les $j_{0,i}$ sont les zéros de J_0 . Ces fonctions propres forment une base complète dans laquelle peut être décomposée la perturbation. Pour un terme de source impulsionnel $x(r,t) = x(r) \delta(t)$, la solution devient alors

$$y(r,t) = \sum_i a_i e^{-t/\tau_i} J_0 \left(j_{0,i} \frac{r}{a} \right) \quad (1.27)$$

avec

$$\tau_i = -1 / p_i$$

Les constantes de temps décroissent de façon monotone avec l'ordre i et sont toutes réelles ou positives, excluant ainsi les solutions oscillantes ou divergentes. On peut tout de suite remarquer que dans cet exemple, les constantes de temps seront proportionnelles au rayon du plasma au carré et inversement proportionnelles au coefficient de diffusion.

Dépendance radiale

L'effet d'une dépendance radiale de D sur les modes propres est illustrée par les figures suivantes (fig.1.1 à 1.9). Elle modifie la valeur du spectre et le profil des fonctions propres sans toutefois affecter l'ordre. Les solutions sont calculées numériquement comme des combinaisons de fonctions solutions du problème sans dépendance radiale (1.23,1.27).

Une diminution de D avec le rayon augmente la valeur des extremums des modes et leurs constantes de temps, et inversement. (fig.1.1 à 1.3)

De la même manière, une couche moins diffusive au bord du plasma, même mince, peut modifier la forme des modes et leur spectre. (fig.1.4 à 1.9). On peut remarquer que c'est la constante de temps du premier mode qui est la plus affectée.

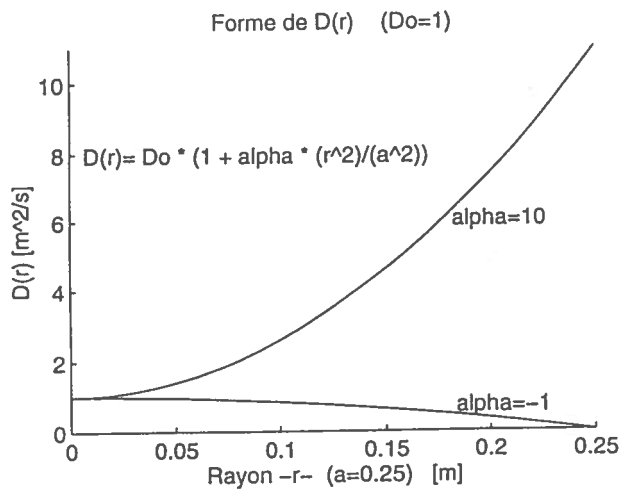


Fig.1.1 Dépendance radiale de $D(r)$

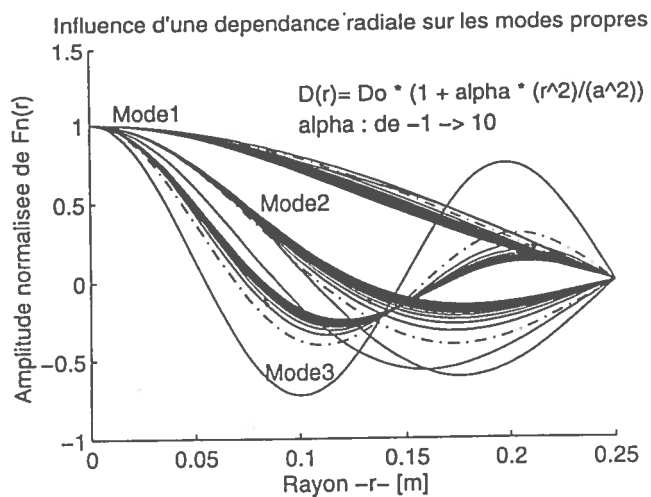


Fig.1.2. La forme des modes propres est modifiée selon la dépendance radiale de D
Les lignes en traitillé indiquent la situation sans dépendance radiale

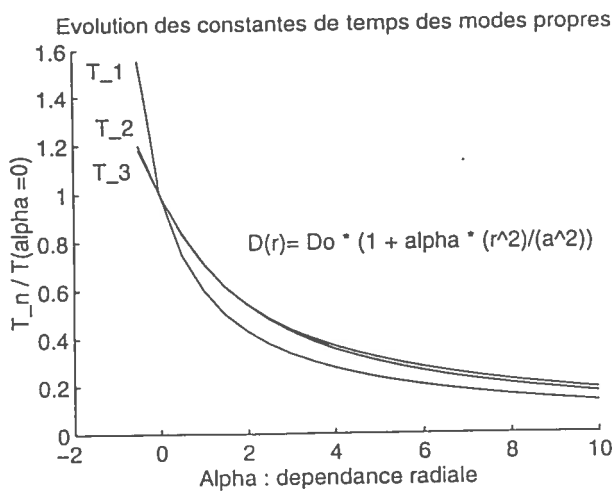


Fig.1.3. Influence d'une dépendance radiale de D sur les constantes de temps : elles sont normalisées ici par rapport à leur valeur pour D constant.

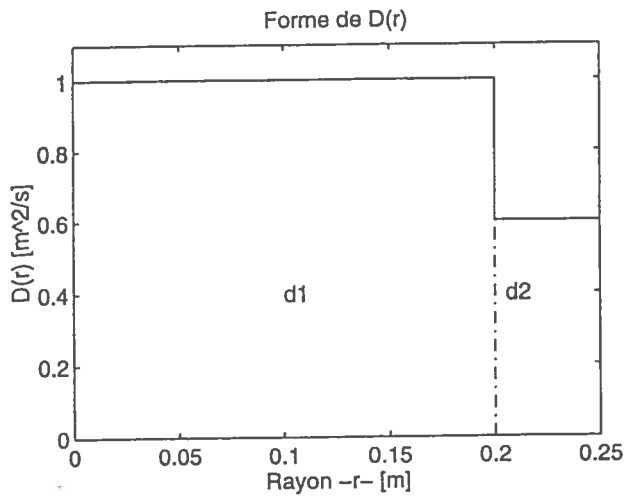


Fig.1.4. Dépendance radiale de $D(r)$: modélisation d'une couche moins diffusive au bord

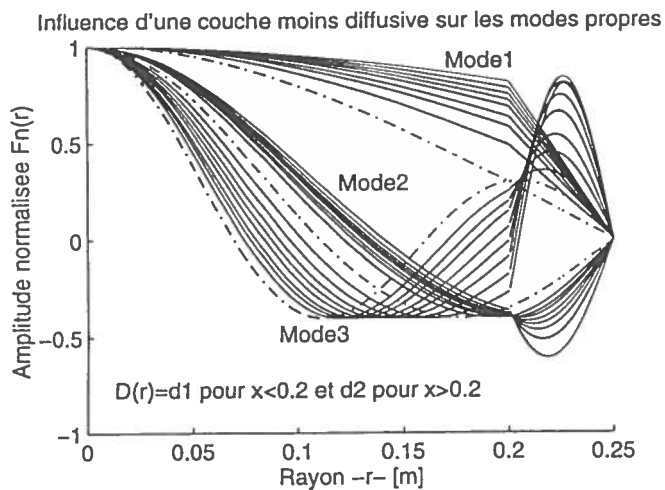


Fig.1.5. La forme des modes propres est modifiée selon la valeur de D dans la couche moins diffusive au bord. Les lignes en traitillé indiquent la situation avec D constant

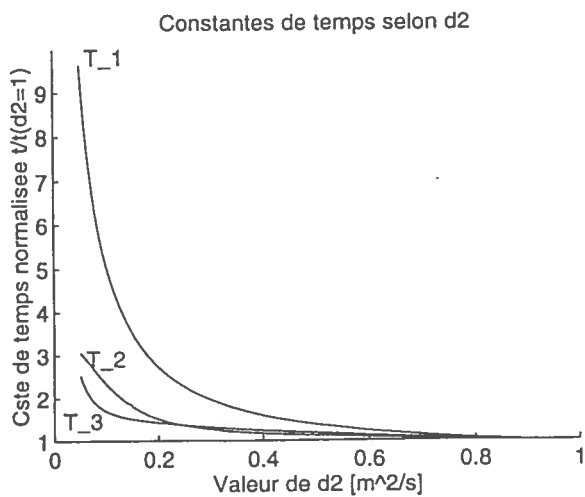


Fig.1.6 Influence d'une couche moins diffusive sur les constantes de temps : elles sont normalisées ici par rapport à leur valeur pour D constant.

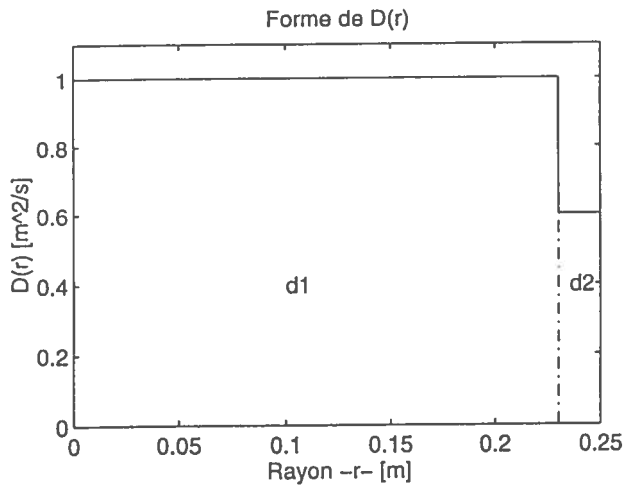


Fig.1.7. Dépendance radiale de $D(r)$: modélisation d'une couche moins diffusive au bord

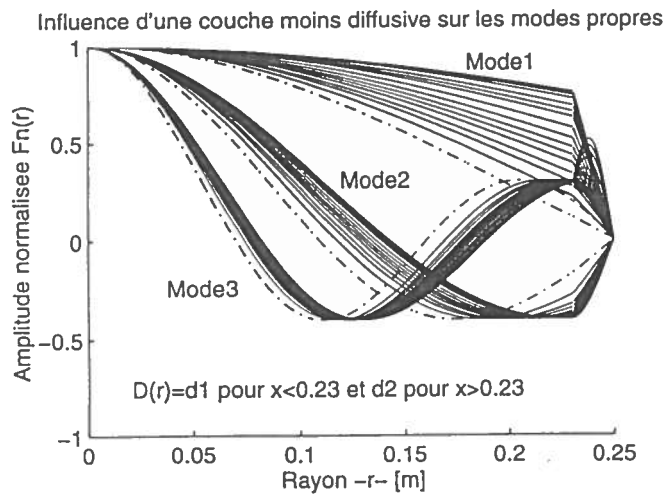


Fig.1.8. La forme des modes propres est modifiée selon la valeur de D dans la couche moins diffusive au bord. Les lignes en traitillé indiquent la situation avec D constant

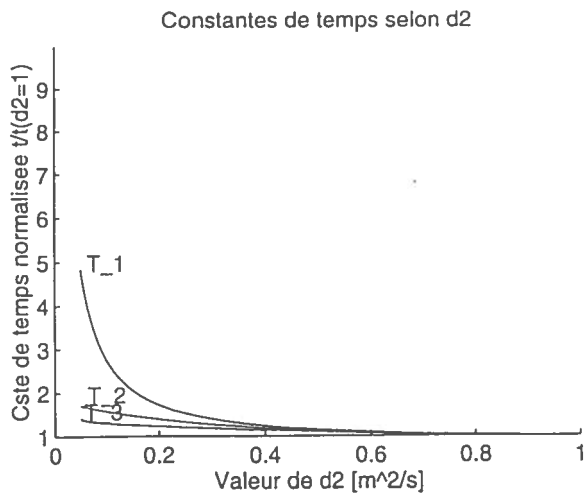


Fig.1.9 Influence d'une couche moins diffusive sur les constantes de temps : elles sont normalisées ici par rapport à leur valeur pour D constant

Convection

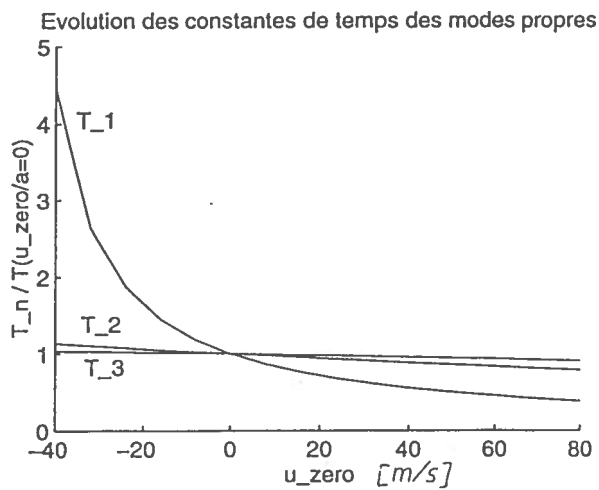
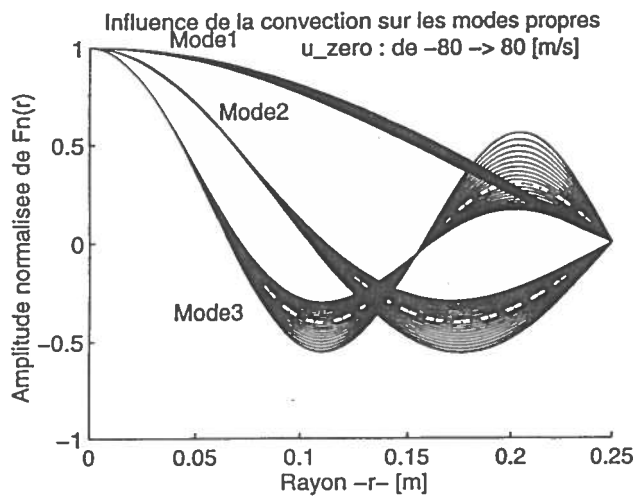
On peut ajouter dans le modèle de l'opérateur de transport un terme de convection, défini par

$$L_{conv} y = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r U y) \quad (1.28)$$

La forme de l'opérateur de transport est alors, pour un coefficient de diffusion constant,

$$L y = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_0 \frac{\partial}{\partial r} y + r U y) \quad (1.29)$$

Lorsque la convection est dirigée vers l'intérieur, les constantes de temps les plus élevées s'allongent. Dans le cas contraire, elles diminuent.



1.5 Lien avec le temps de confinement

Le temps de confinement est défini pour un état d'équilibre alors que les modes propres sont par définition transitoires. On peut tenter d'établir un lien entre les deux par l'expression "incrémentale" du confinement, définie comme le temps qu'il faut pour renouveler le contenu en particules ou en énergie de la perturbation :

$$\tau_{\text{inc}} = \frac{\int_0^a y r dr}{\int_0^a x r dr} \quad (1.30)$$

avec

$$\frac{\partial}{\partial t} y = L y + x$$

On peut en trouver une expression plus simple quand la stimulation appliquée au plasma est continue : $x(r,t) = x(r)$. La solution s'écrit

$$y(r) = \sum_i f_i(r) \tau_i$$

$$x(r) = \sum_i f_i(r)$$

L'expression du temps de confinement incrémental devient

$$\tau_{\text{inc}} = \frac{\sum e_i \tau_i}{\sum e_i} \quad (1.31)$$

avec

$$e_i = \int_0^a f_i(r) r dr$$

τ_{inc} n'est alors qu'une moyenne pondérée des constantes de temps du plasma. La pondération est directement liée à l'amplitude des fonctions propres, qui dépend du profil du terme source. (Tiré de T. Dudok de Wit / Réf.3 / p.2-4 et 15-22)

2. Description des données

2.1. Le Tokamak à Configuration Variable

L'un des objectifs de l'expérience TCV (fig.2.1) est d'étudier l'impact de la forme du plasma sur la qualité du confinement, en particulier l'influence de l'allongement vertical (un rapport hauteur sur largeur allant jusqu'à trois).

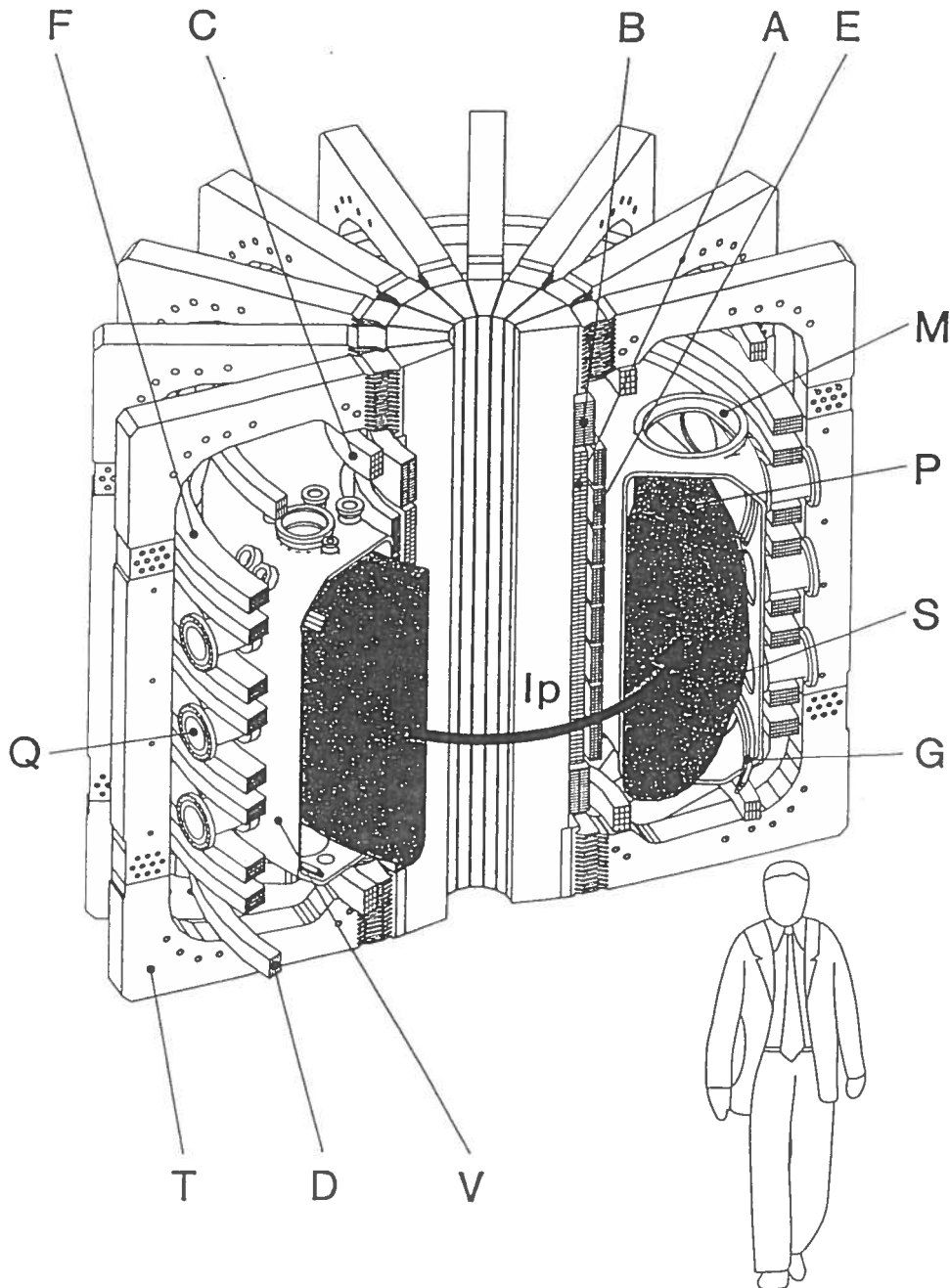


Fig.2.1 Vue schématique du TCV. Le courant (I_p) du plasma (P) de la section (S) est généré par une bobine (A), confiné par les bobines toroidales (T) et les bobines verticales (B, C, D, E, F). Il y a des bobines internes (G) pour la stabilisation rapide des instabilités verticales asymétriques.

Une grande variété de plasmas a déjà été réalisée (fig.2.2), dont des plasmas en mode H¹ (Haut confinement).

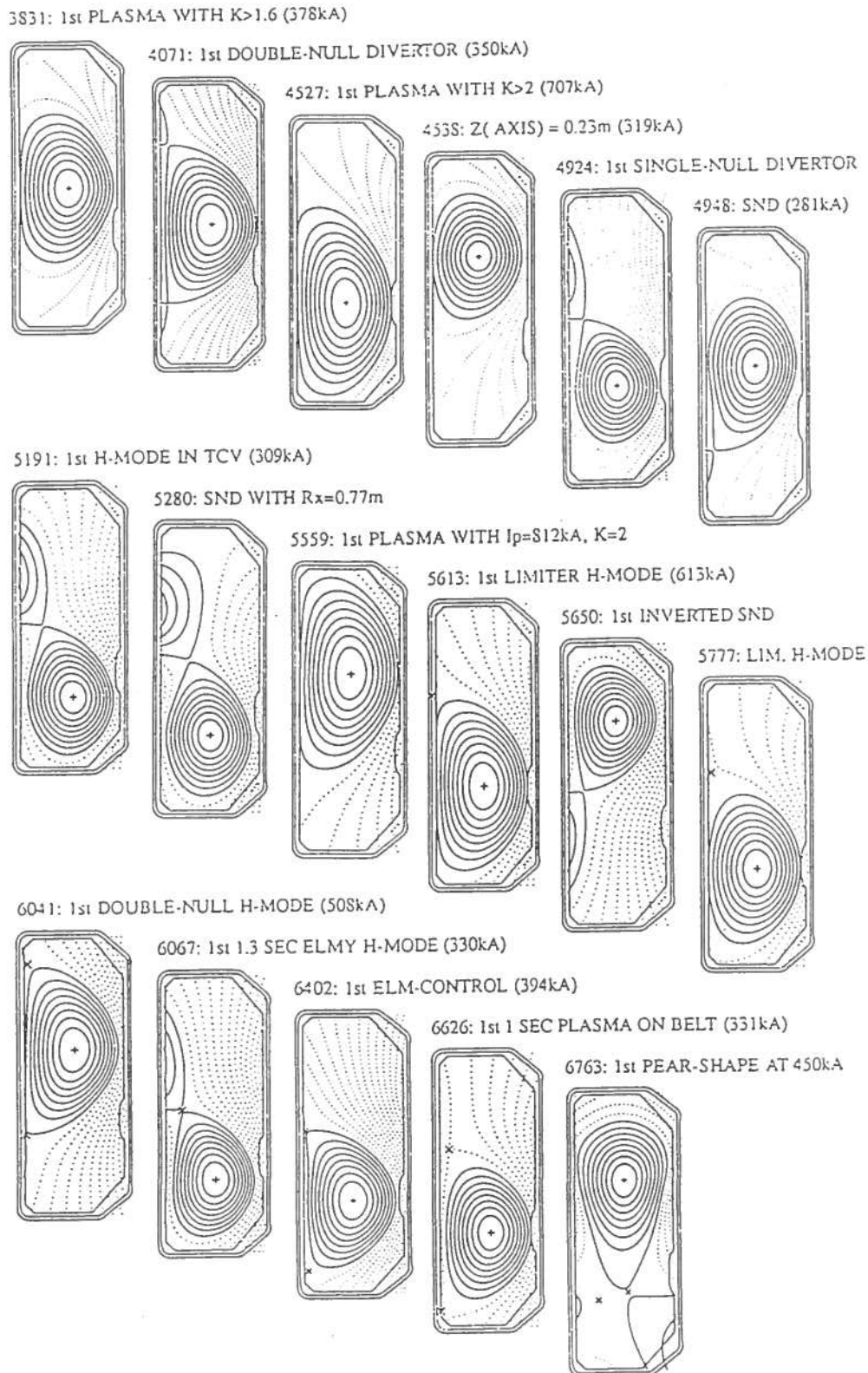


Fig.2.2. Différents plasmas créés sur TCV

¹ Les termes "mode H" et "mode L" désignent un état du plasma et ne correspondent pas aux modes définis dans le premier chapitre.

2.2. Les paramètres du plasma

Les principaux paramètres de TCV sont :

Grand rayon du plasma	$R = 0.875 \text{ m}$
Petit rayon du plasma	$r = 0.24 \text{ m}$
Demi-hauteur de la chambre	$h = 0.72 \text{ m}$
Elongation maximale	$k = 3$
Champ magnétique au centre du tore	$B_{\text{phi}} < 1.43 \text{ T}$
Courant plasma	$I_p < 1.2 \text{ MA}$
Densité électronique moyenne	$N_e \quad 10^{20} / \text{m}^3$
Durée d'une décharge	$t = 2\text{s}$

De nombreux paramètres peuvent être variés : l'élongation, la triangularité (Δ), le courant, la densité, la hauteur de l'axe magnétique (z)... Dans cette étude, le domaine des paramètres étudiés est le suivant :

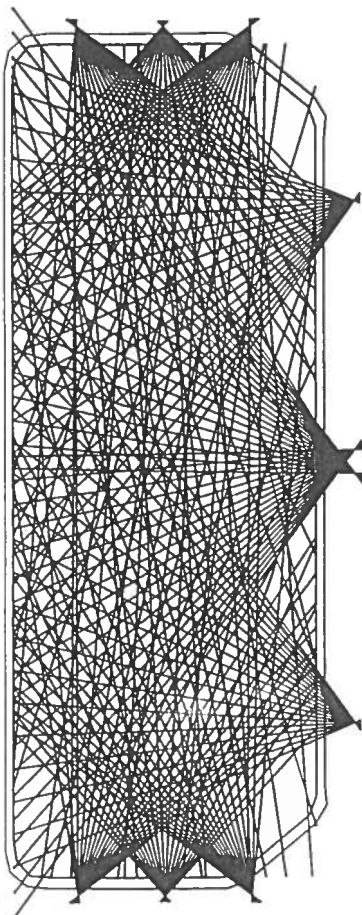
I_p	:	de 210 à 430 kA
N_e	:	de 0.45 à $1.6 * 10^{20}/\text{m}^3$
$Kappa$:	de 1.2 à 1.7
δ	:	de -0.17 à 0.49
z	:	de -0.35 à 0.30 m.

L'influence de z étant difficile à quantifier, on s'est limité à $0.2 < z < 0.3$ m, sauf pour un mode H avec des ELMS, à $z = -0.35\text{m}$.

2.3. Les caméras à rayons X-mous

C'est un système de détection consistant en 10 caméras et trous de visée avec un total de 200 lignes de vue. Le système utilise 10 barettes de 20 diodes Si PIN, directement montées sur des préamplificateurs groupés en 9 endroits (Fig.2.3). Actuellement une caméra manque encore.

Lignes de visée X-mous



Des fenêtres en Béryllium de 47 micromètres d'épaisseur servent à bloquer les radiations visibles et VUV, ainsi qu'à séparer le vide de la machine et le vide des caméras. Ces fenêtres sont courbées, de manière à répartir également l'absorption le long de chaque ligne de vue.

Une méthode pour obtenir une calibration précise des photodiodes au silice dans le domaine des rayons X-mous a été développée.

Les paramètres les plus importants caractérisant l'efficacité de la diode (épaisseur de la couche morte et longueur de diffusion des porteurs de charge) ont été déterminés expérimentalement au moyen d'une source commerciale de rayons X.

Il est important de remarquer que le signal observé n'est pas une mesure locale, mais intégrée le long de la ligne de vue de la diode considérée. On admet dans ce travail que la mesure est quasi-locale, à cause du piquage de l'émissivité X.

Une reconstruction par des méthodes d'inversion sera éventuellement faite dans un travail ultérieur.

Fig.2.3. Lignes de vue du système de tomographie X sur TCV (Une caméra manque encore)

Les signaux bruts de la "tomographie X" sont acquis avec une fréquence de 10 kHz. Ils représentent 200 signaux correspondant chacun à une ligne de visée. On dispose simultanément des autres mesures de densité électronique, courant plasma, élongation, etc.

Un premier choix de quelques expériences (il y en a plus de 9000) a été fait, et à l'intérieur de celles-ci, quelques dixièmes de seconde ont été isolés, pendant lesquels le plasma a été globalement stable, la fréquence des perturbations étudiées étant grossièrement de l'ordre de 100 à 200 Hz.

De même, pour chaque expérience, on a sélectionné quelques lignes de vue (de 5 à 18) passant à différentes distances de l'axe du plasma. On n'a retenu que celles qui présentaient des variations significatives.

stationnaire

L'intérêt principal des signaux X dans notre objectif vient de leur nombre élevé et de leur rapidité. Une difficulté pourrait surgir de ce qu'ils ne représentent ni la densité ni la température, mais plutôt une combinaison des deux (Rayonnement de freinage et recombinaison) :

Approximativement,

$$E_x \approx n^2 T^\alpha \quad + \text{imperfections} \quad (2.1)$$

Mais nous traitons le signal perturbé

$$\frac{\partial E_x}{E_x} \approx 2 \frac{\partial n}{n} + \alpha(T) \frac{\partial T}{T} \quad (2.2)$$

Le terme $\alpha(T)$ venant d'une correction due à un filtre (voir page précédente / fig.2.4 / réf.12), qui modifie la sensibilité des photodétecteurs à basse température de plasma : la variation relative de l'émissivité mesurée y est plus importante.

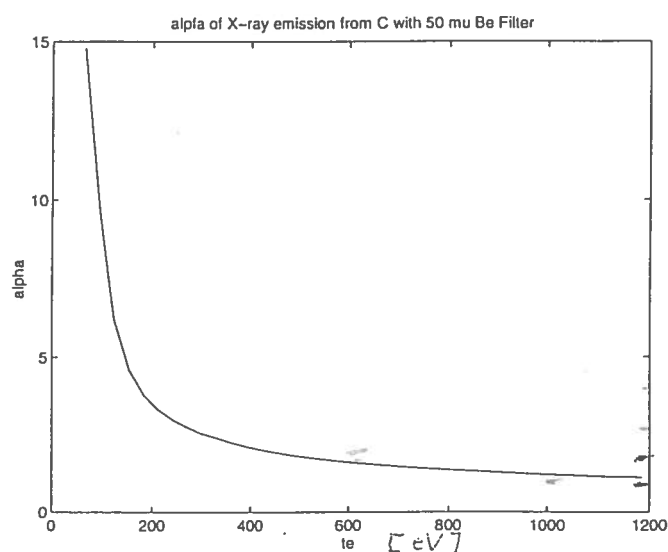


Fig.2.4. Variation de $\alpha(T)$

Ce qui implique :

1. Le signal observé est dû à la fois à des variations de n_e et T_e : les modes propres obtenus seront ceux de cette combinaison et pas ceux caractérisant le transport des particules ou de l'énergie.
2. La perturbation relative sera plus importante sur le bord du plasma (plus froid) : pour ne pas lui donner trop de poids, il faudra éventuellement réduire sa norme avant le traitement des données et la lui redonner après celui-ci.
3. Le signal observé est en fait l'intégration de l'émissivité le long des différentes lignes de vue. Le profil des modes propres obtenus ainsi ne correspondra pas exactement avec les modèles du chapitre précédent.

2.4. Les dents de scie

Les sources de perturbations qui causent les "dents de scie", internes au plasma, modifient localement le profil de température (10%) et de densité (2-3%), qu'elles "aplatissent" (Fig.2.5-2.6). Elles agissent sur une durée de 0.1-0.4 ms.

On tente de décomposer la relaxation et la propagation des quantités ainsi perturbées selon plusieurs modes, qui sont ceux de l'opérateur de transport.

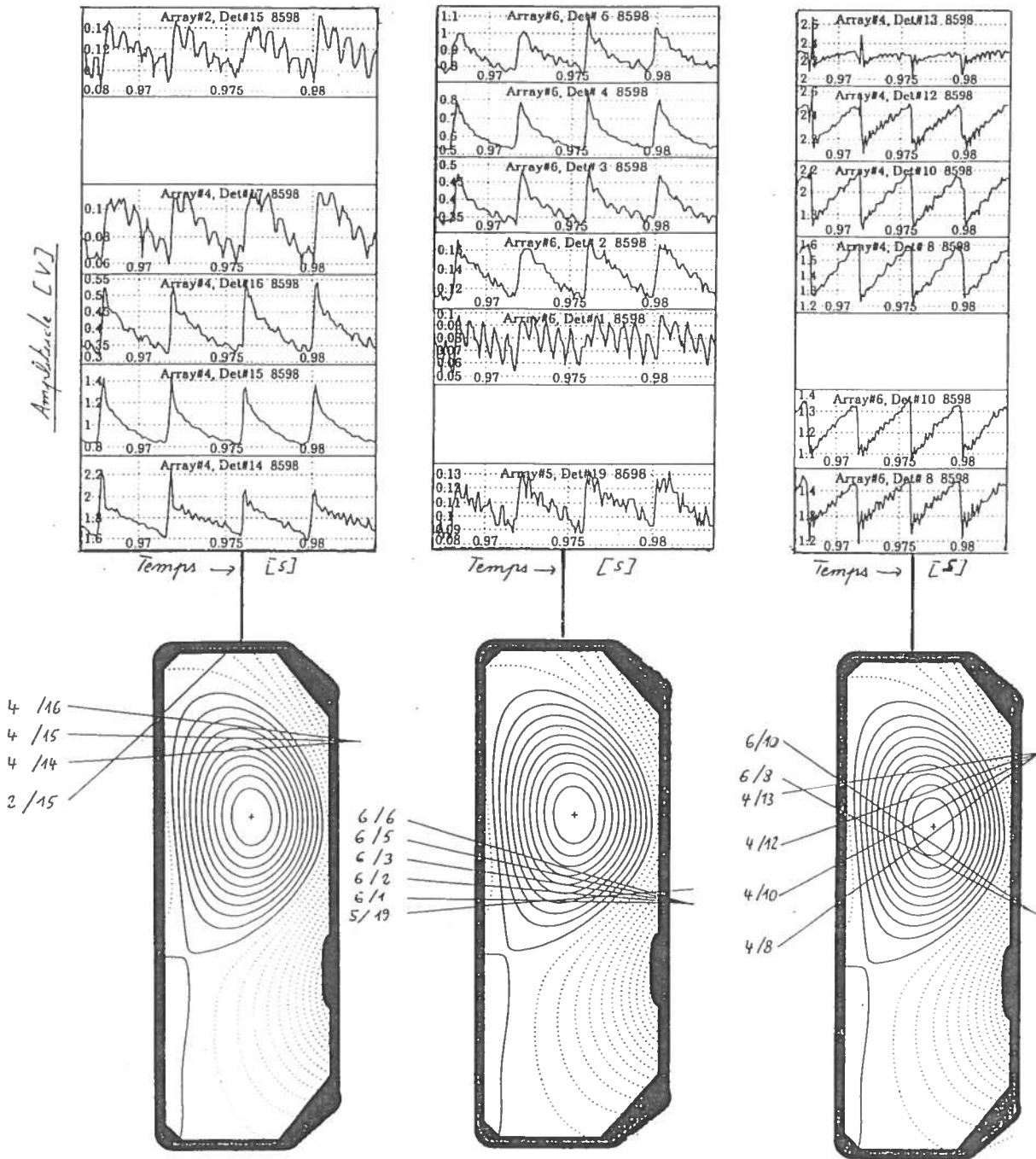


Fig.2.5 Dents de scie observées sur TCV : quelques lignes de vue ont été sélectionnées, de même qu'un intervalle de temps limité, sur les 2 bords (perturbation positive) et au centre (perturbation négative)

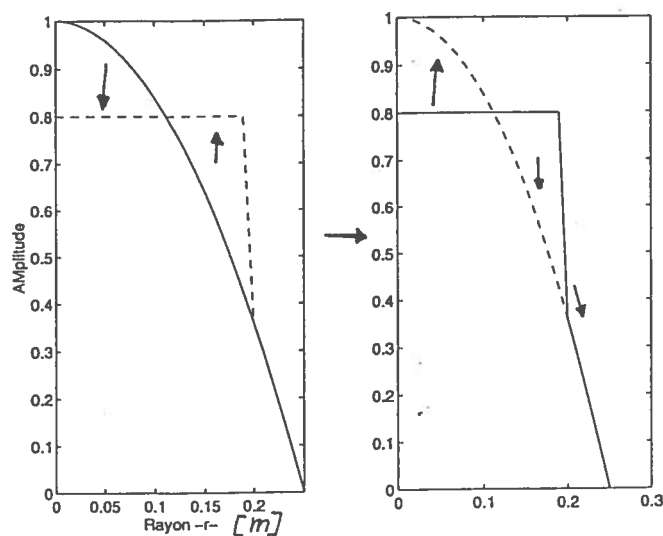


Fig.2.6. Profil schématique de la dent de scie et de l'applatissage qu'elle provoque

On considère qu'une "source" quelconque, dont on ne connaît pas le profil a priori, perturbe le centre du plasma (fig.2.6) et qu'elle agit quand un des signaux commence à varier de façon conséquente (droite de la figure 2.7). Le moment où cette activité prend fin est estimé de la même manière, quand la pente de ce signal redevient proche de zero.

La propagation des quantités ainsi perturbées se voit sur les signaux plus proches du bord du plasma.

L'observation détaillée des dents de scie montre que celles-ci ne s'établissent pas simultanément sur l'ensemble du profil (fig.2.7) : ce qui peut rendre difficile la précision du signal temporel : quand agit la source et pendant combien de temps ?

Cette ambiguïté pourrait être due à la structure des dents de scie, qui n'est pas seulement radiale, mais aussi poloïdale, ou à l'intégration de l'émissivité X le long des lignes de vue.

/// $m=1$

solution ?

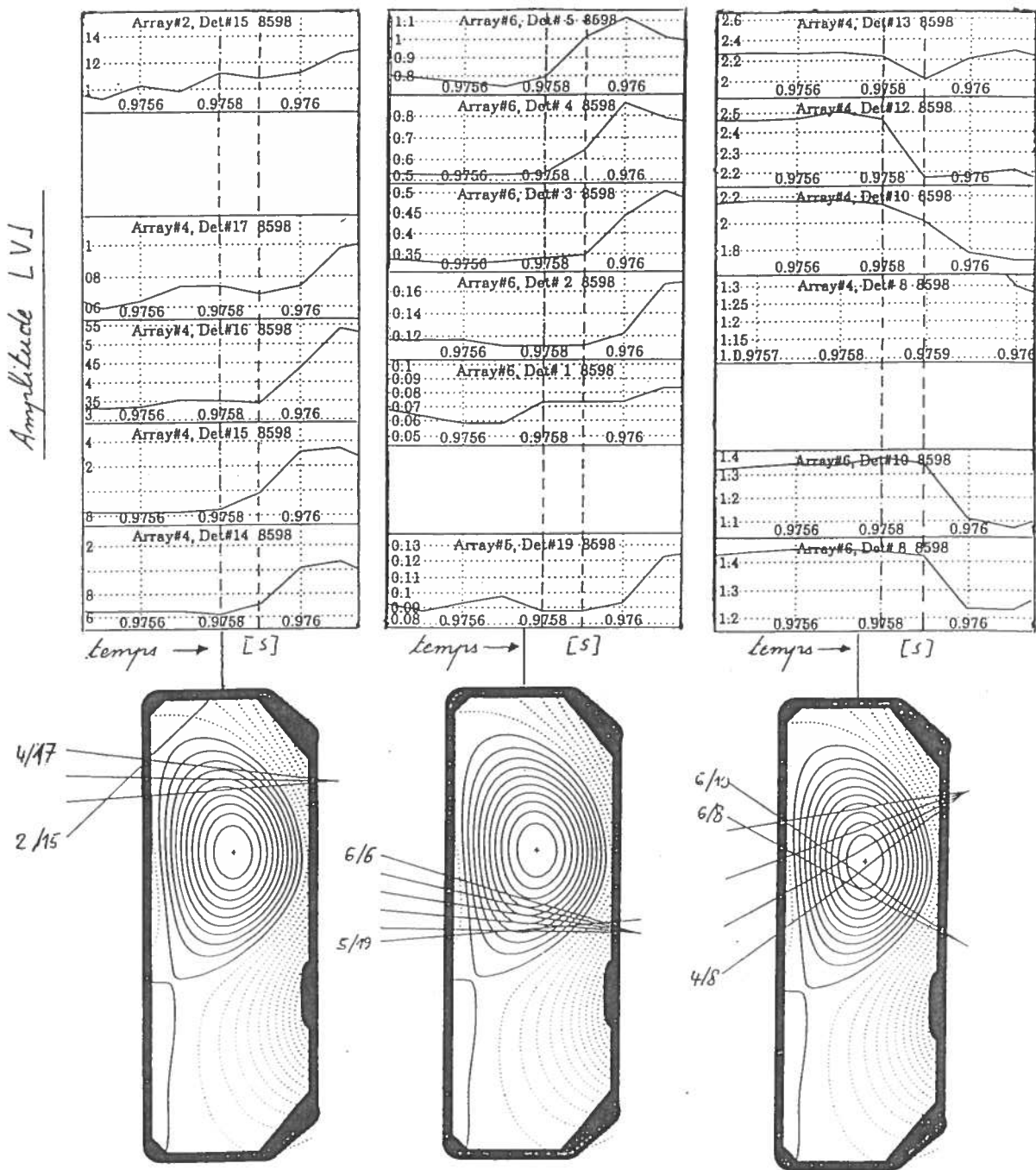


Fig.2.7. Vue détaillée des signaux de la détection X-mous correspondant à une dent de scie. La source est évaluée à partir des données du centre du plasma et sa propagation étudiée sur les bords

2.5 Les ELMS

Les ELMS sont des perturbations localisées sur le bord du plasma, qui correspondent à une brusque libération d'énergie vers l'extérieur du plasma, en mode H : ceci se voit sur la détection des rayons X-mous et sur la détection de la lumière H-Alpha. Elles n'affectent que très peu le centre. Elles pourraient être liées à un brusque accroissement de la diffusion dans le bord du plasma.

Comment

L'exemple qui a été étudié ici comportait simultanément des dents de scie. On a comparé les modes propres liés aux dents de scie et ceux liés aux ELMS dans une même expérience (Chap.4). La mise en place de la perturbation a été évaluée sur le même principe que pour les dents de scie, mais sur les signaux du bord. Les signaux de l'extrême bord trop faibles n'ont pas été pris en considération.

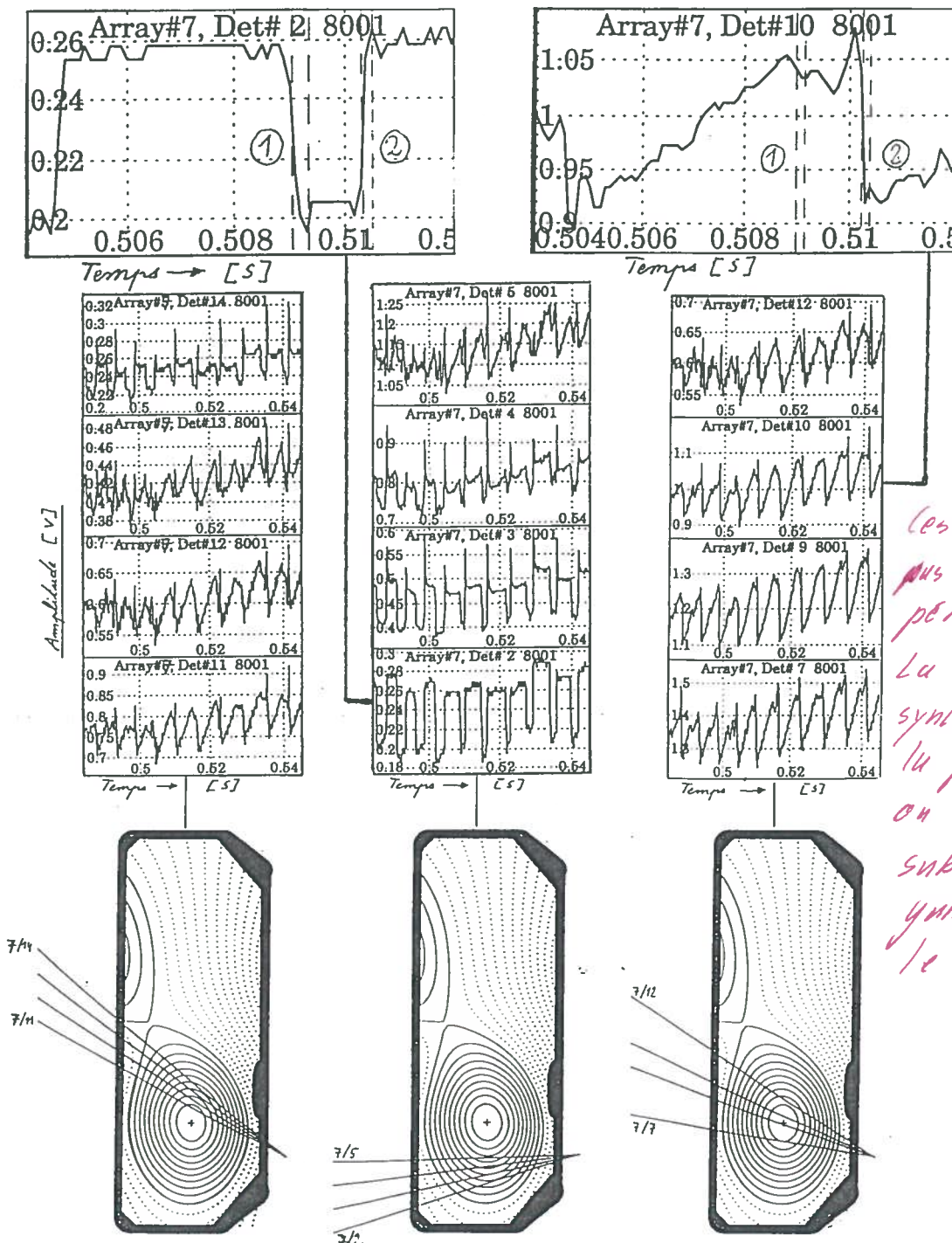


Fig.2.8. ELMS (1) et Dents de scie (2) observées dans un tir en mode H. La perturbation due aux ELMS est négative au bord et quasi-nulle au centre.

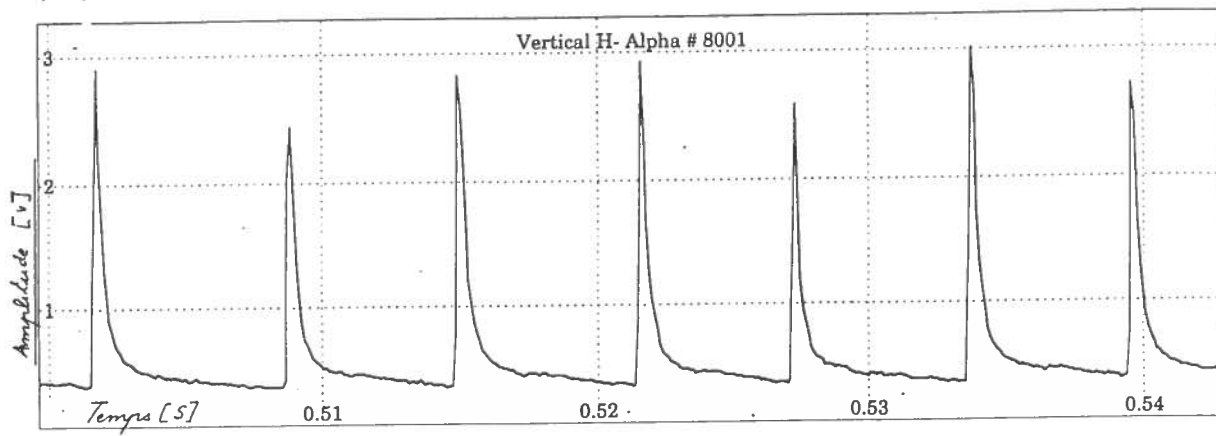


Fig.2.9 Les ELMS se voient surtout sur la trace H-Aplha

3. Présentation en détail d'un cas

L'analyse s'est portée essentiellement sur les dents de scie .

3.1.Observation des données

Une *première observation globale de l'expérience* est nécessaire : pour déterminer le moment où le plasma est stable et se libérer d'autres influences : comme le pick-up magnétique¹. Ceci permet également de discerner le mode H du mode L et la présence d'ELMS.

On prend un intervalle de 100 ms environ (= de 10 à 20 dents de scie). Le tir choisi comme illustration est en mode L. On a choisi ici l'intervalle de temps 0.97-1.04 s.

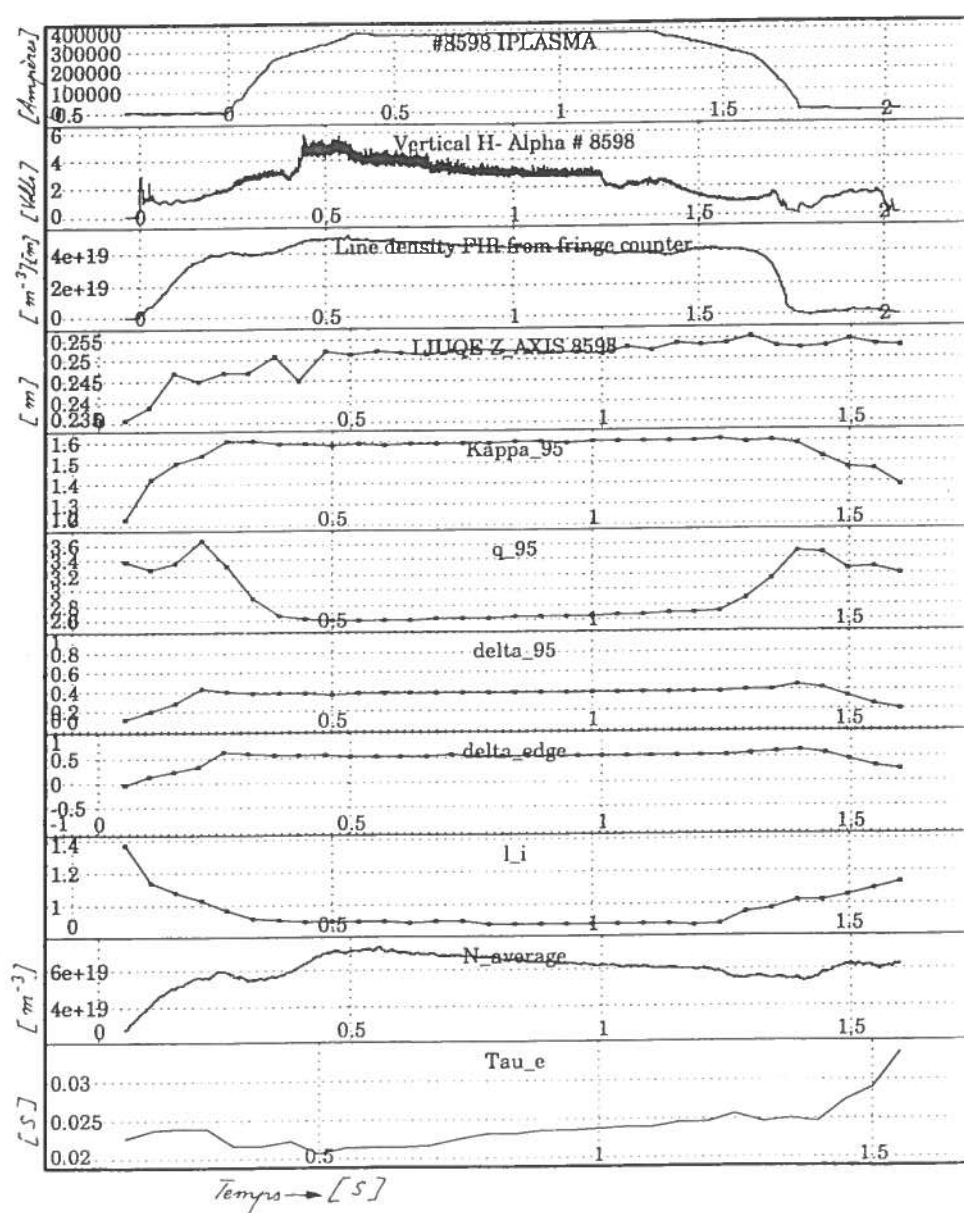


Fig.3.1 Données générales du tir 8598

¹ Signal parasite d'induction magnétique dû aux alimentations haute-tension des bobines de champ de TCV

Il faut deuxièmement déterminer qu'elles sont les *lignes de vue de la détection X* qui "voient" effectivement les perturbations (dents de scie) et dont on pourra extraire une information. On tente de couvrir l'ensemble du plasma.

Troisièmement, il faut établir, entre les signaux retenus, quand agit la source de perturbations (voir Point 2.4). On représente mathématiquement cette information par un "rectangle" de même durée dans une ou plusieurs

expliquer

La qualité de l'analyse dépend fortement de cette modélisation.

voir plus loin

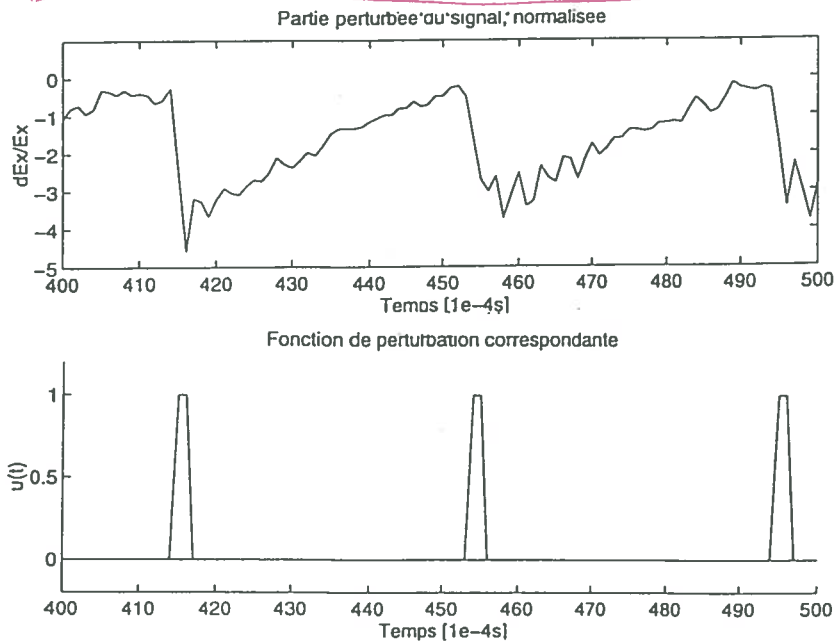


Fig.3.2 Fonction $u(t)$ correspondant à la mise en place de la perturbation

Il faut aussi déterminer quelle est la partie perturbée/non-perturbée du signal. Celle-ci est estimée par observation des signaux, et interpolation sur les maximums ou minimums locaux qui correspondent à la mise en place des dents de scie (1-3 ms). Le signal perturbé est déduit de la différence entre signal et signal non perturbé, et normalisé par celui-ci (Fig.3.3).

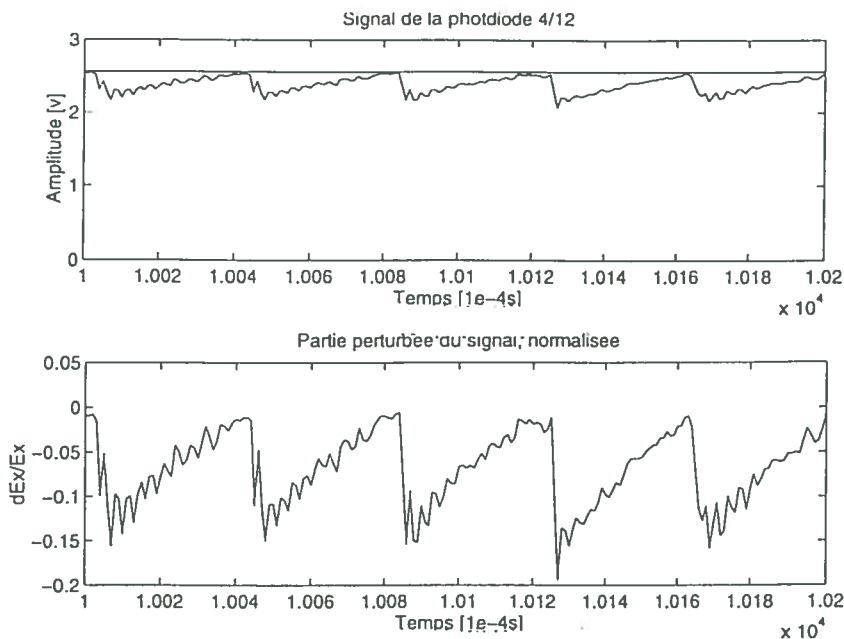


Fig.3.3 Dédution du signal perturbé

Un problème se pose en mode H, quand la densité et l'énergie s'accumulent au bord. Définir un signal non perturbé "plat" sous-entend que l'accumulation d'énergie en bord de plasma est due aux perturbations en dents de scie.

A priori, le signal moyen non perturbé a été établi dans ce cas comme dans le mode L, les constantes de temps étant petites et peu influencées par le choix du signal non perturbé.

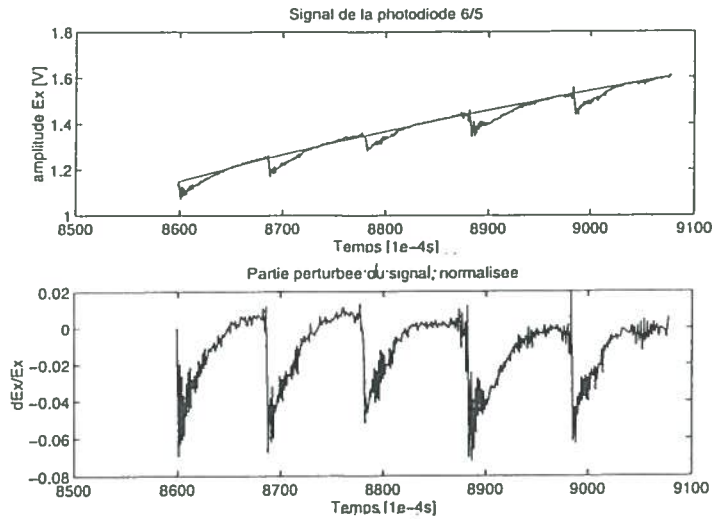
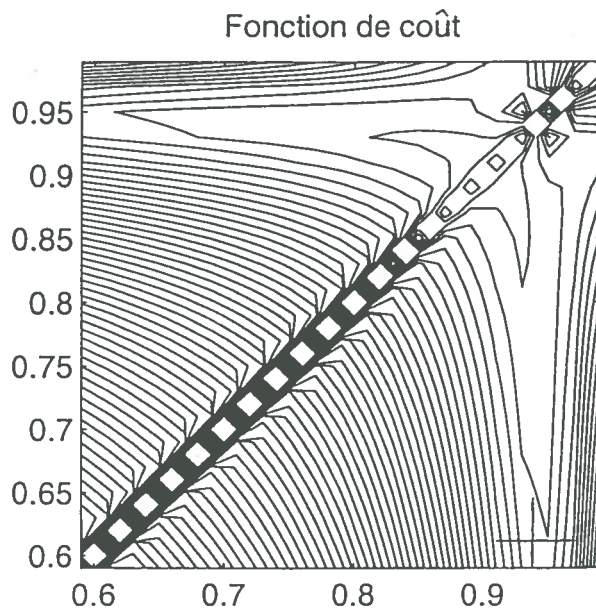


Fig.3.4. Déduction du signal perturbé en mode H

Un programme d'optimisation tente de reproduire au mieux ces données, en minimisant l'écart entre représentation en modes propres et signaux d'entrée (voir annexe 8).



*axes peu d'axes
(m 2)*

Fig. 3.5 Fonction de coût (Différence entre modèle et combinaison de modes propres) en fonction des deux pôles de la fonction de transfert (voir introduction).

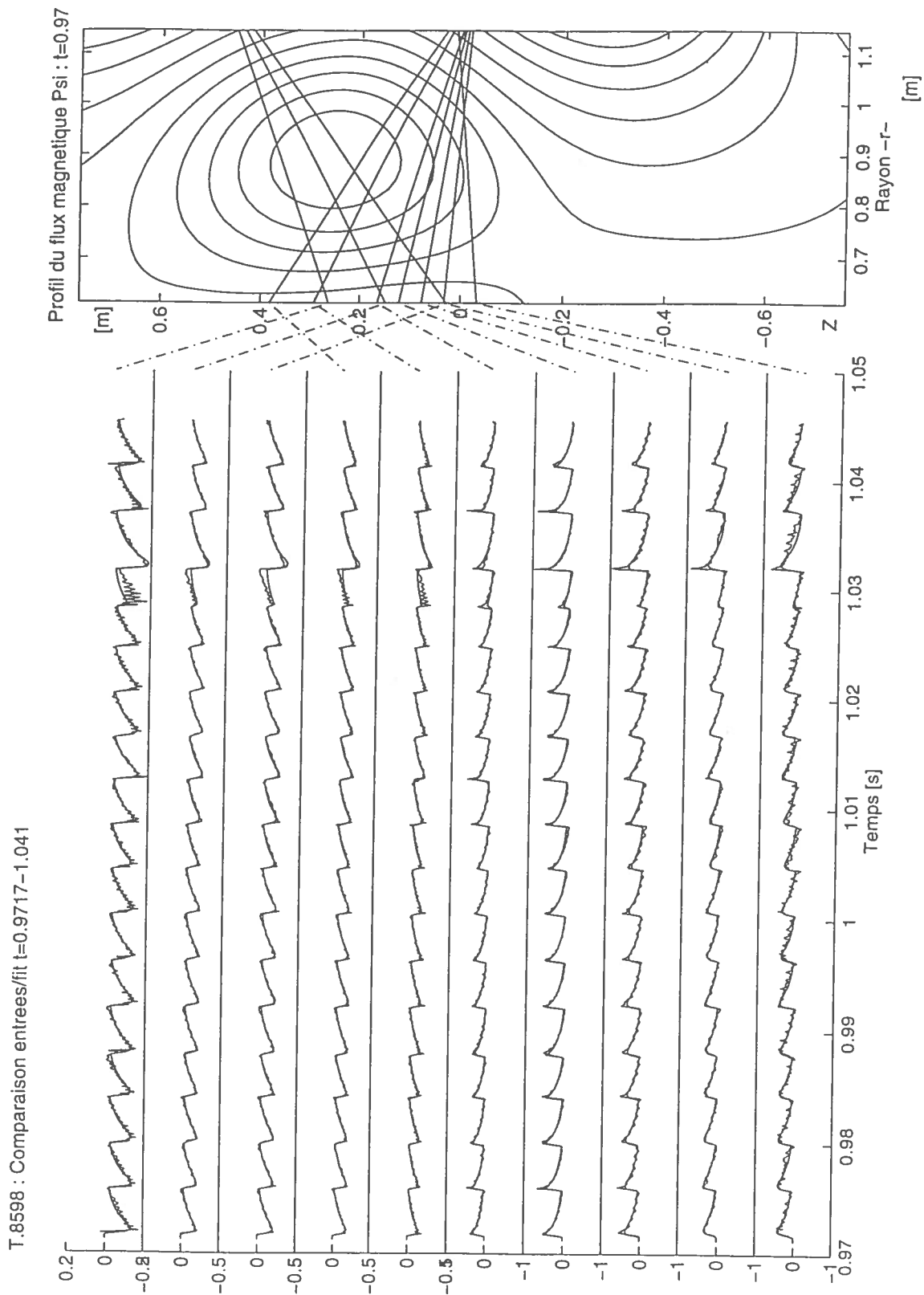


Fig.3.6. Comparaison entre représentation en termes de modes et données réelles

3.2. Forme des modes obtenus / Constantes

L'intervalle de temps mentionné ci-dessus a été analysé avec deux modes. Ils ont été représentés en fonction de la racine carrée de $(1-\psi/(\psi \text{ sur l'axe_magnétique}))$ et normalisés, ψ représentant le flux magnétique⁰. Ceci correspond approximativement à l'emplacement sur le rayon du plasma¹.

Un travail comparable a été fait pour 17 autres expériences, dans d'autres conditions expérimentales : Mode L, variation de δ , densité ...

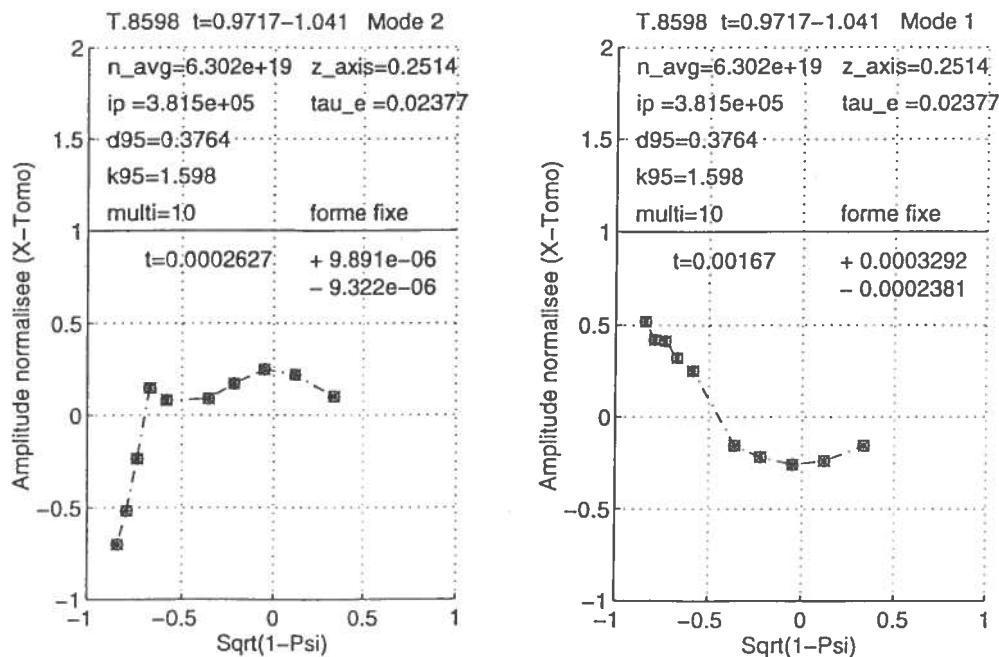


Fig.3.7. Forme des modes obtenus à partir des données précédentes.

On a imposé ici que les modes soient les mêmes pour l'ensemble des perturbations de l'expérience 8598 : elles se décomposent toutes selon ces 2 modes, avec des amplitudes différentes.

Le programme offre aussi la possibilité aux modes de changer légèrement de forme au cours du temps, avec un spectre constant pour l'ensemble des perturbations.

Il faut remarquer aussi que les modes obtenus sont du deuxième ordre (1 zéro) ou du troisième ordre (2 zéros). Les dents de scie ne perturbent visiblement pas le(s) mode(s) du premier ordre, ce qui le(s) rend indiscernable(s) à l'analyse.

pen

⁰ Pour chaque ligne de visée, la valeur de ψ correspondant à la position est prise comme le maximum de ψ le long de cette même ligne.

¹ On travaille ici avec l'émissivité intégrée le long des lignes de vue. La forme réelle du mode peut s'obtenir par des méthodes linéaires d'inversion.

3.3.Sensibilité de la méthode

La méthode est sensible à la forme temporelle de la perturbation $u(t)$. Ce qui est illustrée par les 4 figures suivantes : un décalage d'un à deux dixièmes de milli-seconde modifie la forme du deuxième mode obtenu et la constante de temps correspondante, du simple au double.

*Numéro
mode
mis
la
qualité du fit ou
l'évolution du τ^2
en fonction de DKL*

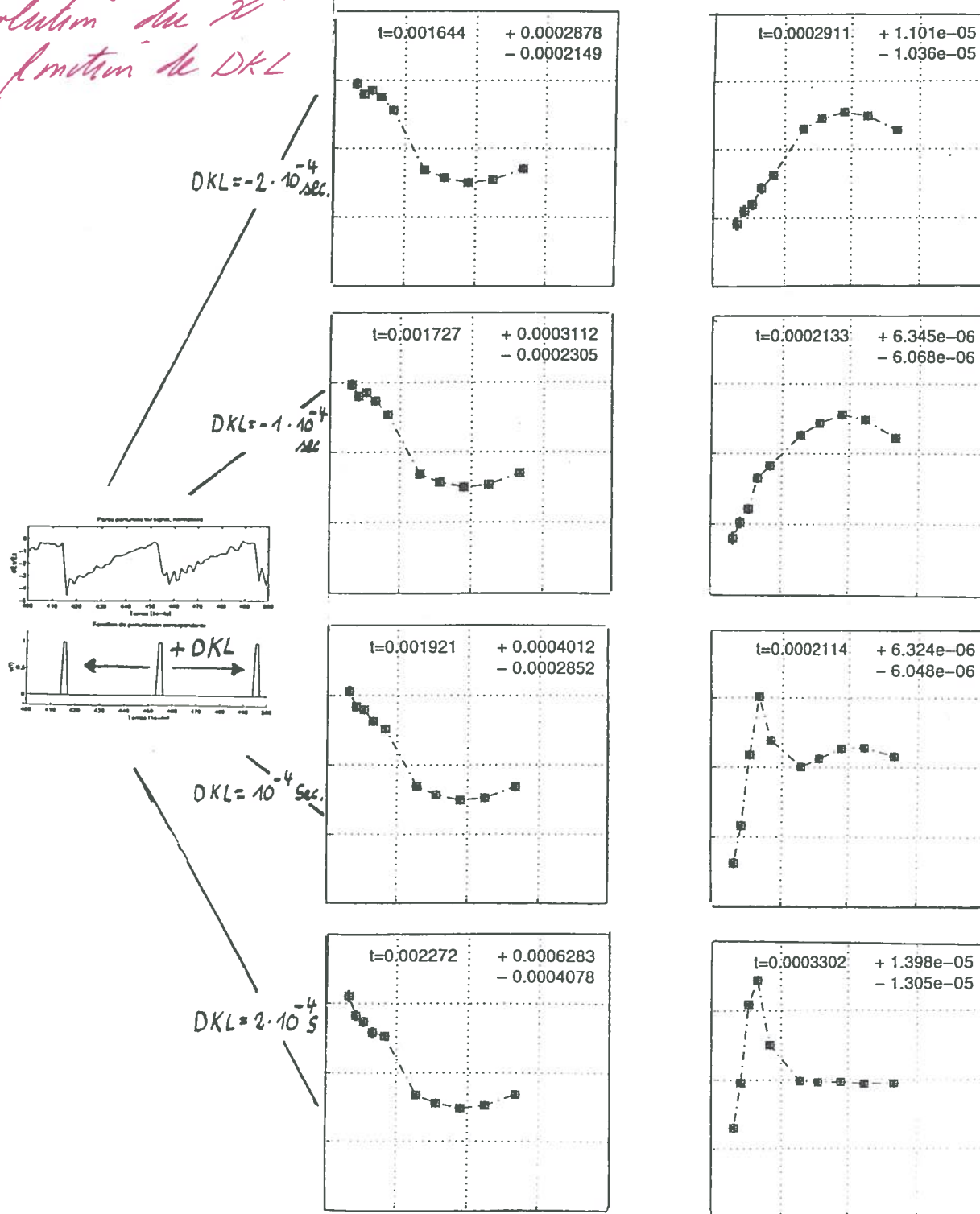


Fig.3.8. Un décalage temporel positif ou négatif (dkl en $1e^{-4}$ sec.) de la fonction $u(t)$ influence le modes propres obtenus et les constantes de temps correspondantes. Ceci pour la même analyse que dans la figure 3.6

4. Résultats

Toutes les analyses ont été réalisées avec deux modes.

*Il devient comment
diviser le nombre de
modes*

4.1. Influence de la triangularité

Une série de 4 expériences réalisées dans des conditions semblables de densité, courant, élongation et hauteur, mais avec triangularité (δ) variable a révélé une dépendance forte des constantes de temps vis à vis des petites valeurs de δ . Ce comportement s'observe aussi sur l'estimation du temps de confinement (τ_e) disponible pour ces expériences.

L myriétique

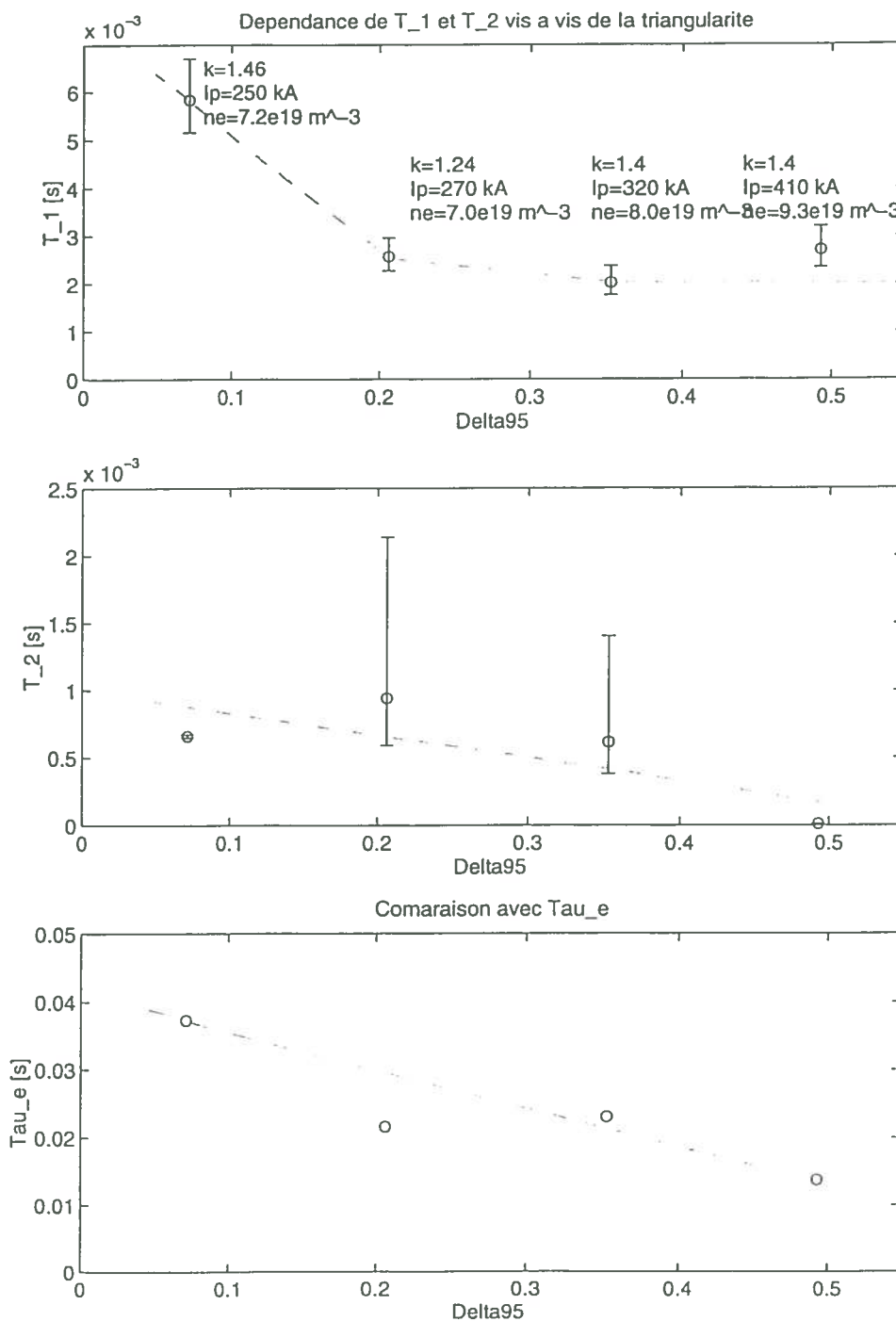


Fig.4.1 Dépendance de T_1 et T_2 vis à vis de la triangularité

4.2. Dépendances de T_1 vis à vis de la densité

On a isolé le cas particulier de la petite triangularité. Indépendamment du mode H ou L, la première constante de temps semble surtout dépendre de la densité moyenne (n_{avg}). Les valeurs les plus élevées ont été obtenues pour des plasmas en mode H.

La deuxième constante de temps ne présente pas le même comportement, mais augmente de manière générale en mode H. *en peu arbitraire, à vérifier*

Plusieurs autres paramètres varient simultanément avec la densité, ce qui explique que tous les points ne soient pas alignés. On cherche surtout ici à mettre en évidence une des dépendances principales de l'opérateur de transport (sous réserve des remarques du point 2.3).

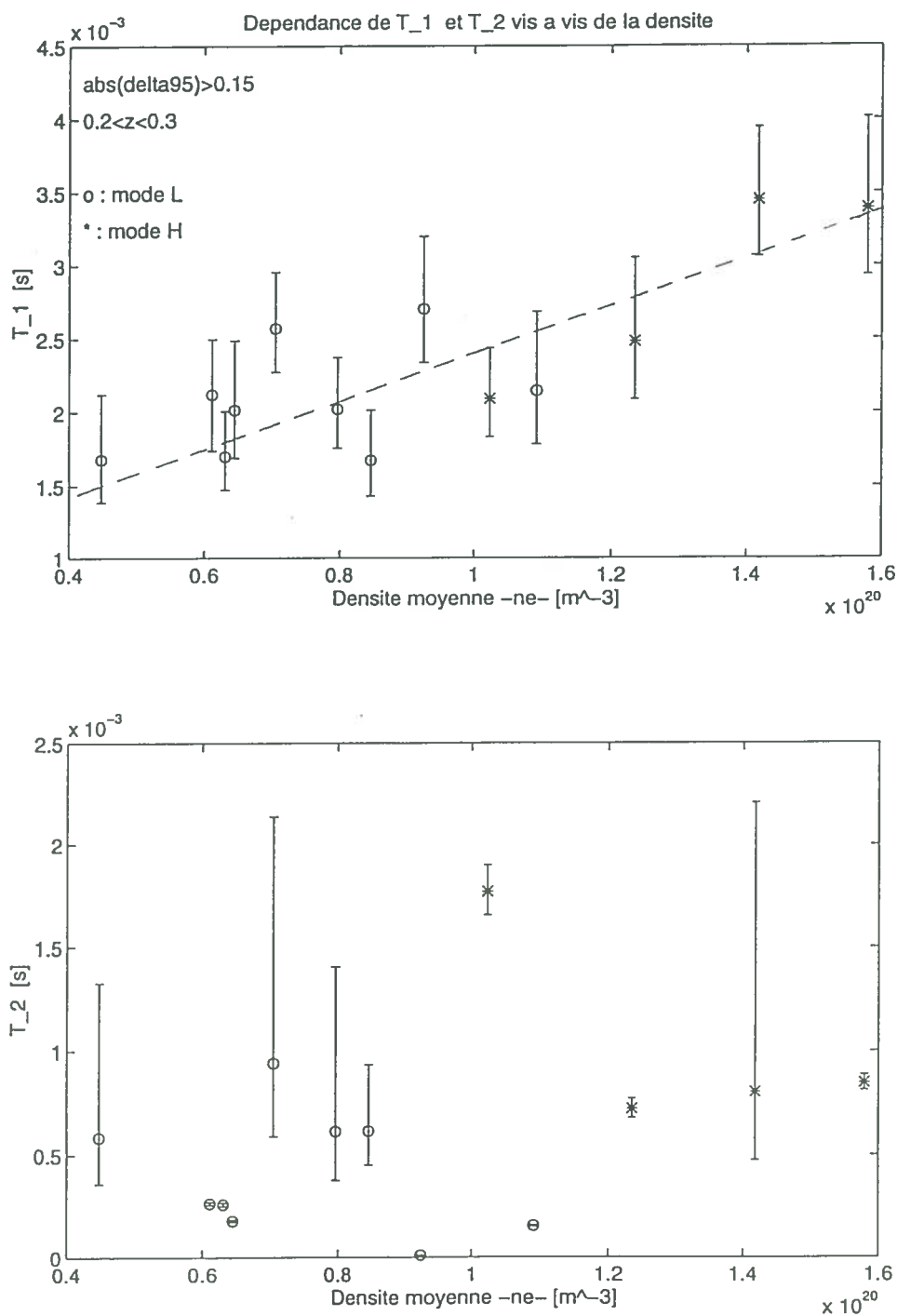


Fig.4.2 Dépendance de T_1 vis à vis de la densité

4.3. Dépendance de T_2 vis à vis du temps de confinement

Sur le même principe que pour les graphes précédents, on a essayé d'isoler un paramètre duquel dépendrait principalement la deuxième constante de temps (Le mode plus rapide).

La première constante de temps ne présente pas de dépendance manifeste envers τ_e .

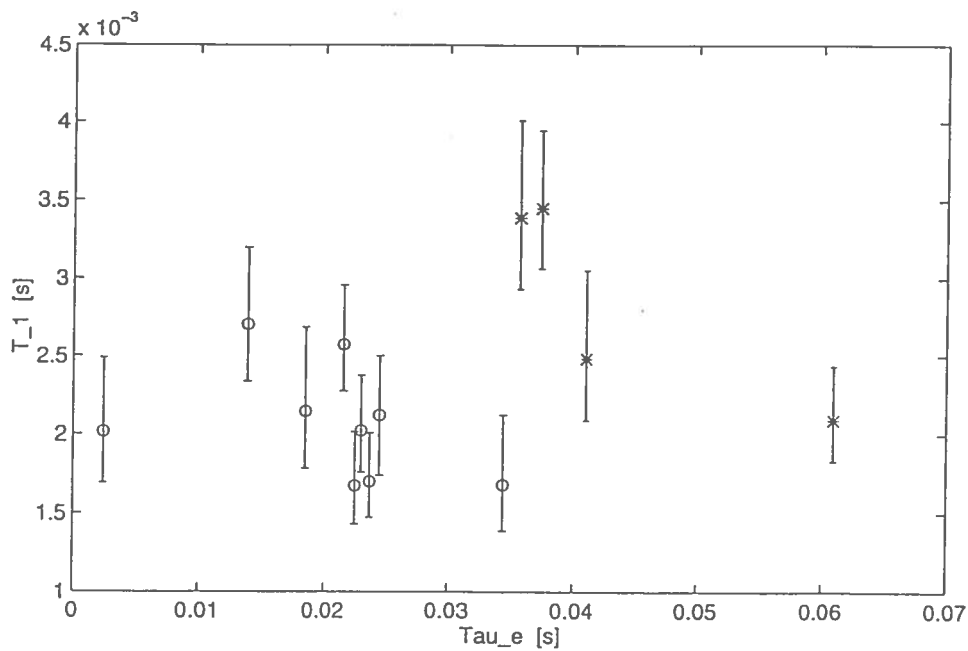
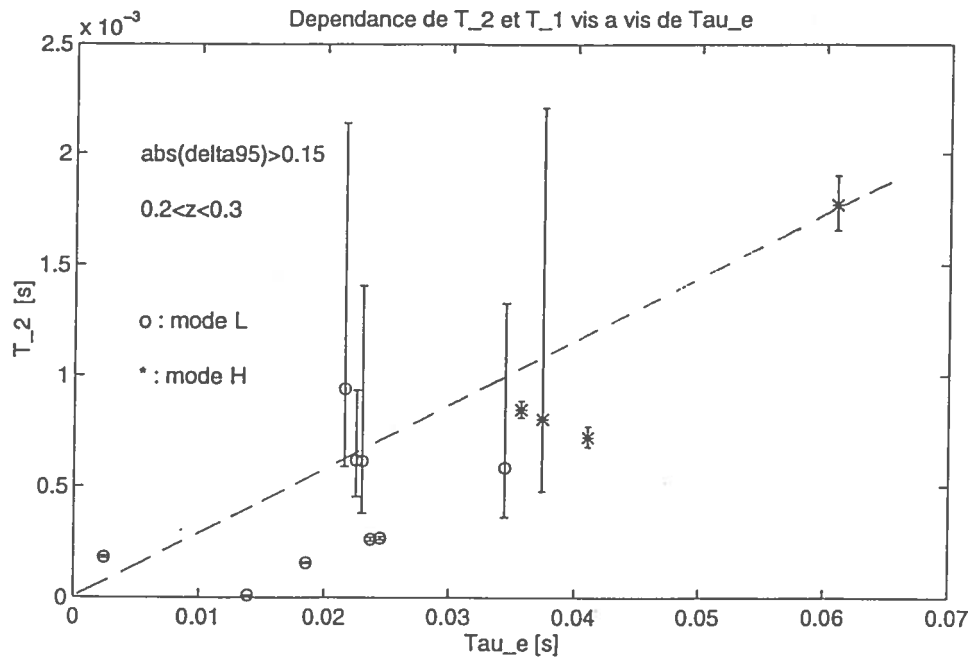


Fig.4.3. Dépendance de T_2 vis à vis de τ_e

On peut remarquer que la valeur maximale de τ_e coïncide avec des valeurs de T_1 et T_2 très proches l'une de l'autre ($T_1=0.0021s$ et $T_2=0.0018s$). Les modes obtenus correspondants sont quasi-identiques :

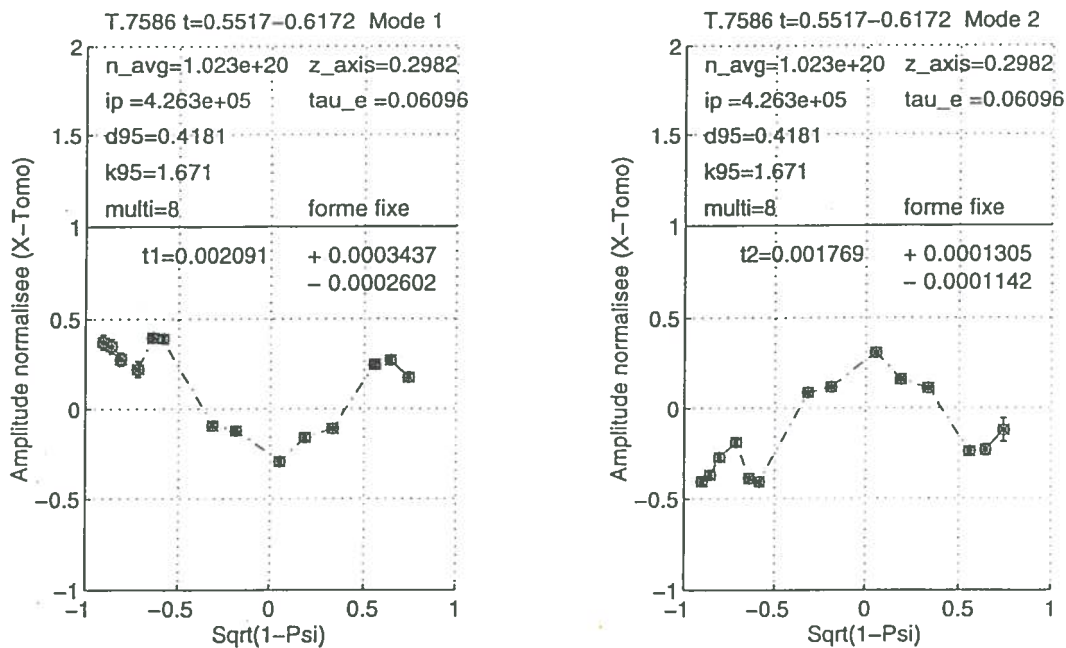


Fig.4.4b Modes propres correspondant à la valeur maximale du temps de confinement.

Il est donc possible que les deux modes obtenus n'en représentent qu'un seul, ou qu'ils soient le résultat d'un léger couplage entre 2 variables intervenant dans l'opérateur de transport (Réf.3, p.35-40), ce qui peut dédoubler le spectre.

Est-ce, une coïncidence, un point où l'analyse a rencontré quelque problème

4.4. Courant plasma

Les deux constantes de temps ne manifestent pas de dépendance principale envers le courant (I_p).

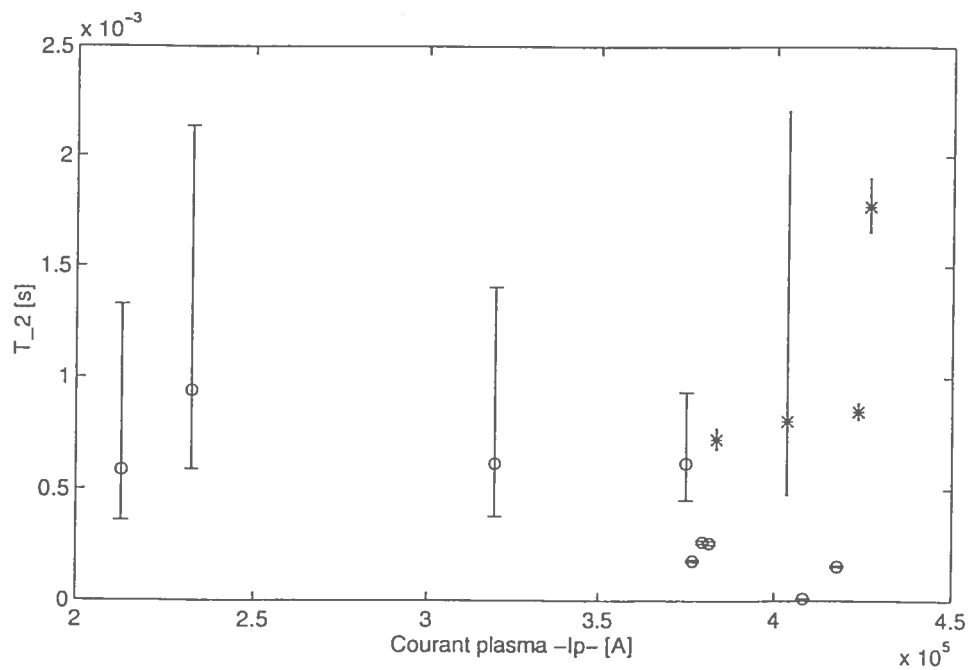
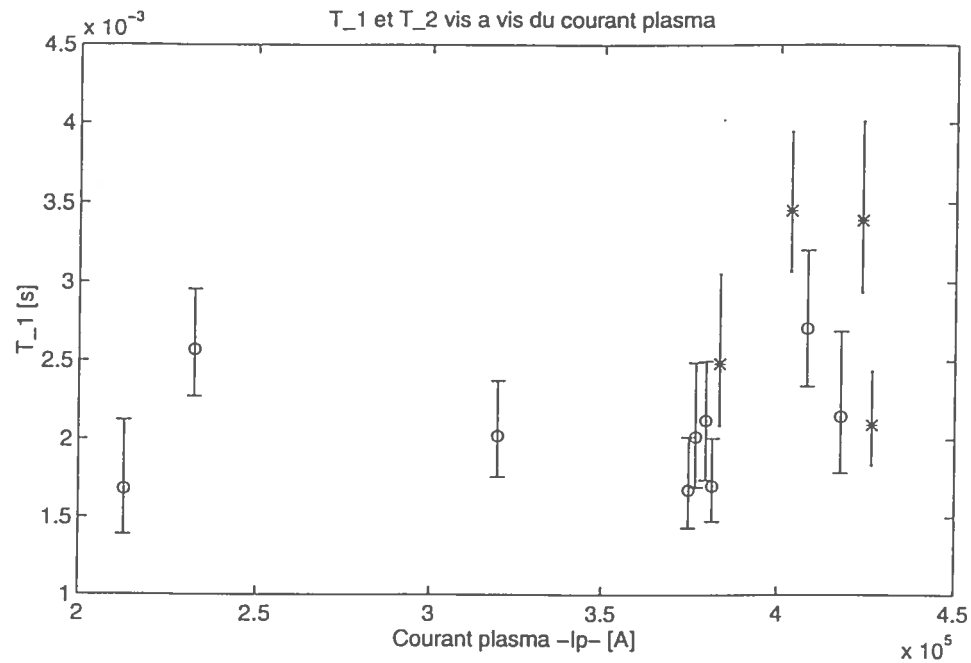


Fig.4.4. T₁, T₂, vis à vis de I_p

On a tenté de soustraire l'influence de la densité sur T_1 pour mettre en évidence une deuxième corrélation avec le courant. On a admis une dépendance en $1/I_p$. Le résultat peut être comparé avec celui de la figure 4.2.

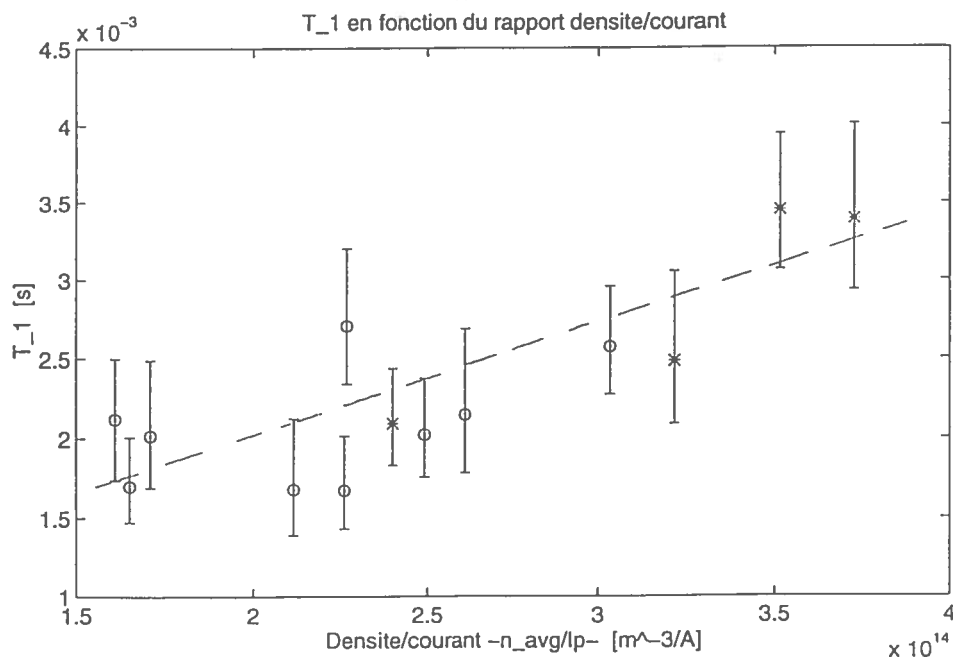
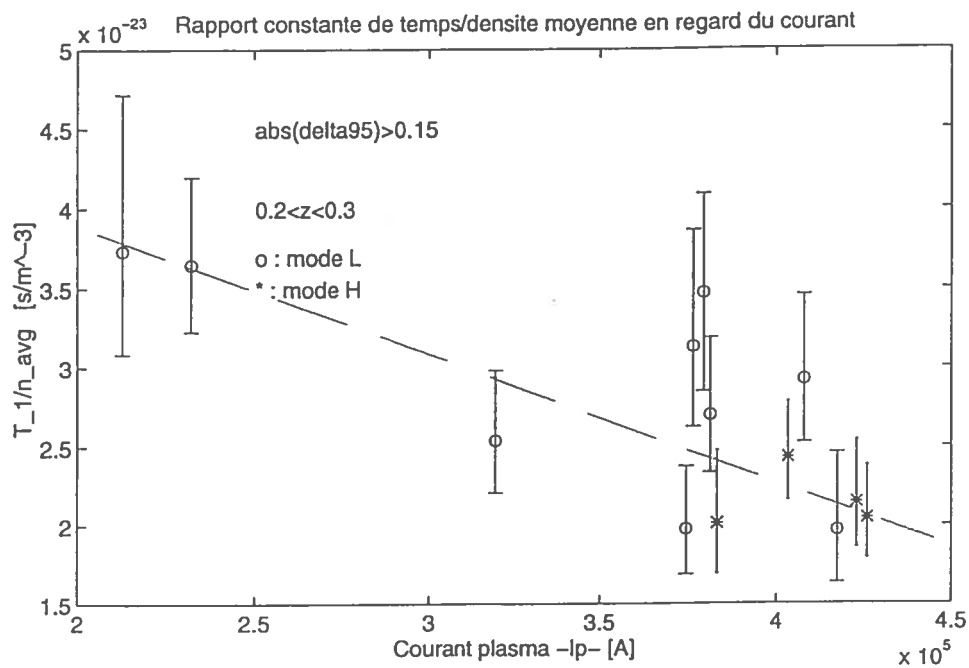


Fig.4.4b. Corrélation entre I_p et T_1/n_{avg} , T_1 et n_{avg}/I_p

Sur le même principe, on a aussi affiché T_2/Tau_e contre I_p . Aucune relation simple n'apparaît.

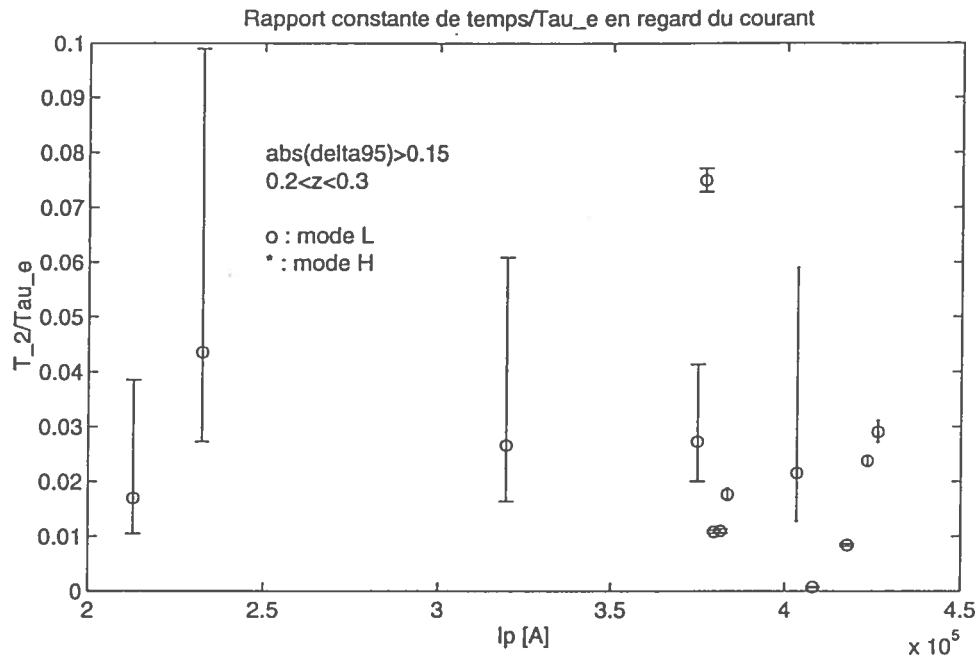


Fig.4.4c Rapport de la deuxième constante de temps et du temps de confinement représenté contre le courant.

4.5. Influence du rayon et de l'élongation

Selon le modèle simple du premier chapitre, on devrait apercevoir une dépendance selon le rayon au carré, qu'on pourrait adapter au cas du TCV en la multipliant par l'élongation du plasma.

Pour l'ensemble des expériences considérées, le rayon du plasma est égal à 24 cm. plus ou moins 1 cm. Il n'aura donc pas de grande influence.

L'observation des constantes de temps divisées par leurs dépendances principales contre l'élongation ne révèle pas d'influence de kappa95.

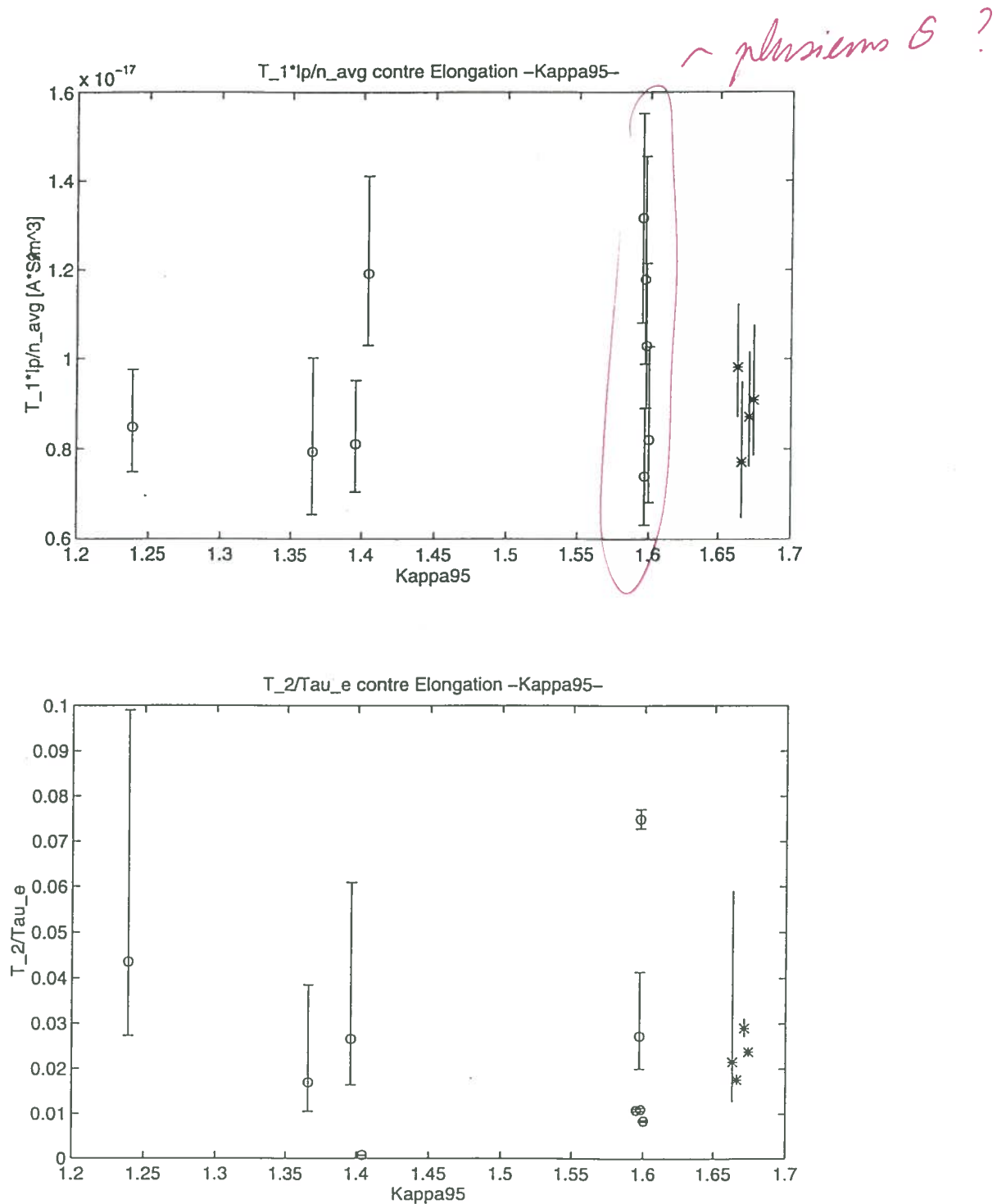


Fig.4.5. Influence de l'élongation

4.6. Mode H avec Elms

Dans l'expérience suivante (Tir 8001), on trouve des Elms et des dents de scie couplées. On a tenté de les analyser simultanément, pour voir si les caractéristiques du transport changeaient, en situation d'ELMS ou en situation de dents de scie, en accordant une forme de mode pour les premières et une autre pour les dents de scie, tout en conservant le même spectre.

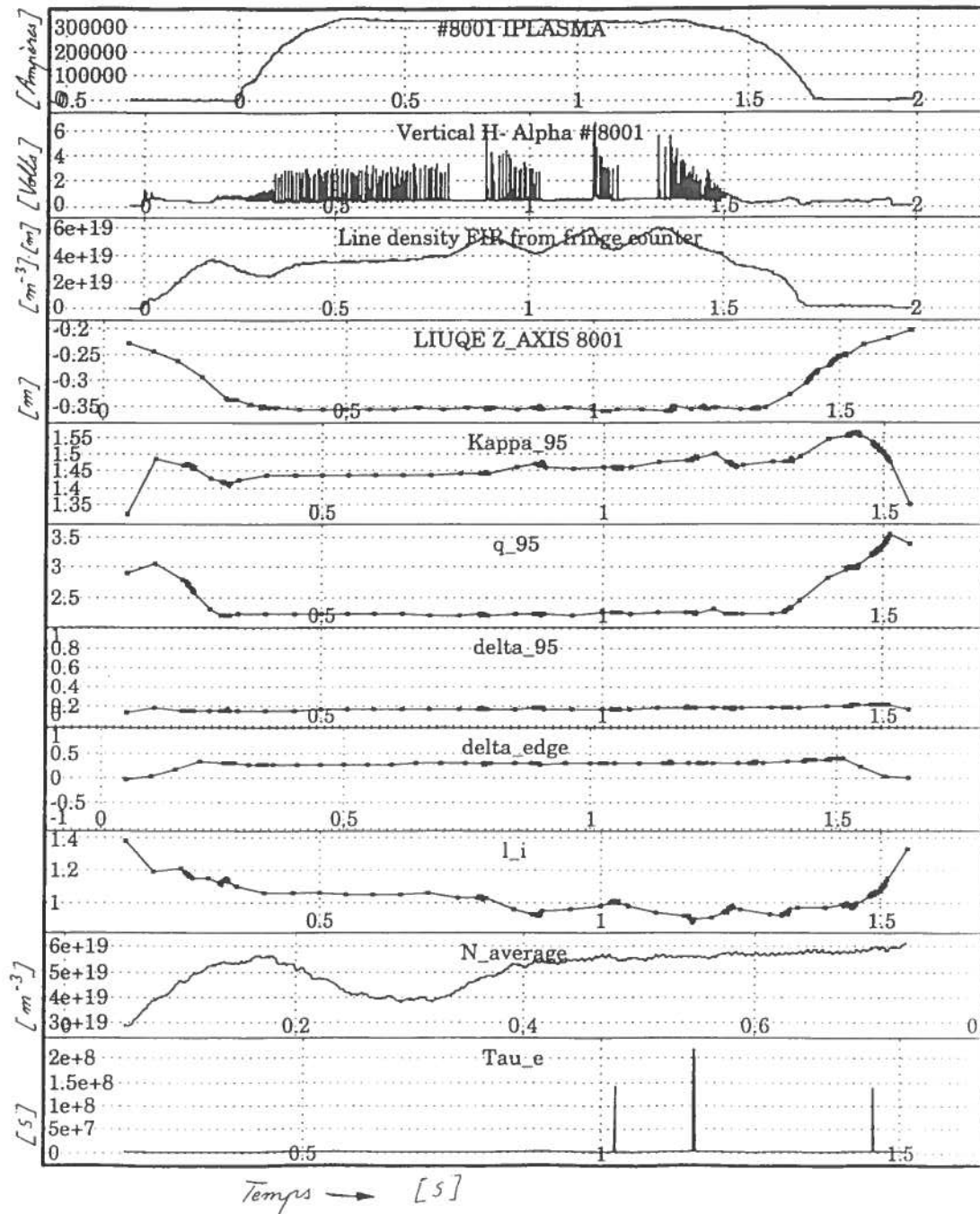
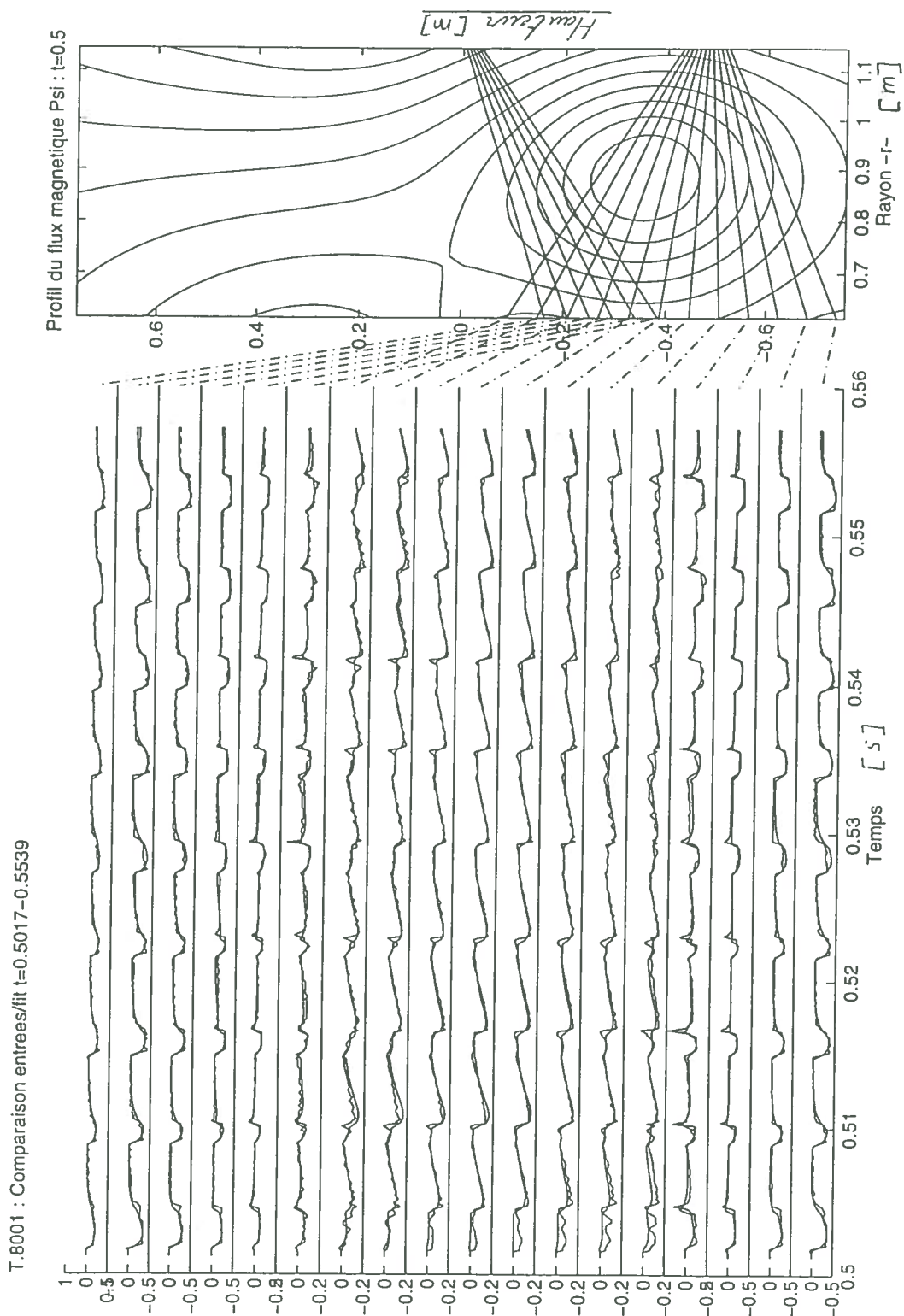


Fig.4.6a. Vision globale de l'expérience



Le problème dans cette décharge, est que les EDPs sont induits par les dents de scie, ce qui pourrait masquer des effets propres aux EDPs.

Fig.4.6b Comparaison entre données réelles et Fit

La forme des modes change selon le type de perturbation : ceci pourrait être mis en relation avec le modèle simple qui prévoit une augmentation des extremums des modes en présence d'une couche moins diffusive au bord.

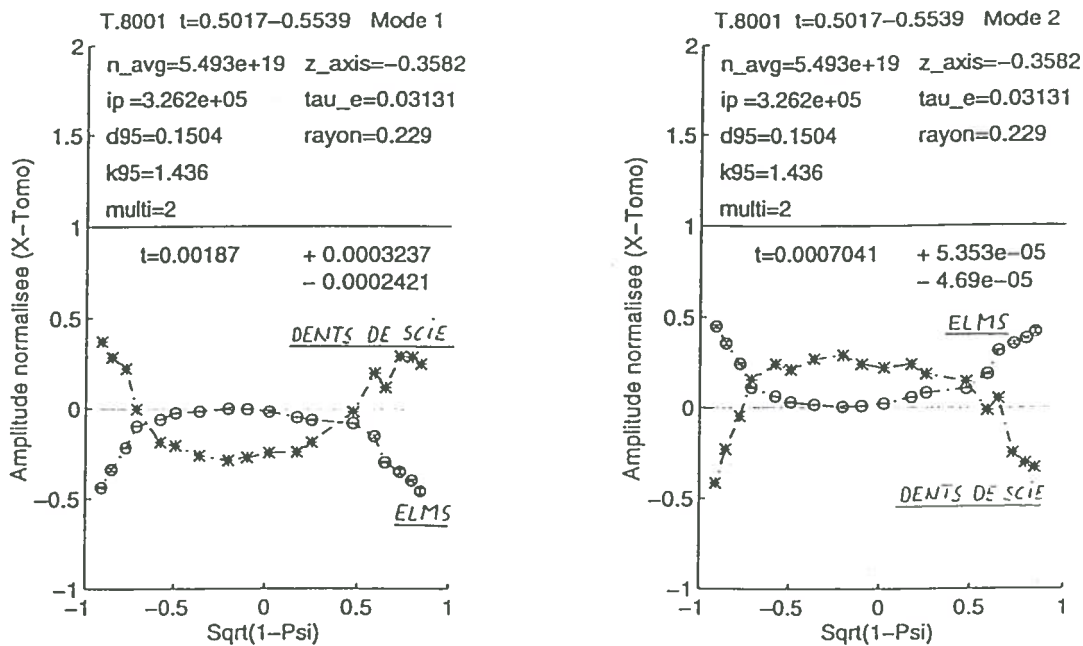
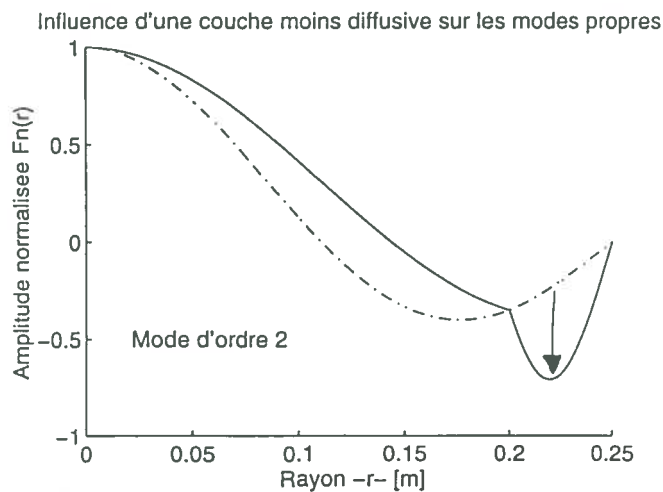


Fig.4.6c. Modes obtenus pour les ELMS et les Dents de scie (Signal intégré le long des lignes de vue)



Mode correspondant obtenu du modèle simple avec couche moins diffusive au bord

Mais comment justifier un spectre constant ? Une couche "isolante" augmente aussi les valeurs du spectre. Selon les modèles simples étudiés, deux explications sont possibles :

- Une augmentation de la diffusivité au centre du plasma, dont l'effet compense celui du bord.

- Un terme de convection (Point 1.4).

L'effet d'un $D(v,t)$ dépendant du temps est-il compris ?

5. Discussion

Des résultats obtenus, quatre éléments ressortent : l'influence de la triangularité, de la densité et du temps de confinement sur les constantes de temps, ainsi que la variation de la forme des modes propres en situation d'ELMS ou de dents de scie.

*matériaux
choix de
se plus limitée*

Par contre, l'importance du courant plasma et celle de l'élongation ne sont pas apparues, ou de manière limitée. ✓

5.1. Influence de la densité

L'influence de la densité se manifeste sur la première constante de temps. La différence entre mode H et mode L se ~~voit~~ *devine* aussi sur la deuxième constante de temps : les valeurs en mode H sont supérieures (à une exception près) à celles du mode L.

L'augmentation de celle-ci en mode H pourrait s'expliquer par le modèle de la couche "isolante" au bord du plasma.

5.2. Influence de la triangularité

Cette influence se voit aussi sur le temps de confinement et sur la deuxième constante de temps. C'est la dépendance la plus surprenante. Elle montre l'intérêt de ne varier qu'un paramètre à la fois. *? j'en*

5.3. Temps de confinement et T₂

La corrélation entre Tau_e et T₂ indique peut-être que le deuxième mode obtenu correspond à l'énergie ou à la température du plasma. La corrélation entre T₁ et T₂ est beaucoup moins bonne (Fig.4.3).

5.4. Les modes propres des ELMS et des dents de scie pourraient correspondre à une modification de la structure de l'opérateur de transport sans que ses valeurs propres ne changent :

Selon les modèles simples du premier chapitre, une diminution au bord du coefficient de diffusion change la forme et le spectre. Une augmentation équivalente du coefficient de diffusion au centre du plasma pourrait compenser la modification du spectre, tout en amplifiant les modes sur les bords.

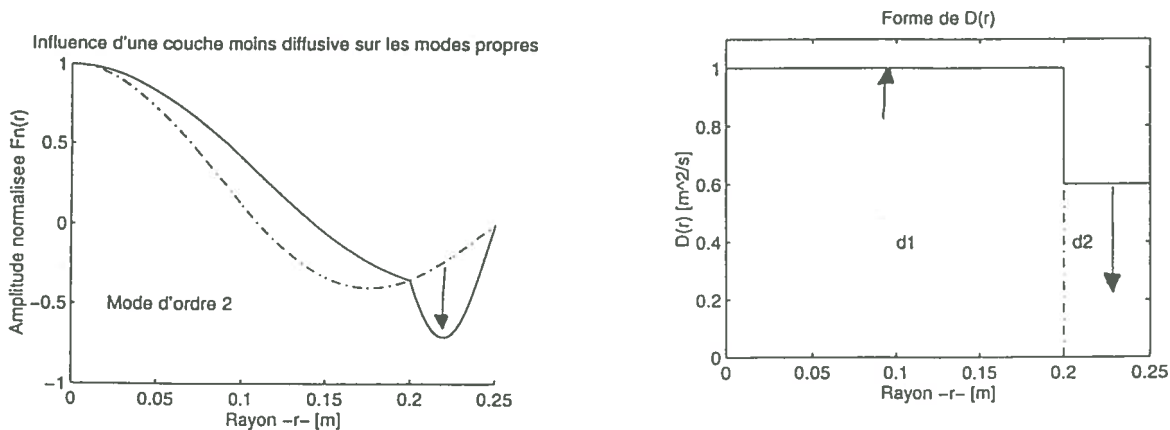


Fig.5.1 Modification de la forme des modes selon $D(r)$

5.5 Difficultés liées à la modélisation

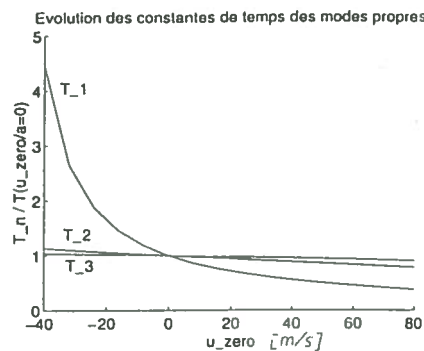
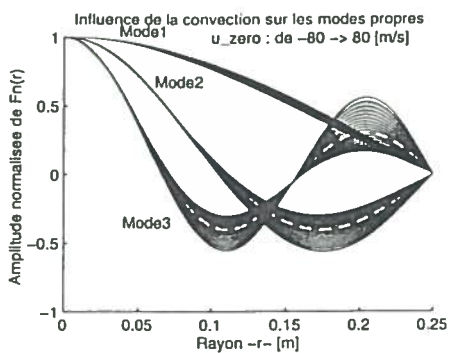
La forte sensibilité de la méthode à la modélisation $u(t)$ peut induire des erreurs importantes (Voir point 3.3).

La manière de définir le signal perturbé en mode H peut ne pas être correcte et fausser les résultats sur les constantes de temps des modes plus lents (T_1).

Une analyse à trois constantes de temps aurait peut-être mis en évidence d'autres dépendances et permis de mieux approximer les perturbations examinées.

// décrire les limites

Les modèles simples pourraient tenir compte d'une convection, qui a pour effet de modifier la forme des modes, en diminuant ou augmentant les constantes de temps selon le le signe du terme de convection.



Modification de la forme des modes selon l'importance d'un terme convectif

5.6. Combinaison de plusieurs paramètres :

Dans les expériences considérées, de nombreux paramètres ont été changés à chaque fois -excepté dans l'étude de la triangularité- ce qui rend difficile l'analyse des dépendances des constantes de temps vis à vis de ceux-ci.

5.7. Autres

Le spectre pourrait dépendre de l'amplitude des oscillations Mirnov (T.Dudock de Wit, réf.3).

6. Conclusion

Une analyse à 2 modes propres des perturbations en dents de scie nous a montré que les constantes de temps correspondantes étaient corrélées pour la plus lente avec la densité, et pour la plus rapide, avec le temps de confinement.

$$T_1 \propto N_e$$

$$T_2 \propto \tau_e$$

Une série de quatre expériences dans des conditions semblables de densité, courant, hauteur et élongation, a montré que les constantes de temps, ainsi que l'estimation du temps de confinement, augmentent pour les petites valeurs de triangularité. Elles augmentent les deux sensiblement en mode H. Ceci peut être modélisé par une couche moins diffusive au bord du plasma.

L'élongation et le courant, par contre, n'ont pas d'influence manifeste. On peut éventuellement attribuer un léger effet de ce dernier sur la première constante de temps.

L'analyse d'un mode H avec ELMS a montré que les perturbations dues aux ELMS et dents de scie sont décomposables selon les mêmes constantes de temps, mais pas les mêmes formes de mode.

La forme de modes associée aux ELMS n'a pas presque pas d'amplitude au centre, au contraire de celle associée aux dents de scie.

Une diminution de l'opérateur de diffusion au bord du plasma ne suffit pas à expliquer ce changement de forme, qui devrait être associé à une augmentation des constantes de temps. Il faut faire appel à un mécanisme de convection.

La méthode de recherche des modes propres est très sensible à la modélisation de la forme temporelle de la source de perturbations. Un décalage de un à deux dixièmes de millisecondes peut changer la forme d'un mode obtenu de l'ordre 2 à l'ordre 3 ou changer les valeurs des constantes de temps de 50%. Il manque un véritable signal capable de donner le moment exact pendant lequel la source de perturbation agit.

Les dents de scie étudiées ne livrent que les modes du deuxième et du troisième ordre, ce qui empêche la détermination de(s) mode(s) du premier ordre. Il manque des perturbations qui affectent ce(s) dernier(s).

Le domaine des paramètres étudiés n'est pas assez recouvert par les expériences analysées. De nombreux paramètres changent d'une expérience à l'autre, ce qui empêche d'isoler avec confiance l'influence de chacun de ces paramètres.

Il manque des séries de données où seul un paramètre change significativement. Il serait intéressant de sélectionner et d'étudier en ce sens les données déjà acquises sur le TCV.

7. Références / Bibliographie

Articles

1. "*Perturbative transport studies in fusion plasmas*" Article de revue
N.J. Lopez Cardozzo, 9 mai 1995
Plasma Physics and Controlled Fusion
2. "*Application of Dynamic Response Analysis to JET Heat Pulse Data*"
A.Grignoli, A.C.C. Sips, Septembre 1993
JET9-R(93)04
3. "*La décomposition en modes propres : une approche nouvelle pour caractériser le confinement du plasma dans un tokamak*"
T.Dudock de Wit, Octobre 1992
LRP 465-92 CRPP-EPFL-SUISSE
4. "*Fourier Analysis of Sawtooth Heat Pulse Propagation and Comparison with other methods using JET Data*"
F.de Luca, G.Gorini, G.M.D. Hogewei, ... , Mars 1992
JET-P(92)18
5. "*Sawtooth Heat and Density Pulse Propagation in Tokamaks*"
N.J.Lopey Cardozzo and A.C.C. Sips, 4-8 Novembre 1991
Poster pour la 33ème conférence de l'APS-DPP à Tampa (Floride)
6. "*Tokamak transport phenomenology and plasma dynamic response*"
J.M. Moret & Equipe TORE SUPRA, Juillet 1991
DRCF / CAD EUR-CEA-FC-1425
7. "*Identification of systems with distributed parameters*"
J.M. Moret, Octobre 1990
DRFC / CAD EUR-CEA-FC-1409
8. "*Experimental measurements of electron particle diffusion from sawtooth induced density-pulse propagation in TEXT*"
S.K.Kim,D.L.Brower,W.A.Peebles, N.C.Luhmann, Septembre 1987
PPG 1101 UCLA

Livres

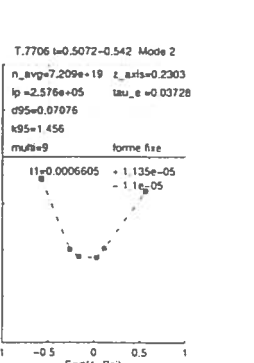
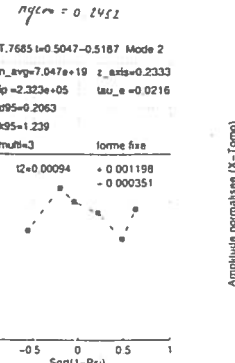
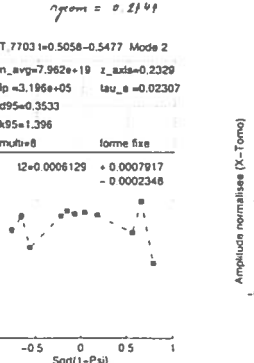
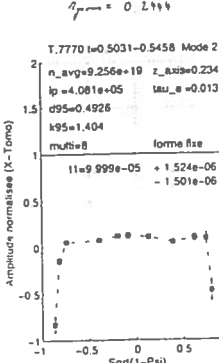
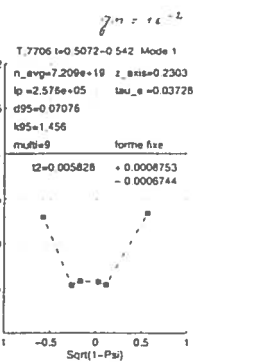
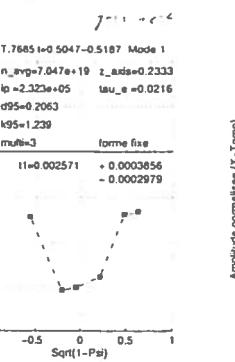
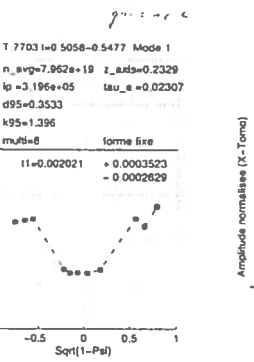
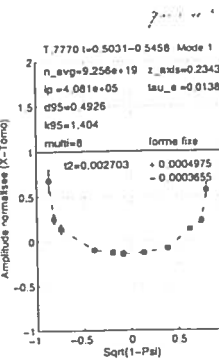
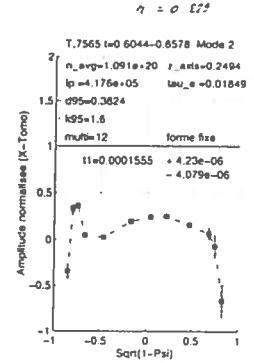
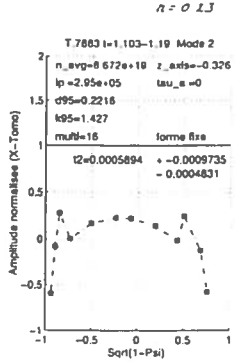
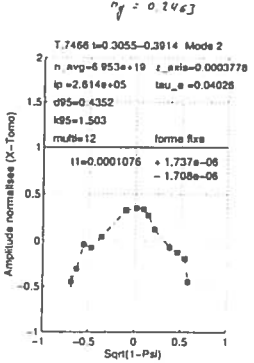
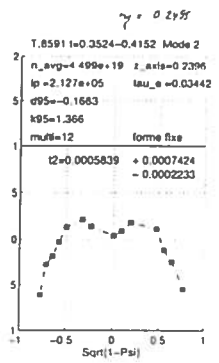
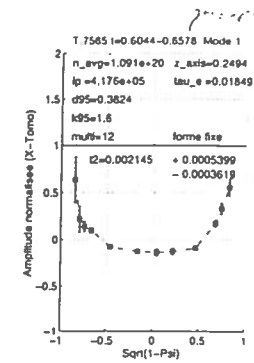
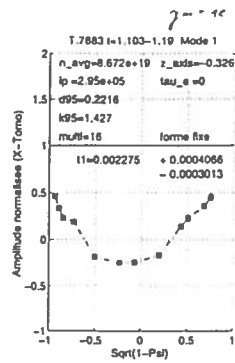
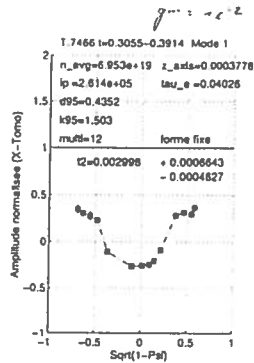
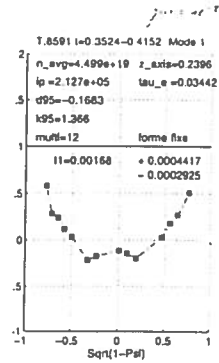
9. "*System Identification, Theory for the user*"
Lennart Ljung, 1987
Prentice-Hall Information and system sciences series
10. "*Plasma physics for nuclear fusion*"
K.Myamoto, 1980
The M.I.T.-Press
11. "*Mathematical Methods for Physicists*"
G.Arffken, 1970
Academic Press

Autres

12. H.Weisen, D.Pasini, Aweiller et al., Rev.Sci.Instrum 62 (1991)1531

8. Annexes

8.1. Forme des modes obtenus.



8.2. La transformées Z (couplée à celle de Laplace)

Fonction de transfert.

Soit un système dont on connaît l'évolution temporelle face à des perturbations, par exemple, l'équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t} y(r,t) = L(r) y(r,t) + u(t) \quad (8.1)$$

On peut réexprimer son évolution en terme de variable de Laplace ($u(t)$ représente le terme de source et $y(t)$ l'état du système) :

$$s y(r,s) = L(r)y(r,s) + u(s) \quad (8.2)$$

En terme de variable de Laplace, la fonction de transfert s'exprime comme

$$H(r,s) = \frac{y(r,s)}{u(s)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y_n(r)}{s - p_n} \quad (8.3)$$

Réponse impulsionnelle

La réponse impulsionnelle du système, c'est à dire l'évolution temporelle de $y(t)$ suivant une excitation de Dirac, peut être écrite

$$h(r,t) = \sum_{n=1}^{\infty} h_n(r,t) \quad (8.4)$$

où

$$h_n(r,t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ y(r) e^{p_n t} & t \geq 0 \end{cases} \quad (8.5)$$

Dans les situations pratiques, ces signaux sont échantillonnés avec une période T . Leur valeur pour des temps positifs ou négatifs kT peut être calculée avec la relation

$$h_n(r,k) = y_n(r) \delta(k) + e^{p_n T} h_n(r,k-1) \quad (8.6)$$

La transformée Z d'un signal temporel discret $v(k)$, est définie par

$$v(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} z^{-k} v(k) \quad (8.7)$$

En particulier, la transformée Z de la fonction d'impulsion est 1 et celle de $v(k-1) = z^{-1} v(z)$. La transformée Z appliquée à l'équation (8.6) mène à

$$h_n(r,z) = y_n(r) + e^{p_n T} z^{-1} h_n(r,z) \quad (8.8)$$

ou

$$h_n(r,z) = \frac{y_n(r)}{1 - e^{p_n T} z^{-1}} \quad (8.9)$$

La fonction de transfert en Z, est égale à la transformée en Z de la réponse impulsionnelle de l'ensemble du système, c'est à dire

$$H(r,z) \equiv \frac{y(r,z)}{u(z)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y_n(r)}{1 - e^{p_n T} z^{-1}} \quad (8.10)$$

Les pôles et les résidus de la fonction de transfert dans le domaine de Laplace sont reliés par une relation simple avec les pôles de la fonction de transfert en Z :

$$p_n = \frac{\ln z_n}{T} \quad (8.11)$$

Pour des raisons pratiques, l'identification de la fonction de transfert se fait souvent sur les premiers modes. La fonction de transfert est alors réduite à

$$H(r,z) \equiv \frac{y(r,z)}{u(z)} \equiv \sum_{n=1}^N \frac{y_n(r)}{1 - e^{p_n T} z^{-1}} \equiv \frac{\sum_{n=0}^N b_n(r) z^{-n}}{1 + \sum_{n=1}^N a_n z^{-n}} \quad (8.12)$$

La deuxième expression représente la conversion des sommes de fractions partielles en une fraction de 2 polynomes en z. Cette forme mène à la relation

$$y(r,z) = \sum_{n=0}^{N-1} b_n(r) z^{-n} u(z) - \sum_{n=1}^N a_n z^{-n} y(r,z) \quad (8.13)$$

Cette relation peut être exprimée dans le domaine temporel en usant de la propriété de l'opérateur de délai

$$v(k-1) = z^{-1} v(z)$$

on obtient

$$y(r,k) = \sum_{n=0}^{N-1} b_n(r) u(k-n) - \sum_{n=1}^N a_n y(r,k-n) \quad (8.14)$$

Cette expression permet de calculer récursivement la réponse du système à une excitation quelconque $u(k)$.

L'identification d'un système encore non déterminé consiste à trouver les coefficients a_n et b_n à partir d'une mesure de la réponse du système à une excitation quelconque (Par minimisation de l'écart entre la réponse mesurée et la réponse modélisée).

*(tiré de "Tokamak transport phenomenology and plasma dynamic response"
J.M. Moret & Equipe TORE SUPRA, réf. 6)*

8.3. Programmes

Plusieurs programmes ont été réalisés (au moyen du logiciel MATLAB)

1. Simulation de dents de scie
2. Modification des modes propres selon la dépendance en r du coefficient de diffusion
3. Modification des modes propres selon les conditions au bord

4. Traitement des signaux du diagnostic des X-mous (définition d'un signal non perturbé, signal perturbé, forme temporelle de la perturbation ...)
5. Exploitation des résultats fournis par l'outil d'étude de la réponse dynamique ZTI

Programme 1 : simulation de dents de scie et test de reconstruction avec ZTI (en langage MATLAB). Voir Réf.7)

```

function t2 = transport_intr03(n_modes,alpha,u_zero,t_echant);
disp(' ');
disp(' Bonjour, ceci est la deuxième partie de l'exercice ');
disp(' d'introduction au transport dans les plasmas ');
disp(' ');

% ----- Definition des parametres

n_modes = 10 ; % nombres de modes employes
alpha = 1 ; % dependance de l'operateur de diffusion selon le rayon^2
d_zero = 1 ; % valeur constante de l'operateur de diffusion
t_echant = 1e-2 ; % intervalle de temps des mesures
ro = 0.25 ; % rayon ou la densite s'annule
r_mix = 0.25 ; % petit rayon du plasma
densa_0 = 0.20 ; % rayon auquel la perturbation initiale s'annule
densa_1 = 1 ; % densite moyenne

% ----- Definition des variables

x_j = (1:n_modes)*a/(n_modes+1) ; % points consideres
n = besseli0(zeros(n_modes,1)) ; % zeros de la premiere fct de Bessel
k_n = x_n/ro ; % est employe dans Jo(k_n x)
j_zero = besseli(0,k_n.*x_j) ; % est employe dans Jo(k_n x)
b_p = zeros(n_modes,1) ; % calcul des fonctions de Bessel
a_p = zeros(n_modes,1) ;
non_pert = densa_0*(ones(1,n_modes)-(x_j).^2/a^2);

% ----- Decomposition de la perturbation selon les modes propres

(p,v) = transport_intr01(n_modes,alpha,u_zero) ; % recherche des m.propres
y_mj = v.*j_zero ;
s_j = densa_0*(x_j.^2-ones(1,n_modes))*r_mix.^2/31/a^2 ; % perturbation
s_j = s_j.*(x_j.*r_mix) ;
% s_j = j.*besseli(0,k_n(1).*x_j)+2.*besseli(0,k_n(3)).*x_j ; % ligne de test

r_m = inv(y_mj).*s_j ; % decomposition
r_m2 = zeros(size(r_m));
p_m = p' ;

% ----- Reécriture de la fonction de transfert

z_m = exp(p_m * t_echant) ;
res_fm = -(ones(n_modes,1) * (r_m'./z_m)).*(y_mj)' ;
res_fm = round(1e6*res_fm)/1e6 % elimination des residus trop petits ;
ps_m = ones(n_modes,1).*(1./z_m) ;
ps_m = ps_m.*(res_fm.*0 | res_fm.*0) ;
for ll = 1:n_modes % fonction difference pour chaque point
    [bl,al] = residue(res_fm(ll,:),ps_m(ll,:),zeros(1,n_modes)) ;
    b_p(ll,:) = bl ;
    a_p(ll,:) = al ;
end ;
b_p = flipr(b_p) ;
a_p = flipr(a_p) ;

while ( (a_p(1,1))~=zeros(n_modes,1)) & (b_p(1,1))~=zeros(n_modes,1) )
    a_p(1,1)=[] ;
    b_p(1,1)=[] ;
end ;

% ----- Evolution de la perturbation

x_input = zeros(n_modes,500) ;
y2_output = zeros(n_modes,500) ;
y_output = y2_output ;
x_input(1:(10 100 250 300))=10*ones(n_modes,4) ; % distrib. perturbation
figure(1) /
plot(x_input') ;
figure(2) /
plot(y_output') ;
hold on ;
for ll = 1:n_modes
    y = ( filter(b_p(ll,:),a_p(ll,:),x_input(ll,:),1) ) ;
    y = y + randn(size(y))*0.2 ;
    y_output(ll,:) = y ;
    plot(y,'r') ;
end ;

% ----- Reconstruction inverse du modele (avec la fonction sti

n_e2 = 5 ;
nb2matr = ones(1,n_modes)*n_e2 ;
n_b2 = 5 ;
nb2matr = ones(1,n_modes)*n_b2 ;
thezti([y_output',(x_input(1,:))'],[n_e2,nb2matr,zeros(1,n_modes)],n_modes,400,1
e-8,1) ;
[a,b] = th2poly(th) ;
[r3,p3,k3]=residue(b,a) ;
p4 = -log(1./(p3))/t_echant ;
for ll = 1:n_modes
    y2 = filter(b(ll,:),a,x_input(ll,:)) ;
    y2_output(ll,:) = y2 ;
    plot(y2,'y') ;
end ;
f_metr_m
p4p
p4mp4
hold off ;

```

Programme 1 : simulation de dents de scie et test de reconstruction
avec ZTI (en langage MATLAB), 2ème partie

```

function [p,v]=transport_intr01(n_modes,alpha,u_zero);

disp(' ');
%disp(' Bonjour, ceci est la partie numerique de l''exercice');
%disp('d''introduction a la theorie du transport.')
disp(' ');

% ----- definition des parametres

d_zero = 1 ;           % valeur de l'operateur de diffusion (ordre 0)
ro = 0.25 ;           % endroit ou la densite s'annule
a = 0.25 ;            % petit rayon du plasma

% alpha = 1 ;         % perturbation de l'operateur de diffusion (ordre 1)
% u_zero = 1 ;        % operateur de convection (ordre 1)
% n_modes = 10 ;     % nombre de modes consideres

% ----- definition des variables

x_j = [1:n_modes]*ro/(n_modes+1); % points pour le calcul de y_nk et de l_nk
x_n = bessell0zeros(n_modes) ;    % zeros de la 1ere fonction de Bessel
j_n = -(x_n).^2*d_zero/ro^2 ;     % val. propres de l'operateur de diffus.(Or.0)
k_n = x_n/ro ;                    % est employe dans Jo(k_n x)

y_nj = zeros(n_modes) ; % creation des matrices (voir etape 5)
l_nj = zeros(n_modes) ;

k_matr = ones(n_modes,1)*k_n ;
k2_matr = k_matr.*k_matr ;
xj_matr = ones(n_modes,1)*x_j ;
xj2_matr = xj_matr.*xj_matr ;
pn_matr = ones(n_modes,1)*p_n ;

j_zero = besselj(0,x_j'*k_n) ; % calcul des fonctions de Bessel
j_1 = besselj(1,x_j'*k_n) ;

% ----- calcul de y_nj et l_nj

v_nj = j_zero;
l_nj = -j_zero.*k2_matr.*xj2_matr*(d_zero*alpha/(a^2)) + j_zero*u_zero*2/a;
l_nj = l_nj - j_1.*xj_matr.*k_matr*(4*(d_zero*alpha/a^2)+u_zero/a) ;
l_nj = l_nj + j_zero.*pn_matr;

% ----- recherche des valeurs et vecteurs propres

equa = inv(y_nj)*l_nj ;
[v,p] = eig(equa) ;
p = diag(p);

[p,i] = sort(-p) ;
v = v(:,i) ;
p = -p ;

for b = 1:n_modes
    v(:,b) = v(:,b)/sum(v(:,b)) ;
end ;

end

```

9. Cahier de charges

EIDGENÖSSISCHE TECHNISCHE HOCHSCHULE LAUSANNE
POLITECNICO FEDERALE DI LOSANNA
SWISS FEDERAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY LAUSANNE

CENTRE DE RECHERCHES EN PHYSIQUE DES PLASMAS
Association EURATOM - Confédération Suisse
Av. des Bains 21 - CH - 1007 LAUSANNE
TELEPHONE: +41 21 - 693 11 11 TELEFAX: +41 21 - 693 51 76 TELEX: 45 45 56



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

V/réf.

N/réf. JMM/eg

Lausanne, le 25 septembre 1995

Travail pratique de diplôme d'ingénieur physicien

Session d'octobre 95 - mars 96

Candidat : Christian DESCHENAUX

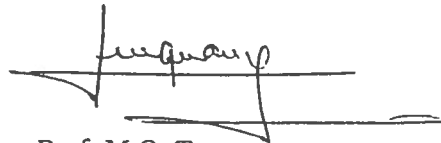
Transport perturbatif dans TCV

L'étude du transport dans le plasma d'un tokamak au moyen de méthodes dites de perturbations ou dynamiques a déjà permis d'élucider bien des aspects d'un problème dont la compréhension reste encore très partielle. En essence, ces méthodes d'analyse expérimentales utilisent l'idée que la relaxative temporelle d'un système perturbé dépend intimement des mécanismes qui régissent ce système, permettant ainsi de découvrir certaines propriétés des processus de transport et éventuellement de les quantifier. Une vaste palette de formalismes ainsi que les outils numériques correspondant existent déjà, chacun avec ses points forts et ses faiblesses.

Le candidat appliquera ces diverses approches au plasma de TCV; il se concentrera essentiellement sur le transport des particules et de la chaleur en se basant sur les instruments de mesure disponibles avec une résolution spatiale et temporelle nécessaires (émissivité des rayons X-mous, interférométrie). Il commencera par étudier des perturbations intrinsèques du plasma comme les disruptions internes, les ELMs ou

les transitions entre les modes L et H pour lesquelles une grande quantité de données expérimentales ont déjà été accumulées. Il pourra éventuellement dans une étape ultérieure et suivant les résultats de ces premiers travaux étendre son étude à d'autres types de perturbations et effectuer si cela est possible des expériences spécifiques. La motivation directrice de cette étude devra être l'utilisation du potentiel des méthodes perturbatives pour déduire les caractéristiques dominantes des mécanismes de transport et pour mettre à l'épreuve des modèles déjà proposés, dans les limites des capacités expérimentales de TCV.

Le candidat soumettra un rapport dactylographié en 4 exemplaires.



Prof. M.Q. Tran

Le travail sera suivi par le Dr. J.-M. Moret

10. Remerciements

Au Dr Jean-Marc Moret, qui m'a proposé ce travail et qui l'a suivi.

Aux Drs. Mathias Anton et Henri Weisen, pour la mise à disposition du diagnostic des X-mous, leurs suggestions et conseils, ainsi qu'à toute l'équipe du TCV.



- travail :
- autonome
 - cherche des solutions qui correspondent au cadre du travail fixé
 - bons contacts avec les personnes qui l'entourent
 - assimile bien les explications malgré son sujet et des terminologies difficiles.
 - a un peu de peine à donner aux différents relats de son travail une importance respective adéquate

- rapport :
- pas de grosses erreurs de raisonnement
 - pas de grosses lacunes mais lesdites sont trop lacuniques que implique beaucoup la perspicacité du lecteur pour comprendre ou deviner le message
 - manquent des introductions et conclusions de chapitres qui guident le lecteur dans la démarche
 - comme dans son travail, le rapport ne souligne pas assez les observations expérimentales importantes et les implications physiques qu'elles étaient ; trop d'importance est donnée aux détails plus techniques qui ont dû être résolus.
 - bonne documentation du travail sous forme de figures bien divisées.