

CHAUFFAGE DE PLASMA PAR ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES À LA TROISIÈME HARMONIQUE DE LA FRÉQUENCE CYCLOTRON DES ÉLECTRONS DANS LE TOKAMAK TCV

THÈSE N° 3401 (2005)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ SCIENCES DE BASE

CRPP Association Euratom

SECTION DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Gilles ARNOUX

ingénieur physicien diplômé EPF
de nationalité suisse et originaire d'Épiquez (JU)

acceptée sur proposition du jury:

Dr S. Alberti, directeur de thèse
Dr S. Coda, rapporteur
Prof. C. Felix, rapporteur
Dr G. Giruzzi, rapporteur
Dr S. Nowak, rapporteur

Lausanne, EPFL
2005

Version abrégée

Dans le cadre des recherches menées au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP), le Tokamak à Configuration Variable (TCV) a comme particularité une grande flexibilité dans la forme de ses plasmas. La seconde spécificité de TCV est son système de chauffage électron cyclotron (electron cyclotron heating, ECH) dont la flexibilité d'injection des ondes permet un chauffage localisé. Ces deux particularités permettent d'étudier le confinement de l'énergie, les phénomènes de transport, le contrôle du plasma et les pertes de puissance. TCV et son système ECH permettent en particulier d'étudier la limite de β reliée à l'existence d'instabilités MHD (MagnétoHydroDynamique). Le paramètre β est défini comme le rapport entre la pression cinétique du plasma et la pression magnétique.

Le chauffage EC se base sur l'interaction résonante d'une onde électromagnétique avec les électrons dans une région du plasma où la fréquence de l'onde est une harmonique de la fréquence cyclotron des électrons.

Le système ECH de TCV est composé de 6 gyrotrons (source radio fréquence haute puissance) à la fréquence de 82.7 GHz pour le chauffage en mode X à la seconde harmonique (X2) et de 3 gyrotrons à la fréquence de 118 GHz pour le chauffage en mode X à la troisième harmonique (X3). Chaque gyrotron délivre une puissance nominale de 0.5 MW pendant 2 s dans TCV, totalisant une puissance RF disponible de 4.5 MW.

Le système X2 permet le chauffage de plasmas jusqu'à la densité de coupure X2 ($4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), au delà de laquelle l'onde ne peut plus se propager. Le système X3 permet d'étendre le domaine de densités accessibles pour l'ECH jusqu'à la densité de coupure X3 qui vaut $11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Il permet notamment de chauffer des plasmas qui sont dans un régime de haut confinement de l'énergie (mode H), candidats adéquats pour atteindre des β élevés.

Pour le chauffage X2, l'onde peut être injectée latéralement à travers la couche résonante, celle-ci correspondant à une bande verticale. En effet, le coefficient d'absorption X2 est suffisamment élevé pour que la couche résonante soit optiquement épaisse. Cette configuration d'injection permet un chauffage localisé ainsi que la génération de courant de manière non inductive. Le coefficient d'absorption X3 étant beaucoup plus faible que le coefficient d'absorption X2, l'onde est injectée verticalement depuis le haut de TCV pour optimiser le passage de l'onde dans la couche résonante et ainsi maximisé l'épaisseur optique. Dans ce cas, le chauffage est peu localisé.

Dans ce travail de thèse, sur la base d'expériences et de simulations, on présente pour la première fois une étude détaillée des propriétés d'absorption de l'onde X3, injectée verticalement dans un plasma magnétisé. Il est mis en

évidence par les simulations et l'expérience que l'absorption dépend principalement de la température et des conditions d'injection (angle) de l'onde. Dans des plasmas à bas confinement de l'énergie (mode L) d'une densité au centre de $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ où l'on injecte 1.35 MW de puissance RF, on mesure 100% d'absorption de l'onde X3 et la température des électrons au centre du plasma est presque triplée ($1 \text{ keV} \rightarrow 2.7 \text{ keV}$). On mesure dans ce cas qu'une fraction de la puissance absorbée est due aux populations d'électrons supra-thermique générées par l'onde X3 elle-même.

Dans des plasmas en mode H d'une densité au centre de $8.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ où l'on injecte 1.35 MW de puissance RF, on mesure 85% d'absorption et la température centrale est triplée. Dans ce cas, le chauffage X3 permet au plasma d'atteindre un régime de fonctionnement du mode H observé pour la première fois sur TCV.

Dans ce travail de thèse, on montre que l'absorption X3 est fortement sensible à l'angle d'injection de l'onde et que les conditions optimales d'injection dépendent de la densité et de la température du plasma. Comme ces conditions peuvent varier au cours d'une décharge, on a développé et utilisé un système de contrôle en temps réel avec boucle de contre-réaction sur l'angle d'injection, qui maximise l'absorption. Ce système se base sur une technique de démodulation synchrone et utilise un contrôleur PI. La description détaillée d'un tel système est présentée et on en démontre expérimentalement le fonctionnement.

Les simulations de la propagation et de l'absorption de l'onde X3 sont effectuées avec le code linéaire de tracé de rayon TORAY-GA. Celui-ci prédit de manière cohérente avec les résultats expérimentaux les dépendances de l'absorption en fonction de l'angle d'injection et de la température. Les simulations de TORAY-GA ne tenant pas compte des effets de diffraction, on présente une comparaison avec les résultats du code linéaire de tracé de faisceau ECWGB, qui en tient compte.

L'étude détaillée des propriétés d'absorption X3 en injection verticale montre que c'est un système de chauffage efficace sur TCV, qui élargi de manière significative les possibilités d'étude des limites de β dans des plasmas à élongation élevée.

Abstract

The Tokamak à Configuration Variable (TCV) programme is based on flexible plasma shaping capabilities together with a powerful electron cyclotron wave (ECW) additional heating for studies of stability, confinement, transport, control and power exhaust. In particular, ECW heating system allows an extended study of the β limit, defined as the ratio between the plasma kinetic pressure and the magnetic pressure, which is attributed to MHD (MagnetoHydroDynamic) instabilities. .

The ECW heating (ECH) is based on the resonant interaction between the electrons and an electromagnetic (EM) wave in a region of the plasma where the wave frequency is an harmonic of the electron cyclotron frequency. The TCV ECH system is composed of 6 gyrotrons (high power radio frequency sources), at the frequency of 82.7 GHz for second harmonic X-mode heating (X2) and 3 gyrotrons at the frequency of 118 GHz for third harmonic X-mode heating (X3), providing each a nominal power of 0.5 MW.

In the moderate magnetic field of TCV (1.45 T), the X2 system is able to heat plasmas up to the X2 cutoff density ($4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) above which the wave cannot propagate. The X3 system extends the accessible density range for ECH up to the X3 cutoff density ($11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) and allows in particular the heating of plasmas in high confinement regime (H mode), most appropriate candidates to reach the β limit.

The X2 wave is totally absorbed (plasma optically thick) being launched from the lateral side of TCV and crossing the vertical resonance layer. With this launching configuration, the X2 wave can also be used for non-inductive generation of the plasma current. Since the X3 absorption coefficient is weaker than the X2 absorption coefficient, the X3 wave is injected vertically in order to increase the beam path within the resonance layer, therefore maximizing the X3 optical depth.

The present work, based on experiments and simulation, is the first detailed study of the X3 absorption properties in a top-launch configuration. The X3 absorption is shown to mainly depend on the wave injection conditions and the electron temperature. Full single-pass absorption is measured increasing nearly threefold the central electron temperature (1 keV \rightarrow 2.7 keV) when 1.35 MW of RF power is injected in low confinement regime plasmas (L-mode) with a central density of $4.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Experimental evidences show that a fraction of the power is absorbed on suprathermal electrons generated by the X3 wave itself.

An absorption level of 85% is measured increasing threefold the central temperature by injecting 1.35 MW of X3 in H-mode plasmas with a central

density of $8.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. A new plasma dynamics is observed for the first time on TCV in these experiments.

The X3 absorption is shown to depend strongly on the wave injection angle. In order to maximize the absorption during a plasma discharge by optimizing the injection angle, a real time feedback control has been developed and used. The system is based on the synchronous demodulation technique and uses a PI controller.

In order to simulate the X3 wave propagation and absorption, the linear ray-tracing code TORAY-GA is used. These simulations predict an absorption dependence on the temperature and the injection conditions in agreement with the experimental results. Since TORAY-GA does not take into account the diffraction effects on the beam propagation, a comparison with the beam tracing code ECWGB which includes diffraction is discussed.

The present results on X3 absorption properties demonstrate the efficiency of the X3 heating system on TCV, therefore extending the β limits study capabilities in elongated plasmas.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	La fusion thermonucléaire contrôlée	1
1.2	Le confinement magnétique et le tokamak	3
1.2.1	Confinement du plasma par un champ magnétique . . .	3
1.2.2	Le principe du tokamak	4
1.3	Le Tokamak à Configuration Variable (TCV)	6
1.4	Chauffage du plasma	8
1.4.1	Chauffage par effet Joule	8
1.4.2	Chauffage des électrons par onde EC	9
1.5	Motivation et structure du document	13
1.5.1	Motivation	13
1.5.2	Structure de la thèse	14
2	Propagation et absorption des ondes EC dans un plasma	15
2.1	Introduction	15
2.2	Considérations générales	16
2.3	Le tenseur diélectrique	17
2.3.1	Le modèle du plasma froid	17
2.3.2	Le modèle du plasma chaud	19
2.4	Relation de dispersion	24
2.4.1	Considérations générales	24
2.4.2	Propriétés de la relation de dispersion froide	25
2.4.3	Relation de dispersion chaude pour le mode X	27
2.5	Propagation et absorption	28
2.5.1	Propagation : point de vue de l'optique géométrique . .	29
2.5.2	Propagation : traitement quasi-optique	31
2.5.3	Coefficient d'absorption	34
2.6	Illustration pour les paramètres de TCV	38
2.6.1	Propriétés de propagation pour TCV	38
2.6.2	Les coefficients d'absorption X3 et X2	41
2.7	L'absorption X3 en présence d'électrons supra-thermiques . . .	46

2.7.1	Une fonction de distribution bi-Maxwellienne	46
2.7.2	Elargissement de la résonance X3	47
3	Simulation de la propagation et de l'absorption X3	51
3.1	Introduction	51
3.2	Le code de tracé de rayon TORAY-GA	52
3.2.1	Les variables d'entrée	52
3.2.2	Les variables de sortie	54
3.2.3	Un modèle de faisceau Gaussien	57
3.3	Les prédictions de TORAY-GA	60
3.3.1	L'absorption X3 en fonction des conditions initiales d'injection	60
3.3.2	L'absorption X3 maximale en fonction de la tempéra- ture et de la densité	64
3.4	Le code de tracé de faisceau ECWGB	65
3.4.1	Description du code ECWGB	65
3.4.2	Comparaison entre ECWGB et TORAY-GA	68
3.4.3	Astigmatisme du faisceau	73
4	Système de chauffage EC sur TCV	77
4.1	Vue générale	77
4.2	Système de chauffage EC X3	78
4.2.1	Le gyrotron	79
4.2.2	Unité de conditionnement optique RFCU	83
4.2.3	Guides d'onde	83
4.3	Configuration du miroir X3	86
4.3.1	Propriétés optiques du miroir X3	87
4.3.2	Propriétés mécaniques et dynamiques du miroir X3	89
5	Résultats expérimentaux	95
5.1	Mesures d'absorption	95
5.1.1	Modulation de puissance et mesure du flux diamagné- tique	96
5.1.2	Perturbation de la mesure à haute puissance ECH	98
5.1.3	Perturbation de la mesure dans les modes H	100
5.2	Propriétés de l'absorption X3 dans les modes L	101
5.2.1	Sensibilité à l'angle d'injection	101
5.2.2	Mesure des propriétés d'absorption X3	106
5.2.3	L'absorption X3 et les électrons supra-thermiques	110
5.3	Résultats préliminaires de chauffage X3 dans les modes H	113

6	Contrôle en temps réel du lanceur X3 avec boucle de contre-réaction	119
6.1	Introduction	119
6.2	Introduction aux système de contrôles	120
6.2.1	Principe d'une boucle de contrôle	120
6.2.2	Exemple : boucle de second ordre	122
6.3	Principe de fonctionnement	124
6.3.1	Détection du maximum d'absorption	125
6.3.2	Contrôle du miroir	126
6.4	Description du système, dynamique en boucle ouverte	128
6.5	Mesures du système en boucle fermée	132
6.5.1	Contrôleur P et contrôleur PI	132
6.5.2	Réaction de la boucle à une variation des conditions optimales	134
6.5.3	Etude d'optimisation de la boucle	136
6.6	Modélisation et simulation du système	138
6.6.1	Modèle de la réponse du plasma	139
6.6.2	Simulations en boucle ouverte	140
6.6.3	Simulations en boucle fermée	142
7	Conclusions et perspectives	147
7.1	Conclusions	147
7.2	Perspectives	149
A	Condition de résonance relativiste	151
B	Système de coordonnées de TORAY-GA	153
C	Caractéristiques des détecteurs pour les mesures SXR et T_e-X	157
D	Identification de système pour les mesures DML	159
E	Réglages du système RTFBC	165
F	Spécification des fonctions de transfert du système RTFBC	171
F.1	Le système moteur-miroir	171
F.2	Les filtres passe-bande et passe-bas	172
F.3	Le déphaseur	173
G	Schéma Simulink de la boucle de contrôle du miroir X3	175

Chapitre 1

Introduction

La fusion thermonucléaire contrôlée est un procédé d'exploitation de l'énergie nucléaire qui répond aux critères de développement durable. En particulier, la fusion ne génère pas de gaz à effet de serre (CO_2), utilise un combustible en abondance dans la nature (des isotopes de l'hydrogène dont l'un est extrait du lithium), et produit des déchets radioactifs à faible durée de vie (2-3 générations pour l'homme). De plus, un réacteur à fusion ne crée pas de réaction en chaîne, le rendant intrinsèquement stable, par conséquent sûr. Ces arguments font de l'énergie de fusion un procédé qui n'hypothèque pas la qualité de vie des générations présente et futures.

Sur la base de ces arguments, la communauté internationale a décidé, à travers un consortium auquel la Suisse est associée, d'engager une nouvelle phase prospective dans la recherche en fusion. Il vient d'annoncer la construction du projet ITER¹ (International Thermonuclear Experimental Reactor) sur le site français de Cadarache. Ce prototype de réacteur expérimental devrait permettre de produire jusqu'à 0.5 GW de puissance de fusion pendant une durée de 500 s [1]. Le début des expériences sur ITER est prévu pour l'année 2016 et de nombreuses questions, d'ici là, auront encore à être résolues. Maîtriser à l'échelle terrestre les réactions qui se déroulent naturellement dans le cœur des étoiles reste encore un défi.

1.1 La fusion thermonucléaire contrôlée

Il existe deux mécanismes qui permettent d'extraire une partie de l'énergie de liaison des noyaux atomiques. Le premier consiste à casser des noyaux lourds comme de l'uranium, (U^{235}), pour en produire deux plus légers. C'est ce procédé de fission qui est exploité dans les centrales nucléaires actuelles.

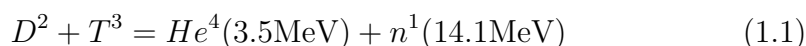
¹<http://www.iter.org>

Le second mécanisme consiste à faire fusionner deux noyaux d'atomes légers comme l'hydrogène (H) pour en produire un plus lourd. C'est la réaction de base que l'on trouve au coeur du soleil. De ces deux réactions (fission et fusion), l'énergie, ΔE , exploitable provient du défaut de masse Δm entre le combustible et le produit de la réaction :

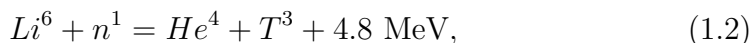
$$\Delta E = \Delta mc^2$$

où c est la vitesse de la lumière. Cette énergie se retrouve sous forme d'énergie cinétique dans les éléments du produit de la réaction, et peut être transformée en chaleur puis en électricité.

Pour les premières générations de réacteur à fusion, on prévoit d'utiliser deux isotopes de l'hydrogène : un noyau de deutérium (D^2) fusionnant avec un noyau de tritium (T^3), pour produire un noyau d'hélium (He^4) d'une énergie de 3.5 MeV et un neutron (n^1) d'une énergie de 14.1 MeV [1]. Autrement dit :



Dans une centrale à fusion, c'est l'énergie cinétique du neutron, en le ralentissant dans un milieu adéquat, qui sera transformée en énergie thermique. Cette énergie peut être ensuite transformée en électricité avec un rendement de l'ordre de 30 %. Le tritium étant un isotope instable (demi-vie de 12.3 ans), il ne peut être stocké et doit être produit sur place. On peut le produire en bombardant du lithium (Li^6) avec une partie des neutrons issus de la réaction de fusion tel que



ce qui permet d'inclure la production de tritium dans le cycle de fusion. Le lithium et le deutérium se trouvent dans l'eau de mer, à raison de 0.17 g/m³ et 33 g/m³ respectivement².

On privilégie la réaction $D^2 + T^3$ car c'est celle qui nécessite l'apport d'énergie le plus bas. La section efficace de fusion [1] pour cette réaction est maximale pour une énergie du deutérium de 100 keV. A de telles énergies, la matière est à l'état de plasma. Le soleil confine le plasma grâce à la gravitation, mais on ne peut utiliser, à l'échelle terrestre, que deux modes de confinement : le confinement inertiel et le confinement magnétique. Le confinement inertiel consiste à comprimer de manière isotrope une petite capsule de combustible jusqu'à de haute densité et température, au moyen de puissant faisceau laser [3]. Dans cette thèse, on s'intéresse au confinement magnétique

²http://www-fusion-magnetique.cea.fr/en_savoir_plus/lithium/lithium.htm

qui travaille avec des plasmas à basse densité : entre 10^{18} et 10^{20} particules par mètre cube (m^{-3}). Pour que les réactions de fusion puissent s'entretenir par elles-mêmes à de telles densités, la température qui, en moyenne, doit être atteinte au milieu du plasma est de 20 keV, pour autant qu'on confine l'énergie du plasma suffisamment longtemps [1]. Un bilan de puissance globale du processus a conduit J. D. Lawson [2] à formuler un critère tel que :

$$n\tau_E \geq 2 \cdot 10^{20} \text{ s/m}^3,$$

si la température des ions $T_i = 20$ keV, et où τ_E est le temps de confinement de l'énergie et n la densité du plasma. Il s'agit donc de créer un régime de confinement de l'énergie qui satisfasse ce critère.

1.2 Le confinement magnétique et le tokamak

1.2.1 Confinement du plasma par un champ magnétique

Le plasma étant un gaz globalement neutre mais constitué de particules chargées électriquement, on peut le confiner avec un champ magnétique. Lorsque on plonge une particule d'espèce j , d'énergie cinétique, $E_{cin} = \frac{1}{2}m_j v_j^2$ et de charge électrique q_j dans un champ magnétique constant, \mathbf{B} , elle suit sous l'action de la force de Lorentz un mouvement de rotation autour de la ligne de champ qu'on appelle mouvement cyclotron, et dont la pulsation est

$$\omega_{c,j} = \frac{q_j B}{m_j}. \quad (1.3)$$

où $B = |\mathbf{B}|$. Sans autre force extérieure, la trajectoire de la particule autour de la ligne de champ est un cercle de rayon, r_L :

$$\rho_L = \frac{v_{j,\perp}}{\omega_{c,j}} = \frac{m_j v_{j,\perp}}{q_j B}, \quad (1.4)$$

qu'on appelle rayon de Larmor est qui dépend de $\omega_{c,j}$ et de la vitesse, $v_{j,\perp}$, perpendiculaire au champ magnétique. Dans un champ magnétique constant, la composante parallèle de la vitesse, $v_{j,\parallel}$, n'est pas affectée et reste donc constante.

Pour confiner le plasma, il est plus optimal d'avoir des lignes de champ magnétique fermées sur elles-mêmes dans une structure de tore. Une structure où les lignes de champ magnétique sont fermées, qui confine le plasma suffisamment longtemps pour permettre les réactions de fusion, nécessite une

combinaison d'au moins deux champs [1]. Comme illustré dans la Figure 1.1, la première et principale composante est le champ toroïdal, \mathbf{B}_ϕ , qui est parallèle au tore. La seconde est le champ poloïdal, \mathbf{B}_θ , qui entoure la section du tore. Ces deux composantes confèrent aux lignes de champ une trajectoire hélicoïdale qui s'enroule autour du tore.

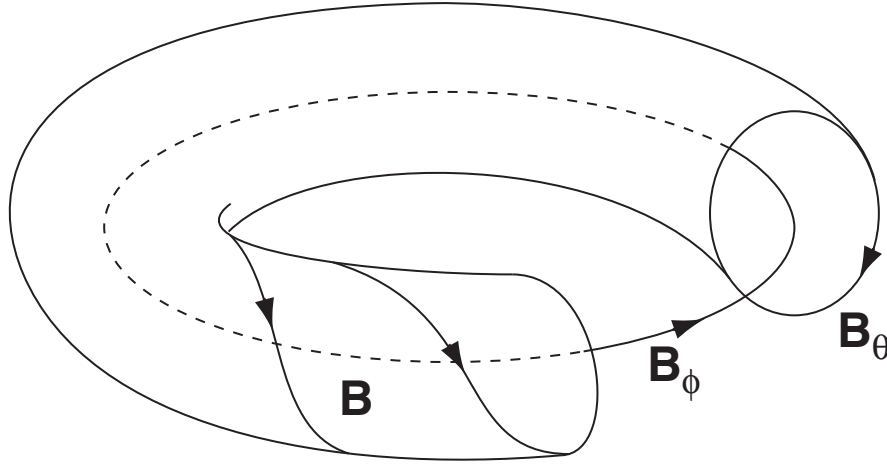


FIG. 1.1 – Structure de base des champs magnétiques pour le confinement des plasmas de fusion.

Pour créer le champ poloïdal, soit on utilise des bobines externes complexes comme c'est le cas dans un stellarator [3], soit on crée un courant I_p dans la direction toroïdale, comme c'est le cas dans un tokamak.

1.2.2 Le principe du tokamak

Le tokamak est une invention russe dont le terme vient de la contraction de : **T**oroidalnaya **k**amera **m**agnitnaya **k**atuschka, qui signifie chambre toroïdale avec bobines magnétiques. Il s'agit donc d'une chambre à vide à symétrie toroïdale dans laquelle on crée une structure de champs magnétiques permettant de confiner le plasma.

Comme illustré schématiquement dans la Figure 1.2, dans un tokamak, le champ magnétique toroïdal est produit par les bobines toroïdales. Le champ poloïdal provient du courant plasma, \mathbf{I}_p , généré par effet transformateur. La bobine primaire du transformateur est un solénoïde placé autour de la colonne centrale du tokamak, et dans lequel circule un courant $I_{oh}(t)$ variable dans le temps. Le courant \mathbf{I}_p est une source d'instabilité du plasma car on génère une force de dérive $\mathbf{I}_p \times \mathbf{B}$. Pour stabiliser cet effet, on doit ajouter au champ poloïdal, \mathbf{B}_θ , une composante générée par les bobine verticales telle que le

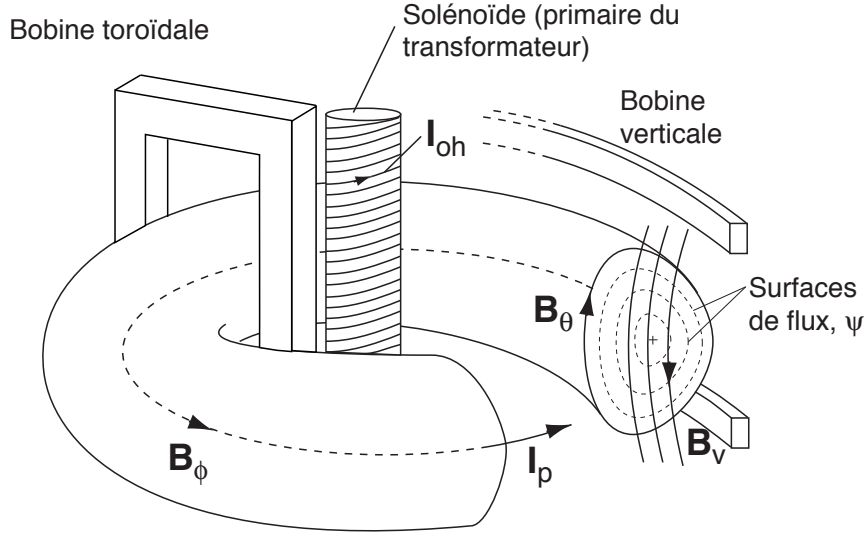


FIG. 1.2 – Le confinement magnétique d'un tokamak est constitué de 3 champs. Le champ toroïdal, \mathbf{B}_ϕ , le champ poloïdal, \mathbf{B}_θ , et le champ vertical, \mathbf{B}_v . Le champ \mathbf{B}_θ provient du courant plasma, I_p , généré par effet transformateur. Le circuit primaire du transformateur est un solénoïde au centre du tokamak dans lequel circule un courant, $I_{oh}(t)$, variant dans le temps.

champ poloïdal total vaut : $\mathbf{B}_{pol} = \mathbf{B}_\theta + \mathbf{B}_v$. En plus d'être stabilisant, le champ \mathbf{B}_v permet de façonner la forme de la section du tore que constitue le plasma. C'est pour cela qu'on emploie souvent à TCV le terme de bobine de façonnage au lieu de bobine verticale.

Dans un tokamak, la structure du champ magnétique est telle qu'on peut définir des surfaces fermées, $\psi(\mathbf{r})$, qui en tout point, \mathbf{r} , satisfont la condition

$$\nabla\psi \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.5)$$

Dans ce travail, les surfaces sont définies de manière à ce que le flux du champ poloïdal [4] soit constant. Les propriétés de symétrie toroïdale du tokamak impliquent que les surfaces de flux, ψ , sont concentriques comme illustré dans la Figure 1.2. Pour un plasma magnétisé dont la vitesse fluide est nulle, la théorie MHD donne les conditions d'équilibre statique telles que

$$\nabla P = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.6)$$

où P est la pression et \mathbf{j} la densité de courant. Par définition de ψ , cela implique que la pression est constante sur une surface de flux et que \mathbf{j} circule sur ces surfaces. Comme $P = nk_B T$, on suppose généralement que la densité, n , et la température, T , sont aussi constantes sur les surfaces de flux.

De plus, pour un plasma constitué d'une seule espèce d'ions, on écrit que $P = nk_B(T_e + T_i)$, où T_e est la température des électrons, T_i la température des ions et $n = n_e = n_i$ est la densité.

1.3 Le Tokamak à Configuration Variable (TCV)

Le Tokamak à Configuration Variable est une machine de taille moyenne dont l'une des particularités est la flexibilité de contrôle de la forme du plasma, qui permet d'agir sur la qualité du confinement de l'énergie [5, 6]. Les principaux paramètres de TCV sont donnés dans le Tableau 1.1 et on peut voir une illustration de TCV dans la Figure 1.3.

La chambre à vide de TCV est de section quasi-rectangulaire (0.5×1.5 m) en acier inoxydable. Les parois internes sont recouvertes de tuiles en carbone pour éviter les impuretés plus lourdes que le carbone telles que le fer où l'oxygène.

Paramètre	Symbole	Valeur
Hauteur de la chambre à vide	h	1.54 m
Grand rayon du plasma	R_0	0.88 m
Petit rayon du plasma	a	0.24 m
Elongation du plasma	κ	$1 \leq \kappa \leq 2.8$
Triangularité du plasma	δ	$-0.77 \leq \delta \leq 0.86$
Champ magnétique toroïdal sur l'axe	B_0	1.45 T
Courant plasma	I_p	$50 \text{ kA} < I_p < 1 \text{ MA}$
Densité au centre [m^{-3}]	$n_{e,0}$	$0.5 \cdot 10^{19} \leq n_{e,0} \leq 15 \cdot 10^{19}$
Température des électrons (ohmique)	$T_{e,0}$	$0.8 \leq T_{e,0} \leq 1.2 \text{ keV}$
Température des ions (ohmique)	$T_{i,0}$	$0.4 \leq T_{i,0} \leq 0.8 \text{ keV}$

TAB. 1.1 – Principaux paramètres de TCV et de ses plasmas où les températures sont données pour le chauffage ohmique uniquement.

On définit un système d'axes comme indiqué dans la Figure 1.3. L'origine \mathcal{O} est située au centre de la machine, sur l'axe de symétrie toroïdale. On définit un repère cylindrique, (R, ϕ, z) , où l'angle ϕ repère la position d'un plan poloidal (Figure 1.3 (b)) et les surfaces de flux, ψ , ne dépendent que de (R, z) . Dans ce plan, on définit le grand rayon, R_0 , et le petit rayon, a , du plasma ainsi que la hauteur, h , de la chambre à vide.

La configuration allongée de la chambre à vide et les multiples bobines de façonnage (Figure 1.3 (b)) permettent une grande diversité de formes de la section du plasma. La section du plasma, définie par la dernière surface de flux fermée, est déterminée par son demi-axe horizontal, a , et par son

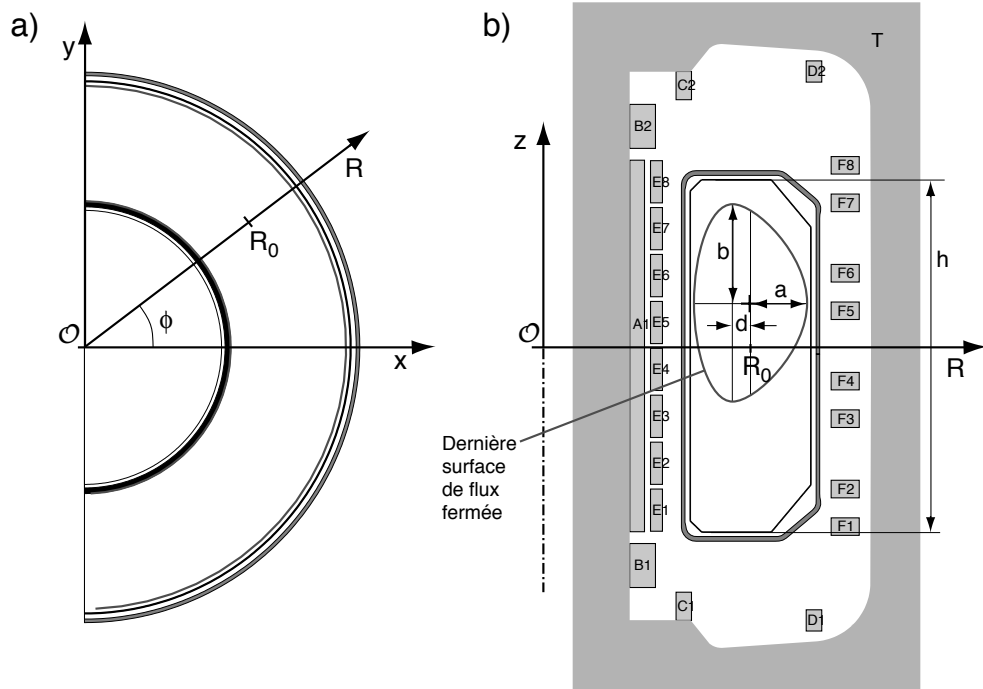


FIG. 1.3 – (a) Coupe horizontale de TCV vue de dessus. (b) Coupe poloïdale de TCV avec une bobine toroïdale (T), les bobines de façonnage (E et F) et le primaire du transformateur (A1). La forme du plasma est caractérisée par la dernière surface de flux fermée. On définit le demi-axe horizontal a , le demi-axe vertical b et le décalage, d , de l'axe vertical par rapport à l'axe magnétique (+). On en tire l'élongation, $\kappa = b/a$ et la triangularité, $\delta = d/a$. Toutes les grandeurs sont à l'échelle.

demi-axe vertical, b . Le demi-axe vertical est pris à la hauteur maximale du plasma et peut être décalé d'une distance horizontale d , par rapport à l'axe magnétique du plasma (+). On définit deux paramètres qui caractérisent la forme du plasma : l'élongation κ est telle que

$$\kappa = \frac{b}{a},$$

et la triangularité δ est telle que

$$\delta = \frac{d}{a}.$$

Le champ magnétique toroïdal, au centre de la chambre, vaut $B_0 = 1.45$ T

en l'absence de plasma. L'intensité du champ toroïdal est telle que

$$B_\phi = B_\phi(R) \simeq \frac{B_0 R_0}{R},$$

si bien que la condition $B = Cste$ définit une ligne verticale dans un plan poloïdal de la chambre à vide.

Les plasmas de TCV ont une densité d'électrons, n_e (égale à la densité des ions n_i), au centre telle que : $0.5 \cdot 10^{19} \leq n_{e,0} \leq 15 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, et dans le cadre spécifique de cette thèse, on travaille avec des densités d'électrons au centre telles que : $1 \cdot 10^{19} \leq n_{e,0} \leq 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Pour des plasmas chauffés uniquement par effet Joule (section 1.4), la température des électrons au centre est telle que : $0.8 \leq T_{e,0} \leq 1.2 \text{ keV}$, et la température des ions (principalement du deutérium et du carbone, ces derniers constituant la principale source d'impuretés, et dans ce cas $n_e \neq n_i$) au centre est telle que : $0.4 \leq T_{i,0} \leq 0.8 \text{ keV}$.

1.4 Chauffage du plasma

1.4.1 Chauffage par effet Joule

Dans un tokamak, la source naturelle de chauffage du plasma est obtenue par effet Joule. Le courant plasma, I_p , chauffe directement les électrons, et une partie de leur énergie est transférée aux ions par collisions coulombiennes. Les processus collisionnels entre les électrons et les différentes espèces d'ions permettent de définir une résistivité électrique du plasma, η , telle que [1]

$$\eta = 2.8 \frac{Z_{eff}}{T_e^{3/2}} \quad \Omega \cdot \text{m} \quad (\text{avec } T_e \text{ en keV}) \quad (1.7)$$

où $Z_{eff} = \sum_j n_j q_j^2 / (\sum_j n_j q_j)$ est la charge effective. La résistivité diminue avec la température, plus le plasma est chaud, moins le chauffage ohmique est efficace. Pour TCV, cela conduit aux valeurs de températures indiquées dans la section précédente. Les plasmas utilisés dans cette thèse ont un courant $I_p \simeq 200 \text{ kA}$, ce qui correspond à une puissance de chauffage ohmique :

$$P_{oh} \simeq 200 \text{ kW}. \quad (1.8)$$

Pour augmenter la température du plasma, il existe diverses méthodes selon qu'on veuille chauffer les ions ou les électrons. Dans ce travail, on se concentre sur le chauffage direct des électrons par ondes électromagnétiques (EM).

1.4.2 Chauffage des électrons par onde EC

Pour chauffer les électrons du plasma, on peut utiliser une onde électromagnétique dont la fréquence est une harmonique, n , de la fréquence cyclotron des électrons, $\omega_{c,e}$ (onde EC). Pour une onde de pulsation ω fixée qui se propage de manière perpendiculaire au champ magnétique \mathbf{B} , on peut écrire les conditions de résonance :

$$\omega = n\omega_{c,e} \quad (1.9)$$

Principe du chauffage EC

On peut comprendre le chauffage EC en décrivant l'interaction de l'onde avec une seule particule. On considère un électrons plongé dans un champ magnétique statique $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$, interagissant avec une onde décrite par le champ $\mathbf{E} = E_x \cos(\omega t - k_\perp y)\mathbf{e}_x$ linéairement polarisé et oscillant à la pulsation ω . L'onde se propage perpendiculairement à \mathbf{B} telle que le vecteur d'onde $\mathbf{k}_\perp = k_\perp \mathbf{e}_y$ (Figure 1.4). L'équation du mouvement de l'électron s'expriment par

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (1.10)$$

où l'on a négligé l'interaction de l'électron avec la composante magnétique de l'onde. De plus, on suppose que l'électron est faiblement dévié de sa trajectoire circulaire par le champ électrique. Comme illustré dans la Figure 1.4 (b), on peut exprimer le champ \mathbf{E} par deux composantes circulairement polarisées, l'une tournant à droite, $\mathbf{E}_- = E_x \mathbf{e}_x - iE_y \mathbf{e}_y$, l'autre tournant à gauche, $\mathbf{E}_+ = E_x \mathbf{e}_x + iE_y \mathbf{e}_y$. Si on ne retient que la composante qui tourne dans le sens de l'électrons (\mathbf{E}_-), et qu'on insère la condition de résonance $\omega = n\omega_{c,e}$ dans (1.10), on trouve que

$$\frac{dv_-}{dt} + i\omega_{c,e}v_- = -\frac{eE_-}{m_e} \sum_l J_l(k_\perp \rho_L) \exp[i(l-n)\omega_{c,e}t], \quad (1.11)$$

où $v_- = v_x \mathbf{e}_x - iv_y \mathbf{e}_y$ et J_l est la fonction de Bessel d'ordre l . L'argument de J_l est le produit du vecteur d'onde, k_\perp , avec le rayon de Larmor ρ_L . Le mouvement de l'électron, décrit par le membre de gauche de (1.11), oscille comme $\exp(-i\omega_{c,e}t)$. Pour que le couplage avec le champ, E_- , soit maximal, il faut que ce dernier oscille à la même fréquence, i.e. que $l = n - 1$.

Avec la condition $l = n - 1$, on considère la variation d'énergie de l'électron, $\delta W = m\mathbf{v} \cdot (d\mathbf{v}/dt)\tau_c$, où τ_c est le temps pendant lequel l'onde et

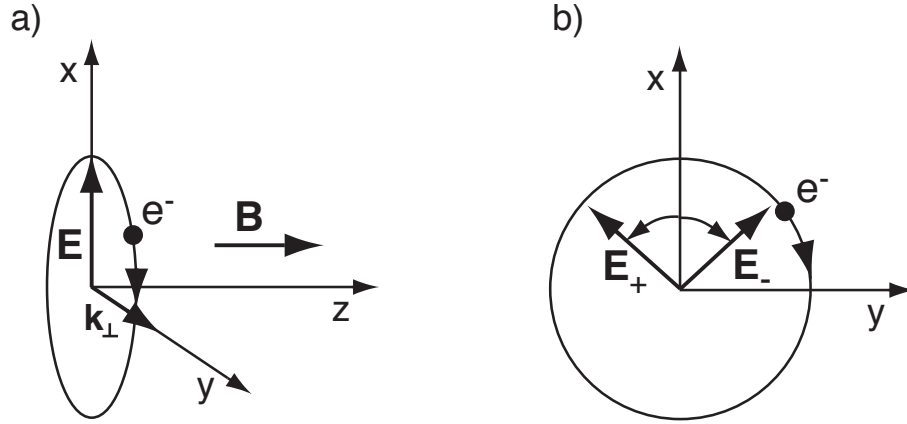


FIG. 1.4 – (a) Mouvement cyclotron d'un électron, e^- , dans un champ magnétique \mathbf{B} , interagissant avec le champ électrique \mathbf{E} oscillant. (b) Le champ \mathbf{E} linéairement polarisé peut s'exprimer par deux composantes circulairement polarisées, l'une tournant à droite, \mathbf{E}_- , et l'autre tournant à gauche, \mathbf{E}_+ .

l'électron gardent une relation de phase constante. D'après l'équation (1.11), δW est donnée par [7]

$$\delta W = -ev_- E_- J_{n-1}(k_\perp \rho_L) \tau_c. \quad (1.12)$$

L'échange d'énergie entre l'électron et l'onde dépend de leur relation de phase. Il peut soit gagner de l'énergie, soit en céder à l'onde.

Sur la base de (1.12), on considère un ensemble d'électrons dont les relations de phase avec l'onde sont décrites par une distribution aléatoire. En effet, on suppose qu'à travers des processus irréversibles de collisions, chaque électron perd toute corrélation de phase avec l'onde entre le moment où il sort du faisceau EC et le moment où il y entre à nouveau (processus sans mémoire). Le gain d'énergie de l'ensemble des électrons est alors décrit par un processus de diffusion dans l'espace des vitesses. La phénoménologie du chauffage peut être évaluée par une moyenne temporelle du processus dont il résulte un coefficient de diffusion. D'après (1.12), ce coefficient est proportionnel à la grandeur [7] :

$$G_n = |v_\perp E_- J_{n-1}(k_\perp \rho_L)|^2, \quad (1.13)$$

où v_\perp correspond à la vitesse moyenne des électrons, perpendiculaire au champ magnétique. Dans l'expression (1.13), le chauffage dépend entre autres de la fonction de Bessel, J_{n-1} qui dépend de l'harmonique n . A travers le

rayon de Larmor, l'argument de J_{n-1} dépend de la température des électrons, associée à leur vitesse moyenne, tel que : $k_{\perp}\rho_L = N_{\perp}n\sqrt{k_B T_e/(m_e c^2)}$, où $N_{\perp} = k_{\perp}c/\omega$ est l'indice de réfraction de l'onde dans le plasma. L'harmonique n et l'indice de réfraction N_{\perp} sont de l'ordre de l'unité si bien que le terme dominant vient de la température T_e . On voit notamment que si $T_e = 0$, seule la première harmonique ($n = 1$) est absorbée car $J_{n-1}(0) = 0$ pour $n > 1$. Pour l'absorption des harmoniques $n \geq 2$ qu'on veut étudier dans ce travail, on observe que pour une amplitude fixe de la composante du champ E_{\perp} , l'interaction à chaque harmonique successive décroît d'un facteur $(k_{\perp}\rho_L)^2 \simeq k_B T_e/(m_e c^2)$.

Le chauffage EC à TCV

Le système de chauffage EC (ECH) est l'un des grands atouts de TCV. La flexibilité de son système d'injection des ondes, contrôlable en temps réel, permet un chauffage localisé des électrons. La possibilité de chauffer les électrons localement permet entre autres d'étudier le confinement de l'énergie, le transport et de contrôler certaines instabilités [8]. De plus, en injectant l'onde EC dans la direction toroïdale, on peut générer du courant [9] (electron cyclotron current drive, ECCD). TCV est la seule machine dans laquelle la totalité du courant plasma, I_p , a pu être maintenue par ECCD pendant une durée de 4 s [10]. Notez que la durée typique d'une décharge plasma dans TCV est généralement de 2 s.

Le système de chauffage EC de TCV est composé de 9 gyrotrons (source radio fréquence à haute puissance) délivrant chacun une puissance RF de 0.5 MW. En totalisant une puissance RF disponible de 4.5 MW, la densité de puissance globale à TCV est d'environ 2.6 MW/m³. A titre comparatif, il est prévu pour ITER d'installer une puissance EC de 20 MW, ce qui correspond à une densité de puissance globale de l'ordre de 0.026 MW/m³ [11]. Les 9 gyrotrons sont réparti en 3 clusters dont deux sont utilisés pour le chauffage à la seconde harmonique (X2 : $\omega/2\pi = 82.7$ GHz), le troisième étant utilisé pour le chauffage à la troisième harmonique (X3 : $\omega/2\pi = 118$ GHz).

Les fréquences des gyrotrons (82.7 GHz et 118 GHz) ont été choisies de manière à ce que les conditions de résonance pour $n = 2$ et $n = 3$ respectivement, passent par le centre du plasma comme illustré dans la Figure 1.5 (---). On a vu que l'amplitude du champ magnétique dépend principalement de R , et la condition de résonance est telle que :

$$\omega = n\omega_{c,e} \quad \Rightarrow \quad B(R) = \frac{B_0 R_0}{R} = \frac{m_e \omega}{en}. \quad (1.14)$$

ce qui définit bien une ligne verticale en l'absence de plasma.

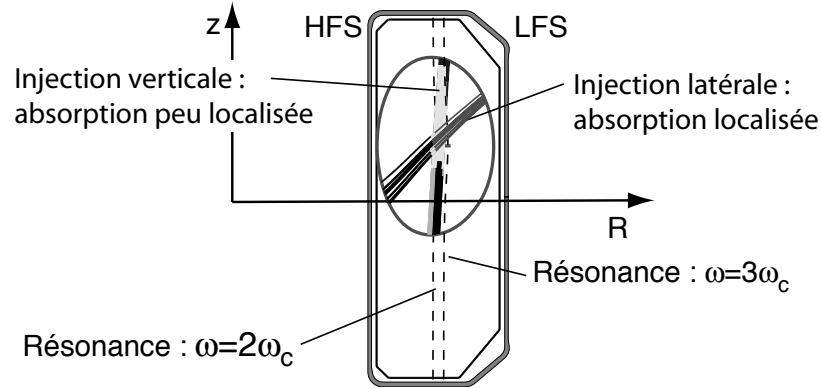


FIG. 1.5 – Deux configurations d’injections des ondes EC, typiques dans TCV : l’une verticale l’autre latérale. Pour la première, l’onde se propage le long de la condition de résonance et pour la deuxième, elle se propage à travers. TCV est doté d’un systèmes de chauffage EC avec deux fréquences ω , l’une correspondant à la seconde harmonique ($\omega = 2\omega_{c,e}$) et l’autre à la troisième harmonique ($\omega = 3\omega_{c,e}$) de la fréquence cyclotron des électrons.

On peut voir dans la Figure 1.5 deux configurations typiques d’injection des ondes EC dans un plan poloïdal de TCV. L’une est injectée latéralement depuis le côté bas champ (Low Field Side, LFS) et traverse la condition de résonance. Une telle configuration permet un chauffage localisé. L’injection verticale depuis le haut qui est utilisée pour le X3 implique un chauffage peu localisé.

Pour pouvoir chauffer les électrons, il faut que l’onde puisse atteindre la zone d’interaction résonante. Or, d’après les propriétés de propagation des ondes dans un plasma magnétisé, il existe une densité d’électrons au delà de laquelle l’onde ne peut plus se propager. On l’appelle la densité de coupure, $n_{e,cut}$, et elle dépend de la fréquence de l’onde et de l’amplitude du champ magnétique. Pour une onde qui satisfait la condition de résonance, on a que

$$n_{e,cut} = 9.715 \cdot 10^{18} \cdot n(n-1)B_0^2 \quad (1.15)$$

où B_0 (en T) est la valeur du champ magnétique sur l’axe et la densité s’exprime en m^{-3} . On voit donc que pour un champ magnétique B_0 fixé, le choix de l’harmonique, n , est contraint par la densité au centre du plasma si on veut pouvoir le chauffer partout.

1.5 Motivation et structure du document

1.5.1 Motivation

Compte tenu du champ magnétique relativement modéré de TCV (1.45 T), le chauffage EC à la seconde harmonique est limité par sa densité de coupure ($n_{e,cut}^{X2} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Pour étendre le domaine d'accessibilité du chauffage EC à des densités plus élevées, le système de chauffage à la troisième harmonique, pour lequel $n_{e,cut}^{X3} = 11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, a été installé sur TCV. En particulier, le X3 permet de faire du chauffage EC pour des régimes d'opération du tokamak à haut confinement de l'énergie (mode H).

Le coefficient d'absorption, α_2 de l'onde X2, est plus élevé que celui de l'onde X3, et le rapport entre les deux est tel que $\alpha_3/\alpha_2 = k_B T_e / (m_e c^2)$, ce qui correspond à un facteur 1/511 pour des plasmas chauffés ohmiquement ($T_e = 1 \text{ keV}$). Pour maximiser la fraction de puissance X3 absorbée, l'onde est injectée verticalement depuis le haut de TCV, de manière à maximiser son trajet dans la résonance.

Le système d'injection verticale pour le X3 a initialement été proposé par Meyer et al. [12] et TCV est actuellement le seul tokamak à être doté d'un tel système. Pour des faibles puissances EC, les propriétés d'absorption X3, en injection latérale ont été étudiées sur Alcator-C [13] et en injection verticale sur Tore-supra [14]. Des expériences de chauffage X3 ($P_{EC} = 220 \text{ kW}$) sur Heliotron DR ont été reportées par N. Yanagi et al. [15] où il est observé que le X3 génère des électrons rapides. La dépendance de l'absorption X3 en la densité a été étudiée au travers de simulations utilisant un code de tracé de rayon pour les paramètres du LHD (Large Helical Device) par U. Gasparino [16].

Le système de chauffage X3 a été installé à TCV avec toute la puissance RF disponible (1.5 MW) au début de l'année 2001. Dans ce travail de thèse, pour la première fois, on caractérise de manière détaillée les propriétés d'absorption de l'onde X3 en injection quasi-verticale dans TCV. Une étude expérimentale de l'absorption X3, en fonction des conditions initiales d'injection, de la densité et de la température, est effectuée. Les mesures sont systématiquement comparées aux résultats des simulations faites avec le code de tracé de rayon TORAY-GA. Ce dernier ne tenant pas compte des effets de diffraction pour le calcul de propagation du faisceau, on compare ses résultats avec ceux du code de tracé de faisceau ECWGB qui en tient compte.

Dans cette étude, on met en évidence que l'absorption X3 dépend fortement des conditions initiales d'injection. Dans le cadre de ce travail de thèse, un système de contrôle en temps réel de l'angle d'injection, avec boucle de contre-réaction, a été développé et utilisé afin de maximiser l'absorption X3

pendant une décharge plasma. On décrit ce système qui se base sur des techniques de démodulation synchrone et qui utilise un contrôleur analogique Proportionnel Intégral (PI). On discute les performances de ce système sur la base des mesures effectuées pendant le chauffage X3 dans TCV et sur la base de simulations faites avec le paquet Simulink du logiciel Matlab. L'étude du contrôle et de l'optimisation en temps réel des conditions d'injection d'une onde EC pour un système d'injection quasi-vertical fourni un savoir faire précieux, qui sera utile pour des système similaires, nécessaires sur ITER [17, 18].

1.5.2 Structure de la thèse

Dans le chapitre 2, on présente les éléments de théorie qui permettent de caractériser la propagation et l'absorption d'une onde EC dans un plasma chaud magnétisé. On s'intéresse particulièrement au cas d'une propagation perpendiculaire au champ magnétique polarisée en mode extraordinaire (mode X). Les concepts et les grandeurs introduits dans ce chapitre sont illustrés et discutés pour les paramètres de TCV.

Dans le chapitre 3, on présente les codes linéaires de tracé de rayon, TORAY-GA, et de tracé de faisceau, ECWGB, utilisés pour les simulations. Les propriétés de l'absorption X3 en injection quasi-verticale sont discutées sur la base des simulations faites avec TORAY-GA, et une comparaisons entre les deux codes est présentée.

Dans le chapitre 4, on présente le système de chauffage X3, depuis les sources d'ondes RF, jusqu'au système d'injection.

Dans le chapitre 5, on présente les résultats expérimentaux, que l'on compare aux simulations faites avec TORAY-GA. On y présente préalablement la méthode pour mesurer la fraction de puissance absorbée, qui se base sur la modulation d'une partie de la puissance RF injectée.

Dans le chapitre 6, on décrit le système de contrôle en temps réel, avec boucle de contre-réaction, du système d'injection X3 que l'on a développé dans ce travail. On en discute la performance sur la base de mesures expérimentales sur TCV et de simulations faites avec le paquet Simulink du logiciel Matlab.

Le chapitre 7 conclut ce travail de thèse et donne des perspectives pour l'utilisation du chauffage X3 à TCV.

Chapitre 2

Propagation et absorption des ondes EC dans un plasma

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, on introduit les outils permettant de discuter les propriétés de propagation et d'absorption d'une onde EM dans un plasma magnétisé, et plus spécifiquement d'une onde polarisée en mode extraordinaire (mode X) dont la fréquence est la troisième harmonique (X3) de la fréquence cyclotron des électrons.

Pour ces ondes, l'approximation WKB [19] est généralement utilisée, i.e. $\lambda_0 \ll \mathcal{L}$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et \mathcal{L} la longueur caractéristique de la non homogénéité du plasma qu'on peut exprimer par : $\mathcal{L} = N/|\nabla N|$, où N est l'indice de réfraction du plasma. Les ordres de grandeur étant fondamentaux lorsqu'on doit choisir un modèle, on illustrera chacune des grandeurs introduites dans le contexte particulier de TCV.

Pour décrire l'interaction d'une onde EC avec un plasma, on décrit le milieu au moyen d'un tenseur diélectrique. Dans la section 2.3, on calcule les éléments du tenseur diélectrique pour le modèle du plasma froid, puis pour le modèle du plasma chaud. Dans la section 2.4, on tire des équations de Maxwell une relation de dispersion qui permet de discuter les propriétés de propagation et d'absorption des ondes EC. Dans la section 2.5, on présente les équations de tracé de rayon qui permettent de calculer la trajectoire de l'onde dans le plasma, et on calcule le coefficient d'absorption pour l'onde X3. Dans la section 2.6, on illustre les principaux résultats pour les paramètres typiques de TCV. Et en particulier, on discute certaines des propriétés de l'absorption X3.

2.2 Considérations générales

Les équations de Maxwell, pour former un système auto-consistant, doivent être complétées d'une relation constitutive décrivant le milieu, c'est-à-dire le plasma. Le plasma est un milieu dispersif dans le temps et dans l'espace, et on suppose que le champ électromagnétique décrivant l'onde ne modifie pas les propriétés dispersives du plasma. Cela permet de définir une relation linéaire entre la densité de courant \mathbf{j} et le champ électrique \mathbf{E} et on introduit le tenseur de conductibilité électrique $\underline{\underline{\sigma}}$ de sorte que les équations de Maxwell complétées sont :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r}' \int dt' \underline{\underline{\sigma}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}', t'), \quad (2.5)$$

où \mathbf{E} est le champ électrique, \mathbf{B} le champ magnétique, ρ_e la densité de charge, ϵ_0 la constante diélectrique du vide, μ_0 la permittivité du vide, \mathbf{j} la densité de courant électrique et c la vitesse de la lumière. On suppose que les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} peuvent s'exprimer par une onde plane monochromatique de la forme

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{B}}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.7)$$

où \mathbf{k} est le vecteur d'onde et ω la pulsation de l'onde. Dans ce contexte, les équations (2.1) à (2.5) peuvent s'exprimer dans l'espace Fourier-Laplace :

$$i\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{E}} = i\omega \hat{\mathbf{B}} \quad (2.8)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{E}} = \frac{\hat{\rho}_e}{\epsilon_0} \quad (2.9)$$

$$i\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{B}} = \mu_0 \hat{\mathbf{j}} - \frac{i\omega}{c^2} \hat{\mathbf{E}} \quad (2.10)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{B}} = 0 \quad (2.11)$$

$$\hat{\mathbf{j}} = \underline{\underline{\hat{\sigma}}}(\mathbf{k}, \omega) \hat{\mathbf{E}} \quad (2.12)$$

En insérant (2.8) et (2.12) dans (2.10), on trouve une équation pour le champ électrique telle que

$$\frac{c^2}{\omega^2} \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{E}}) + \hat{\underline{\underline{\epsilon}}}(\mathbf{k}, \omega) \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.13)$$

où le tenseur diélectrique s'exprime par :

$$\hat{\underline{\underline{\epsilon}}} = \mathbb{I} - \frac{1}{i\omega\epsilon_0} \hat{\underline{\underline{\sigma}}} \quad (2.14)$$

et \mathbb{I} représente la matrice identité. Le tenseur diélectrique contient toute la physique de l'interaction onde-plasma.

2.3 Le tenseur diélectrique

Le tenseur diélectrique permet de déduire de (2.13) les propriétés de propagation et d'absorption d'une onde. Pour le calculer, on utilise deux modèles : l'un basé sur le plasma froid, qui permet d'extraire les propriétés de propagation, et l'autre basé sur le plasma chaud, nécessaire pour décrire les propriétés d'absorption.

2.3.1 Le modèle du plasma froid

Dans l'approximation du plasma froid, on ignore l'agitation thermique des particules et on peut dès lors considérer le plasma comme composé de deux fluides, l'un d'électrons et l'autre d'ions. Comme on considère des fréquences $\omega \simeq \omega_{c,e} \gg \omega_{c,i}$, avec $\omega_{c,e}$ et $\omega_{c,i}$, la fréquence cyclotron des électrons et des ions respectivement, on peut considérer les ions comme immobiles. On néglige également les forces associées aux collisions coulombiennes entre les deux espèces. Dans ce contexte, l'équation de Newton pour le fluide d'électrons s'écrit :

$$m_e n_e \left(\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right) = -en_e [\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] \quad (2.15)$$

où n_e est la densité d'électrons, m_e la masse de l'électron, e la charge élémentaire et \mathbf{u}_e la vitesse fluide. On linéarise l'équation (2.15) par rapport à un équilibre où l'on considère un fluide statique, de densité $n_{e,0}$ constante, et placé dans un champ magnétique uniforme \mathbf{B}_0 . On suppose une petite perturbation des variables dynamiques telles que

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{e,1} \quad (\mathbf{u}_{e,0} = 0), \quad (2.16)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \quad (\mathbf{E}_0 = 0), \quad (2.17)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad |\mathbf{B}_1|/|\mathbf{B}_0| \ll 1, \quad (\mathbf{B}_0 = Cste) \quad (2.18)$$

où l'indice 0 représente les grandeurs à l'équilibre et l'indice 1, les perturbations au premier ordre. L'équation fluide linéarisée devient :

$$m_e n_{e,0} \frac{\partial \mathbf{u}_{e,1}}{\partial t} = -en_{e,0} [\mathbf{E}_1 + \mathbf{u}_{e,1} \times \mathbf{B}_0] \quad (2.19)$$

On définit un système de coordonnées cartésien dans lequel on fixe le champ magnétique parallèle à l'axe z : $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$. Les quantités perturbées sont supposées varier comme $\exp\{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t]\}$ et l'équation (2.19), dans l'espace de Fourier-Laplace, donne deux sous-systèmes découplés, l'un pour les composantes perpendiculaires à \mathbf{B}_0 et l'autre pour la composante parallèle à \mathbf{B}_0 :

$$\begin{cases} \hat{u}_{1,x} + \frac{i\omega_c}{\omega} \hat{u}_{1,y} = -\frac{ie}{m_e \omega} \hat{E}_{1,x} \\ -\frac{i\omega_c}{\omega} \hat{u}_{1,x} + \hat{u}_{1,y} = -\frac{ie}{m_e \omega} \hat{E}_{1,y} \end{cases} \quad (2.20)$$

$$\begin{cases} \hat{u}_{1,z} = -\frac{ie}{m_e \omega} \hat{E}_{1,z} \end{cases} \quad (2.21)$$

avec la fréquence électron cyclotron non relativiste :

$$\omega_c = -\frac{eB_0}{m_e}. \quad (2.22)$$

En comparant le système d'équations (2.20) et (2.21) à la densité de courant $\hat{\mathbf{j}}_1 = -en_{e,0} \hat{\mathbf{u}}_1$, on identifie le tenseur de conductibilité électrique $\underline{\underline{\sigma}}_{cold}$:

$$\hat{\mathbf{j}}_1 = \underline{\underline{\sigma}}_{cold}(\mathbf{k}, \omega) \hat{\mathbf{E}}_1 = i\epsilon_0 \omega \begin{pmatrix} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} & -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} & 0 \\ i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} & \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{pmatrix} \hat{\mathbf{E}}_1 \quad (2.23)$$

où la fréquence plasma est définie par

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (2.24)$$

On trouve finalement, en utilisant la notation de Stix [20], que le tenseur diélectrique pour le plasma froid, $\underline{\underline{\epsilon}}_{cold}$, s'écrit :

$$\underline{\underline{\epsilon}}_{cold} = \mathbb{I} - \frac{1}{i\epsilon_0 \omega} \underline{\underline{\sigma}}_{cold} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

avec

$$S = \frac{1}{2}(R + L) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \quad (2.26)$$

$$D = \frac{1}{2}(R - L) = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} \quad (2.27)$$

$$P = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.28)$$

$$R = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_c)} \quad ; \quad L = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)} \quad (2.29)$$

2.3.2 Le modèle du plasma chaud

Si l'on veut décrire l'absorption d'une onde EC dans un plasma magnétisé, il faut une description microscopique du plasma obtenue à partir de la théorie cinétique. Le modèle du plasma chaud, sous certaines approximations, conduit à une nouvelle expression du tenseur diélectrique qui peut s'exprimer par une correction du type

$$\underline{\epsilon}_{hot} = \underline{\epsilon}_{cold}(\omega, \mathbf{B}_0, n_{e,0}) + \underline{\tilde{\epsilon}}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{B}_0, n_{e,0}, T_{e,0}). \quad (2.30)$$

où la correction chaude $\underline{\tilde{\epsilon}}$ dépend explicitement du vecteur d'onde \mathbf{k} et de la température des électrons à l'équilibre, $T_{e,0}$. Pour calculer les éléments de $\underline{\epsilon}_{hot}$, on part de l'équation de Vlasov relativiste.

L'équation de Vlasov relativiste

Dans la théorie cinétique, on décrit les électrons du plasma par une fonction de distribution $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. L'espace de phase usuel $\{\mathbf{r}; \mathbf{v}\}$ (espace réel et espace des vitesses), dans le formalisme relativiste est remplacé par $\{\mathbf{r}; \mathbf{p}\}$ (espace réel et espace des quantités de mouvement) avec la relation $\mathbf{p} = m_{e,0} \gamma \mathbf{v}$ où $m_{e,0}$ est la masse de l'électron au repos et $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$. Les grandeurs macroscopiques du plasma sont entièrement décrites par les moments de la fonction de distribution. Le moment d'ordre 0 exprime la densité d'électrons :

$$n_e(\mathbf{r}, t) = \int f_e(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3 p, \quad (2.31)$$

et le moment d'ordre 1 exprime la densité de courant :

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -en_e \int \frac{\mathbf{P}}{m_{e,0} \gamma} f_e(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3 p. \quad (2.32)$$

Pour calculer les éléments du tenseur diélectrique, on se base sur la relation constitutive (2.5) qui lie la densité de courant \mathbf{j} au champ \mathbf{E} , sachant que la fonction de distribution est solution de l'équation de Vlasov relativiste [21] :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{c^2}{\sqrt{p^2 c^2 + m_{e,0}^2 c^4}} \mathbf{p} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{r}} - e(\mathbf{E} + \frac{c^2}{\sqrt{p^2 c^2 + m_{e,0}^2 c^4}} \mathbf{p} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (2.33)$$

Dans cette équation, les collisions sont négligées car les temps caractéristiques d'interaction onde-plasma sont beaucoup plus rapides que les temps de collision caractéristiques.

Comme pour le cas du plasma froid, on linéarise (2.33) en considérant une perturbation sur l'état d'équilibre caractérisé par la fonction de distribution $f_0(\mathbf{p})$, supposée indépendante de \mathbf{r} de sorte que :

$$f_e(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_{e,0}(\mathbf{p}) + f_{e,1}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (2.34)$$

Les conditions d'équilibre sont telles que :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1, \quad (\mathbf{E}_0 = 0), \quad (2.35)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1, \quad |\mathbf{B}_1|/|\mathbf{B}_0| \ll 1, \quad (\mathbf{B}_0 = Cste), \quad (2.36)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_1, \quad (\mathbf{j}_0 = 0). \quad (2.37)$$

et l'équation (2.33), au premier ordre, devient

$$\frac{df_{e,1}}{dt} = \frac{\partial f_{e,1}}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_e} \cdot \frac{\partial f_{e,1}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m_e} (\mathbf{p} \times \mathbf{B}_0) \cdot \frac{\partial f_{e,1}}{\partial \mathbf{p}} = -e \left(\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_1}{m_e} \right) \cdot \frac{\partial f_{e,0}}{\partial \mathbf{p}} \quad (2.38)$$

où $m_e^2 = m_{e,0}^2 + (p/c)^2 = m_{e,0}^2 \gamma^2$ est la masse relativiste de l'électron. On remplace $f_{e,0}$ par une distribution Maxwellienne relativiste donnée par [22]

$$f_{e,0} = \frac{\mu}{4\pi(m_{e,0}c)^3 K_2(\mu)} e^{-\mu\gamma} \quad (2.39)$$

où $\mu = mc^2/(k_B T_e) = c^2/v_{th,e}^2$ et $v_{th,e}$ est la vitesse thermique des électrons, la fonction $K_2(z)$ est la fonction de McDonald¹ d'index 2 et d'argument z . Après intégration de (2.38) le long des orbites non perturbées [21, 22], les éléments du tenseur diélectrique s'expriment par

$$\epsilon_{i,j}(\mathbf{k}, \omega) = \delta_{i,j} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\mu^2}{2K_2(\mu)} \int_{-\infty}^{+\infty} d\bar{p}_{\parallel} \int_0^{+\infty} \bar{p}_{\perp} d\bar{p}_{\perp} \frac{e^{-\mu\gamma}}{\gamma} \times \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{P_{i,j}^n(p_{\perp}, p_{\parallel})}{\gamma - N_{\parallel} \bar{p}_{\parallel} - n(\omega_c/\omega)} \quad (2.40)$$

¹La fonction de McDonald est aussi appelée fonction de Bessel modifiée.

où $\bar{p} = p/(m_{e,0}c)$ dont on a explicité les composantes parallèle (\parallel) et perpendiculaire (\perp) à \mathbf{B}_0 , et où $N_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$ représente l'indice de réfraction pour la direction de propagation parallèle à \mathbf{B}_0 . Les éléments de matrice $P_{i,j}^n(p_{\perp}, p_{\parallel})$ sont le résultat d'une expansion en fonctions de Bessel de l'intégration sur les orbites non perturbées, ce qui correspond à une expansion en les harmoniques n de la fréquence cyclotron [20, 22]. Au dénominateur de (2.40), on voit apparaître explicitement la condition de résonance plus généralement écrite comme (Annexe A) :

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} - n\frac{\omega_{c,0}}{\gamma} = 0 \quad (2.41)$$

Approximation faiblement relativiste

Dans l'approximation faiblement relativiste : $\mu = c^2/v_{th,e}^2 \gg 1$, on peut développer l'expression (2.40) en série de puissance du paramètre $\lambda = k_{\perp}^2 v_{\perp}^2 / \omega_c^2 = k_{\perp}^2 \rho_L^2$. Dans ce cas, la fonction de distribution à l'équilibre peut être prise sous sa forme classique [20]

$$f_0(\mathbf{v}) = n_e \left(\frac{m_{e,0}}{\pi k_B T} \right)^{(3/2)} e^{-\frac{v^2}{v_{th,e}^2}} \quad (2.42)$$

Le développement en harmoniques n de (2.40) est particulièrement adapté dans ce cas car pour une fréquence $\omega \simeq n\omega_c$ et l'harmonique n fixée, la contribution au tenseur diélectrique des autres harmoniques $n' \neq n$ est négligeable [21].

Si on décrit l'onde dans la système d'axe de la Figure 2.3, qu'on considère une propagation perpendiculaire à \mathbf{B}_0 ($k_{\parallel} = 0$), dans l'approximation faiblement relativiste, et pour une harmonique fixée $n \geq 2$, les éléments du tenseur diélectrique qui concernent la propagation en mode X (section 2.4) pour le plasma chaud s'exprime par [21] :

$$\underline{\epsilon}_{hot} = \begin{pmatrix} S + \tilde{\epsilon}_q(z_n) & -i(D - \tilde{\epsilon}_q(z_n)) \\ i(D - \tilde{\epsilon}_q(z_n)) & S + \tilde{\epsilon}_q(z_n) \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

où

$$\tilde{\epsilon}_q(z_n) = -\frac{2q-3}{2^{q-1/2}(q-\frac{5}{2})!} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^{2q-7} \left(\frac{v_{th,e}}{c} \right)^{2q-7} N_{\perp}^{2q-5} F_q(z_n) \quad (2.44)$$

où $N_{\perp} = ck_{\perp}/\omega$ est l'indice de réfraction pour la propagation perpendiculaire au champ magnétique, et $F_q(z_n)$ est la fonction de Dnestrovskij [21] d'indice $q = n + 3/2$ définie par

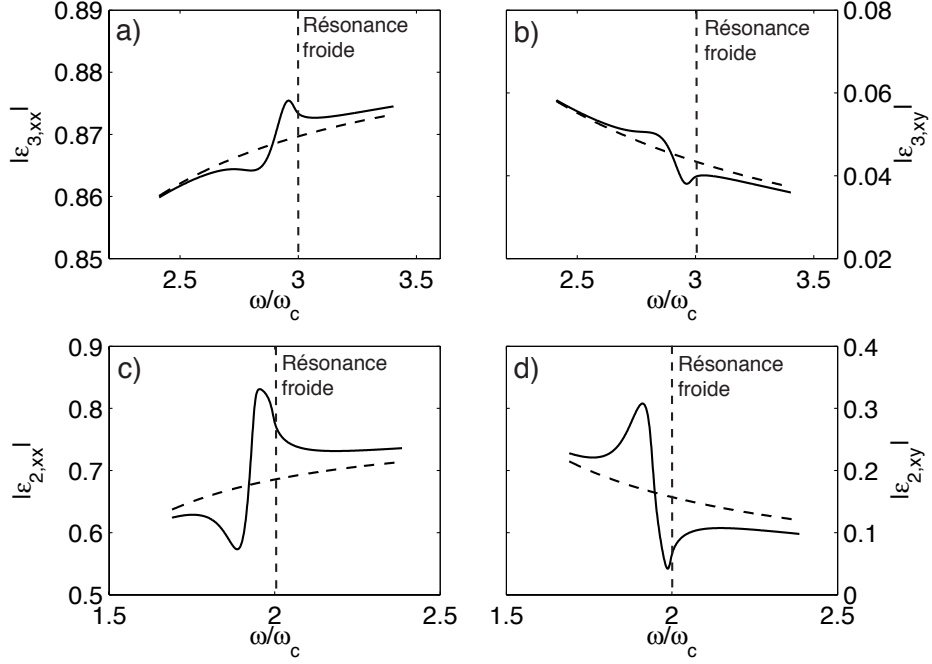


FIG. 2.1 – Les éléments du tenseur diélectrique pour le mode X, $\epsilon_{n,ij}$, pour le plasma chaud (—) sont superposés à ceux pour le plasma froid (---) en fonction de ω/ω_c , pour $n = 3$ (a) et (b), et pour $n = 2$ (c) et (d). La température vaut $T_e = 5$ keV et la densité vaut $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

$$F_q(z_n) = -i \int_0^\infty \frac{d\tau'}{(1 - i\tau')^q} e^{iz_n\tau'} \quad q \in \frac{1}{2}\mathbb{N} \quad (2.45)$$

et d'argument

$$z_n = \left(\frac{c}{v_{th,e}} \right)^2 \frac{\omega - n\omega_c}{\omega}. \quad (2.46)$$

On peut voir dans la Figure 2.1 une représentation des éléments du tenseur diélectrique $\epsilon_{n,ij}$ en fonction de ω/ω_c pour la troisième harmonique, $n = 3$ ($q = 9/2$), et pour la seconde harmonique, $n = 2$ ($q = 7/2$). Les éléments obtenus avec le modèle du plasma chaud (—) sont superposés aux éléments obtenus avec le modèle du plasma froid (---). On constate que la contribution chaude est bien plus importante pour la seconde harmonique que pour la troisième. Par exemple, pour les éléments diagonaux de la troisième harmonique, $\epsilon_{3,xx}$, la correction chaude est telle que $|\tilde{\epsilon}_{9/2}|/|\epsilon_{cold,xx}| \simeq 1\%$, tandis que pour la seconde harmonique : $|\tilde{\epsilon}_{7/2}|/|\epsilon_{cold,xx}| \simeq 25\%$ aux abords de la résonance froide.

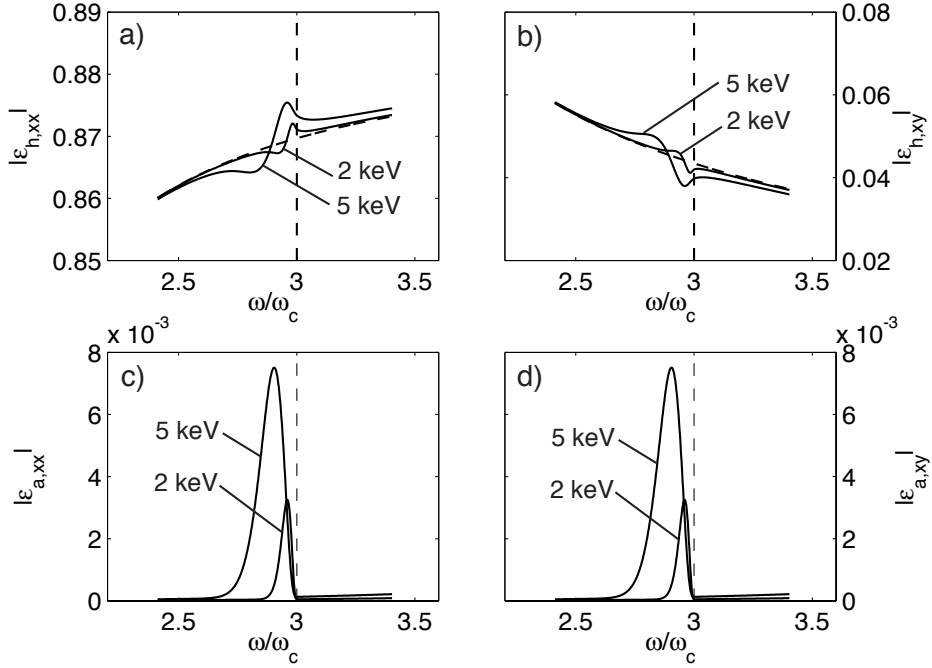


FIG. 2.2 – Les parties hermitiennes, $\epsilon_{h,ij}$, (a) et (b), et anti-hermitiennes, $\epsilon_{a,ij}$, (c) et (d) des éléments du tenseur diélectrique pour le plasma chaud (—) superposées à celles pour le plasma froid (---) en fonction de ω/ω_c , pour $n = 3$. Les éléments chauds ont été calculés pour deux températures : $T_e = 2$ et $T_e = 5$ keV, et la densité vaut $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Il est commode de représenter le tenseur diélectrique sous la forme $\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}_h + i\underline{\underline{\epsilon}}_a$ où les indices h et a désignent la partie hermitienne et anti-hermitienne de $\underline{\underline{\epsilon}}$ respectivement. Si l'on décompose la correction chaude, $\tilde{\epsilon}$, en sa partie réelle et sa partie imaginaire : $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}' + i\tilde{\epsilon}''$, on peut réécrire l'expression (2.43) comme

$$\underline{\underline{\epsilon}}_{hot} = \underbrace{\begin{pmatrix} S + \tilde{\epsilon}'_q & -i(D - \tilde{\epsilon}'_q) \\ i(D - \tilde{\epsilon}'_q) & S + \tilde{\epsilon}'_q \end{pmatrix}}_{\text{hermitienne}} + i \underbrace{\begin{pmatrix} \tilde{\epsilon}''_q & i\tilde{\epsilon}''_q \\ -i\tilde{\epsilon}''_q & \tilde{\epsilon}''_q \end{pmatrix}}_{\text{anti-hermitienne}} \quad (2.47)$$

Dans le cas de la troisième harmonique, la correction chaude à la partie hermitienne : ϵ' , de $\tilde{\epsilon}$ peut être négligée [21]. La partie hermitienne est donc décrite par le modèle du plasma froid et le modèle du plasma chaud ne décrit que la partie anti-hermitienne, celle-ci permettant de décrire l'absorption de l'onde (section 2.5). On voit dans la Figure 2.2 la faible contribution chaude à la partie hermitienne de $\underline{\underline{\epsilon}}$, aux environs de la résonance froide ($\omega = 3\omega_c$) pour des températures de 2 et 5 keV.

2.4 Relation de dispersion

2.4.1 Considérations générales

L'équation (2.13), issue des équations de Maxwell et de la relation constitutive (2.5), décrite par le tenseur diélectrique, peut être réécrite en définissant l'opérateur $\underline{\underline{\Lambda}}(\mathbf{k}, \omega)$ et en introduisant l'indice de réfraction $\mathbf{N} = c\mathbf{k}/\omega$:

$$\underline{\underline{\Lambda}}(\mathbf{k}, \omega)\hat{\mathbf{E}} = \left[N^2 \left(\frac{\mathbf{k} : \mathbf{k}}{k^2} - \mathbb{I} \right) + \underline{\underline{\epsilon}} \right] \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.48)$$

où l'expression $\{\mathbf{k} : \mathbf{k}\}_{i,j} = k_i k_j$, $i, j = 1, \dots, 3$, correspond au produit diadique. Pour qu'une solution non triviale du champ électrique existe, il faut que le déterminant de l'opérateur $\underline{\underline{\Lambda}}(\mathbf{k}, \omega)$ s'annule. On définit ainsi une relation de dispersion :

$$\Lambda(\mathbf{k}, \omega) = \det(\underline{\underline{\Lambda}}) = 0 \quad (2.49)$$

La relation de dispersion fournit une équation pour déterminer \mathbf{N} (ou \mathbf{k}), et ainsi caractériser les propriétés de propagation et d'absorption de l'onde (section 2.5).

Avant de calculer la relation de dispersion, il convient de définir quelques conventions. Dans la Figure 2.3, on définit θ comme étant l'angle entre le champ magnétique statique $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ et le vecteur d'onde \mathbf{k} . Sans restreindre la généralité, on fixe \mathbf{k} dans le plan $\{\mathbf{e}_x; \mathbf{e}_z\}$ tel que $\mathbf{k} = k(\sin \theta; 0; \cos \theta)$ et on garde cette convention dans tout ce chapitre.

Si l'onde se propage de manière perpendiculaire à \mathbf{B}_0 :

$$\theta = \pi/2 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp = k\mathbf{e}_x, \quad (2.50)$$

on peut définir deux modes de polarisation :

$$\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y \quad \text{mode X} \quad (2.51)$$

$$\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{E} = E_z \mathbf{e}_z \quad \text{mode O} \quad (2.52)$$

le premier étant appelé mode extraordinaire (X) et le second mode ordinaire (O). Dans les deux cas, on peut réduire la relation de dispersion (2.49) à une expression plus simple et en déduire l'indice de réfraction, N_\perp :

$$\Lambda(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \begin{cases} N_\perp^2 = \epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} & \text{mode X} \\ N_\perp^2 = \epsilon_{zz} & \text{mode O} \end{cases} \quad (2.53)$$

où l'on a calculé dans la section 2.3 que $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ et $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx}$ (équations (2.25) et (2.43)).

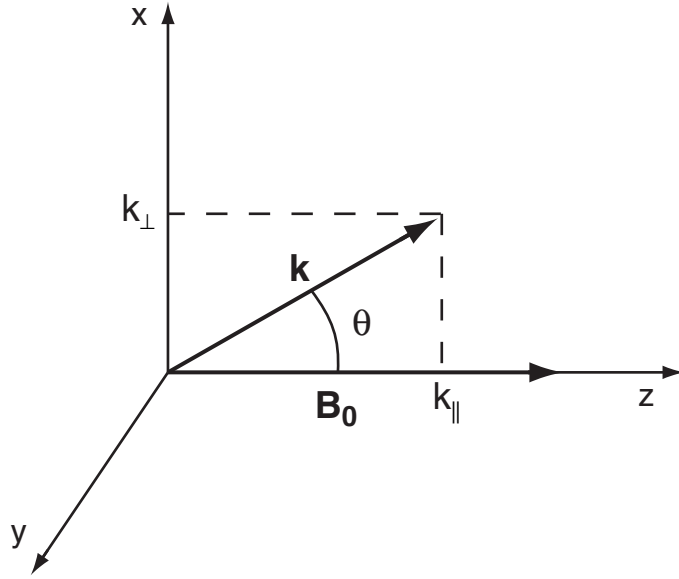


FIG. 2.3 – Dans ce repère cartésien, le champ magnétique $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ et le vecteur d'onde \mathbf{k} est choisi tel que $\mathbf{k}_\perp = k \sin \theta \mathbf{e}_x$ et $\mathbf{k}_\parallel = k \cos \theta \mathbf{e}_z$.

2.4.2 Propriétés de la relation de dispersion froide

Si l'on considère le modèle du plasma froid, on peut déduire une relation de dispersion générale, dites d'Appleton-Hartree [20]. En propagation perpendiculaire, on utilise la relation de dispersion (2.53) avec le tenseur diélectrique (2.25) de sorte qu'on trouve l'indice de réfraction froid perpendiculaire, $N_{\perp,c}$:

$$\Lambda_{cold}(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \begin{cases} N_{\perp,c}^2 = S - \frac{D^2}{S} = \frac{RL}{S} & \text{mode X} \\ N_{\perp,c}^2 = P & \text{mode O} \end{cases} \quad (2.54)$$

De cette relation, on tire principalement deux propriétés de l'onde dans la plasma.

Densité de coupure

Lorsque $N = 0$, cela signifie que l'onde ne peut plus se propager dans le plasma, et on définit ainsi les fréquences de coupure, ω_{cut} , pour les modes X et O :

$$N_{\perp,c}^2 = \frac{RL}{S} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_{cut}^{(X)} = \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2} \pm \frac{\omega_c}{2} \quad (2.55)$$

$$N_{\perp,c}^2 = P = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_{cut}^{(O)} = \omega_p \quad (2.56)$$

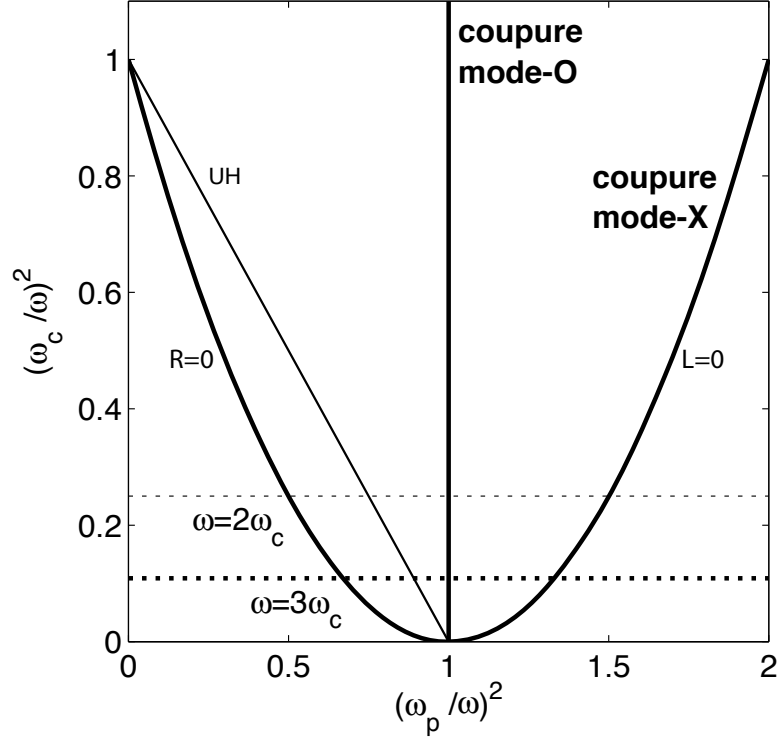


FIG. 2.4 – Diagramme de Clemmow-Mullaly-Allis (CMA) avec la condition de coupure du mode X ($R = 0$), ($L = 0$), la condition de coupure du mode O $\omega = \omega_p$, et la résonance hybride supérieure (UH).

On distingue deux fréquences de coupure associées au mode X, l'une dite à basse densité ($-$), qui correspond à la condition $R = 0$ et l'autre dite à haute densité ($+$), qui correspond à la condition $L = 0$ [9]. Si la condition de résonance froide :

$$\omega = n\omega_c \quad (2.57)$$

est satisfaite, on définit une limite d'accessibilité associée à ω_p , donc à la densité telle que :

$$\omega = n\omega_c \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \omega_p = \sqrt{n(n-1)}\omega_c & \text{mode X} \\ \omega_p = n\omega_c & \text{mode O} \end{cases} \quad (2.58)$$

où, pour le mode X, on a gardé le signe ($-$), donc la limite à basse densité. Ces limites d'accessibilité sont représentées dans le diagramme de Clemmow-Mullaly-Allis (CMA) de la Figure 2.4.

Cette limitation est la principale motivation du chauffage à la troisième harmonique, qui permet d'accéder à une résonance électron cyclotron : $\omega = 3\omega_c$ pour de plus hautes densités que pour la deuxième harmonique.

Résonance hybride

Pour le mode X, on trouve également une condition de résonance donnée par la limite

$$N_{\perp,c} \rightarrow \infty \quad \Rightarrow \quad \omega_{UH} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2} \quad \text{mode X} \quad (2.59)$$

Cette résonance est appelée hybride supérieure (UH), et on voit sur le diagramme CMA qu'elle n'est pas accessible si $\omega > \omega_c$, ce qui correspond aux cas des ondes EC injectées dans TCV depuis le côté bas champ.

2.4.3 Relation de dispersion chaude pour le mode X

La relation de dispersion froide ne met pas en évidence une condition de résonance pour $\omega = n\omega_c$. Cela signifie que le modèle du plasma froid ne décrit pas l'absorption des ondes EC. Ce sont les effets de température qui permettent de la décrire.

On se propose de calculer la relation de dispersion du plasma chaud magnétisé, pour une onde qui se propage de manière perpendiculaire à \mathbf{B}_0 , en mode X. On peut écrire d'après (2.53) et (2.43)

$$\Lambda(\mathbf{k}, \omega) = \epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} = S + \tilde{\epsilon}_q - \frac{(D - \tilde{\epsilon}_q)^2}{S + \tilde{\epsilon}_q}. \quad (2.60)$$

On réécrit l'expression du tenseur diélectrique (2.43) sous la forme

$$\tilde{\epsilon}_q = A_q N_{\perp}^{2q-5} \quad (2.61)$$

avec

$$A_q = -\frac{2q-3}{2^{q-1/2}(q-\frac{5}{2})!} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{2q-7} \left(\frac{v_{th,e}}{c}\right)^{2q-7} F_q(z_n) \quad (2.62)$$

où l'on rappelle que $q = n + 3/2$, et on tire de (2.60) une équation pour l'indice de réfraction perpendiculaire :

$$a_q N_{\perp}^{2q-3} + b_q N_{\perp}^{2q-5} + N_{\perp}^2 + \underbrace{\frac{D^2 - S^2}{S}}_{=N_{\perp,c}} = 0 \quad (2.63)$$

où

$$a_q = \frac{A_q}{S} \text{ et} \quad (2.64)$$

$$b_q = -2\frac{A_q}{S}(S - D) = -2a_q L. \quad (2.65)$$

La partie réelle N'_\perp , de l'indice de réfraction permet de définir la trajectoire de l'onde, et sa partie imaginaire N''_\perp permet de déterminer l'absorption de l'onde (section 2.5). Les parties imaginaire et réelle de N_\perp sont directement associées aux parties réelle et imaginaire de la fonction de Dnestrovskij : $F_q(z_n) = F'_q(z_n) + iF''_q(z_n)$.

Pour la seconde harmonique (X2), $n = 2 \Rightarrow q = 7/2$, on trouve une équation bi-quadratique dont la solution est [21] :

$$N_{\perp,X2}^2 = \frac{-(1 + b_{7/2}) \pm [(1 + b_{7/2})^2 + 4a_{7/2}N_{\perp,c}^2]^{1/2}}{2a_{7/2}}, \quad (2.66)$$

où

$$a_{7/2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{\omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2} F_{7/2}(z_2) \quad (2.67)$$

Pour la troisième harmonique (X3), $n = 3 \Rightarrow q = 9/2$, on aura une équation d'ordre 6 :

$$a_{9/2}N_\perp^6 + b_{9/2}N_\perp^4 + N_\perp^2 + N_{\perp,c} = 0 \quad (2.68)$$

où

$$a_{9/2} = -\frac{3}{16} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \left(\frac{v_{th,e}}{c} \right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{\omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2} F_{9/2}(z_3) \quad (2.69)$$

On a vu, pour la troisième harmonique, que la contribution chaude à la partie hermitienne du tenseur diélectrique est très petite : $|\epsilon_{9/2}|/|\epsilon_{cold,xx}| \ll 1$ et $|\epsilon_{9/2}|/|\epsilon_{cold,xy}| \ll 1$. Pour la propagation, le modèle du plasma froid est donc suffisant, et pour calculer l'absorption, on peut déduire N''_\perp de (2.68). La résolution de (2.68) est fastidieuse et on propose une approche alternative dans la sous-section 2.5.3.

2.5 Propagation et absorption

L'objectif de cette section est de fixer un cadre théorique dans lequel on définit les modèles utilisés pour la description tant de la propagation que

de l'absorption d'une onde EC. Dans la sous-section 2.5.1, un traitement du point de vue de l'optique géométrique de l'onde permet de décrire la trajectoire du faisceau et conduit aux équations dites de tracé de rayon. Une telle description suppose que l'on ait une relation entre les grandeurs caractéristiques telle que : $\lambda_0 \ll w_0 \ll \mathcal{L}$ où w_0 décrit la taille caractéristique du faisceau. Si $w_0 \simeq \mathcal{L}$, il est important de tenir compte de la taille finies du faisceau et on discute le modèle permettant de la faire. Si les conditions sont telles que $\lambda_0 \approx w_0 \ll \mathcal{L}$, comme on le suppose dans la section 2.5.2, on doit tenir compte des effets de diffraction. Cela conduit à appliquer à l'onde un traitement quasi-optique, introduisant ainsi les notions de base d'optique gaussienne qui prend en compte les effets au plus bas ordre de la diffraction. Dans tous les cas, on considère des milieux non homogènes, anisotropes et sans absorption. On considère donc la relation de dispersion froide.

Dans la section 2.5.3, on introduit la notion de coefficient d'absorption, décrit par la partie imaginaire du vecteur d'onde solution de la relation de dispersion du plasma chaud. Pour le calcul explicite du coefficient d'absorption, on introduit une autre approche basée sur la conservation de l'énergie, qui utilise la partie anti-Hermitienne du tenseur diélectrique.

2.5.1 Propagation : point de vue de l'optique géométrique

Pour décrire la propagation d'une onde EC dans un milieu non homogène, on peut en première approximation la considérer comme un rayon soumis aux loi de l'optique géométrique. Cela suppose que l'on ignore la nature ondulatoire de l'onde dans son interaction avec le milieu, c'est-à-dire que $\lambda_0 \rightarrow 0$ dans les équations de Maxwell. On considère donc, pour décrire la propagation, que le milieu n'est pas absorbant. L'onde, solution des équations de Maxwell, est décrite par

$$\mathbf{E}_1 = \Re(\bar{\mathbf{E}}_1(\mathbf{r})e^{i[k_0\phi(\mathbf{r})-\omega t]}) \quad (2.70)$$

où la phase $\phi(\mathbf{r})$ est généralement appelée "fonction eikonale", $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ est le nombre d'onde dans le vide et le champ $\bar{\mathbf{E}}_1(\mathbf{r})$ est une amplitude complexe variant lentement par rapport à la longueur d'onde.

Dans l'approximation des petites longueurs d'onde, si l'on ne garde que le plus bas ordre, les équations de Maxwell donnent une équation "eikonale" pour $\phi(\mathbf{r})$ [23] :

$$(\nabla\phi)^2 = N^2(\mathbf{r}) = N_c^2(x, y, z), \quad (2.71)$$

où N_c peut être déterminé localement par la relation de dispersion d'Appleton-Hartree [20]. En choisissant le vecteur d'onde $\mathbf{k} = k_0\nabla\phi$, on obtient que la

propagation est décrite par une succession d'ondes planes localisées. Pour déterminer l'évolution du rayon dans un milieu non homogène, anisotrope et sans dissipation, on réécrit la relation de dispersion (2.49) sous la forme

$$\Lambda(\mathbf{k}, \mathbf{r}, \omega) = (\mathbf{k})^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 N_c^2(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.72)$$

On peut insérer (2.72) dans le système "Hamiltonien" suivant [24] :

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = -\frac{\partial\Lambda/\partial\mathbf{k}}{\partial\Lambda/\partial\omega} = \mathbf{v}_g \quad ; \quad \frac{d\mathbf{k}}{dt} = \frac{\partial\Lambda/\partial\mathbf{r}}{\partial\Lambda/\partial\omega}. \quad (2.73)$$

où la première équation détermine la vitesse de propagation de l'onde à la vitesse de groupe \mathbf{v}_g , et la seconde détermine le direction de propagation de l'onde. On appelle le système d'équations (2.73) les équations de tracé de rayon.

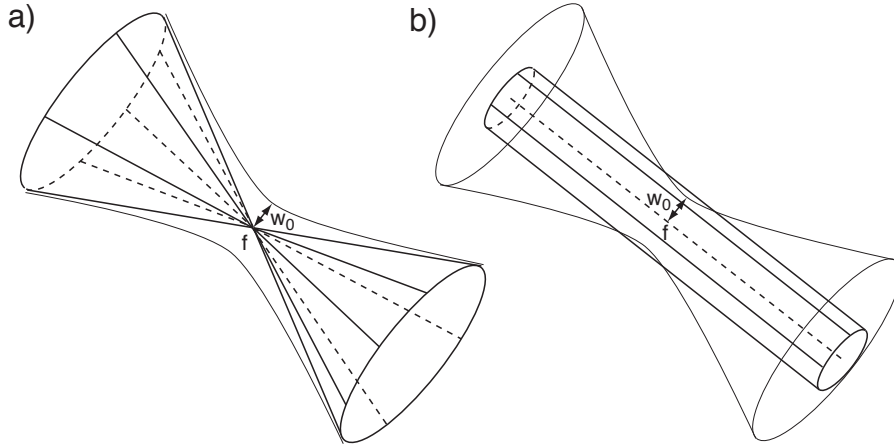


FIG. 2.5 – (a) Représentation schématique de la modélisation d'un faisceau convergent pour un traitement optique des équations de tracé de rayon. Les rayons se croisent tous au point focal f , contrairement au faisceau gaussien qui, en ce point, prédit une tache focale de taille w_0 . (b) Le modèle cylindrique est plus adapté si la diffraction n'est pas trop importante.

Lorsque $w_0 \simeq \mathcal{L}$, le modèle du faisceau avec un seul rayon n'est pas satisfaisant pour décrire l'absorption (sous-section 3.2.3). On peut modéliser le faisceau avec un ensemble de rayons auxquels on applique indépendamment les équations de tracé de rayon (2.73). Cette méthode est toutefois limitée, notamment lorsqu'on veut modéliser un faisceau convergent. Comme le montre le schéma de la Figure 2.5 (a), on peut modéliser un faisceau convergent, se propageant dans le vide, par un cône. Ce modèle conduit à ce que les rayons

se croisent en un point focal, f , où la taille du faisceau modélisé devient nulle dans l'approximation de l'optique géométrique tandis que le faisceau atteint une taille minimale, w_0 , appelée tache focale. Avec le modèle cône, la nécessité de modéliser la taille finie du faisceau n'est donc pas satisfaite tout au long de la trajectoire.

Contrairement au système de chauffage X2 qui injecte dans le plasma un faisceau divergent, l'antenne X3 focalise le faisceau dans le plasma (chapitre 4). Dans ce cas, si l'on veut utiliser un traitement optique et éviter que sa taille se réduise à un point sur la tache focale, un modèle de faisceau cylindrique (Figure 2.5 (b)) est plus adapté. Ce modèle n'est valable que si les effets de diffraction du faisceau sont négligeables, i.e si la condition $\lambda_0 \ll w_0$ est satisfaite. Si la diffraction est importante, il faut en tenir compte et appliquer un traitement quasi-optique à l'onde.

2.5.2 Propagation : traitement quasi-optique

Lorsque le rapport $\lambda_0/w_0 \simeq 1$, les effets de diffraction peuvent devenir importants. Pour les prendre en compte, on considère une correction au premier ordre en λ_0/w_0 dans les équations de Maxwell. Cela revient à considérer une nouvelle fonction eikonale $\phi(x, y, z) = \phi'(x, y, z) + i\phi''(x, y, z)$, possédant une partie imaginaire ϕ'' qui décrit les effets de diffraction. En ajoutant une partie imaginaire à ϕ telle que $k_0(\nabla\phi' + i\nabla\phi'') = \mathbf{k}' + i\mathbf{k}''_d$ [25], on décrit une variation d'amplitude du champ électrique associée à \mathbf{k}''_d . L'indice d indique qu'il s'agit de la partie imaginaire du vecteur d'onde qui décrit la diffraction mais qu'il n'y a pas d'absorption. Avec la nouvelle fonction eikonale, l'équation (2.71) devient :

$$(\nabla\phi)^2 = (\nabla\phi')^2 - (\nabla\phi'')^2 = N_c^2 \quad (2.74)$$

$$\nabla\phi' \cdot \nabla\phi'' = 0 \quad (2.75)$$

et ϕ décrit un front de phase qui se courbe sous l'effet de la diffraction comme illustré dans la Figure 2.6. L'équation (2.75) provient du fait que N_c est réel (plasma froid) et garantit qu'il n'y ait pas de dissipation d'énergie (sous-section 2.5.3). Cela signifie que $\mathbf{k}''_d \perp \mathbf{k}'$, comme le montre la représentation schématique du front de phase ϕ de la Figure 2.6. Avec cette nouvelle représentation, la relation de dispersion 2.72 devient

$$\Lambda(\mathbf{k}', \omega) = (\mathbf{k}')^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 [N_c^2 + (\nabla\phi'')^2] = 0. \quad (2.76)$$

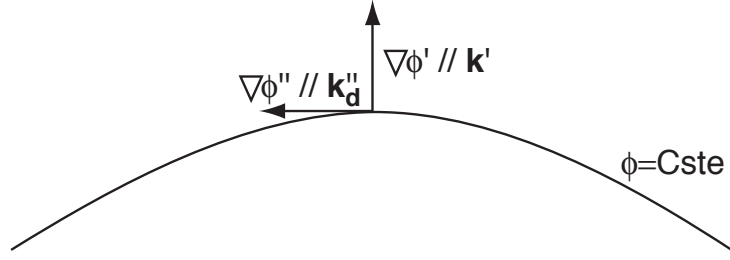


FIG. 2.6 – Front de phase défini par les équation (2.74) et (2.75).

et on obtient le groupe d'équations analogue au équations de tracé de rayon :

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = -\frac{\partial\Lambda/\partial\mathbf{k}'}{\partial\Lambda/\partial\omega} = \mathbf{v}_g \quad (2.77)$$

$$\frac{d\mathbf{k}'}{dt} = \frac{\partial\Lambda/\partial\mathbf{r}}{\partial\Lambda/\partial\omega} = -\frac{(\omega/c)^2\nabla[N_c^2 + (\nabla\phi'')^2]}{\partial\Lambda/\partial\omega}. \quad (2.78)$$

La grandeur $(\nabla\phi'')^2$ peut être décrite analytiquement pour certaines conditions initiales comme, par exemple, pour un faisceau gaussien se propageant dans le vide. On peut ensuite calculer la propagation dans un milieu non homogène et non isotrope par des méthodes numériques (chapitre 3) en utilisant l'expression (2.75).

Dans le vide, le mode fondamental de propagation d'une onde électromagnétique, TEM_{00} , possède une distribution gaussienne du champ électrique. Si on définit la direction de propagation parallèle à l'axe z , la dépendance spatiale du champ électrique \mathbf{E}_1 s'écrit [26] :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \bar{\mathbf{E}}_1 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \exp(-ik_0 z + i\psi(z)) \quad (2.79)$$

où $\bar{\mathbf{E}}_1$ est un vecteur d'amplitude constante. On appelle $w(z)$ le rayon du faisceau² et la variation de w le long de la direction de propagation, z dont on peut voir un exemple dans la Figure 2.7, s'exprime par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (2.80)$$

où z_R est appelée la longueur de Rayleigh et s'écrit :

$$z_R = \frac{k_0 w_0^2}{2} \quad (2.81)$$

²Il faut comprendre le terme rayon au sens de demi diamètre.

On appelle w_0 le rayon de la tache focale du faisceau et, dans ce cas, elle se situe en $z = 0$. La fonction $R(z)$ décrit la courbure des fronts de phase et s'exprime par

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (2.82)$$

et la phase $\psi(z)$ s'exprime par

$$\psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right). \quad (2.83)$$

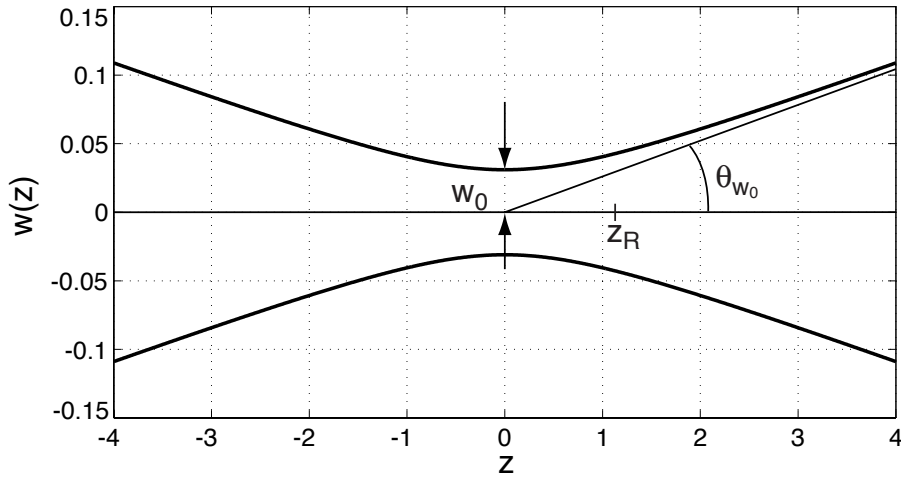


FIG. 2.7 – Contour d'un faisceau gaussien se propageant dans le vide, décrit par $w(z)$ avec la tache focale de rayon w_0 située en $z = 0$. Dans la limite asymptotique de $w(z)$ le faisceau correspond à un cône d'ouverture θ_{w_0} .

Dans la limite asymptotique de $w(z)$, le faisceau peut être représenté par un cône d'ouverture

$$\theta_{w_0} = \arctan\left(\frac{w_0}{z_R}\right) \quad (2.84)$$

Si on considère les conditions initiales en $z = 0$, on a un front de phase plan ($R(z) \rightarrow \infty$) et $\psi = 0$. Le champ \mathbf{E}_1 s'écrit alors :

$$\mathbf{E}_1(x, y, z = 0) = \bar{\mathbf{E}}_1 e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}} \quad (2.85)$$

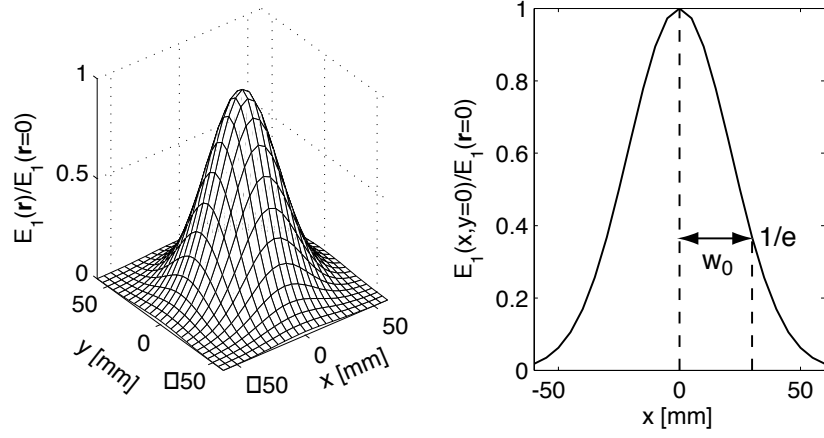


FIG. 2.8 – Amplitude du champ électrique \mathbf{E}_1 normalisée pour les conditions initiales décrites par (2.85).

On peut voir dans la Figure 2.8 l'amplitude normalisée du champ $\mathbf{E}_1(x, y, z = 0)$ décrit par (2.85). Le rayon de la tache focale correspond à une amplitude $1/e$ du champ électrique. La densité de puissance du faisceau, pour les conditions initiales (2.85) s'exprime par

$$P(r) = |\bar{\mathbf{E}}_1|^2 \exp \left\{ -\frac{2r^2}{w_0^2} \right\} \quad [\text{W}/\text{cm}^2] \quad (2.86)$$

où $r^2 = x^2 + y^2$. Lorsqu'on décrit le faisceau en terme de puissance, on considère que le rayon de la tache focale du faisceau vaut $w_0/\sqrt{2}$, ce qui correspond à un rayon qui contient 86.5 % de la puissance.

En identifiant les conditions initiales (2.85) avec la dépendance spatiale de (2.70), on trouve que les conditions initiales pour la fonction eikonale sont données par :

$$\begin{cases} \phi'(x, y, z = 0) = 0 \\ \phi''(x, y, z = 0) = -\frac{x^2 + y^2}{k_0 w_0^2} \end{cases} \quad (2.87)$$

2.5.3 Coefficient d'absorption

On reprend le point de vue de l'optique géométrique et on considère une onde plane monochromatique du type $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \exp\{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t]\}$ pour laquelle on cherche à décrire la dissipation en introduisant la notion de coefficient d'absorption. Pour qu'il y ait absorption, il faut que $\mathbf{k} = \mathbf{k}' + i\mathbf{k}''_a$

avec la partie imaginaire du vecteur d'onde $\mathbf{k}_a'' = (\omega/c)\mathbf{N}'' \neq 0$. Notez ici la différence avec \mathbf{k}_d'' qui décrit la diffraction et qui présuppose un indice de réfraction réel. Si $\mathbf{N}'' \neq 0$, la relation de dispersion (2.49) peut s'écrire comme $\Lambda = \Lambda' + i\Lambda''$ où Λ' et Λ'' sont les parties réelle et imaginaire de Λ respectivement.

On considère le cas des faibles absorptions : $k' \gg k''$, ce qui implique que $|\underline{\epsilon}_h| \gg |\underline{\epsilon}_a|$ [21]. Pour déterminer \mathbf{k}_a'' , on procède à un développement limité de Λ autour de $\mathbf{k}_a'' = 0$. Le terme d'ordre 0 donne une première équation,

$$\Lambda'(\mathbf{k}', \omega) = 0, \quad (2.88)$$

dont on tire la partie réelle de l'indice de réfraction : $\mathbf{N}' = c\mathbf{k}'/\omega$, qui vient de la relation de dispersion froide. Le terme au premier ordre donne une seconde équation,

$$\mathbf{k}_a'' \cdot \frac{\partial \Lambda'}{\partial \mathbf{k}'} = -\Lambda''(\mathbf{k}', \omega), \quad (2.89)$$

dont on déduit la partie imaginaire de l'indice de réfraction : $\mathbf{N}'' = c\mathbf{k}_a''/\omega$. L'absorption est décrite par la projection de \mathbf{k}_a'' sur la vitesse de groupe \mathbf{v}_g et on définit le coefficient d'absorption par [21]

$$\alpha = -2\mathbf{k}_a'' \cdot \frac{\partial \Lambda' / \partial \mathbf{k}'}{|\partial \Lambda' / \partial k'|} = -2\mathbf{k}_a'' \cdot \frac{\mathbf{v}_g}{v_g} \quad (2.90)$$

Point de vue de la conservation de l'énergie

Pour calculer le coefficient d'absorption, on peut utiliser (2.90) et résoudre (2.89) le long de chaque rayon, où aborder le problème du point de vue de la conservation de l'énergie en se basant sur le théorème de Poynting. Pour ce faire, on écrit que le champ électrique est du type $\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ en supposant que l'enveloppe $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$ varie assez lentement : $|\partial \mathbf{E}_1 / \partial t| \ll \omega |\mathbf{E}_1|$. Cela présuppose entre autres que l'absorption est suffisamment faible. Le théorème de Poynting s'écrit :

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_{0,t} + \frac{\partial W_{0,t}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (\mathbf{E}_t \times \mathbf{B}_t) + \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \left(\frac{|\mathbf{B}_t|^2}{\mu_0} + \epsilon_0 |\mathbf{E}_t|^2 \right) = -\mathbf{j}_t \cdot \mathbf{E}_t \quad (2.91)$$

où $\mathbf{S}_{0,t}$ est le vecteur de Poynting instantané dans le vide décrivant le flux d'énergie électromagnétique. La densité d'énergie instantanée, $\partial W_{0,t} / \partial t$, contient les énergies magnétiques $|\mathbf{B}_t|^2 / (2\mu_0)$ et électrostatique $\frac{1}{2}\epsilon_0 |\mathbf{E}_t|^2$. Le terme de

source, $-\mathbf{j}_t \cdot \mathbf{E}_t$, décrit les interactions de l'onde avec le plasma. En effectuant la moyenne temporelle sur quelques périodes d'oscillations : $\langle \mathbf{E}_t \rangle_t = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, et en séparant explicitement les parties hermitienne et anti-hermitienne du tenseur diélectrique $\underline{\epsilon}$ introduit dans le terme de source via la relation constitutive (2.5), on peut extraire de l'équation (2.91) le coefficient d'absorption [20, 21, 22] :

$$\alpha = \frac{\epsilon_0 \omega \mathbf{E}_1^* \cdot \underline{\epsilon}_a \cdot \mathbf{E}_1}{|\mathbf{S}|} \quad (2.92)$$

où \mathbf{E}_1^* est le complexe conjugué de \mathbf{E}_1 et $\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + \mathbf{Q}_s$ avec

$$\mathbf{S}_0 = \frac{1}{4\mu_0} (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_1^*) \quad (2.93)$$

$$\mathbf{Q}_s = -\frac{1}{4} \epsilon_0 \omega \mathbf{E}_1^* \cdot \frac{\partial \underline{\epsilon}_h}{\partial \mathbf{k}} \cdot \mathbf{E}_1 \quad (2.94)$$

$$(2.95)$$

Au vecteur de Poynting \mathbf{S}_0 , vient s'ajouter le flux, \mathbf{Q}_s , associé au mouvement cohérent des électrons avec l'onde (sloshing flux).

Pour une onde se propageant dans un plasma chaud magnétisé de manière perpendiculaire au champ magnétique, polarisée en mode X, la densité de puissance absorbée exprimée par le numérateur de (2.92) devient

$$\epsilon_0 \omega \mathbf{E}_1^* \cdot \epsilon_a \cdot \mathbf{E}_1 = \epsilon_0 \omega \epsilon_{n+3/2}'' |\mathbf{E}_1|^2. \quad (2.96)$$

Pour la troisième harmonique, le flux d'énergie peut s'évaluer avec le modèle du plasma froid si bien que $\mathbf{Q}_s = 0$ et que le vecteur de Poynting devient [21]

$$\mathbf{S}_0 = \epsilon_0 N_{\perp}^{\prime} c |E_1|^2. \quad (2.97)$$

On en déduit que le coefficient d'absorption pour la troisième harmonique de la fréquence EC en mode X vaut,

$$\alpha_3^{(X)} = \left(\frac{3}{2}\right)^4 \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_{th}}{c}\right)^2 \left(\frac{\omega_c}{c}\right) |1 + a_3|^2 \cdot N_{\perp,c}^3 \left(-F_{9/2}''(z_3)\right) \quad (2.98)$$

avec

$$a_3 = \frac{\omega_p^2}{3(8\omega_c^2 - \omega_p^2)} \quad (2.99)$$

où le coefficient a_3 rend compte des effets de polarisation. Cette formule est valable pour la limite du plasma tenu : $\omega_p/\omega_c \ll n$, n étant l'harmonique de la fréquence EC [21].

De la même manière, on peut calculer le coefficient d'absorption pour la seconde harmonique du mode X. Dans ce cas, le modèle du plasma chaud doit être utilisé pour le calcul du flux d'énergie et le coefficient d'absorption s'exprime par [21]

$$\alpha_2^{(X)} = \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{\omega_c}{c}\right) \frac{|1 + a_2|^2}{\left|1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 (1 + a_2)^2 F'_{7/2}(z_2)\right|} N'_\perp \left[-F''_{7/2}(z_2)\right] \quad (2.100)$$

où

$$a_2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \frac{1 + 3N_\perp^2 F_{7/2}(z_2)}{3 - (\omega_p/\omega_c)^2 [1 + \frac{3}{2}N_\perp^2 F_{7/2}(z_2)]}. \quad (2.101)$$

avec N'_\perp provenant de (2.66) et où $b_2 = a_2[\omega_p^2/(3\omega_c^2) - 2]$ provient du sloshing flux.

Epaisseur optique

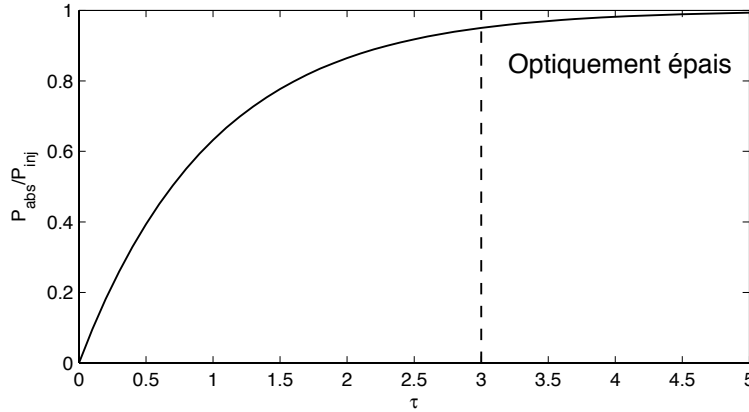


FIG. 2.9 – La fraction de puissance absorbée en fonction de l'épaisseur optique τ , où le plasma est considéré comme optiquement épais lorsque $\tau > 3$.

Avec les équations de tracé de rayon (2.73), l'équation (2.90) permet de calculer l'absorption le long de la trajectoire. En intégrant le coefficient d'absorption le long de cette trajectoire, on obtient l'épaisseur optique :

$$\tau = \int 2\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{ds} = \int -\alpha ds \quad (2.102)$$

et on en déduit que la fraction de puissance absorbée s'écrit comme

$$\frac{P_{abs}}{P_{inj}} = 1 - \exp\{-\tau\} \quad (2.103)$$

On peut voir une illustration de la fonction P_{abs}/P_{inj} sur la Figure 2.9 où l'on définit que le plasma est optiquement épais lorsque $\tau > 3$, i.e. lorsque la fraction de puissance absorbée $P_{abs}/P_{inj} > 95\%$.

2.6 Illustration pour les paramètres de TCV

Pour se faire une idée plus précise des notions introduites dans les sections précédentes, on se propose de les illustrer en y introduisant des valeurs typiques de TCV (cf. chapitre 1). On illustre tout d'abord les propriétés de propagation, puis on discute les propriétés des coefficients d'absorption X2 et X3.

2.6.1 Propriétés de propagation pour TCV

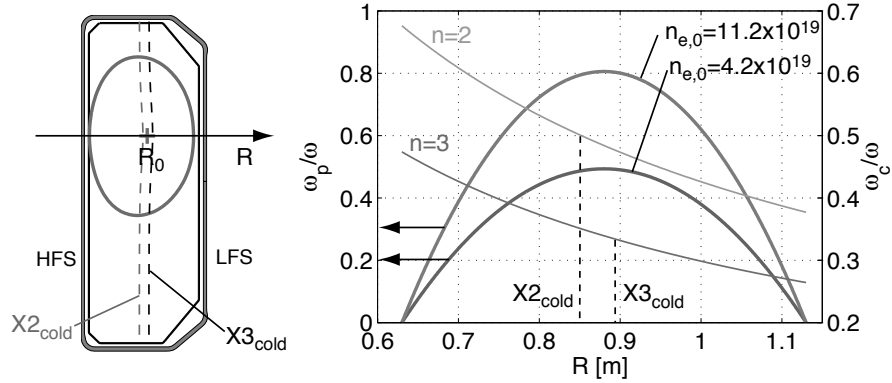


FIG. 2.10 – La fréquence plasma, ω_p , est normalisée à la pulsation ω_{X3} ($\omega_{X3}/2\pi = 118$ GHz ($n = 3$)), pour deux densités au centre est des profils décrits par (2.105). La fréquence électron cyclotron, ω_c , est normalisée par deux pulsations ω_{X3} et ω_{X2} ($\omega_{X2}/2\pi = 82.7$ GHz ($n = 2$)), avec une dépendance du champ magnétique décrite par (2.104). Les positions des résonances froides X2 et X3 sont également indiquées (---). Sur la coupe polôidale de TCV, on a indiqué le côté bas champ (LFS) et le côté haut champ (HFS).

Pour discuter les propriétés de propagation des ondes EC dans TCV, on considère une géométrie 1D le long du grand rayon R où le champ magnétique et la densité sont tels que

$$B(R) = \frac{B_0 R_0}{R} \quad (2.104)$$

et

$$n_e(R) = n_{e,0} \left[1 - \left(\frac{R - R_0}{a} \right)^2 \right]^2 \quad (2.105)$$

avec $B_0 = 1.43$ T, $R_0 = 0.88$ m, $a = 0.25$ et où $n_{e,0}$ est la densité au centre. On peut voir, dans la Figure 2.10, les fonctions $\omega_c(R)$ et $\omega_p(R)$ associées au profil $n_e(R)$ et au champ $B(R)$. On a normalisé $\omega_c(R)$ aux pulsations ω_{X3} et ω_{X2} correspondant aux ondes X3 et X2 respectivement, telles que

$$\text{X3 : } f = \omega/2\pi = 118 \text{ GHz} \quad (n = 3)$$

$$\text{X2 : } f = \omega/2\pi = 82.7 \text{ GHz} \quad (n = 2).$$

On a normalisé ω_p à la pulsation du X3 et utilisé deux densités centrales : $n_{e,0} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $n_{e,0} = 11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

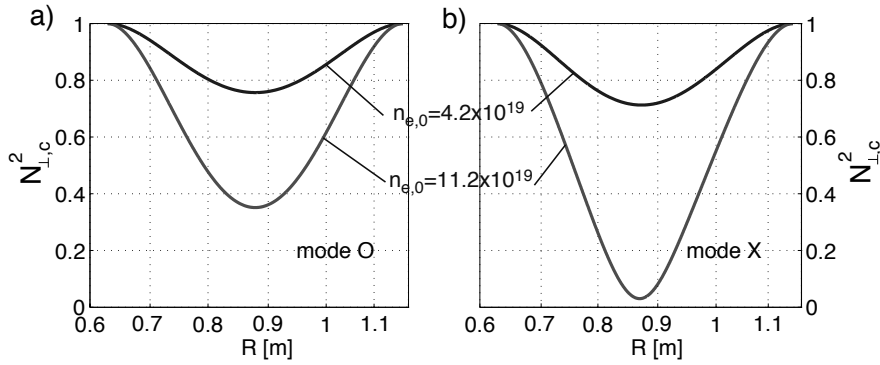


FIG. 2.11 – En fonction de R , $N_{\perp,c}^2$ est représenté pour le mode O (a) et pour le mode X (b) avec les profils ω_p et ω_c de la Figure 2.10.

Les propriétés de propagation sont données par la relation de dispersion froide où l'indice de réfraction : $N_{\perp,c} = N_{\perp,c}(n_e, B)$. On peut voir dans les Figures 2.11 (a) et (b), $N_{\perp,c}^2(R)$ pour le mode O et pour le mode X respectivement, calculés avec les profils de la Figure 2.10. Pour la densité la plus élevée ($n_{e,0} = 11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), $N_{\perp,c}^2 \rightarrow 0$ vers le centre, ce qui signifie qu'on s'approche de la densité de coupure.

On peut voir dans le diagramme CMA de la Figure 2.12 les "trajectoires" correspondant aux indices de réfraction de la Figure 2.11 (b). Le sens des flèches indique le sens de parcours depuis le côté bas champ (LFS) en direction du côté haut champ (HFS). Pour ω_{X3} et $n_{e,0} = 11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, on voit que la trajectoire atteint la condition de coupure. De même avec la fréquence de normalisation du X2, ω_{X2} , et pour $n_{e,0} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, la trajectoire atteint la condition de coupure. Plus généralement, pour le mode X et une

Mode	$\omega/2\pi$ [GHz]	$n_{e,cut}$ [m^{-3}]	$R_{res,c}$ [m]
X2	82.7	$4.2 \cdot 10^{19}$	0.851
X3	118	$11.2 \cdot 10^{19}$	0.896

TAB. 2.1 – Densités de coupures pour les ondes X2 et X3 dans TCV à la résonance froide : $\omega = n\omega_c$. Les résonances froides, en l'absence de plasma, correspondent à des lignes verticales positionnées en $R_{res,c}$.

harmonique n , on associe à la fréquence de coupure une densité de coupure, $n_{e,cut}^{Xn}$, telle que

$$\omega_p^2 = \sqrt{n(n-1)}\omega_c^2 \quad \Rightarrow \quad n_{e,cut}^{Xn} = 9.715 \cdot 10^{18} \cdot n(n-1)B^2$$

avec B en Tesla et $n_{e,cut}$ en m^{-3} , et dont on a reporté les valeurs dans le Tableau 2.1 pour les harmonique 2 et 3.

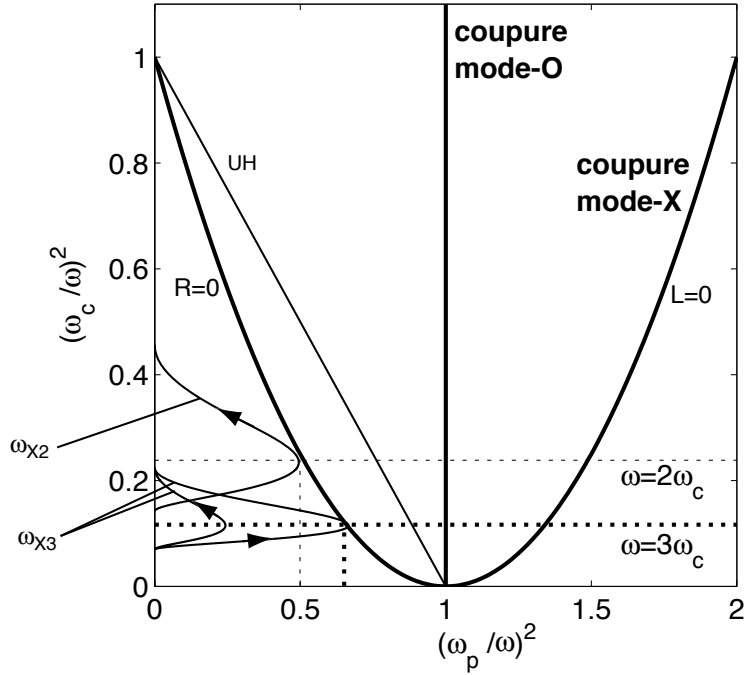


FIG. 2.12 – Diagramme de Clemmow-Mullaly-Allis (CMA) avec les trajectoires correspondant aux profils de la Figure 2.10. Les flèches indiquent le sens de parcours depuis le côté bas champ jusqu'au côté haut champ.

L'utilisation de la troisième harmonique trouve ici sa justification car on augmente d'un facteur trois la limite de densité pour laquelle le chauffage EC dans TCV est opérationnel.

2.6.2 Les coefficients d'absorption X3 et X2

On se propose, d'une part de comparer les coefficients d'absorption $\alpha_3^{(X)}$ et $\alpha_2^{(X)}$, et d'autre part de faire plusieurs observations sur la base de $\alpha_3^{(X)}$ qui permettent de caractériser en partie l'absorption X3. Pour ce faire, on considère le même modèle 1D de la Figure 2.10, mais avec des profils de densité et de température plats ($n_e(R) = n_{e,0}$ et $T_e(R) = T_{e,0}$). Autrement dit, on discute les coefficients $\alpha_3^{(X)}$ et $\alpha_2^{(X)}$ comme fonctions de ω_c , avec comme paramètres n_e et T_e . Cela revient à considérer une propagation horizontale depuis le LFS.

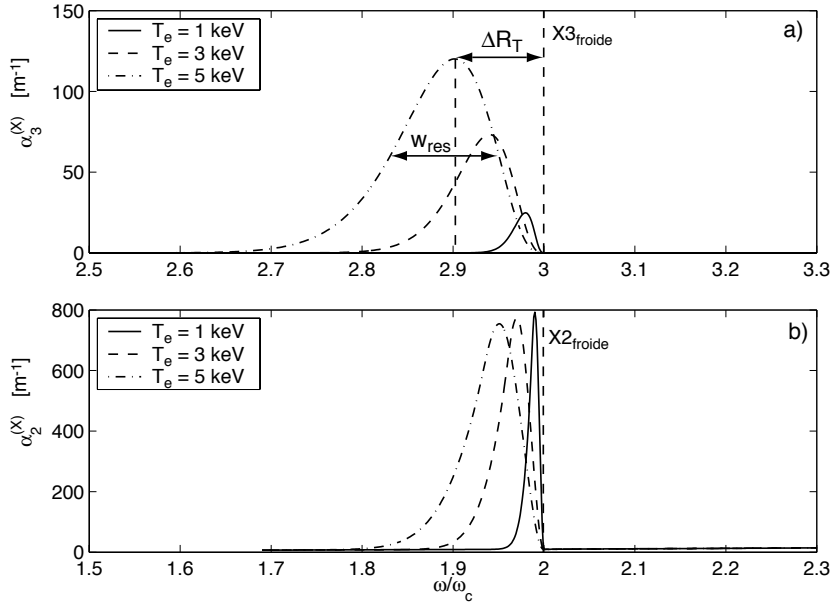


FIG. 2.13 – Les coefficients d'absorption $\alpha_3^{(X)}$ (a) et $\alpha_2^{(X)}$ (b) sont représentés en fonction de ω/ω_c pour trois températures (1, 3 et 5 keV) et pour une densité $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Pour la troisième harmonique, on introduit deux paramètres qui caractérisent la dépendance en température : la largeur de la couche résonante, w_{res} , correspondant à la FWHM de $\alpha_3^{(X)}$, et le décalage relativiste, ΔR_T , qu'on caractérise par la distance entre la résonance froide et la maximum du coefficient d'absorption $\alpha_{3,max}^{(X)}$.

La Figure 2.13 montre les deux coefficients d'absorption $\alpha_3^{(X)}$ et $\alpha_2^{(X)}$ en fonction de ω/ω_c pour trois températures : 1, 3 et 5 keV. Le rapport entre les deux coefficients d'absorption $\alpha_3^{(X)}/\alpha_2^{(X)} \propto (k_B T)/(m_e c^2)$ implique que l'amplitude de la courbe $\alpha_3^{(X)}$ est proportionnelle à la température comme on peut le voir sur la Figure 2.13 (a), contrairement à l'amplitude de $\alpha_2^{(X)}$.

On montre deux autres effets associés à la température : l'élargissement des courbes d'absorption $\alpha_{2,3}^{(X)}$ et le décalage du maximum de $\alpha_{2,3}^{(X)}$ en direction du HFS. Pour la troisième harmonique, ces effets doivent être pris en compte car l'absorption de l'onde est faible. On introduit deux paramètres illustrés dans la Figure 2.13 :

- La largeur de la couche résonante : w_{res}
- La distance entre la résonance froide et le maximum de $\alpha_3^{(X)}$: ΔR_T

La largeur de la couche résonante, w_{res} , est définie comme la largeur à mi-hauteur de la courbe d'absorption (FWHM). La distance, ΔR_T , entre la résonance froide et le maximum de la courbe d'absorption, $\alpha_{3,max}^{(X)}$, caractérise le décalage relativiste vers le HFS. On définit encore :

- L'épaisseur de la couche d'absorption : w_{abs} ,

dans le cas particulier d'une injection horizontale depuis le LFS. Comme

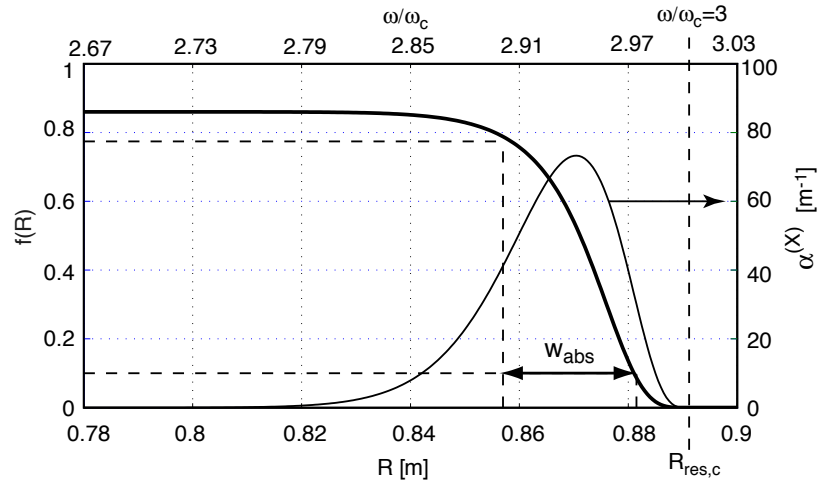


FIG. 2.14 – L'épaisseur de la couche d'absorption, w_{abs} , définie par la fraction normalisée de la puissance absorbée, $f(R)$, comprise entre 10% et 90%, est calculée à partir du coefficient d'absorption comme fonction de R (axe du bas) ou de ω/ω_c (axe du haut). $T_e = 3$ keV et $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ de sorte que $(\tau_{max,X3}, w_{abs}) = (2, 20 \text{ mm})$ alors que $(\tau_{max,X2}, w_{abs}) = (152, 3.5 \text{ mm})$

illustré dans la Figure 2.14, w_{abs} correspond à la distance horizontale associée à l'intervalle dans lequel la fraction normalisée de puissance absorbée, $f(R)$,

est comprise entre 10% et 90%. On définit $f(R)$ telle que :

$$f(R) = \frac{1 - \exp\{-\tau(R)\}}{1 - \exp\{-\tau_{max}\}} \quad (2.106)$$

où

$$\tau(R) = \int_{R_{res,c}}^R |\alpha_3^{(X)}(R)| dR. \quad (2.107)$$

Pour TCV, dans le cas du X2, $\tau_{max,X2} \gg 1$, c'est-à-dire que le plasma est optiquement épais, tandis que pour le X3, $\tau_{max,X3} \simeq 2 - 3$. Cela signifie que l'onde X2 est complètement absorbée bien avant le maximum de $\alpha_2^{(X)}$ et que $w_{abs} \ll w_{res}$ alors que l'absorption de l'onde X3 dépend de w_{res} puisque $w_{res} \simeq w_{abs}$. On peut voir dans la Figure 2.15 la dépendance de w_{res} (a) et de

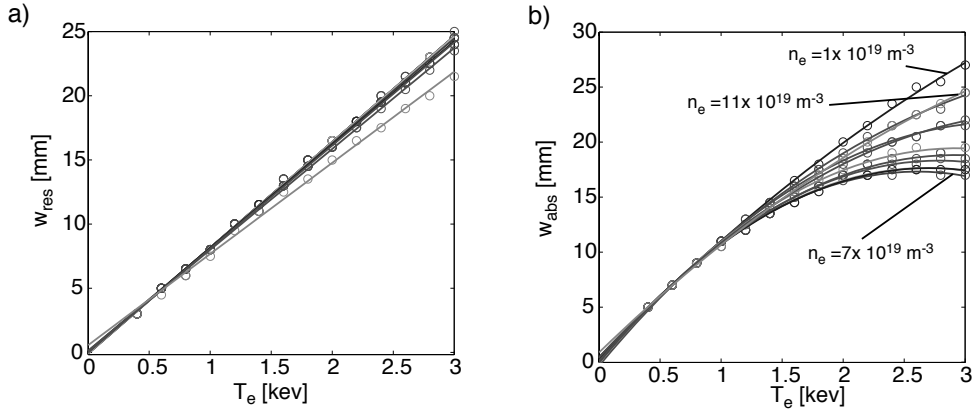


FIG. 2.15 – (a) Largeur de la couche résonante, w_{res} , en fonction de T_e (Fits linéaires). (b) Largeur de la couche d'absorption, w_{abs} , en fonction de T_e ((Fits avec polynômes du second ordre).

w_{abs} (b) en fonction de la température pour différentes densités, $1 \cdot 10^{19} \leq n_e \leq 11 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. On voit que w_{res} dépend linéairement de T_e , indépendamment de la densité. L'épaisseur de la couche d'absorption, w_{abs} , dépend linéairement de T_e jusqu'à $T_e = 1.5 \text{ keV}$, et on a que $w_{abs} \simeq w_{res}$, indépendamment de la densité. Au delà de $T_e = 1.5 \text{ keV}$, w_{abs} dépend aussi de la densité et $w_{abs} < w_{res}$. Cela montre qu'en augmentant la température, l'absorption dépend moins de la largeur de la couche résonante et que la densité devient un facteur influent sur w_{abs} .

L'effet de la température et de la densité sur la fraction de puissance absorbée, P_{abs}/P_{inj} , pour une injection horizontale depuis le LFS, est illustré

dans la Figure 2.16 (a). On voit que l'absorption dépend principalement de la température, notamment pour des densités telles que : $3 \cdot 10^{19} \leq n_e \leq 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Lorsque $T_e > 1.5 \text{ keV}$, on voit que l'effet de la densité se renforce, et on peut en déduire une densité optimale : $n_e = 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Ceci est en accord avec la largeur des couches d'absorption présentées dans la Figure 2.15 (b), où on voit que l'absorption la plus rapide (là où w_{abs} est minimale) correspond à la densité optimale.

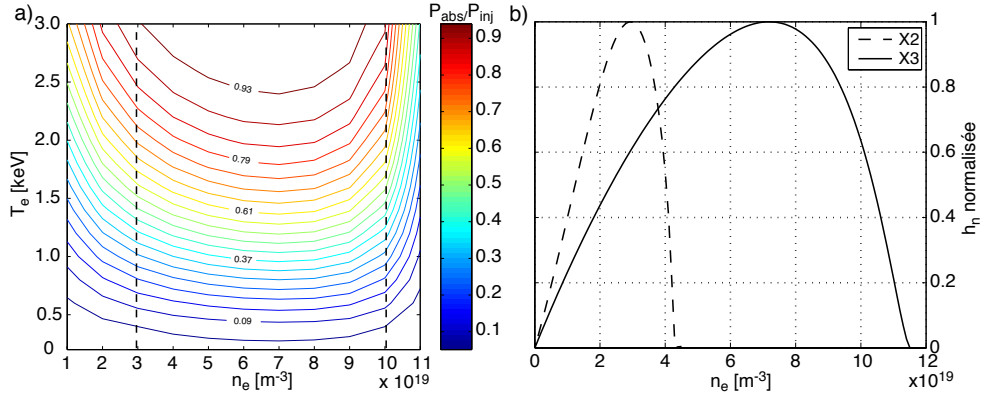


FIG. 2.16 – (a) Fraction de puissance X3 absorbée pour une injection horizontale depuis le LFS en fonction de n_e et T_e . (b) Les coefficients d'absorption, pour les deux harmoniques, dépendent de la densité selon les fonctions h_n définies dans (2.108).

Pour les deux ondes X2 et X3, on peut exprimer les dépendances dominantes sur l'amplitude du coefficient d'absorption en écrivant

$$\alpha_n^{(X)} \propto g_n(\omega_c, T_e) h_n(\omega_p, N'_\perp). \quad (2.108)$$

La dépendance dominante en la densité $h_n(\omega_p, N'_\perp)$, pour les harmonique 2 et 3, d'après (2.98) et (2.100) respectivement, est telle que

$$h_3(\omega_p, N_{\perp,c}) = \frac{\omega_p}{\omega_c} N_{\perp,c}^3 \quad \text{et} \quad (2.109)$$

$$h_2(\omega_p, N'_\perp) = \frac{\omega_p}{\omega_c} N'_\perp. \quad (2.110)$$

La densité de coupure est atteinte lorsque $N'_\perp(\omega_{n,cut}) = 0$ et le coefficient d'absorption pour les deux harmoniques atteint un maximum entre les densités $n_e = 0$ et $n_e = n_{e,cut}$. Cette dépendance en la densité est illustrée dans la Figure 2.16 (b) où la fonction h_n a été normalisée pour les deux harmoniques n . On voit bien comment l'absorption X3 permet d'étendre le domaine de

densités accessibles pour le chauffage EC. On définit de manière arbitraire une gamme de densités par la condition :

$$h_3(n_e) \geq 0.6 \quad \Leftrightarrow \quad 3 \cdot 10^{19} \leq n_e \leq 10^{20} \text{ m}^{-3} \quad (2.111)$$

pour laquelle, dans ce travail, on va étudier les propriétés de l'absorption X3.

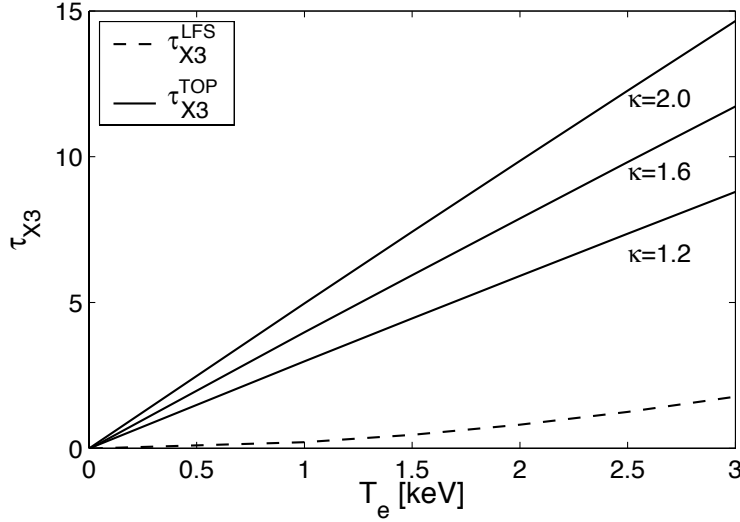


FIG. 2.17 – L'épaisseur optique τ dépend de manière quadratique ou linéaire de T_e , selon que l'onde est injectée horizontalement depuis le LFS ou verticalement depuis le haut, respectivement. La densité vaut $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Compte tenu des dépendances en la densité et surtout en la température, si on veut une absorption totale du X3, il faut maximiser l'épaisseur optique, τ_{X3} , en maximisant le trajet de l'onde dans la résonance. En injection depuis le LFS, on déduit de (2.98) que

$$\tau_{X3}^{LFS} \propto w_{res}(T_e)T_e = A_{res}T_e^2, \quad (A_{res} = Cste) \quad (2.112)$$

où $7 \leq A_{res} \leq 8 \text{ mm/keV}$ d'après les fits de la Figure 2.15 (a). Si on injecte l'onde verticalement depuis le haut du tokamak,

$$\tau_{X3}^{TOP} \propto T_e L_{res}. \quad (2.113)$$

et la longueur caractéristique, L_{res} , de la résonance pour une injection verticale est indépendante de T_e . On la définit par

$$L_{res} \simeq \frac{a}{2}\kappa, \quad (2.114)$$

a étant le petit rayon du plasma et κ son élongation. On peut voir dans la Figure 2.17 une comparaison entre τ_{X3}^{LFS} et τ_{X3}^{TOP} , pour une densité $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Pour calculer τ_{x3}^{TOP} , on a considéré le maximum de $\alpha_3^{(X)}$ si bien que

$$\tau_{x3}^{TOP} = \alpha_{3,max}^{(X)} \cdot L_{res} \quad (2.115)$$

On voit que l'injection verticale depuis le haut est plus optimale que depuis le LFS et qu'une augmentation de l'élongation permet d'augmenter l'épaisseur optique. En effet, en plus d'allonger sensiblement la longueur caractéristique de la résonance ($L_{res} \simeq 20 \text{ mm}$), l'injection verticale maintient la trajectoire de l'onde sur le maximum de $\alpha_3^{(X)}$. Notez toutefois que la réfraction, dont on ne tient pas compte dans ce calcul, peut dévier l'onde de la trajectoire verticale et diminuer les deux effets décrit ci-dessus.

2.7 L'absorption X3 en présence d'électrons supra-thermiques

L'analyse qui précède se base sur le fait que la fonction de distribution à l'équilibre $f_0(\mathbf{v})$ est Maxwellienne. Dans TCV où la densité de puissance EC est particulièrement élevée, on peut observer une forte population d'électrons supra-thermique (PES), notamment lors d'expériences utilisant la génération de courant (ECCD) avec le X2 [27, 28]. Ces expériences ont révélé que pour une injection latérale depuis le LFS, l'absorption du X3 peut être augmentée jusqu'à atteindre 100% grâce à la génération d'une PES [29]. Lors des expériences avec X3 injecté verticalement depuis le haut (chapitre 5), la présence d'une PES générée par le X3 lui-même est observée et celle-ci peut fortement modifier les propriétés d'absorption. En effet, en présence d'une PES composée d'électrons d'énergie cinétique moyenne $\langle E_{cin} \rangle = 3/2k_B T_{e,s}$, la couche résonante, w_{res} , peut être élargie en raison du décalage relativiste de la fréquence EC. Sur la base d'un calcul numérique de tracé de rayon, on se propose de déterminer l'importance de cet élargissement en supposant que la fonction de distribution à l'équilibre peut être décrite par une bi-Maxwellienne.

2.7.1 Une fonction de distribution bi-Maxwellienne

Pour modéliser la présence d'une PES, on considère qu'en plus d'une population thermique caractérisée par une température $T_{e,th}$, il existe une population supra-thermique caractérisée par une température $T_{e,s}$. Cela pré-suppose que la fonction de distribution se construit à partir de deux Maxwelliennes telle que : $f = (1 - \eta)f_{th} + \eta f_s$ où $f_{th}(\mathbf{v})$ représente la population

d'électrons thermique (PET) et $f_s(\mathbf{v})$ représente la PES. Les fonctions de distribution sont normalisées de sorte que $\int f_s(\mathbf{v})d^3v = \int f_{th}(\mathbf{v})d^3v = 1$ et la densité de chacune des population est liée à l'autre par le coefficient η de sorte que

$$n_{e,s} = \frac{\eta}{1 - \eta} n_{e,b} \quad (2.116)$$

si bien que $\int f(\mathbf{v})d^3v = n_{e,tot} = n_{e,th} + n_{e,s}$. Une telle distribution est dite bi-Maxwellienne et est adaptée pour décrire la PES dans les conditions typiques de TCV [27, 28].

2.7.2 Elargissement de la résonance X3

Dans un modèle 2D, on considère un plasma circulaire de rayon $a = 25$ cm comme illustré schématiquement dans la Figure 2.18 (a). On tient compte des effets paramagnétiques associés au courant poloïdal qui décalent horizontalement la résonance froide, $X3_{cold}$, lorsque on est proche du centre du plasma. On définit les profils, tant pour la PET que pour la PES. Pour les électrons thermiques, les profils sont paraboliques de sorte à ce qu'ils coïncident avec les mesures expérimentales (diffusion Thomson) d'un plasma ohmique typique de TCV (cf. chapitre 3 et 5). Pour la PES, on considère un profil de densité parabolique avec un facteur de piquage γ :

$$n_{e,s}(1 - \rho^2)^\gamma, \quad (2.117)$$

et le profil de température est plat [27]. La quantité $\rho = r/a$ est le rayon normalisé par le rayon mineur du plasma a .

Dans ce modèle 2D, on calcule par la méthode de tracé de rayon, l'absorption X3, le long de la trajectoire verticale d'un seul rayon illustrée schématiquement dans la Figure 2.18 (a). En répétant le calcul pour différentes positions radiales, R , du rayon, on obtient l'absorption X3 verticale en fonction de R comme illustré dans la Figure 2.18 (b). Cette procédure a été répétée pour différentes températures supra-thermiques : $T_{e,s} = 0, 5, 10$ et 30 keV et pour une densité centrale de la PET : $n_{e,th} = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Pour cette densité, les calculs de tracé de rayon ont montré que la trajectoire est verticale, donc que les effets de réfraction sont négligeables. Le calcul de l'absorption utilise l'approximation faiblement relativiste dans lequel on a retenu les 20 premières harmoniques n du développement en série pour le calcul du tenseur diélectrique [30].

Du côté haut champ de la résonance froide, on observe dans la Figure 2.18 (b) l'effet de la température des électrons supra-thermiques sur la largeur de

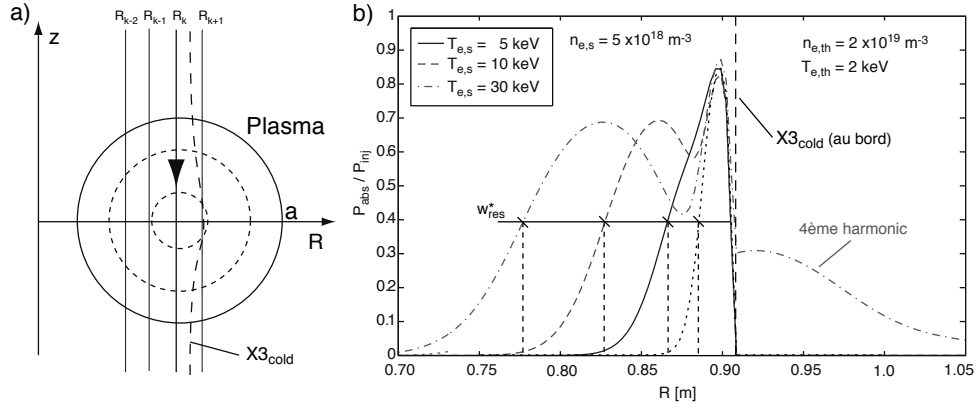


FIG. 2.18 – (a) On considère un plasma circulaire de rayon mineur $a = 25$ cm. (b) Les courbes décrivant l’absorption X3, résultant d’une injection verticale pour plusieurs positions radiale, R , du rayon, sont calculées pour quatre températures supra-thermiques : $T_{e,s} = 0, 5, 10$ et 30 keV (modèle bi-Maxwellien). La couche résonante, w_{res}^* , est définie comme la FWHM de ces courbes. La densité au centre de la PES est $n_{e,s} = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et la densité au centre de la PET est $n_{e,th} = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($n_{e,s}/n_{e,tot} = 20\%$). La température au centre de la PET est $T_{e,th} = 2$ keV.

la résonance, w_{res}^* , prise comme la FWHM des courbes d’absorption. On a ajouté l’astérisque (*) pour faire la différence d’avec w_{res} (modèle 1D) car on calcule ici une épaisseur optique dans une géométrie 2D. Notez qu’en l’absence de PES ($n_{e,s} = 0$), $w_{res}^* \neq w_{res}$ avec $w_{res}/w_{res}^* = 80\%$. Cette différence est due à l’effet paramagnétique qui, au centre du plasma, peut décaler la surface résonante de 2 cm par rapport au bord du plasma.

La valeur de w_{res}^* dépend, outre la température, principalement de deux paramètres : la densité de la PES et le piquage γ de son profil. On a représenté sur la Figure 2.19 l’effet de ces trois paramètres sur w_{res}^* . La courbe de la Figure 2.19 (c) montre l’effet de $T_{e,s}$ lorsque la densité supra-thermique vaut $n_{e,s} = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Le choix de cette valeur est motivé par les mesures faites lors d’expériences utilisant le X2 pour générer du courant (X2 ECCD) et où la température a été mesurée à $T_{e,s} = 12$ keV [27]. Dans ce cas, l’énergie contenue dans la PES est telle que $W_{e,s}/W_{e,th} = 30\%$. Les températures supra-thermiques au-delà de 15 keV ne sont considérées dans les Figures 2.18 et 2.19 qu’a titre d’illustration, notamment pour montrer l’effet de recouvrement de la quatrième harmonique, et non pas pour être pertinentes de mesures sur TCV. On remarque sur la Figure 2.19 que pour $T_{e,s} \geq 20$ keV, la largeur de la couche résonante w_{res}^* tend vers une saturation à la valeur de 130 mm, ce qui correspond environ au demi rayon du plasma ($a = 250$ mm).

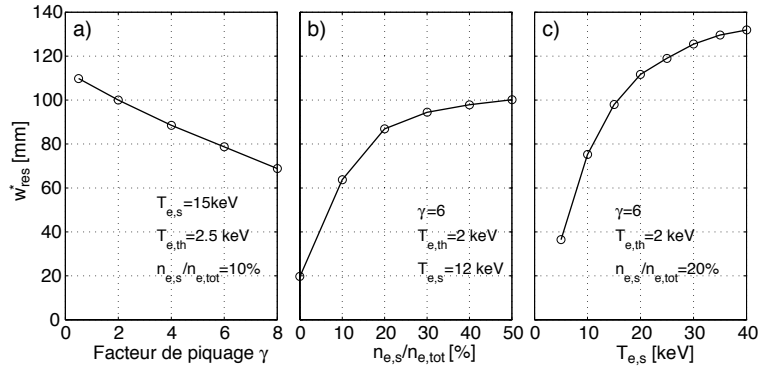


FIG. 2.19 – La largeur de la couche résonante w_{res}^* dépend de (a) le piquage γ du profil de densité supra-thermique, (b) du taux d'électrons supra-thermique $n_{e,s}/n_{e,tot} = \eta$ et (c) de la température supra-thermique $T_{e,s}$.

Pour la température supra-thermique de 12 keV, on illustre sur la Figure 2.19 (b) l'effet de $n_{e,s}$ sur w_{res}^* . Là également, on note une saturation lorsque le taux d'électrons supra-thermiques dépasse 20%.

Finalement, l'impact du piquage γ , dans la Figure 2.19 (a) montre que plus le profil est piqué plus la couche résonante se rétrécit mais cet effet est moindre comparé aux deux autres.

Dans cette section, on a montré que la présence de PES peut élargir de manière significative la couche résonante, par conséquent améliorer l'absorption du X3 injecté depuis le haut.

Chapitre 3

Simulation de la propagation et de l'absorption X3

3.1 Introduction

Pour préparer les expériences de chauffage X3 et pour interpréter les résultats expérimentaux, on a besoin d'un outil de simulation permettant de calculer la trajectoire et l'absorption de l'onde X3 dans les plasmas de TCV. Les simulations permettent notamment de prédire les effets de réfraction auxquels il faut être particulièrement attentif dans une configuration d'injection verticale. Le code linéaire de tracé de rayon TORAY-GA [31, 32, 33] est le principal outil de simulation utilisé dans ce travail.

La méthode de tracé de rayon ne rend pas compte des phénomènes de diffraction. Cet effet peut être important en propagation verticale, lorsque le faisceau est convergent (section 2.5). Une étude comparative avec le code de tracé de faisceau ECWGB [25, 34, 35, 36], qui applique un traitement quasi-optique à l'onde est présentée dans ce chapitre.

La section 3.2 décrit le code TORAY-GA (variables d'entrée et de sortie). On y décrit notamment la manière dont on modélise le faisceau avec un ensemble de rayons. Dans la section 3.3, sur la base des calculs de TORAY-GA, on caractérise l'absorption X3 en injection quasi-verticale pour des plasmas de TCV typiques des expériences X3. Dans la section 3.4, on compare les résultats de TORAY-GA avec les résultats du code de tracé de faisceau ECWGB, qui inclut les effets de diffraction.

3.2 Le code de tracé de rayon TORAY-GA

Le calcul de propagation de l'onde par le code TORAY-GA se base sur les équations de tracé de rayon (2.73) dans l'espace à 3 dimensions. La trajectoire d'un rayon est calculée avec la relation de dispersion froide, puis l'absorption est calculée le long de cette trajectoire. On se propose, dans un premier temps, de décrire les principales variables d'entrée du code, puis on discute les variables de sortie.

3.2.1 Les variables d'entrée

TORAY-GA requiert les variables d'entrées représentées dans le schéma de la Figure 3.1. Sur la gauche sont indiqués les diagnostics dont on tire les surfaces de flux magnétique poloïdal constant, ψ , (Figure 3.2 (c)) et les profils de température T_e (Figure 3.2 (a)) et de densité n_e (Figure 3.2 (b)).

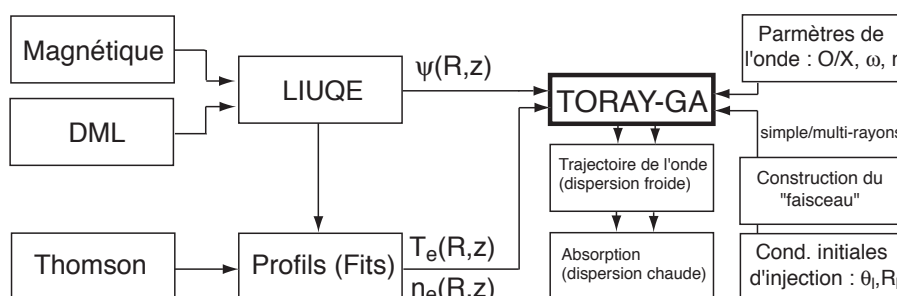


FIG. 3.1 – Représentation schématique des variables d'entrée du code TORAY-GA. A gauche, les mesures magnétiques et Thomson, à partir desquels on déduit les surface de flux magnétique poloïdal constant et les profils de température et de densité. A droite, les variables caractérisant l'onde et ses conditions initiales d'injection.

Les surfaces de flux magnétique poloïdal constant, ψ , sont reconstruites au moyen du code LIUQE [37, 38] à partir des mesures magnétiques [4]. La reconstruction de l'ensemble des surfaces de flux suppose la résolution de l'équation de Grad-Shafranov [1] qui nécessite des contraintes pour être résolue. On utilise généralement une contrainte sur l'énergie totale du plasma, mesurée par la boucle diamagnétique (DML) [39].

La température et la densité sont mesurées par diffusion Thomson [40, 41] et on procède à une interpolation de ces mesures pour créer les profils. On peut les voir dans la Figure 3.2 comme fonction du rayon normalisé, ρ_ψ , défini

à partir des surface de flux telle que

$$\rho_\psi = \sqrt{1 - \frac{\psi}{\psi_{max}}}, \quad (3.1)$$

ce qui implique que $\rho_\psi = 0$ correspond à l'axe magnétique (+) du plasma. A partir des profils, on calcule la température et la densité aux points coïncidents avec la grille spatiale (R, z) utilisée pour calculer les surface de flux [42]. La grille est définie dans la direction toroïdale (axe y) par extension en supposant l'axisymétrie (symétrie toroïdale).

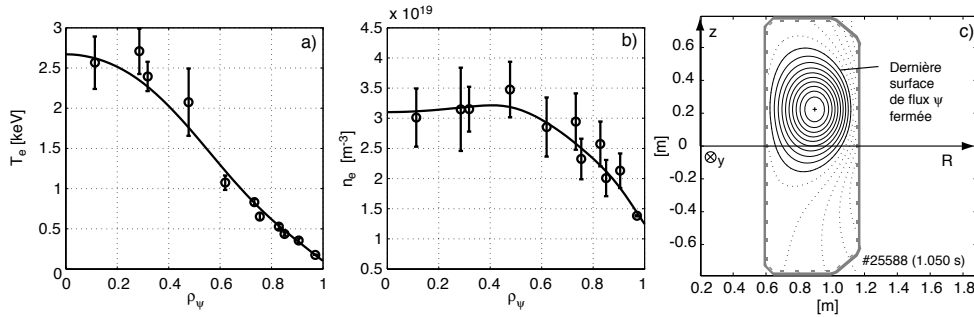


FIG. 3.2 – Profils de température (a) et de densité (b) en fonction de la coordonnée de flux ρ_ψ interpolés sur les mesures Thomson. (c) Surfaces de flux calculées par LIUQE à partir des mesures de champ magnétique.

A droite dans le schéma de la Figure 3.1 sont indiqués les variables d'entrée qui caractérisent l'onde et ses conditions initiales d'injection. On donne une liste (non exhaustive) de ces variables dans le Tableau 3.1.

Variable d'entrée	Symbole
Polarisation de l'onde	X/O
Fréquence de l'onde	$f = \omega/2\pi$
Harmonique	n
Position radiale du miroir	R_l
Angle poloïdal du miroir	θ_l

TAB. 3.1 – Variables d'entrée du code TORAY-GA pour caractériser l'onde et ses conditions initiales d'injection.

Pour les caractéristiques de l'onde, on donne la polarisation : mode X ou O, la fréquence de l'onde $\omega/2\pi$ et l'harmonique n de la fréquence cyclotron.

Pour être injectée dans TCV, l'onde est réfléchiée par un miroir placé au dessus de la chambre à vide, comme illustré dans la Figure 3.3. Les conditions initiales d'injection sont données avec la position radiale, R_l , du centre du miroir et l'angle poloïdal, θ_l que fait le miroir avec la direction verticale. Ces conditions initiales sont transformées de manière univoque dans un système de coordonnée standard pour TORAY-GA :

$$\underbrace{(R_l, \theta_l)}_{\text{Miroir}} \Leftrightarrow \underbrace{\begin{cases} (R_0, y_0, z_0) & \text{Position initiale} \\ (\theta_{inj}, \phi_{inj}) & \text{Conditions d'injection} \end{cases}}_{\text{TORAY-GA}} \quad (3.2)$$

où (R_0, y_0, z_0) sont les coordonnées de la position initiale du faisceau (Figure 3.3), et $(\theta_{inj}, \phi_{inj})$ sont les angles poloïdaux et toroïdaux respectivement qui définissent la direction initiale de propagation. Une description détaillée de la correspondance entre les deux systèmes de coordonnées est donnée dans l'Annexe B.

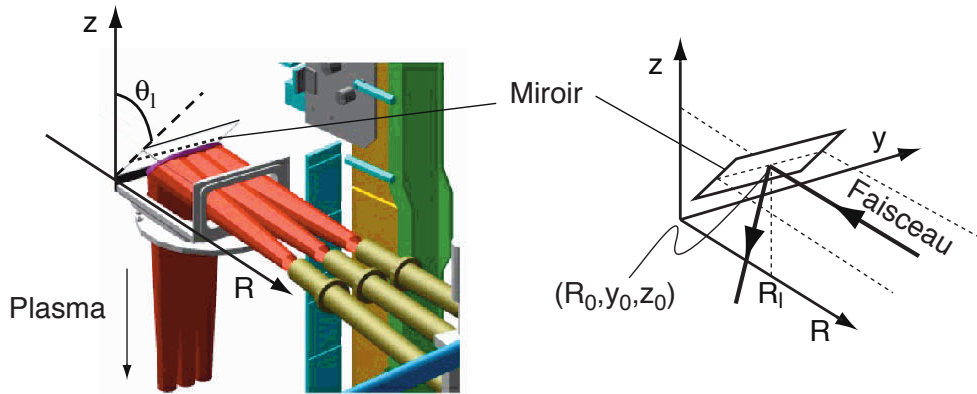


FIG. 3.3 – Système d'injection des ondes X3 dans TCV. Le miroir réfléchit les 3 faisceaux dans la plasma. La position initiale du faisceaux, (R_0, y_0, z_0) , est déterminée par la positions radiale R_l du centre du miroir, et l'angle poloïdal, θ_l , détermine les conditions initiales d'injection des faisceaux.

Une fois les conditions initiales définies, on choisit le modèle du faisceau. Il est décrit soit par un seul rayon (simple), soit par un ensemble de rayons (sous-section 3.2.3).

3.2.2 Les variables de sortie

TORAY-GA calcule la trajectoire et l'absorption des rayons dans le plasma. Les principales variables de sortie du code sont reportées dans la Tableau 3.2

en fonction de la coordonnée curviligne s et où $(R_r(s), y_r(s), z_r(s))$ correspond à l'équation paramétriques de la trajectoire du rayon.

Variable de sortie	variable
Trajectoire du faisceau	$(R_r(s), y_r(s), z_r(s))$
Indice de réfraction parallèle à \mathbf{B}_0	$N_{\parallel,c}(s)$
Indice de réfraction perpendiculaire à \mathbf{B}_0	$N_{\perp,c}(s)$
Fraction de puissance absorbée	$P_{abs}/P_{inj}(s)$

TAB. 3.2 – Principales variables de sortie du code TORAY-GA

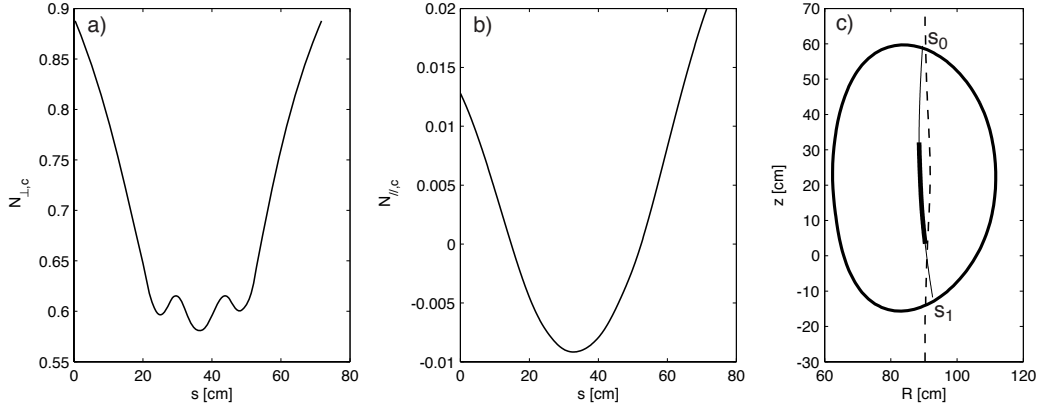


FIG. 3.4 – (a) et (b) Composantes (N_{\perp}, N_{\parallel}) de l'indice de réfraction en fonction de la coordonnée curviligne s du rayon. (c) Projection dans le plan poloïdal de la trajectoire $R_r(s), z_r(s)$ du rayon, superposée à la dernière surface de flux fermée décrivant le contour du plasma. La partie du rayon plus épaisse indique le lieu où l'absorption est telle que $10\% \leq P_{abs}/P_{abs,max} \leq 90\%$. La ligne en trait-tillé indique la résonance froide.

On peut voir dans les Figures 3.4 (a) et (b), pour un cas typique avec un seul rayon, les indices de réfraction perpendiculaire et parallèle aux champ magnétique \mathbf{B}_0 , en fonction de s . On observe que $N_{\perp,c} \simeq 1$ à l'entrée dans le plasma ($s = 0$) puis diminue vers le centre pour ensuite se rapprocher de 1 à la sortie du plasma ($s = s_1 \simeq 70$ cm). L'indice $N_{\parallel,c}$ reste petit ($N_{\parallel,c}/N_{\perp,c} \ll 1$) autour de 0, ce qui est caractéristique d'une propagation quasi-perpendiculaire. En propagation quasi-perpendiculaire, la projection dans le plan poloïdal de la trajectoire du rayon, $(R_r(s), z_r(s))$, est représentative de la réelle trajectoire dans l'espace 3D (direction toroïdale négligeable). On voit dans la Figure 3.4 (c) l'effet de la variation de $N_{\perp,c}$ sur la trajectoire du rayon. On superpose généralement à la trajectoire la dernière surface de

flux définissant le contour du plasma et la résonance froide : $\omega = 3\omega_c$ (trait tillé).

Vers le centre du plasma, la résonance froide est décalée horizontalement du côté bas champ. Cette déviation est due à l'effet paramagnétique (dominant pour les plasma avec X3 dans TCV) associé au courant poloïdal, qui renforce le champ magnétique au centre. Le décalage de Shafranov [1] contribue également à la déformation de la condition de résonance froide.

Sur la figure 3.4 (c) la partie du rayon plus épaisse indique la zone d'absorption définie par la condition :

$$10\% \leq P_{abs}/P_{abs,max} \leq 90\% \quad (3.3)$$

où $P_{abs,max} = 1 - \exp(-\tau_{X3}(s_1))$ correspond à la fraction totale de puissance absorbée. La fraction de puissance absorbée est déduite de l'épaisseur optique $\tau_{X3}(s)$, obtenue en intégrant le coefficient d'absorption $\alpha_3^{(X)}(s)$. Ces deux fonctions sont représentée dans la Figure 3.5 pour le rayon de la Figure 3.4 (c). Sur $\tau_{X3}(s)$, la partie plus épaisse correspond à la condition (3.3) pour laquelle on définit la longueur caractéristique d'absorption L_τ . On vérifie que

$$L_\tau = 24 \text{ cm} \simeq (a/2)\kappa = 20 \text{ cm.}$$

pour $a = 25 \text{ cm}$ et $\kappa = 1.6$. Cette observation justifie la longueur caractéristique L introduite dans la section 2.6.

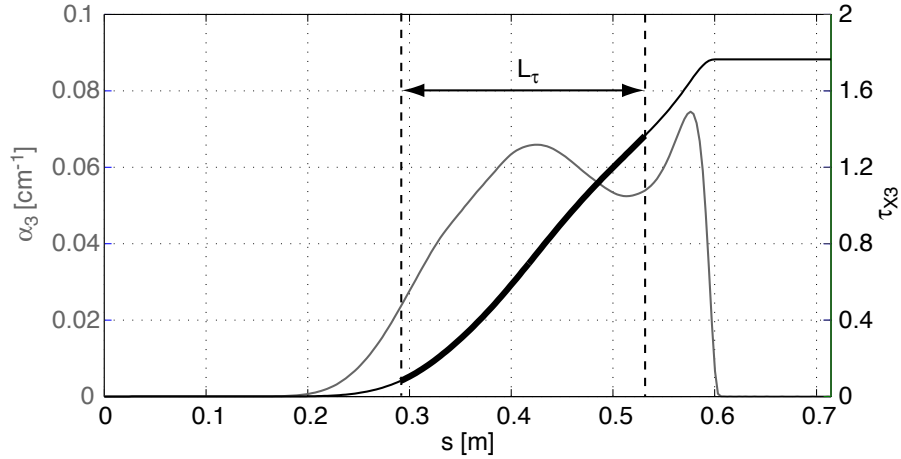


FIG. 3.5 – Le coefficient d'absorption α_3 et l'épaisseur optique τ_{X3} , calculés par TORAY-GA le long de la trajectoire du rayon de la Figure 3.4

Pour le calcul de $\alpha_3^{(X)}$, TORAY-GA calcule le tenseur diélectrique général (2.40) et, pour le X3, il ne prend en compte que le terme $n = 3$ de

l'expansion en les harmoniques de ω_c (recouvrement des harmoniques $n' \neq n$ négligeable). La partie imaginaire de l'indice de réfraction est calculée en résolvant localement la relation de dispersion (2.49).

Il existe une méthode pour intégrer (2.40) sans procéder à l'expansion en harmoniques [43, 44], mais il a été montré que la différence est négligeable pour le X3 dans les plasmas typique de TCV [30].

3.2.3 Un modèle de faisceau Gaussien

Sur la Figure 3.4 (c), le faisceau est simulé par un seul rayon qui longe la résonance froide, concentrant la densité de puissance sur un seul rayon. Pour tenir compte de la taille w_0 du faisceau, on peut répartir la puissance sur un ensemble de rayons pour lesquels on calcule la trajectoire et l'absorption individuellement.

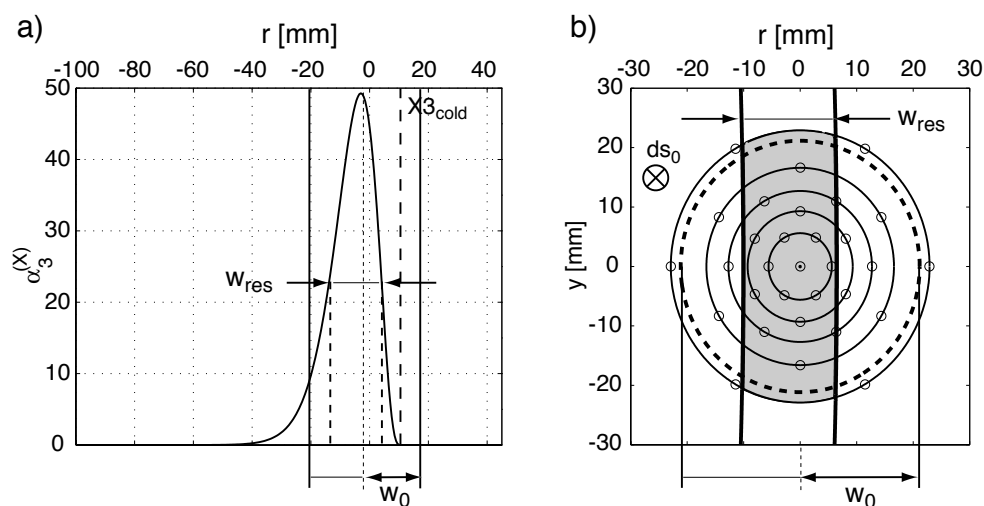


FIG. 3.6 – (a) w_{res} , déterminée à partir de $\alpha_3^{(X)}$ ($T_e = 2 \text{ keV}$, $n_e = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), est comparée à la taille du faisceau w_0 . (b) Distribution des positions initiales des rayons (o) sur la section du faisceau ($N_{tot} = 31$, $N_{rays} = 6$) tel que défini dans le modèle du faisceau Gaussien. La couche résonante est superposée et la taille du faisceau w_0 est indiquée (- -).

Pour la simulation en injection depuis le LFS, il n'est pas nécessaire de porter beaucoup d'attention à la distribution de puissance dans le faisceau. En effet, l'onde traverse la résonance de sorte que tout le faisceau rencontre approximativement les mêmes conditions d'absorption. Dans le cas du X3 injecté verticalement, le faisceau longe la résonance et, au regard de la taille du faisceau, les conditions d'absorption ne sont pas homogènes. La Figure

3.6 (b) montre que l'intersection entre le faisceau et la couche résonante w_{res} (zone grisée) définit une zone d'interaction beaucoup plus étroite que la taille du faisceau. Il est donc essentiel d'avoir un modèle du faisceau qui rend compte de la distribution spatiale de puissance.

Pour cette section, on considère un faisceau de section circulaire de taille $w_0/\sqrt{2} = 21$ mm (en puissance). Il apparaît naturel de choisir un modèle qui décrit initialement une distribution de puissance gaussienne puisque c'est le mode de propagation de l'onde dans le vide (sous-section 2.5.2). On construit le faisceau avec un ensemble de rayons portant tous la même puissance et ayant tous la même direction initiale de propagation. Cela revient à choisir un modèle de faisceau cylindrique, ce choix se justifiant puisque le faisceau est focalisé dans la plasma, donc convergent (sous-section 2.5.1).

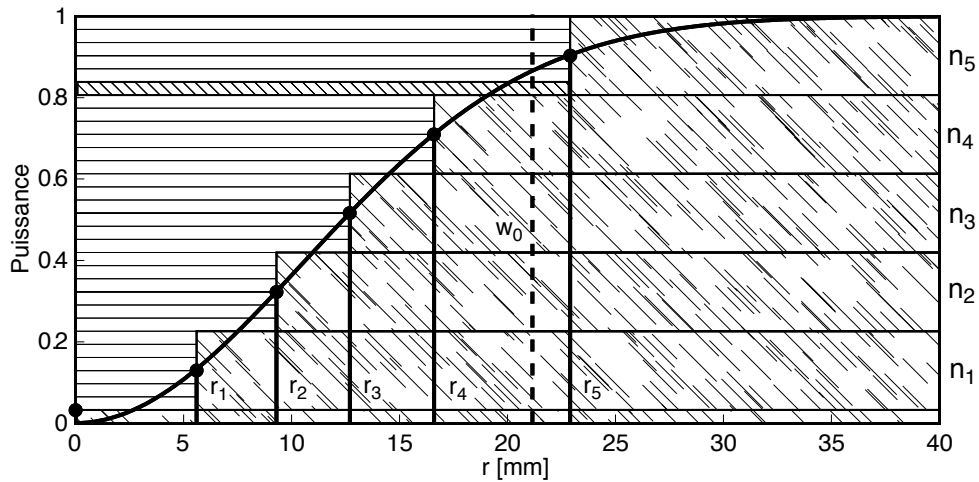


FIG. 3.7 – La puissance est répartie également sur N_{tot} rayons. Le nombre de rayons n_i , à une distance r_i du centre du faisceau est choisi (grands rectangles hachurés), déterminant le nombre de cercles N_c . Les distances r_i sont calculées avec la condition (3.5) où $P(r)$ est une densité de puissance Gaussienne.

Pour décrire la méthode de distribution spatiale des rayons, on se place dans un système de coordonnées cylindrique (r, θ, z') dans le référentiel du faisceau. La direction de z' est telle que $z' \parallel \mathbf{ds}_0$, où \mathbf{ds}_0 décrit la direction initiale de propagation.

Comme chaque rayon porte une puissance équivalente, la distribution de puissance gaussienne est obtenue en plaçant des séries de n_i rayons sur un ensemble de cercles de rayon r_i , tel qu'illustré dans la Figure 3.6 (b). On place le premier rayons au centre. On choisit ensuite un ensemble $\{n_1, \dots, n_{N_c}\}$ de cercles qui représentent le nombre n_i de rayons placés sur chaque cercle i . Le

nombre total de rayons, N_{tot} , est donc donné par

$$N_{tot} = 1 + \sum_{i=1}^{N_c} n_i \quad (3.4)$$

Comme illustré dans la Figure 3.7, les rayons r_i sont définis de sorte que

$$\left[1 + \sum_{k<i} n_k + \frac{n_i}{2} \right] = 2\pi \int_0^{r_i} rP(r)dr. \quad (3.5)$$

où la densité de puissance gaussienne, $P(r)$, est donnée par (2.86) et normalisée à 1.

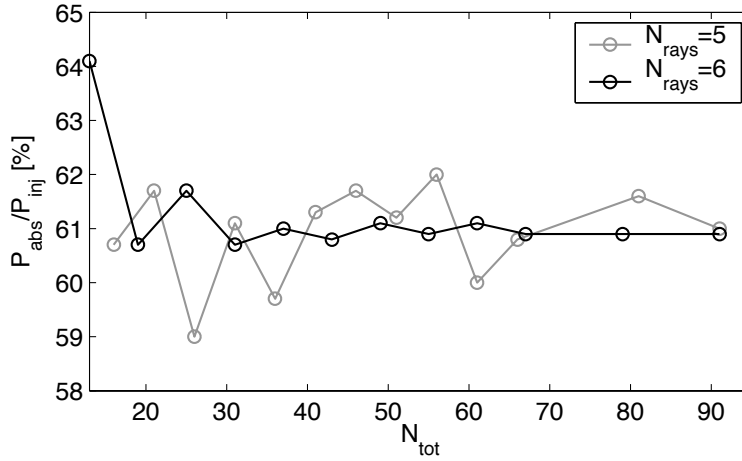


FIG. 3.8 – Fraction de puissance absorbée, calculée par TORAY-GA, en fonction du nombre total de rayons utilisés pour modéliser le faisceau. Deux modes de distribution sont comparés : soit $N_{ray} = 5$, soit $N_{ray} = 6$.

On veut que la distribution azimutale (angle θ) des rayons soit aussi homogène que possible. Pour ce faire, on choisit de garder le nombre de rayons par cercle constant : $n_i = N_{ray} = Cste \quad \forall i$ ($n_i = 6$ dans la Figure 3.7). Cela implique une restriction dans le choix du nombre de rayons total, N_{tot} , car la relation $N_{tot} = N_{ray} \cdot N_c + 1$ doit être satisfaite. Sur chaque cercle, on répartit les rayons de manière équidistante si bien que $\theta = 2\pi/N_{ray}$ entre chaque rayon. Une bonne symétrie azimutale est obtenue en tournant les rayons d'un cercle de π/N_{ray} par rapport au précédent.

Pour choisir N_{ray} de manière optimale et déterminer un N_{tot} minimal utilisable, on a effectué des tests de convergence. La Figure 3.8 représente la fraction de puissance absorbée en fonction du nombre total de rayons utilisés,

dans les cas où l'on choisit de placer 5, respectivement 6 rayons par cercle. Une analyse de la Figure 3.8 permet de décider que $N_{ray} = 6$ et $N_{tot} \leq 31$ est une solution satisfaisante. Pour les calculs d'absorption, on a choisit $T_{e,0} = 2$ keV, $n_{e,0} = 5.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et une élongation $\kappa = 2$ de sorte à maximiser la trajectoire du faisceau dans le plasma.

3.3 Les prédictions de TORAY-GA

On présente dans cette section les propriétés d'absorption de l'onde X3 injectée verticalement depuis le haut de TCV sur la base des calculs effectués avec TORAY-GA. On y présente une caractérisation de l'absorption X3 en fonction des conditions initiales d'injection, et on discute en particulier la forte sensibilité de l'absorption à l'angle poloïdal, θ_l , du miroir. On décrit ensuite les dépendances de l'absorption en fonction de la température et de la densité.

3.3.1 L'absorption X3 en fonction des conditions initiales d'injection

La position et la direction initiales du faisceau sont contrôlées par le miroir X3 (section 4.3). La position radiale, R_l , du centre du miroir détermine sa position initiale et l'angle poloïdal θ_l détermine sa direction de propagation. La Figure 3.9 montre la fraction de puissance X3 absorbée, calculée par TORAY-GA, en fonction de R_l et θ_l . Pour ces calculs, les profils de température et de densité sont similaires à ceux de la Figure 3.2 mais $T_{e,0} = 2.7$ keV et $n_{e,0} = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Dans le coin en bas à droite, on a inséré une coupe poloïdale de TCV qui montre, pour cette densité-ci, l'effet restreint de la réfraction sur la trajectoire du faisceau (modèle à 31 rayons).

La position radiale $R_l = 880$ mm correspond au centre de la chambre à vide de TCV et $R_l = 910$ mm correspond à la position de la résonance froide : $\omega = 3\omega_c$ sans plasma. L'angle $\theta_l = 45^\circ$ correspond à une injection verticale et lorsque $\theta_l > 45^\circ$, le faisceau est injecté en direction du HFS. A titre d'exemple, la trajectoire illustrée dans l'insert correspond au point marqué d'une croix dans la Figure 3.9. On voit que pour une injection verticale, l'absorption maximale est à une distance $\Delta R_T = 13$ mm de la résonance froide, illustrant le décalage relativiste dû à la température. Inversement, lorsque le miroir se situe au dessus de la résonance froide, on doit appliquer une correction $45^\circ + \Delta\theta$, avec $\Delta\theta = 0.8^\circ$, pour compenser le décalage relativiste et maximiser l'absorption.

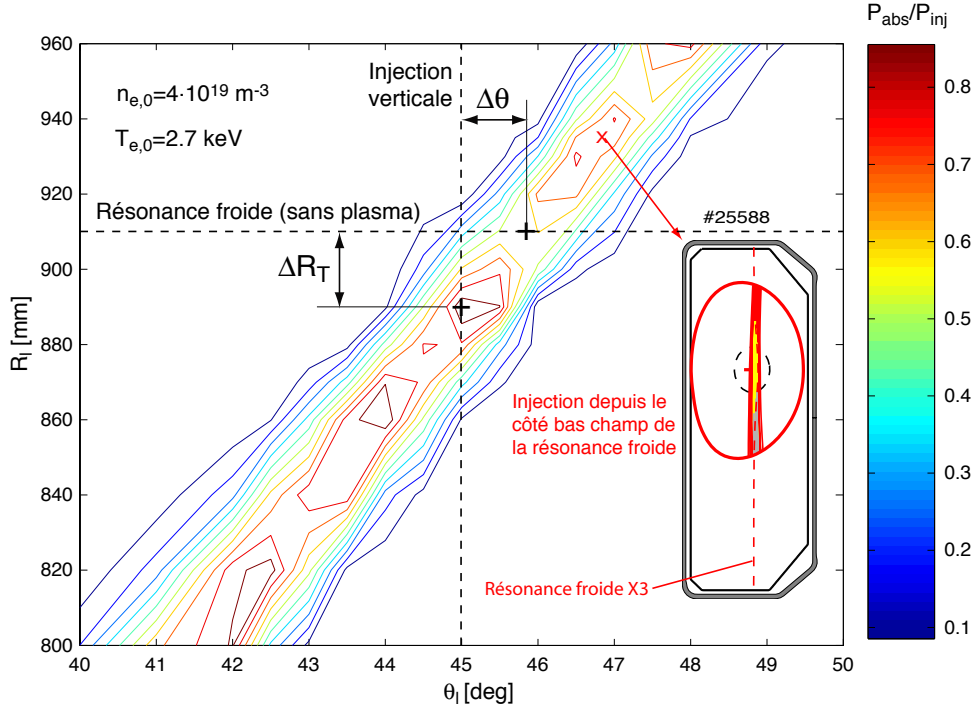


FIG. 3.9 – Fraction de la puissance absorbée, calculée par TORAY-GA, en fonction des conditions initiales d’injections définies par la position radiale, R_l , du centre du miroir, et l’angle poloidal, θ_l du miroir. La vue poloidale de TCX, dans le coin, montre la trajectoire du faisceau pour $\theta_{l,opt}$ lorsque $R_l = 935$ mm.

Les calculs de P_{abs}/P_{inj} montrent que pour chaque position R_l , il est possible de trouver un angle optimal, $\theta_{l,opt}$, qui maximise l’absorption. Il n’y a donc a priori aucune position radiale du miroir privilégiée pour maximiser l’absorption. Compte tenu de ce résultat, la plupart des expériences ont été effectuées avec $R_l = 935$ mm (x sur la Figure 3.9).

On voit, pour un R_l fixé, que l’absorption dépend fortement de l’angle du miroir. Une étude systématique de l’angle optimal en fonction de la température centrale et de la densité centrale, pour des profils similaires à ceux de la Figure 3.2, a été effectuée. La Figure 3.10 montre les fractions de puissance absorbée, P_{abs}/P_{inj} , en fonction de θ_l pour différentes températures (a) et différentes densités (b). Les points (o) calculés par TORAY-GA sont interpolés par un polynôme d’ordre 5 afin de déterminer l’angle optimal, $\theta_{l,opt}(T_e, n_e)$, défini par le maximum de $P_{abs}/P_{inj}(\theta_l)$. On définit également la tolérance $\delta\theta(T_e, n_e)$ prise comme la demi largeur, à mi-hauteur (HWHM) de chaque courbe (Figure 3.10 (b)).

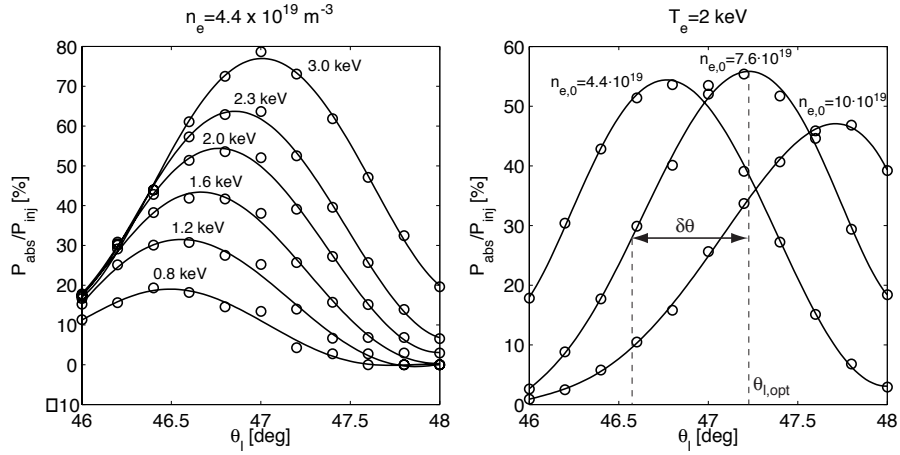


FIG. 3.10 – (a) Pour une densité centrale $n_{e,0} = 4.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, la fraction de puissance absorbée, calculée par TORAY-GA, en fonction de l'angle de miroir θ_l pour des températures centrales $0.8 \leq T_{e,0} \leq 3.0 \text{ keV}$. (b) Fraction de puissance absorbée en fonction de θ_l pour une température $T_{e,0} = 2 \text{ keV}$ et pour trois densités.

La Figure 3.10 (a) montre que $\theta_{l,opt}$ augmente lorsque $T_{e,0}$ augmente, à cause du décalage relativiste, ΔR_T , vers le HFS (section 2.6). D'après la Figure 3.10 (b), lorsque la densité augmente, $\theta_{l,opt}$ augmente car il faut compenser les effets de réfraction. Si l'on exprime $\theta_{l,opt}$ comme fonction de la température et de la densité, on trouve des relations linéaires telles que, quelle que soit la densité,

$$\theta_{l,opt} = \theta_0(n_e) + a_{n_e} T_{e,0}, \quad (3.6)$$

et quelle que soit la température,

$$\theta_{l,opt} = \theta_0(T_e) + a_{T_e} n_{e,0} \quad (3.7)$$

Les facteurs de proportionnalité sont tels que

$$a_{n_e} = \left. \frac{d\theta_{l,opt}}{dT_{e,0}} \right|_{n_{e,0}} \quad \text{et} \quad a_{T_e} = \left. \frac{d\theta_{l,opt}}{dn_{e,0}} \right|_{T_{e,0}} \quad (3.8)$$

et on a reporté leur valeur dans les Figures 3.11 (a) et (b). En (a), pour une gamme de densités centrales $3.2 \leq n_{e,0} \leq 10.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, on représente a_{n_e} [deg/keV], autrement dit, la correction qu'il faut donner à l'angle du miroir pour maximiser l'absorption lorsque la température augmente. L'importance

de la correction diminue avec la densité car les effets de réfraction, plus important à haute densité, atténuent l'influence de la température sur $\theta_{l,opt}$. En (b), on représente quel doit être le facteur de correction, a_{T_e} , à l'angle optimal pour compenser les effets de réfraction. Cette correction est inférieure à $0.2 \text{ deg}/(\text{m}^3 \cdot 10^{19})$ et est atténuée lorsque la température augmente à cause de l'élargissement de la résonance. Une variation de densité ou de température nécessite donc un ajustement de l'angle du miroir afin de maximiser l'absorption lors d'une décharge plasma.

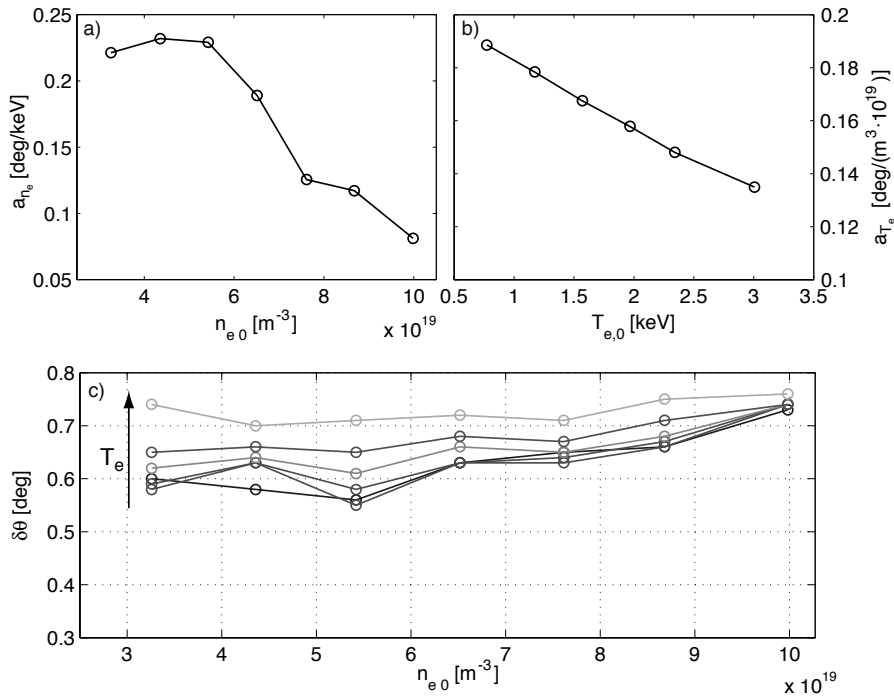


FIG. 3.11 – (a) En fonction de la densité centrale, le facteur de correction a_{n_e} , à $\theta_{l,opt}$ (décalage relativiste). (b) En fonction de la température, le facteur de correction, a_{T_e} , à $\theta_{l,opt}$ (réfraction). (c) La tolérance $\delta\theta$ en fonction de la densité, pour des températures $1 \leq T_e \leq 3 \text{ keV}$.

Dans la Figure 3.11 (c), on voit que la tolérance est telle que

$$0.5^\circ < \delta\theta < 0.8^\circ, \quad (3.9)$$

quel que soit $n_{e,0}$ ou $T_{e,0}$. A basse densité : $n_{e,0} < 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, l'effet de la température sur l'élargissement de la couche résonante est visible ($\delta\theta$ augmente avec T_e) tandis qu'à haute densité ($n_{e,0} = 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) : $\delta\theta \simeq 0.75^\circ$.

3.3.2 L'absorption X3 maximale en fonction de la température et de la densité

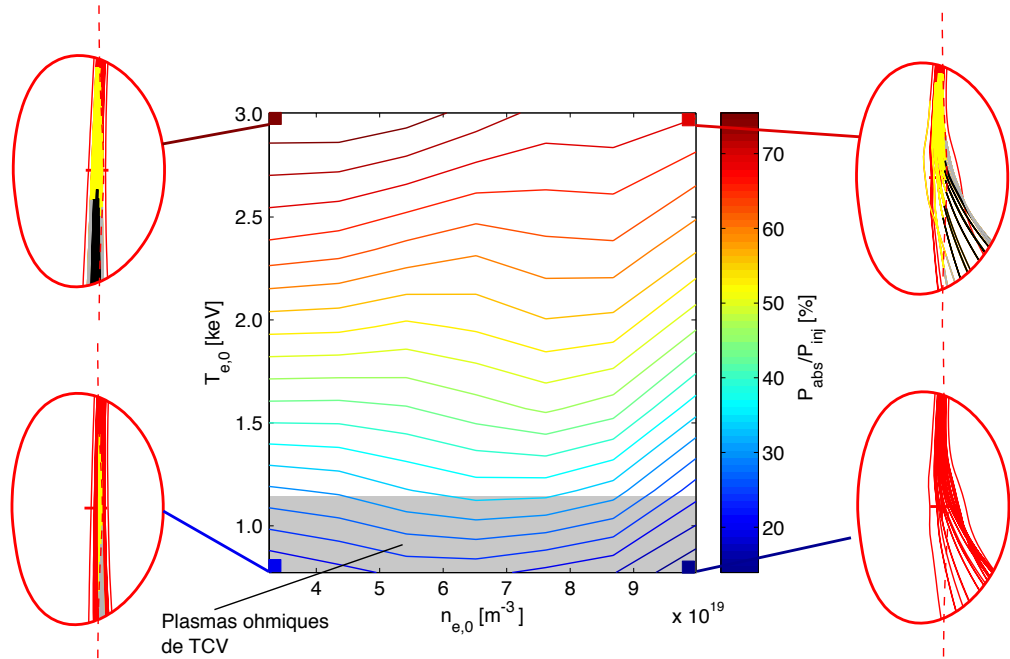


FIG. 3.12 – Fraction de la puissance X3 absorbée, calculée par TORAY-GA, en fonction de la densité centrale, $n_{e,0}$, et de la température centrale, $T_{e,0}$, où $\theta_{l,opt}$ a été préalablement déterminé. La forme des profils de T_e et n_e correspond à celle des profils de la Figure 3.2. Pour les quatre points extrémaux (■), on montre la trajectoire du faisceau avec, en jaune, le lieu où l'absorption est telle que $10\% \leq P_{abs}/P_{inj} \leq 90\%$.

La Figure 3.12 montre la fraction de puissance X3 absorbée, calculée par TORAY-GA, en fonction de la température centrale, $T_{e,0}$, et de la densité centrale, $n_{e,0}$, dans des conditions d'injection optimales ($\theta_l = \theta_{l,opt}$) pour chaque couple $(T_{e,0}; n_{e,0})$. Les différents $T_{e,0}$ et $n_{e,0}$ sont obtenu par simple multiplication des profils de la Figure 3.2 par un facteur donné. Pour chaque extrémité, (■ dans la Figure 3.12) on montre la projection dans le plan poloidal de la trajectoire du faisceau superposée à la dernière surface de flux fermée définissant le bord du plasma. Les rayons sont colorés de la manière

suivante :

$$\begin{aligned}
\text{jaune} &\Leftrightarrow 0 < P_{abs}/P_{inj} \leq 90\% \\
\text{noir} &\Leftrightarrow P_{abs}/P_{inj} > 90\% \\
\text{gris} &\Leftrightarrow \begin{cases} P_{abs}/P_{inj} < 90\% \\ d\tau_{X3}/ds = 0 \end{cases}
\end{aligned}$$

On peut voir l'élargissement de la couche résonante (zone jaune) lorsque la température est plus élevée ($T_{e,0} = 3$ keV). A haute densité ($n_{e,0} = 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), l'effet de la réfraction est bien visible tandis qu'il est négligeable (trajectoire rectiligne) à basse densité.

Les effets de température sur l'absorption sont largement dominants par rapport aux effets de la densité. Quelle que soit la densité $3 < n_{e,0} < 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, on a que

$$T_{e,0} > 2.5 \text{ keV} \Rightarrow P_{abs}/P_{inj} > 60\% \quad (3.10)$$

A basse température, on retrouve une absorption optimale autour de $n_{e,0} = 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (section 2.6). Lorsque $1.5 \leq T_{e,0} \leq 2.5$ keV, on trouve que l'influence de la densité est négligeable puisque la variations de $P_{abs}/P_{inj} \lesssim 5\%$ tant que $3.2 \cdot 10^{19} < n_{e,0} < 9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Au delà de 2.5 keV, l'absorption ne fait que décroître avec la densité. Ceci montre qu'à haute température, l'effet de la densité sur l'absorption est complètement dominé par la réfraction.

Notez que dans une décharge plasma typique de TCV, avec chauffage ohmique uniquement, $T_{e,0}$ se situe entre 0.8 et 1.2 keV selon la densité.

En conclusion, d'après TORAY-GA la température et l'angle d'injection sont les paramètres dominants dont dépend l'absorption X3.

3.4 Le code de tracé de faisceau ECWGB

Il a été mentionné précédemment que les simulations avec TORAY-GA ne tiennent pas compte des effets de diffraction. De plus, la modélisation d'un faisceau convergent en utilisant la méthode de tracé de rayon ne peut se faire qu'avec l'approximation d'un faisceau cylindrique. Le code de tracé de faisceau ECWGB [25, 34, 35, 36], de part son traitement quasi-optique de l'onde (sous-section 2.5.2), tient compte des effets de diffraction et par conséquent permet la simulation d'un faisceau convergent.

3.4.1 Description du code ECWGB

ECWGB fonctionne de manière similaire à TORAY-GA : il calcule la propagation du faisceau avec la relation de dispersion froide, puis calcule l'ab-

sorption. C'est le calcul de propagation qui différencie ECWGB de TORAY-GA, car il calcule l'évolution du front de phase de l'onde, prenant ainsi en compte les effets de diffraction. On définit alors un ensemble de rayons, constamment perpendiculaires au front de phase, le long desquels ECWGB calcule l'absorption de la même manière que TORAY-GA.

Pour ECWGB, les conditions initiales sont données, dans un même système de coordonnées que TORAY-GA, par la position, (R_0, y_0, z_0) , du centre de la tache focale de taille w_0 et par la direction de propagation \mathbf{ds}_0 comme illustré dans le schéma de la Figure 3.13 (a). La position (R_0, y_0, z_0) et la taille

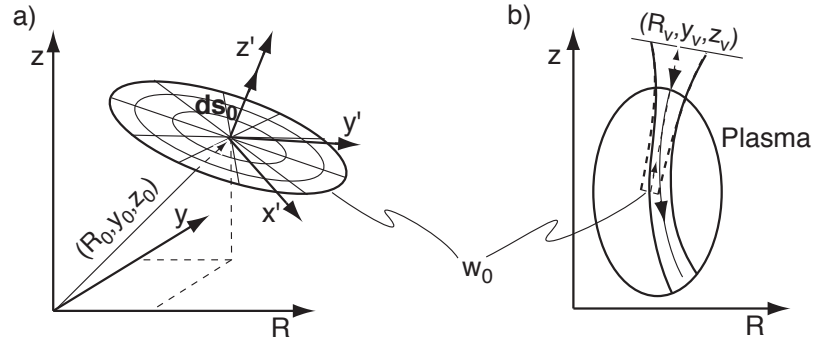


FIG. 3.13 – (a) Les conditions initiales, pour ECWGB, sont donnée par la position du centre de la tache focale, (R_0, y_0, z_0) et la direction initiale de propagation \mathbf{ds}_0 . (b) La propagation du faisceau est calculée dans le vide (---) jusqu'à un point arbitraire, (R_v, y_v, z_v) , hors du plasma, puis retourne en sens inverse dans le plasma (—).

w_0 sont déduits des paramètres R_l , θ_l , et des propriétés optique du miroir X3 (sous-section 4.3.1). En effet, la distance focale, f_c , la position R_l et l'angle θ_l du miroir permettent de calculer (R_0, y_0, z_0) et w_0 pour une propagation dans le vide. Comme le point (R_0, y_0, z_0) se situe généralement dans le plasma (Figure 3.13 (b)), on doit préalablement calculer la propagation du faisceau dans le vide, dans le sens opposé à la direction d'injection¹ (comme illustré par \mathbf{ds}_0 dans la Figure 3.13 (a)), jusqu'à un point arbitraire, (R_v, y_v, z_v) , qui se situe hors du plasma (Figure 3.13 (b)). La direction de propagation est ensuite inversée et ECWGB calcule l'évolution du front de phase dans le plasma.

Les conditions initiales du front de phase sont définies dans le référentiel du faisceau, (x', y', z') où la direction z' est parallèle à \mathbf{ds}_0 comme illustré dans la Figure 3.13 (a). Pour un faisceau circulaire sans astigmatisme, et

¹Cela signifie que $\mathbf{ds}_0 \cdot \mathbf{e}_z > 0$ alors que la direction d'injection implique que $\mathbf{ds} \cdot \mathbf{e}_z > 0$.

pour une propagation dans le vide, le front de phase, au niveau de la tache focale, est décrit par (sous-section 2.5.2) :

$$\begin{cases} \phi'(x', y', z' = 0) = 0 \\ \phi''(x', y', z' = 0) = -\frac{x'^2 + y'^2}{k_0 w_0^2} \end{cases} \quad (3.11)$$

où $z' = 0$ en (R_0, y_0, z_0) . Le vecteur d'onde est tel que $\mathbf{k}_0 = k_0 \nabla \phi'$ avec $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{ds}_0$. Il s'agit d'un disque plan de rayon w_0 .

Dans ECWGB, le front de phase initial est modélisé par un ensemble de points, $P_{i,0}$, $i = 1, \dots, N_{tot}$, reliés entre eux par des segments $\mathbf{dr}_{i,0}$ de longueur égale, comme illustré dans la Figure 3.14. Le front de phase suivant est décrit par l'ensemble des points $P_{i,1}$ tels que $P_{i,1} = P_{i,0} + \mathbf{dz}'(P_{i,0})$, et tels qu'ils sont reliés entre eux par des segments $\mathbf{dr}_{i,1}$. Les vecteurs $\mathbf{dz}'(P_{i,j})$ est les segments, $\mathbf{dr}_{i,j}$, sont déterminés à partir des équations eikonales (2.74) et (2.75), et du système d'équations (2.78) [25]. De cette manière, ECWGB détermine une succession de fronts de phase ϕ_1, \dots, ϕ_n , à partir desquels on peut définir un ensemble de rayons qui leurs sont perpendiculaires. Notez que cette méthode implique que la propagation du rayon central est identique à la propagation que calculerait une méthode de tracé de rayon.

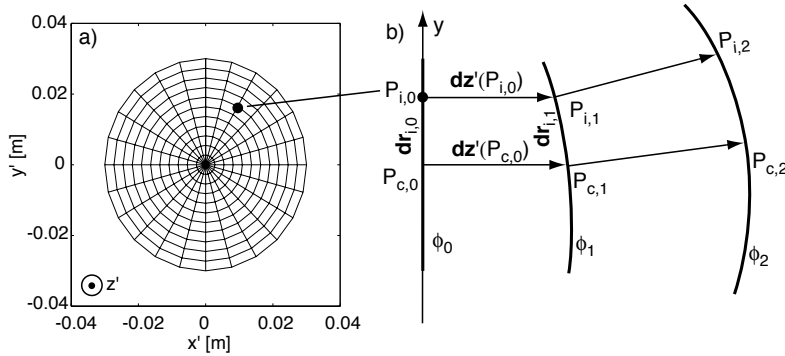


FIG. 3.14 – (a) Le front de phase initial ϕ_0 est modélisé par un ensemble de points $P_{i,0}$. (b) Le front de phase suivant ϕ_1 est constitué de l'ensemble des points $P_{i,1} = P_{i,0} + \mathbf{dz}'(P_{i,0})$.

L'absorption peut ensuite être calculée le long de chacun des rayons par la même méthode que TORAY-GA. On a discuté dans la sous-section 3.2.3 l'importance de la distribution de puissance dans le faisceau pour une propagation verticale. La différence entre ECWGB et TORAY-GA est que pour ECWGB, les rayons sont initialement distribués de manière homogène, comme illustrés par la grille de la Figure 3.14 (a). Contrairement à TORAY-GA qui attribue à chaque rayon la même puissance, ECWGB attribue à chaque rayon un

poids, déterminé par sa position, de manière à ce que la distribution de puissance soit initialement gaussienne. La fraction totale de puissance absorbée est alors la somme pondérée des fractions de puissance absorbée sur chaque rayon.

3.4.2 Comparaison entre ECWGB et TORAY-GA

On présente dans cette sous-section une étude comparative entre les résultats du code de tracé de rayon TORAY-GA et ceux du code de tracé de faisceau ECWGB. Pour ce faire, quatre cas : TL, TR, BL et BR, ont été étudiés, en fonctions de la température et de la densité, comme indiqué dans le Tableau 3.3 La forme des profils correspond à ceux de la Figure 3.2 et le

	$n_{e,0} = 3.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$n_{e,0} = 8.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
$T_{e,0} = 2.3 \text{ keV}$	TL	TR
$T_{e,0} = 0.8 \text{ keV}$	BL	BR

TAB. 3.3 – Chaque cas étudié, fonction de la température et de la densité, est identifié par des initiales correspondant à une zone de la Figure 3.12. Par exemple : TL=Top-Left, BR=Bottom-Right, etc.

plasma cible est identique à celui illustré dans la Figure 3.12. Pour chaque cas, les conditions initiales de propagation correspondent à l'angle optimal, $\theta_{l,opt}$, déterminé par TORAY-GA.

Les résultats des simulations sont illustrés dans la Figure 3.15 pour $n_{e,0} = 3.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (TL et BL), et dans la Figure 3.16 pour $n_{e,0} = 8.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (TR et BR). Le rayon central est indiqué en rouge et la résonance froide, $\omega = 3\omega_c$, en magenta (—). Les rayons sont colorés de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \text{Orange} &\Leftrightarrow 10\% < P_{abs}/P_{inj} < 90\% \\
 \text{Bleu clair} &\Leftrightarrow 90\% < P_{abs}/P_{inj} \\
 \text{Bleu foncé} &\Leftrightarrow \begin{cases} P_{abs}/P_{inj} < 90\% \\ d\tau_{X3}/ds = 0 \end{cases}
 \end{aligned}$$

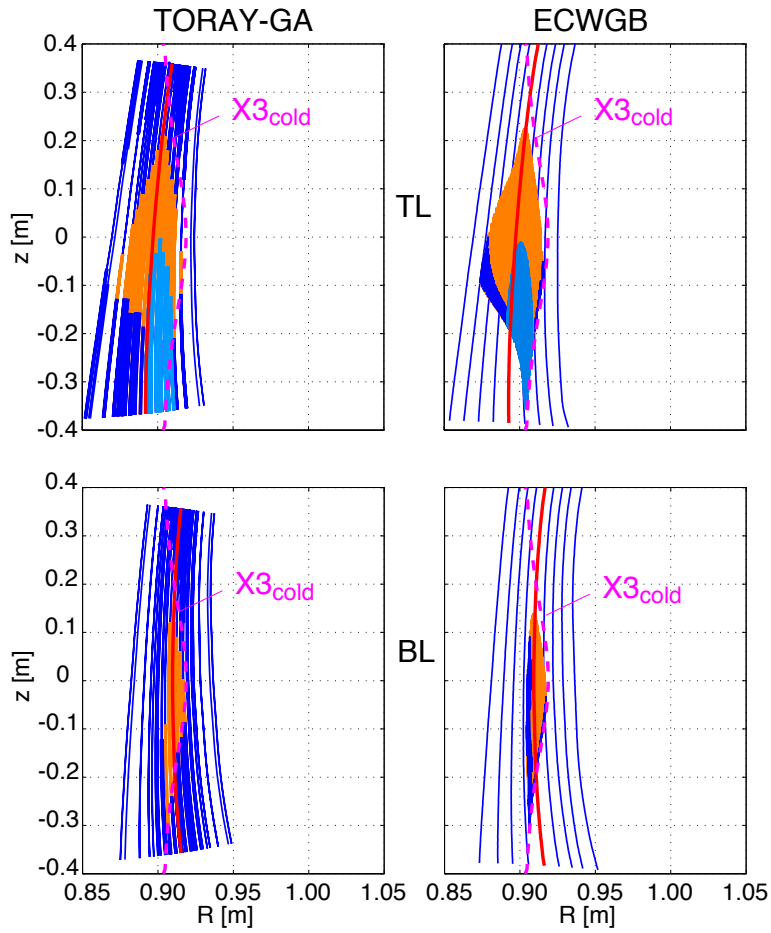


FIG. 3.15 – La trajectoire du faisceau calculée par TORAY-GA avec 61 rayons (a),(c) et par ECWGB avec 409 rayons (10 seulement illustrent la trajectoire, là où $P_{abs}/P_{inj} < 10\%$) (b),(d). Dans les deux cas : $n_{e,0} = 3.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. En (c) et (d), $T_{e,0} = 0.8 \text{ keV}$ (BL). En (a) et (b), $T_{e,0} = 2.3 \text{ keV}$ (TL). Les rayons sont oranges lorsque $10\% < P_{abs}/P_{inj} < 90\%$, bleus clairs lorsque $90\% < P_{abs}/P_{inj}$ et bleus foncés lorsque $P_{abs}/P_{inj} < 90\%$ et $d\tau_{X3}/ds = 0$.

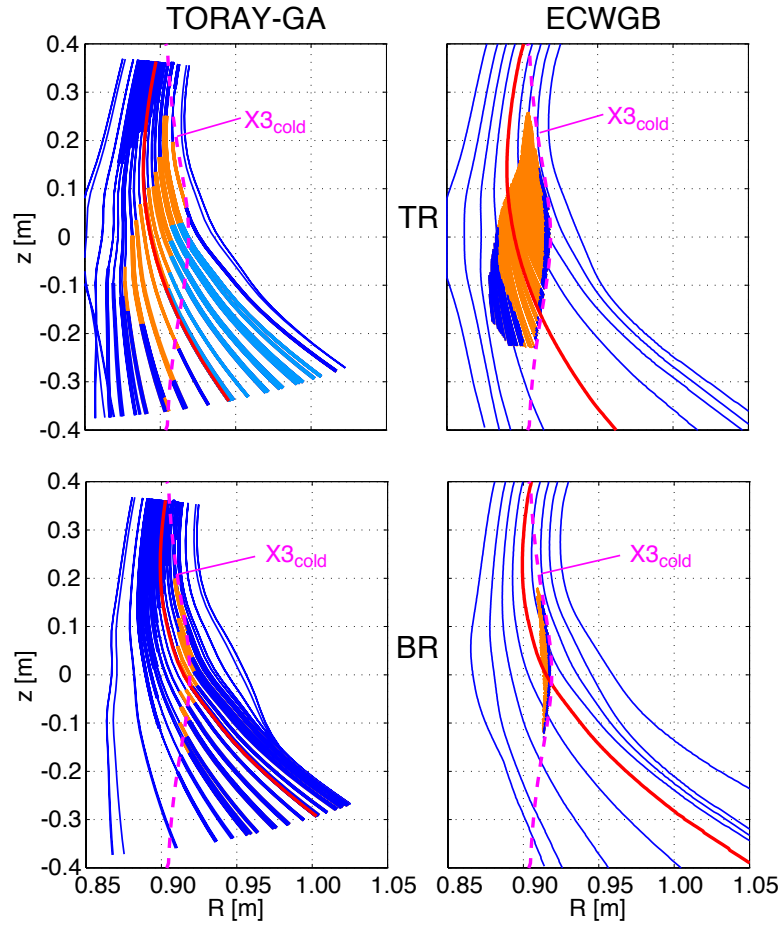


FIG. 3.16 – La trajectoire du faisceau calculée par TORAY-GA avec 61 rayons (a),(c) et par ECWGB avec 409 rayons (10 seulement illustrent la trajectoire, là où $P_{abs}/P_{inj} < 10\%$) (b),(d). Dans les deux cas : $n_{e,0} = 8.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. En (c) et (d), $T_{e,0} = 0.8 \text{ keV}$ (BR). En (a) et (b), $T_{e,0} = 2.3 \text{ keV}$ (TR). Les rayons sont oranges lorsque $10\% < P_{abs}/P_{inj} < 90\%$, bleus clairs lorsque $90\% < P_{abs}/P_{inj}$ et bleus foncés lorsque $P_{abs}/P_{inj} < 90\%$ et $d\tau_{X3}/ds = 0$.

Le nombre de rayons utilisés pour chacun des codes est donné dans le Tableau 3.4. Dans les Figures 3.15 et 3.16, pour ECWGB, tous les rayons sont représentés seulement si $P_{abs}/P_{inj} > 10\%$. Autrement on en garde 10 pour mieux visualiser la trajectoire du faisceau.

	TORAY-GA	ECWGB
N_{tot}	61	409

TAB. 3.4 – Nombre de rayons N_{tot} utilisés pour les codes TORAY-GA et ECWGB

Sur l'ensemble des Figures 3.15 et 3.16 (a)-(d), on observe l'effet d'élargissement de la couche résonante lorsque T_e augmente et, à haute densité, l'effet plus marqué de la réfraction qui courbe la trajectoire du faisceau. Les trajectoires calculées par TORAY-GA et par ECWGB peuvent être considérées comme identiques quelles que soient la température ou la densité, même si on relève un léger effet de la diffraction, à haute densité, qui tend à diminuer l'élargissement du faisceau pour $z < 0$. Une comparaison qualitative entre la forme des couches d'absorption (en orange), à haute température, montre que TORAY-GA prédit des longueurs caractéristiques d'absorption un peu plus longue, notamment du côté haut champ du rayon central.

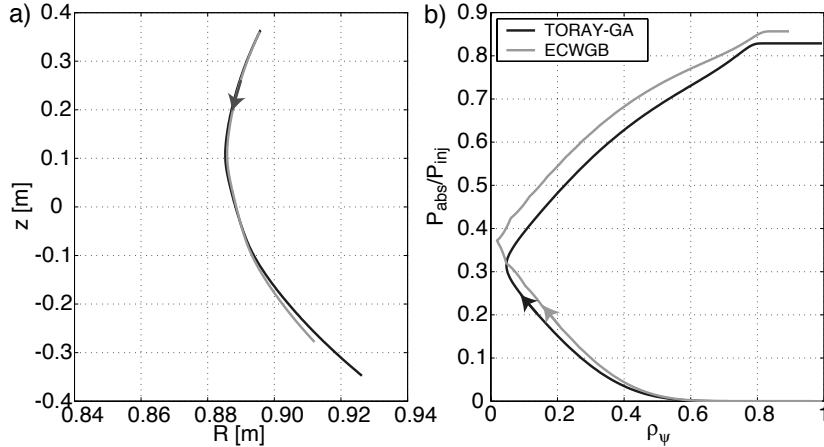


FIG. 3.17 – (a) Trajectoires du rayon central pour le cas (a)-(b) de la Figure 3.16 (TR). (b) Absorption le long de cette trajectoire en fonction de la coordonnée de flux normalisé ρ_ψ .

Si l'on compare les fractions de puissance absorbée globales, pour chacun des cas, celles prédites par ECWGB sont systématiquement plus basses que celles prédites par TORAY-GA : $50\% < P_{abs,ECWGB}/P_{abs,TORAY} < 77\%$. On trouve la différence la plus marquée à haute densité et basse température

(BR). Il a été vérifié que le calcul de l'absorption n'est pas la cause de cette différence en comparant les absorptions le long du rayon central, celui-ci ayant une trajectoire identique pour les deux codes. Dans la figure 3.17 (b), pour le cas TR, l'absorption est représentée en fonction de la coordonnée de flux normalisée ρ_ψ associée aux trajectoires du rayon central illustrées en (a). On relève un écart δR maximal de 3 mm entre les trajectoires, qui est sans conséquence sur le calcul d'absorption puisque la différence entre les deux absorptions totales est de l'ordre de 3%. La différence ne provient donc pas du calcul d'absorption.

La différence d'absorption globale n'est pas due non plus à la diffraction compte tenu de la faible différence entre les trajectoires. Pour s'en assurer, on a procédé à des simulations avec ECWGB en supprimant les effets de diffraction, c'est-à-dire en imposant $\nabla\phi'' = 0$, ce qui correspond au modèle du faisceau cylindrique donc non convergent. Les comparaisons ont été ef-

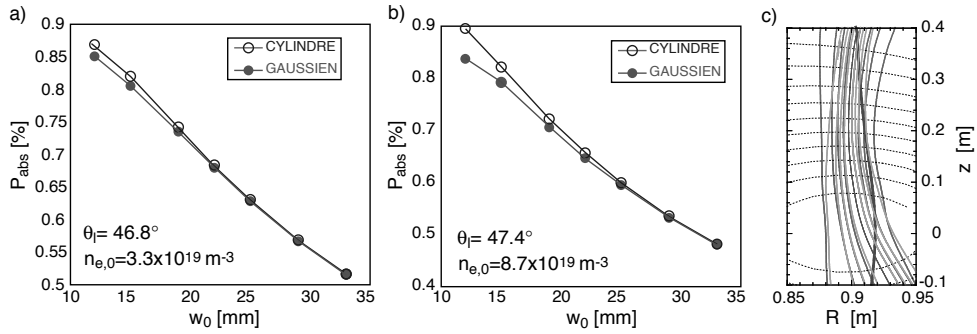


FIG. 3.18 – L'absorption, calculée par ECWGB, en fonction de la taille du faisceau w_0 , avec diffraction (gaussien, ●), ou sans diffraction (cylindre, ○), pour les cas TL (a) et TR (b). En (c), la trajectoire des faisceaux gaussien (foncé) et cylindrique (clair) pour $w_0 = 12$ mm dans le cas TR.

fectuées pour les cas TL et TR, et on a varié la taille du faisceau w_0 afin d'en caractériser l'influence sur P_{abs}/P_{inj} . On peut voir dans les Figures 3.18 (a) et (b) les fractions de puissance absorbée en fonction de w_0 en champ électrique pour les cas TL et TR respectivement. La différence entre les deux modèles (cylindrique/gaussien) est telle que

$$\frac{(P_{abs}/P_{inj})_{\text{gaussien}}}{(P_{abs}/P_{inj})_{\text{cylindrique}}} > 94\% \quad (3.12)$$

quelle que soit w_0 pour les deux densités : $n_{e,0} = 3.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $n_{e,0} = 8.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Cette différence est en tous les cas négligeable, en particulier

pour $w_0 = 33$ mm, qui correspond à la taille utilisée pour TORAY-GA. La diffraction n'est donc pas en cause dans les différences entre les deux codes.

La différence entre les deux codes, pour le calcul d'absorption, reste pour l'instant incomprise. La cause à rechercher est probablement plus d'origine géométrique que physique.

La Figure 3.18 met en évidence que la fraction de puissance absorbée dépend fortement de la taille de la tache focale du faisceau. L'absorption peut notamment être augmentée de 30% si on focalise le faisceau tel que $w_0 \leq 15$ mm. Notez que $w_0 = 15$ mm implique que $w_0 \simeq w_{res}$ pour une température $T_e \simeq 2$ keV. De manière plus générale, les propriétés géométriques du faisceau sont des paramètres importants pour la maximisation de l'absorption X3 en injection verticale.

3.4.3 Astigmatisme du faisceau

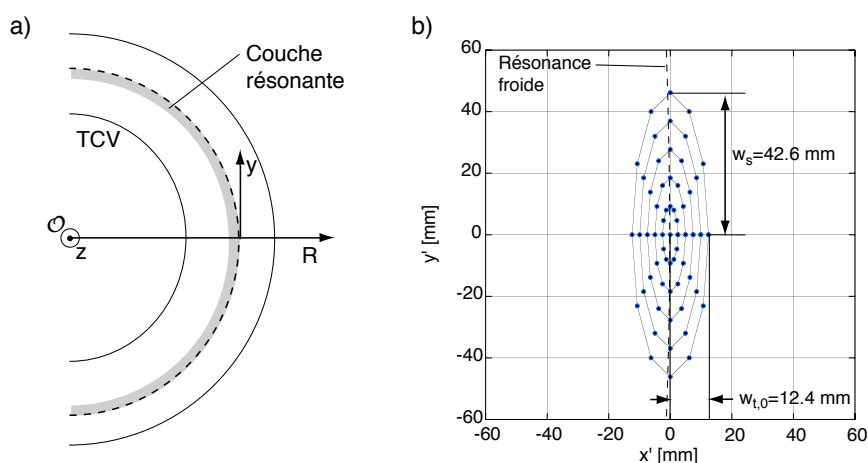


FIG. 3.19 – (a) Coupe schématique de TCV vue de dessus, avec la forme de la couche résonante (en gris). (b) Condition initiale pour ECWGB d'un faisceau elliptique dont la taille minimale $w_{0,t} = 12.4$ mm dans la direction radiale, $R \equiv x'$.

Dans la sous-section précédente, on a montré avec les simulations d'ECWGB que la fraction de puissance absorbée dépend fortement de la taille de la tache focale du faisceau lorsque celui-ci est circulaire. On a aussi relevé dans la sous-section 3.2.3, qu'en propagation verticale, les propriétés d'absorption sont fortement anisotropes sur une section du faisceau. Plus précisément, dans le système de coordonnées de TCV, (R, y, z) , les propriétés d'absorption dépendent de la taille de la couche résonante, w_{res} , définie pour la direction radiale, R , et peuvent être considérées comme indépendantes de la direction

toroïdale (cf. Figures 3.19 et 3.20 (a)). On veut, dans cette sous-section, discuter l'effet de l'astigmatisme d'un faisceau sur l'absorption. Autrement dit, on veut simuler avec ECWGB la propagation quasi-verticale et l'absorption d'un faisceau de section elliptique.

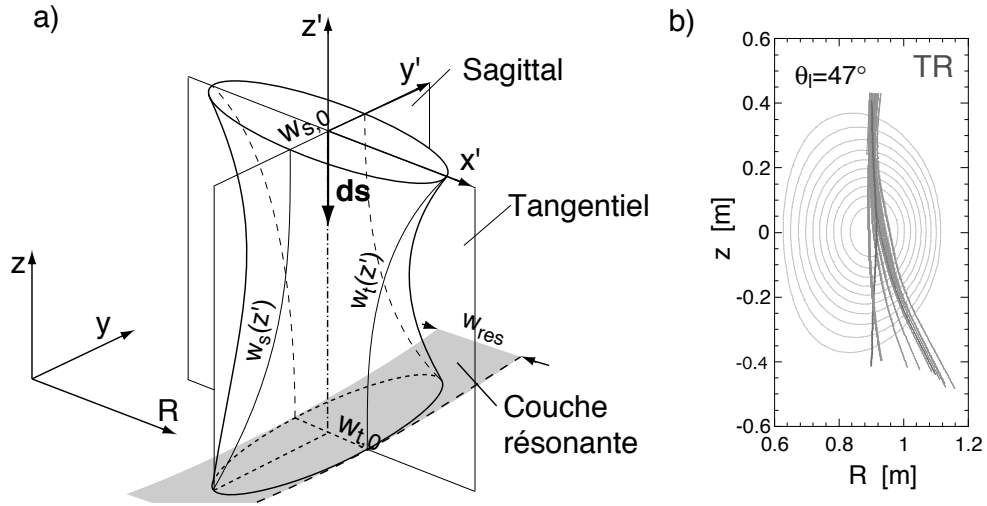


FIG. 3.20 – (a) Représentation schématique de la propagation verticale d'un faisceau astigmatique caractérisé par les demi-axes dans la plan tangential, w_t et sagittal, w_s . (b) Vue poloidale de la propagation du faisceau astigmatique calculée par ECWGB pour le cas TR.

On peut voir dans la Figure 3.20 (a) une représentation schématique de la propagation verticale d'un faisceau astigmatique. On définit un repère lié au faisceau, (x', y', z') , qui, pour une propagation strictement verticale, est confondu avec le repères de TCV. Pour une propagation quasi-verticale, la direction x' se situe dans le plan poloïdal et reste similaire à la direction R , la direction y' est parallèle à la direction y (pour une propagation dans le vide), et z' est parallèle à la direction de propagation ds .

$w_{t,0}$ [mm]	$(R_0, y_0, z_0)_t$ [mm]	$w_{s,0}$ [mm]	$(R_0, y_0, z_0)_s$ [mm]
12.4	(899, 0, 469)	29.3	(989, 0, 1758)

TAB. 3.5 – Condition initiales du faisceau elliptique pour $\theta_l = 47^\circ$ et $R_l = 935$ mm.

Les conditions initiales du faisceau sont résumées dans le Tableau 3.5 pour des conditions d'injection : $\theta_l = 47^\circ$ et $R_l = 935$ mm. Elles sont données par la position du centre des "taches focales", $(R_0, y_0, z_0)_t$ et $(R_0, y_0, z_0)_s$ où pour chaque position, la taille du faisceau est minimale dans la direction radiale

(plan tangentiel), $w_{t,0}$, respectivement dans la direction toroïdale (plan sagittal), $w_{s,0}$. Notez que $(R_0, y_0, z_0)_t \neq (R_0, y_0, z_0)_s$ et que dans la présente configuration, $z_{0,s}$ se situe au dessus du miroir ($z_l = 988$ mm), c'est-à-dire la tache focale dans la direction toroïdale est virtuelle impliquant que le faisceau est divergent (cf. section 4.3). Dans la figure 3.19 (b), on peut voir une modélisation de la tache focale, de taille minimale pour la direction radiale ($w_{t,0}$), telle qu'on l'utilise dans cette sous-section comme condition initiale pour ECWGB (nombre de rayons = 61).

Les simulations ont été faites dans les conditions des cas TL et TR de la sous-section précédente (cf. Tableau 3.3) et on peut voir dans la Figure 3.20 (b) la propagation du faisceau dans le plan poloïdal pour le cas TR, calculée par ECWGB. La fraction de puissance absorbée est montrée dans la Figure 3.21 en fonction de θ_l , pour le faisceau astigmatique (●) et pour le faisceau circulaire (▲), dont la taille de la tache focale est telle que : $w_0 = 33$ mm (même taille que pour TORAY-GA).

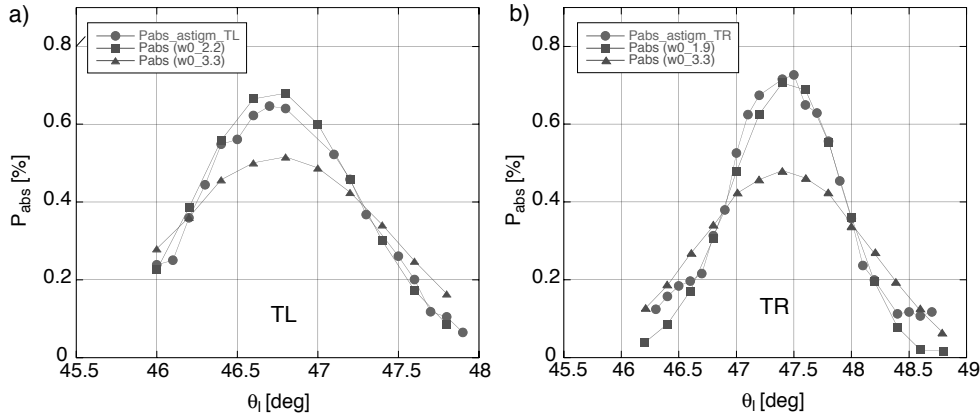


FIG. 3.21 – Fraction de puissance absorbée en fonction de l'angle du miroir, θ_l , pour le faisceau astigmatique (●) et pour le faisceau circulaire où $w_0 = 33$ mm (▲). On a adapté la taille du faisceau circulaire pour obtenir la même absorption que le faisceau astigmatique (■). Dans le cas TL (a), $w_0 = 22$ mm et pour le cas TR, $w_0 = 19$ mm.

On voit que la fraction de puissance absorbée, pour le faisceau astigmatique est plus élevée que celle du faisceau circulaire. Pour $\theta_l = \theta_{l,opt}$, on trouve que :

$$\text{TL : } \frac{P_{abs,astig}}{P_{abs,circ}} = \frac{65\%}{51\%} = 1.27$$

$$\text{TR : } \frac{P_{abs,astig}}{P_{abs,circ}} = \frac{72\%}{48\%} = 1.50$$

En comparant les fractions de puissance absorbée du faisceau astigmatique avec celles d'un faisceau circulaire dont la taille de la tache focale est telle que $w_0 = w_{t,0} = 12.9$ mm (cf. Figure 3.18), on constate que pour $\theta_l = \theta_{l,opt}$, le faisceau circulaire donne une fraction de puissance absorbée 1.2 à 1.3 fois supérieure selon la densité. On a cherché, pour les deux cas TL et TR, les tailles de faisceau circulaire qui permettent d'obtenir une fraction de puissance absorbée équivalente à celle du faisceau astigmatique. On peut voir dans la Figure 3.21 les fractions de puissance absorbées par ces faisceaux en fonction de θ_l (■), pour lesquels on trouve que

$$\begin{aligned} \text{TL} : w_0 = 22 \text{ mm} &\Rightarrow w_{t,0}/w_0 = 57\% \\ \text{TR} : w_0 = 19 \text{ mm} &\Rightarrow w_{t,0}/w_0 = 65\%. \end{aligned}$$

Cette étude montre que la taille du faisceau dans la direction radiale influence fortement la fraction de puissance absorbée. Elle montre aussi qu'un faisceau circulaire est plus optimal qu'un faisceau astigmatique pour des tailles comparables dans la direction radiale. Que le faisceau soit astigmatique ou circulaire, et quelle que soit la taille du faisceau circulaire : $19 \leq w_0 \leq 33$ mm, l'angle optimal reste le même. Il ne dépend donc pas de la géométrie du faisceau.

Chapitre 4

Systeme de chauffage EC sur TCV

4.1 Vue générale

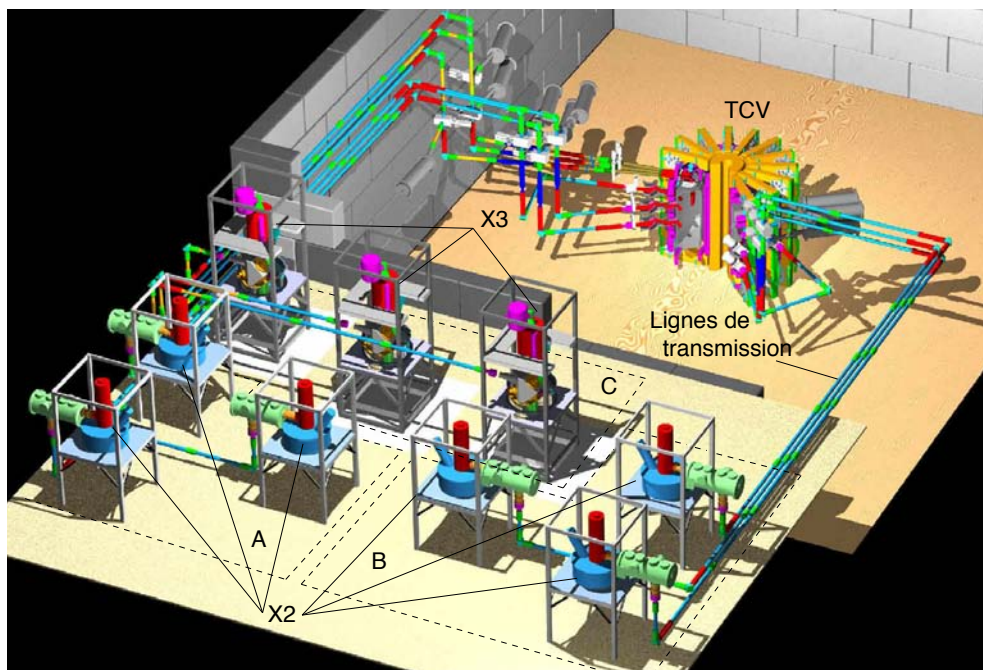


FIG. 4.1 – Vue du système de chauffage EC à TCV, composé de 6 gyrotrons X2 (clusters A et B) et 3 gyrotrons X3 (cluster C).

Le système de chauffage EC sur TCV [45] est composé de 9 sources radio fréquence (RF) haute puissance, les gyrotrons, regroupées en trois clusters :

A, B et C, dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 4.1. Chaque des gyrotrons délivre une puissance nominale de 0.5 MW pendant une durée $T_{\text{pulse}} = 2$ s dans TCV. Les clusters A et B sont composés chacun de 3 gyrotrons à la fréquence de 82.7 GHz correspondant à la deuxième harmonique de la fréquence EC des électrons dans TCV. Le cluster C est composé de 3 gyrotrons¹ à la fréquence de 118 GHz correspondant à la troisième harmonique de la fréquence EC des électrons dans TCV.

Cluster	Chauffage	Fréquence [GHz]	Puissance [MW]	T_{pulse} [s]
A	X2	82.7	3×0.5	2
B	X2	82.7	3×0.5	2
C	X3	118	3×0.5	2

TAB. 4.1 – Caractéristiques des gyrotrons du système de chauffage de TCV.

4.2 Système de chauffage EC X3

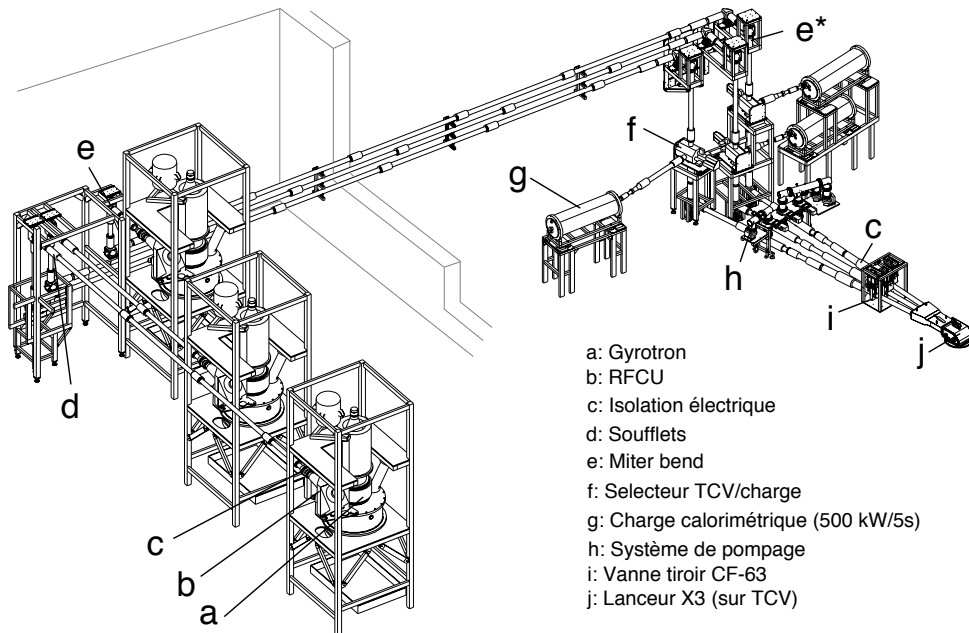


FIG. 4.2 – Vue détaillée du système de chauffage X3 depuis le gyrotron jusqu'à TCV.

¹Ces gyrotrons fonctionnent pour de longues impulsions sur le tokamak Tore supra [46].

La Figure 4.2 montre une vue détaillée de tout le système de chauffage X3, depuis les gyrotrons jusqu'au système d'injection X3 dans TCV. Après la fenêtre de sortie du gyrotron (sous-section 4.2.1), l'onde passe dans l'unité de conditionnement optique RFCU² (b), qui contrôle la polarisation du champ électrique (sous-section 4.2.2). La transmission de l'onde, depuis l'RFCU jusqu'à TCV, se fait sous vide au moyen de guides d'ondes corrugués (sous-section 4.2.3). Le sélecteur (f), permet de diriger l'onde, soit dans une charge calorimétrique (g), soit vers le miroir X3 (j) qui contrôle la direction d'injection dans TCV (section 4.3).

4.2.1 Le gyrotron

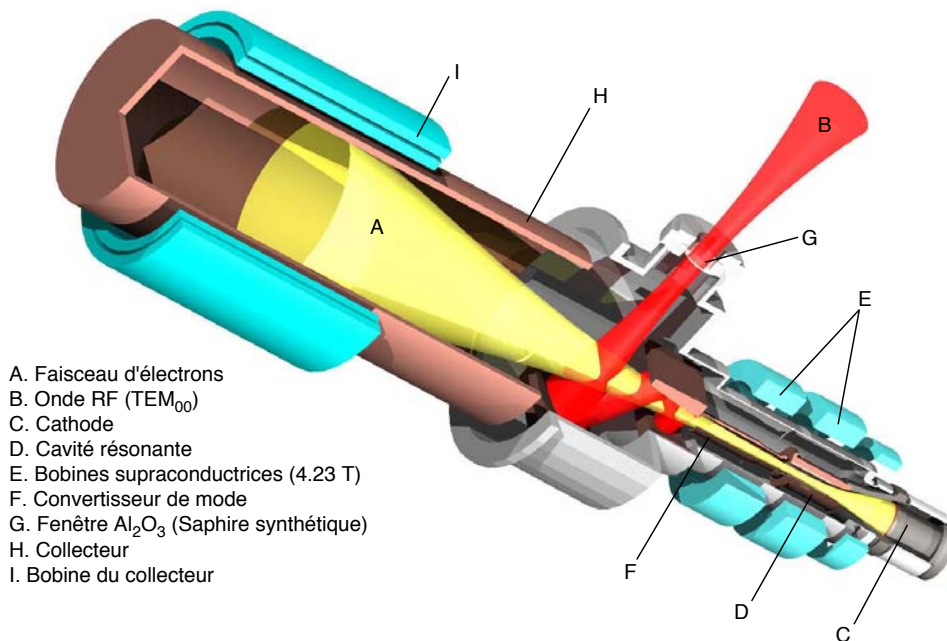


FIG. 4.3 – Vue schématique d'un gyrotron

Le gyrotron, dont on peut voir le schéma dans la Figure 4.3, est une source d'onde millimétrique capable de délivrer une puissance électromagnétique de l'ordre du MW. Ces sources ont connu un développement considérable depuis les années 1980, en partie pour les besoins de la fusion [47, 48].

Le principe de fonctionnement du gyrotron se base sur l'interaction résonante, faiblement relativiste, des électrons plongés dans un champ magnétique uniforme \mathbf{B}_0 , avec un champ EM de fréquence ω proche de la fréquence

²Acronyme anglais pour Radio Frequency Conditioning Unit

cyclotron des électrons ω_c . Le champ EM est produit dans une cavité résonante, et les propriétés relativistes des électrons magnétisés dans cette cavité sont telles qu'une importante fraction de l'énergie cinétique perpendiculaire à \mathbf{B}_0 des électrons est convertie en rayonnement électromagnétique. C'est le principe du CRM (Cyclotron Resonance MASER) [49, 50].

Champ magnétique dans la cavité	$B_0 = 4.23 \text{ T}$
Potentiel de la cathode	$V_k = -80 \text{ kV}$
Potentiel de l'anode	$V_a = -55 \text{ kV}$
Courant du faisceau d'électrons	$I_b = 23 \text{ A}$
Courant d'accrochage	$I_a = 22 \text{ A}$
Rendement	$\eta = 27\%$
Puissance RF nominale	$P_{RF} = 0.5 \text{ MW}$
Fréquence cyclotron	$f_{c,0} = 118 \text{ GHz}$
Durée d'une impulsion	$T_{\text{pulse}} = 2 \text{ s}$

TAB. 4.2 – Principaux paramètres des gyrotrons X3.

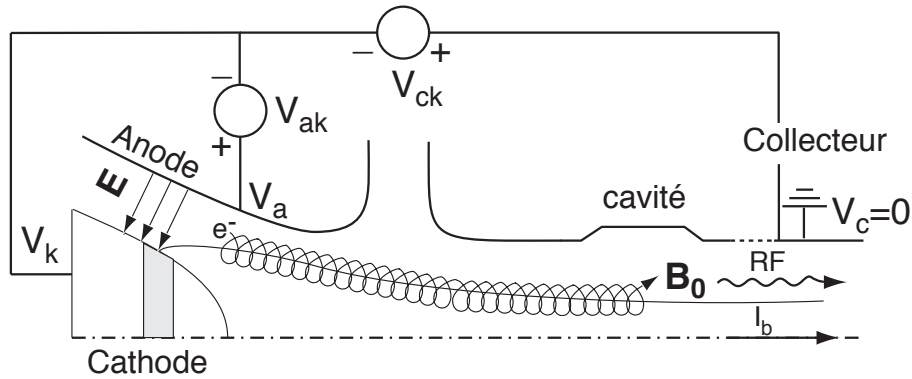


FIG. 4.4 – Coupe schématique de la triode du gyrotron X3. Le potentiel de la cathode, V_k , de l'anode, V_a , le courant du faisceau, I_b et le champ magnétique, \mathbf{B}_0 , sont les principaux paramètres de contrôle de la puissance RF émise par le gyrotron.

Les principaux paramètres de fonctionnement du gyrotron X3 sont donnés dans le Tableau 4.2. Le gyrotron est constitué d'un tube dans lequel on accélère le faisceau d'électrons avec une triode (Figure 4.4). Le champ \mathbf{E} créé par la tension $V_{ak} = V_k - V_a$ entre l'anode et la cathode permet de contrôler la vitesse des électrons, v_{\perp} , perpendiculaire au champ magnétique, \mathbf{B}_0 . Le courant du faisceau, I_b , est principalement contrôlé par la température de

la cathode. La tension d'accélération $V_{ck} = V_k - V_c$, entre la cathode et le collecteur (Figure 4.3 H) permet de contrôler l'énergie totale du faisceau d'électrons. La puissance contenue dans le faisceau d'électrons s'exprime par

$$P_{tot} = I_b V_{ck}$$

Pour le mode nominal d'opération de la cavité du gyrotron, TE_{22,6}, et un champ magnétique, \mathbf{B}_0 , fixé, la puissance RF que délivre le gyrotron dépend du rendement, η , du système tel que

$$P_{RF} = \eta(V_a, V_{ck}, I_b, \mathbf{B}_0) I_b V_{ck}.$$

où les arguments du rendement, η , sont les paramètres expérimentaux qui permettent de varier la puissance du gyrotron.

Après la cavité résonante où la puissance RF est générée, le convertisseur de mode (Figure 4.3 F) conduit le faisceau RF jusqu'à la sortie du gyrotron et le convertit du mode TE_{22,6} en un mode de propagation libre avec un contenu gaussien (TEM₀₀) très élevé (>95%).

Le gyrotron fonctionne sous vide poussé et le faisceau RF est extrait à travers une fenêtre (Figure 4.3 G). Pour les gyrotrons X3, elle est faite de saphir synthétique (Al₂O₃) car ce matériau possède un coefficient d'absorption faible pour les ondes millimétriques et possède une haute conductibilité thermique lorsqu'elle est à la température de l'azote liquide. Pour le développement des nouvelles générations de gyrotrons, on utilise de préférence des fenêtres en diamant synthétique (CVD) qui présentent de bien meilleures propriétés de transparence et thermomécaniques que le saphir, et ce à température ambiante.

On peut voir dans la Figure 4.5, pour une impulsion typique des gyrotrons X3, les mesures de la tension anode-cathode, $|V_{ak}| = 25$ kV (a), de la tension collecteur-cathode, $|V_{ck}| = 80$ kV (b), du courant associé au faisceau d'électrons, $I_b = 23$ A (c), et de la puissance RF transmise dans les guides d'onde (sous-section 4.2.3), P_{RF} (d).

Modulation du puissance

La puissance de sortie du gyrotron peut être modulée avec une profondeur de 100% par une fonction en créneaux, à une fréquence $0 < f_{mod} < 500$ Hz, comme le montre la Figure 4.5 (h). La modulation de puissance s'obtient en modulant la tension d'anode de 5 kV (à 237 Hz dans la Figure 4.5 (e)) générant une faible modulation du courant I_b . L'amplitude de modulation de I_b est d'environ 2 A, et en dessous du courant d'accrochage de 22 A, le gyrotron ne délivre plus de puissance. Le temps de montée d'un créneau,

pour la tension V_{ak} et pour le courant I_b , est typiquement de l'ordre de $400 \mu s$ et la puissance passe de 0 à 0.5 MW en $10 \mu s$ (deux points de mesure, acquisition à 200 kHz) lorsque I_a est franchi. On utilise la modulation de puissance, entre autres, pour mesurer l'absorption de l'onde dans le plasma (section 5.1).

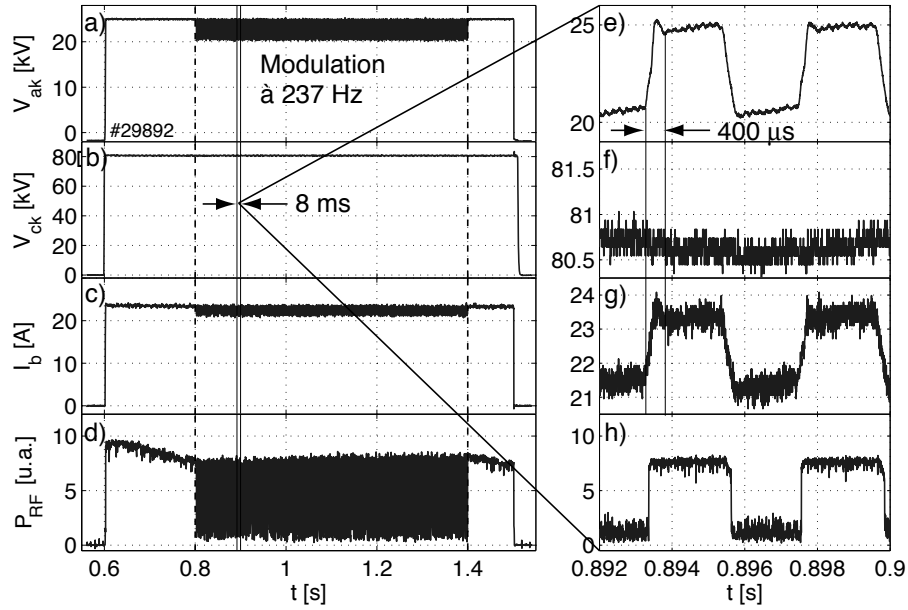


FIG. 4.5 – Mesures, pour une impulsion typique d'un gyrotron X3, de la tension anode-cathode, V_{ak} (a), de la tension cathode-collecteur, V_{ck} (b), du courant du faisceau d'électron dans le tube, I_b (c) et de la puissance transmise dans les guides d'onde, P_{RF} (d). De (e) à (h), zoom sur les traces correspondantes, pour un intervalle de 8 ms, où l'on voit la modulation de la puissance à 237 Hz.

Fréquence de modulation	$0 < f_{mod} < 500 \text{ Hz}$
Amplitude de modulation de V_{ak}	5 kV
Amplitude de modulation de I_b	2 A
Temps de montée d'un créneau pour V_{ak}	$\simeq 400 \mu s$
Temps de montée d'un créneau pour P_{RF}	$\simeq 10 \mu s$

TAB. 4.3 – Paramètres caractéristiques pour la modulation de puissance RF d'un gyrotron X3.

4.2.2 Unité de conditionnement optique RFCU

La sortie du gyrotron est connectée à l'unité de conditionnement optique (RFCU) avec laquelle on contrôle la polarisation du champ électrique et on couple le faisceau au guide d'onde.

L'RFCU est composée d'un miroir elliptique et de deux polariseurs universels [45, 46], comme l'illustrent les schémas de la Figure 4.6.

Le premier polariseur, qui se situe dans le même plan horizontal que la fenêtre du gyrotron (plan (x, z) de la Figure 4.6 (a)), oriente l'onde vers le second polariseur (Figure 4.6 (c)). Les deux polariseurs sont des miroirs

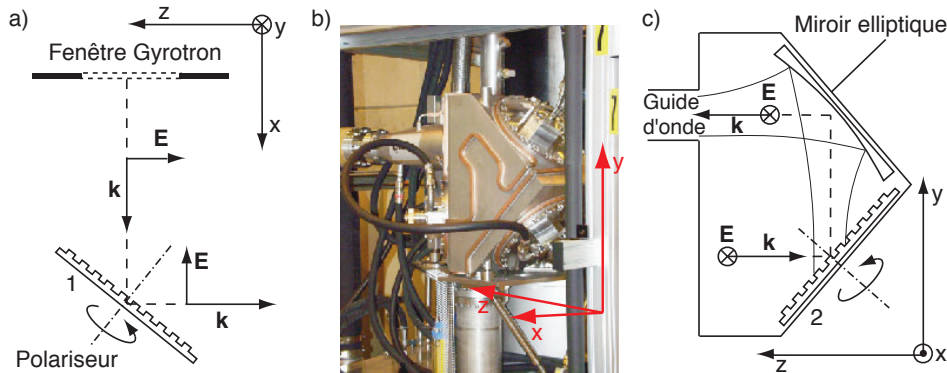


FIG. 4.6 – (a) Vue schématique du premier polariseur depuis le dessus. (b) L'unité de conditionnement optique vue de l'extérieur. (c) Vue schématique, dans un plan vertical, du deuxième polariseur et du miroir elliptique.

corrugués qui peuvent pivoter autour de leur axe. La polarisation du champ \mathbf{E} et l'ellipticité de la polarisation sont contrôlées par l'angle que font les sillons des miroirs avec le champ \mathbf{E} . Pour les besoins du chauffage X3, la polarisation est toujours linéaire et, pour le mode X, cela revient à avoir le champ électrique $\mathbf{E} \parallel x$ à la sortie de l'RFCU (Figure 4.6 (c)). Le miroir elliptique focalise le faisceau de manière à maximiser le couplage du faisceau avec le guide d'onde (sous-section 4.2.3).

4.2.3 Guides d'onde

Les guides d'onde conduisent le faisceau de l'RFCU jusqu'à la halle TCV et l'orientent, soit dans une charge calorimétrique, soit dans TCV. Ils sont en aluminium, de section circulaire de diamètre $d = 63.5$ mm et leurs propriétés sont résumées dans le Tableau 4.4. L'onde est transmise sous vide car les guides sont directement connectés à TCV (la pression dans TCV sans plasma est $\simeq 2 \cdot 10^{-9}$ mbar). Les parois intérieures des guides sont corruguées comme

Matériaux	Diamètre	Longueur moyenne	Transmission
Aluminium	$d = 63.5$ mm	$L = 30$ m	90%

TAB. 4.4 – Caractéristiques des guides d’onde corrugués de section circulaire du système de chauffage EC à TCV

illustré dans la Figure 4.7 (a).

Dans l’RFCU, l’onde se propage librement dans le mode fondamental TEM_{00} et l’amplitude du champ électrique est telle que

$$TEM_{00} : |\mathbf{E}| \propto \exp\{-(r/w_0)^2\} \quad (4.1)$$

Dans les guides d’onde corrugués, les sillons créent des conditions au bord qui minimisent la création de courants de surface dans les parois, minimisant ainsi les pertes ohmiques. Le mode propre d’un guide d’onde corrugué qui maximise le couplage au mode gaussien est le mode HE_{11} [51]. Ce mode a la propriété d’avoir une orientation du champ électrique uniforme sur toute la section du guide et le profil de l’amplitude du champ électrique est telle que

$$HE_{11} : |\mathbf{E}| \propto J_0(k_{\perp}r) \quad (4.2)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d’ordre 0 et $k_{\perp} = 2.404/(d/2)$ (2.404 correspond au premier zéro de J_0).

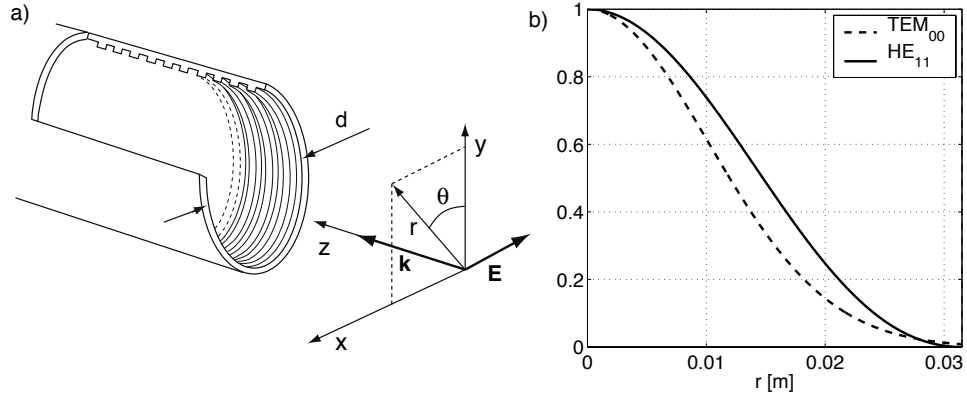


FIG. 4.7 – (a) Guide d’onde corrugué de diamètre $d = 63.5$. (b) Profils de l’amplitude du champ électrique $|\mathbf{E}(r)|$, pour les modes de propagation TEM_{00} et HE_{11} .

Afin de maximiser le couplage entre les deux modes, le miroir elliptique de l’RFCU focalise le faisceau à l’entrée du guide d’onde avec une tache focale : $w_0 = d/2 \cdot 0.6435$ [52, 53]. La Figure 4.7 (b) montre les profils de l’amplitude

des champs électriques pour les modes TEM_{00} et HE_{11} lorsque le couplage est maximal.

Lors de son trajet dans les guides, l'onde est réfléchiée par des coudes à angle droit, les Mitre bends, comme illustré dans la Figure 4.8 (a). Certains des Mitre bends permettent de mesurer la puissance incidente et réfléchiée sur leur miroir moyennant un coupleur directionnel composé d'une série de trous de couplage (-80 dB de couplage). Cela permet d'obtenir un rayonnement cohérent derrière le miroir et, en plaçant deux cornets micro-ondes à un angle correspondant au maximum du rayonnement du mode HE_{11} , on peut mesurer la puissance incidente et réfléchiée moyennant une diode Schottky.

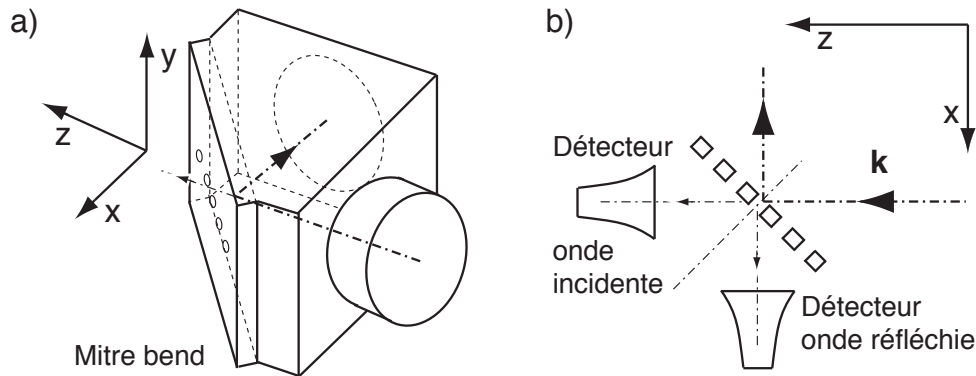


FIG. 4.8 – Vue schématique du système de coude des guides d'onde (Mitre bend) avec coupleur pour mesurer la puissance transmise et réfléchiée dans le guide d'onde. (a) vue 3D et (b) vue du dessus.

Pour le système X3, ces diodes ne sont pas étalonnées pour une mesure absolue de la puissance RF transmise dans les guides d'onde. Un tel étalonnage requiert la mesure de la composition spectrale du mode de propagation dans le guide (dominé par le HE_{11}). De plus, la fréquence du gyrotron change ($\omega = 118 \pm 0.36$ GHz) au cours d'une décharge. Ces deux facteurs rendent l'étalonnage des diodes trop imprécis pour qu'elles puissent être utilisées pour la mesure de puissance. La mesure illustrée dans la Figure 4.5 (d) n'est donc pas absolue, mais elle témoigne de la transmission de la puissance RF dans le guide.

La puissance X3, injectée dans TCV, a été mesurée au moyen d'une charge calorimétrique (Figure 4.2 (g)) si bien que

$$P_{inj} = 0.45 \pm 0.03 \text{ MW.}$$

Cela correspond à une efficacité minimale de transmission des guides de 90%.

4.3 Configuration du miroir X3

Depuis la sortie des guides d'onde les trois faisceaux X3 se propagent librement dans un plan horizontal jusqu'au miroir X3 placé au dessus de TCV (Figure 4.9). Le miroir focalise les faisceaux dans le plasma et contrôle leurs directions initiales de propagation et leurs position initiales. Comme on peut le voir dans la Figure 4.9 (b), les faisceaux sont injectés verticalement depuis le haut de TCV, de sorte à ce qu'ils longent la résonance froide. La position radiale, R_l , du miroir peut être changée entre chaque tir plasma, et l'angle poloïdal du miroir, θ_l , qui contrôle le direction de propagation, peut varier au cours d'une décharge.

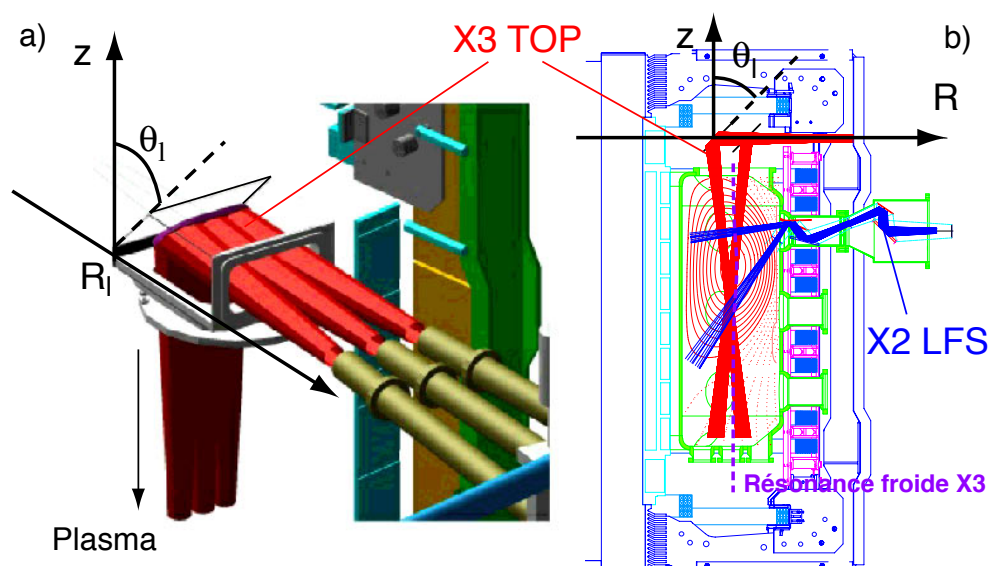


FIG. 4.9 – (a) Les trois faisceaux X3 sont dirigés par les guides d'onde, dans un plan horizontal, sur le miroir X3. (b) Vue poloïdale de TCV avec, au-dessus de la chambre à vide, le miroir X3, et sur le côté, l'une des antennes pour l'injection depuis le LFS (principalement pour le X2).

Le miroir se trouve dans une enceinte sous vide, constituée d'une première enceinte amovible, fixée sur TCV, et d'une pièce de jonction sur laquelle les guides d'onde sont fixés (Figure 4.10 (a) et (b)). Le tout est en acier inoxydable.

Dans la sous-section 4.3.1, on donne une description des propriétés optiques du miroir et de la géométrie du faisceau. Dans la sous-section 4.3.2, on décrit les mécanismes de contrôle de la position et de l'angle du miroir, et on présente les propriétés dynamiques du contrôle de θ_l .

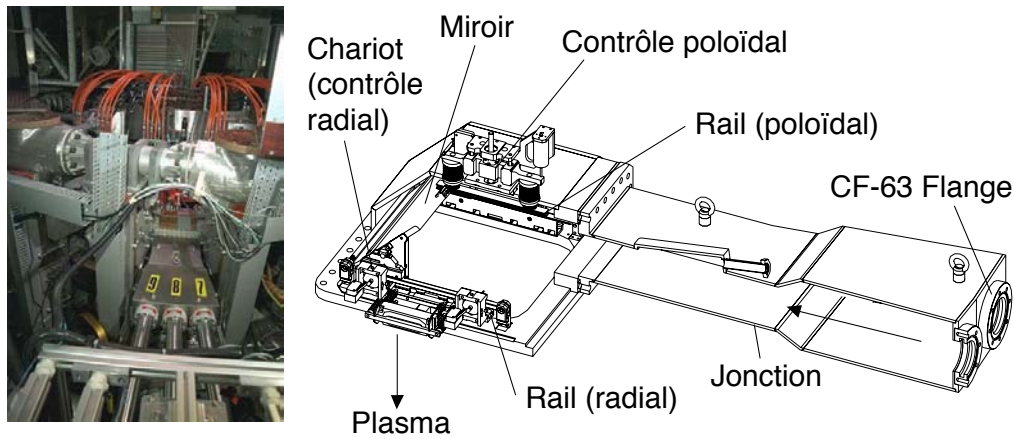


FIG. 4.10 – (a) Vue de la jonction entre les guides d'onde et le miroir X3. (b) Dessin technique de l'ensemble : des guides d'onde jusqu'au miroir avec son système de contrôle de position.

4.3.1 Propriétés optiques du miroir X3

Le miroir X3 est une pièce de forme rectangulaire ($250 \times 180 \times 10 \text{ mm}^3$, 4 kg) en cuivre OFHC (Oxygen-Free High Conductivity) qui ne nécessite pas de système de refroidissement pour des impulsions de 2 s.

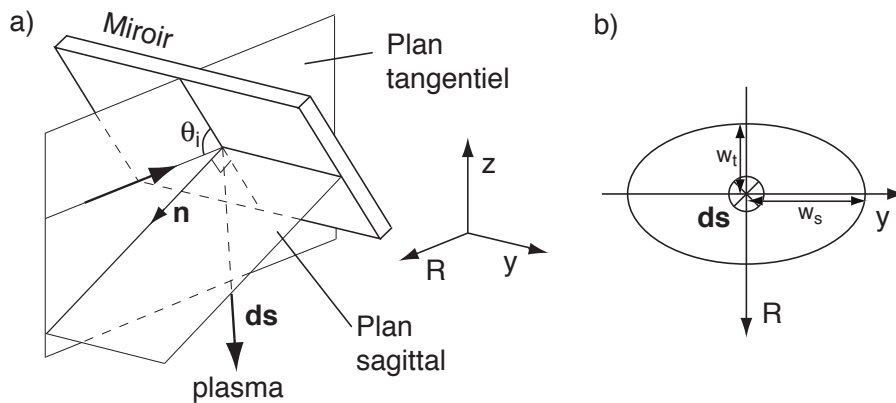


FIG. 4.11 – (a) Schéma de la configuration d'injection X3 avec la définition du plan sagittal et tangentiel. (b) Coupe schématique du faisceaux dans un plan perpendiculaire à sa direction de propagation ds .

C'est un miroir elliptique qui focalise les trois faisceaux de la même manière dans le plasma. Entre le guide d'onde et le miroir, le faisceau est de section circulaire. Après réflexion sur le miroir, le faisceau est astigmatique,

caractérisé par une section elliptique. Les axes de cette ellipse et la direction de propagation définissent deux plans : le plan sagittal et le plan tangentiel, illustrés dans le schéma de la Figure 4.11. Le plan tangentiel est défini par la direction normale au miroir, \mathbf{n} , et la direction de propagation du faisceau, \mathbf{ds} . Il est confondu avec le plan poloïdal de TCV (plan (R, z)). Le plan sagittal est perpendiculaire au plan tangentiel et contient \mathbf{n} . L'astigmatisme du faisceau est caractérisé par le demi-axe sagittal w_s et le demi-axe tangentiel w_t de la section elliptique. Pour une propagation verticale dans le vide, cela signifie que w_s est évalué dans la direction toroïdale et w_t dans la direction radiale. L'évolution de w_s et w_t est illustrée dans la Figure 4.12 pour une propagation dans le vide et la position radiale du centre du miroir $R_l = 880$ mm.

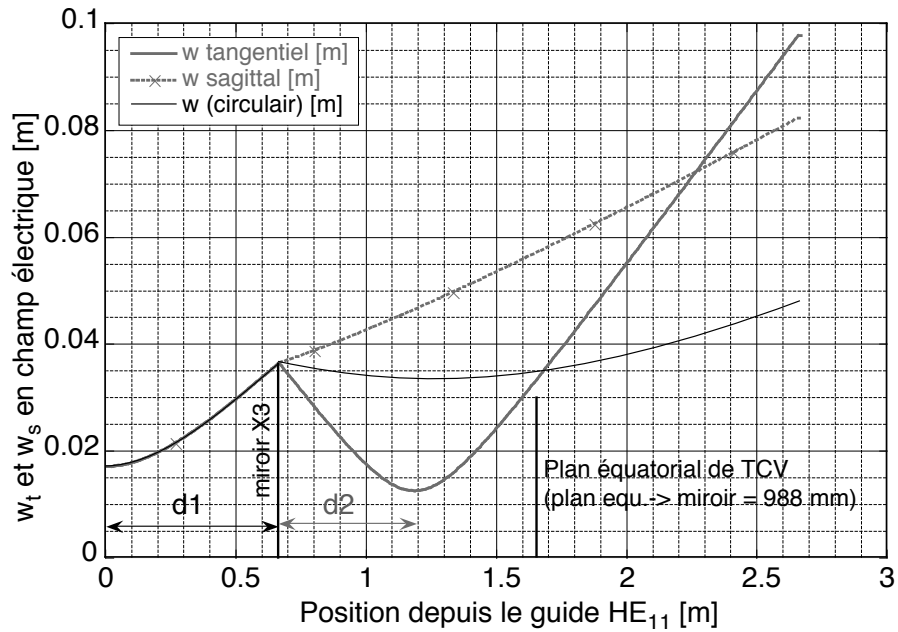


FIG. 4.12 – En traits épais, l'évolution des demi-axes w_s et w_t du faisceau X3 se propageant dans le vide depuis les guides d'onde avec réflexion sur le miroir. En trait fin, l'évolution du faisceau circulaire obtenu si l'on permute les propriétés optiques sagittale et tangentielle du miroir X3.

La tache focale du faisceau, à la sortie du guide d'onde est circulaire de rayon :

$$w_0 = 17 \text{ mm (en champ électrique).}$$

La distance d_1 qui sépare les guides d'onde du miroir ($d_1 = 672.5$ mm dans la

Figure 4.12) dépend de la position radiale R_l du centre du miroir telle que :

$$637 \text{ mm} \leq d_1 \leq 807 \text{ mm}.$$

Après la réflexion sur le miroir, les demi-axes w_s et w_t atteignent un minimum, $w_{s,0}$ et $w_{t,0}$, situé à une distance, $d_{2,s}$ et $d_{2,t}$ respectivement, par rapport au miroir. La distance $d_{2,s}$ (resp. $d_{2,t}$) et la taille minimale $w_{0,s}$ (resp. $w_{0,t}$) dépendent de la courbure, $R_{c,s}$ (resp. $R_{c,t}$), de l'angle incident, $\theta_i = 45^\circ$, de la distance, d_1 , et de la taille du faisceau circulaire, w_0 . On déduit de $R_{c,s}$ et $R_{c,t}$, et de θ_i , les distances focales du miroir, $f_{m,s} = \frac{1}{2}R_{c,s}/\cos(\theta_i)$ et $f_{m,t} = \frac{1}{2}R_{c,t}\cdot\cos(\theta_i)$, respectivement. Ces caractéristiques sont résumées dans le Tableau 4.5. Dans le plan tangentiel, le faisceau est focalisé dans la plasma et atteint son minimum à mi-distance entre le miroir et le plan équatorial de TCv. Dans le plan sagittal, le faisceau est divergent ($d_{2,s} < 0$).

Plan	d_2 [mm]	w_0 [mm]	R_c [mm]	f_m [mm]
Sagittal	$-988 \leq d_{2,s} \leq -685$	$34 \geq w_{s,0} \geq 28$	1978	1400
Tangentiel	$+512 \leq d_{2,t} \leq +513$	$13 \geq w_{t,0} \geq 10$	989	350

TAB. 4.5 – Caractéristiques de l'optique du miroir X3 et de l'astigmatisme du faisceau qu'il génère pour un angle incident $\theta_i = 45^\circ$. La distance d_2 est prise par rapport au centre du miroir.

Notez que le miroir avait été dimensionné pour focaliser un faisceau de section circulaire, avec une tache focale de rayon $w_0 = 33$ mm dans le plasma, comme l'indique la trajectoire en trait fin dans la Figure 4.12. L'astigmatisme du faisceau tel que décrit ci-dessus est le résultat d'une permutation involontaire des courbures sagittale et tangentielle dans le dessin technique du miroir. D'après les simulations faites avec ECWGB (section 3.4), cette permutation est incidemment bénéfique puisqu'il en résulte que l'absorption est meilleure avec le faisceau astigmatique qu'avec le faisceau circulaire initialement prévu.

4.3.2 Propriétés mécaniques et dynamiques du miroir X3

Paramètre	Limites	Contrôle
Angle poloidal du miroir	$40^\circ \leq \theta_l \leq 50^\circ$	Pendant un tir
Position radiale du miroir	$0.8 \leq R_l \leq 0.96$ m	Entre chaque tir

TAB. 4.6 – Paramètres du miroir X3 pour le contrôle de la direction de propagation des faisceaux et de leur position initiale.

Le miroir X3 est mobile dans la direction radiale, pour le contrôle de la position initiale du faisceau, R_l , prise au centre du miroir. Il peut aussi pivoter, pour le contrôle de l'angle d'injection de l'onde, défini par l'angle poloïdal θ_l . Les contraintes géométriques de TCV déterminent les limites de R_l et θ_l , qui sont indiquées dans le Tableau 4.6.

La position R_l du centre du miroir est définie sur le point milieu de l'axe horizontal de rotation du miroir. Comme l'illustre la Figure 4.13 (d), l'axe de rotation est fixé à un chariot, dont la position est contrôlée par un système de chaîne et un moteur pas à pas (Figure 4.13 (b)).

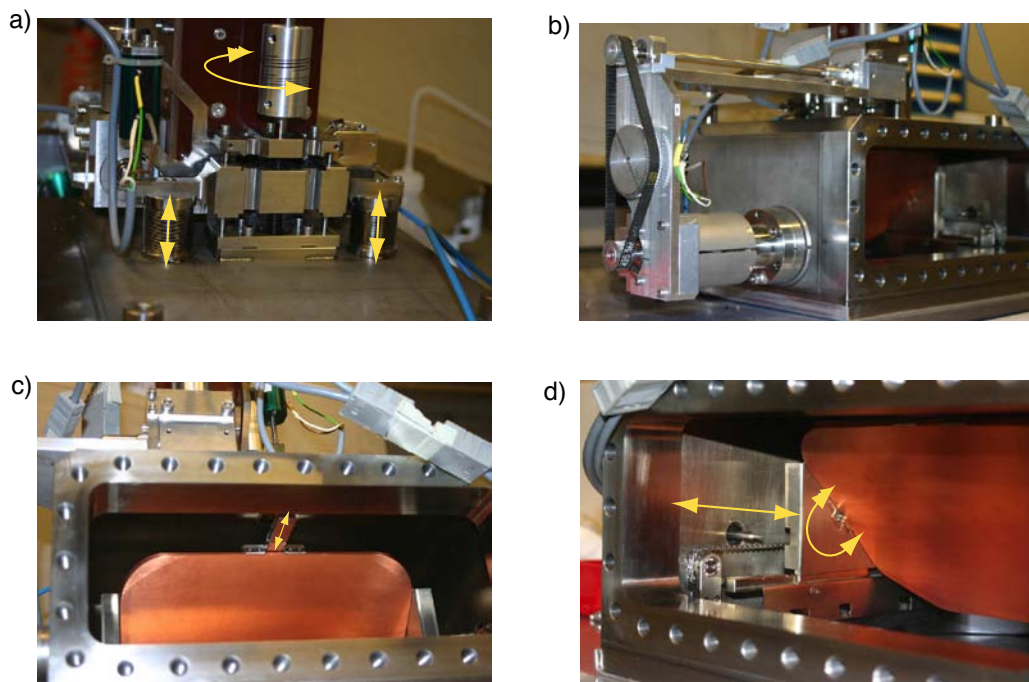


FIG. 4.13 – (a) Système de contrôle de l'angle poloïdal (au-dessus de l'enceinte). (b) Système de contrôle (moteur et actuateur) de la position radiale (à l'extérieur de l'enceinte). (c) Vue de face du miroir, et en particulier le rail pour le contrôle de l'angle poloïdal. (d) Vue de 3/4 du miroir, et en particulier le rail et la chaîne d'entraînement du chariot pour le contrôle de la position radiale.

L'axe de rotation du miroir est fixé au chariot avec des pivots flexibles [54, 55] qui minimisent les frottements. Le contrôle de l'angle θ_l se fait au moyen d'un rail horizontal qui appuie sur la tranche supérieure du miroir pour le faire pivoter (Figure 4.13 (c)). Le rail, le long duquel peut coulisser le miroir, est animé d'un mouvement vertical par des tiges qui passent à travers des soufflets et qui sont entraînées par une vis sans fin (cf. Figure

4.13 (a)). La mesure de θ_l se fait par une mesure de position sur la vis au moyen d'un potentiomètre. Ce système de contrôle, combiné avec le système des pivots flexibles, permet un contrôle en temps réel de l'angle poloïdal du miroir d'une grande précision et tolère des contraintes dynamiques très exigeantes du point de vue mécanique. On peut pré-programmer des fonctions $\theta_l(t)$ via un générateur de fonction, notamment des rampes (balayage) ou des oscillations sinusoïdales (modulation), utilisées pour le contrôle avec boucle de contre-réaction (chapitre 6).

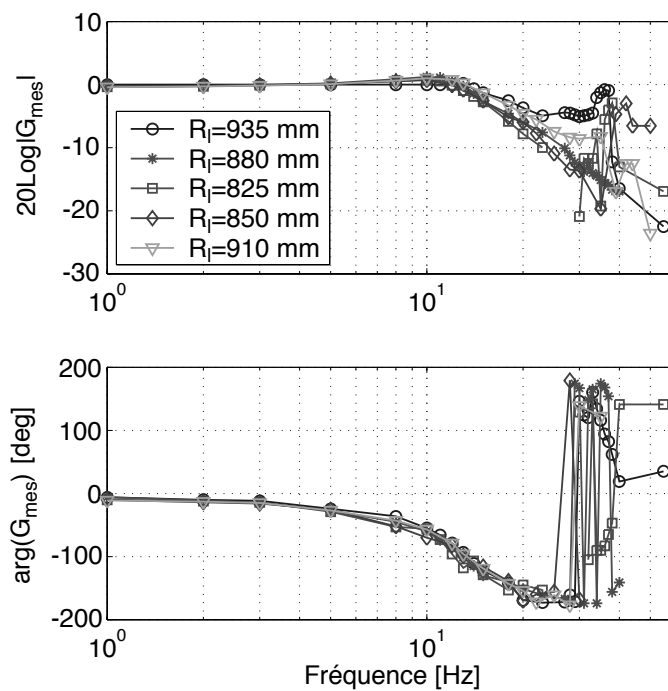


FIG. 4.14 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert mesurée, $G_{mes}(s)$, du système moteur+miroir. Au delà de 15 Hz, $G_{mes}(s)$ diffère selon la position radiale R_l du miroir.

Pour caractériser la dynamique de contrôle de l'angle poloïdal du miroir X3, on a mesuré la réponse en fréquence du système moteur + miroir à une oscillation sinusoïdale. On peut voir sur la Figure 4.14 la représentation dans un diagramme de Bode de la mesure de la fonction de transfert, $G_{mes}(s)$, (s est la variable de Laplace) pour différentes positions radiales R_l . Au delà de 15 Hz, la réponse du système dépend de la position du miroir et lorsque $R_l \neq 880$ mm (milieu de l'enceinte), une résonance autour de 40 Hz apparaît.

Parmi ces fonctions de transfert, on veut modéliser celle correspondant à $R_l = 935$ mm, car c'est la position généralement utilisée dans les expériences

de chauffage X3 (cf. section 3.3.1 et chapitre 5). On peut modéliser $G_{mes}(s)$ par une fonction avec un pôle de second ordre de sorte qu'en variable de Laplace :

$$G_1(s) = \frac{a_0 + a_1 s}{1 + b_1 s + b_2 s^2} = \frac{a_0 + a_1 s}{1 + (2\zeta/\omega_n)s + (s/\omega_n)^2} \quad (4.3)$$

où ζ est le facteur d'amortissement et ω_n la fréquence de coupure. On peut

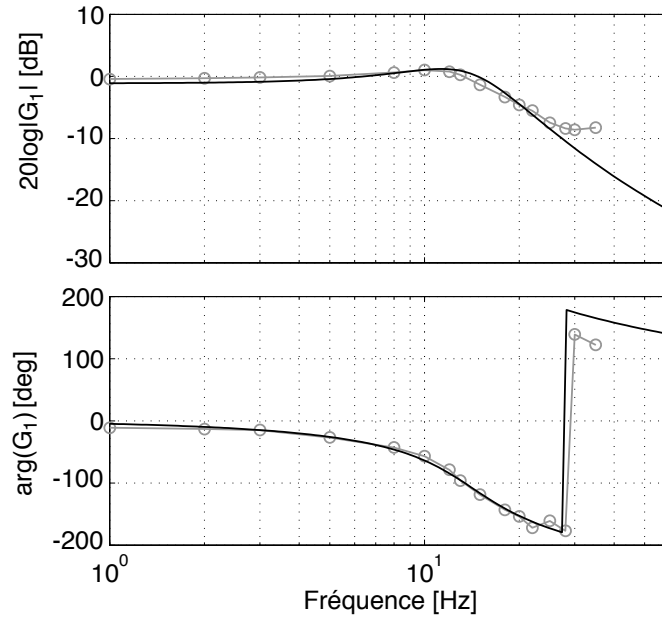


FIG. 4.15 – Le modèle (—) de la fonction de transfert du système moteur-miroir, pour $R_l = 935$ mm, est superposé à la mesure (\circ).

voir sur la Figure 4.15 la fonction de transfert mesurée $G_{mes}(s)|_{R_l=935}$ à laquelle on a superposé le modèle $G_1(s)$ (on s'est restreint aux fréquences de modulation $\nu_{mod} < 40$ Hz). Les coefficients de la fonction de transfert modèle sont donnés dans le Tableau 4.7.

a_0	1.16	b_1	0.083	$\omega_n = 1/\sqrt{b_2}$	13 Hz
a_1	0.025	b_2	0.006	$\zeta = (b_1/2)\omega_n$	0.54

TAB. 4.7 – Coefficients du modèle de la fonction de transfert pour le système moteur-miroir.

La mesure de la fonction de transfert du miroir X3 est essentielle pour le développement d'un système de contrôle en temps réel (chapitre 6). De

manière générale, et en particulier pour les antennes du système EC d'ITER, pour pouvoir contrôler en temps réel la déposition de puissance et/ou le profil de courant généré de manière non inductive (ECCD) [17], la fonction de transfert de chaque antenne doit être déterminée.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

Les chapitres 2 et 3 ont permis de mettre en évidence certaines des propriétés de l'absorption de l'onde X3 injectée verticalement. Les simulations effectuées avec TORAY-GA ont montré et caractérisé la dépendance de l'absorption en fonction de l'angle d'injection, de la température et de la densité. Dans ce chapitre, on présente les expériences qui mettent en évidence les propriétés de l'absorption X3.

Dans la section 5.1, on décrit la méthode utilisée pour mesurer l'absorption, afin que les résultats puissent être appréciés clairement. Il s'agit de la technique de modulation de puissance.

Dans la section 5.2, on présente une série d'expériences sur des plasmas en mode L, dont les mesures sont comparées avec les prédictions théoriques. On a choisi les plasmas en mode L pour leur dynamique moins complexe que celle des plasmas en mode H.

L'objectif du chauffage X3 étant d'accéder à des hautes performances de β , après l'étude de l'absorption X3 sur des plasmas en mode L, on s'est intéressé au chauffage des plasmas en modes H. Dans la section 5.3, on discute les résultats préliminaires du chauffage X3 dans les modes H.

5.1 Mesures d'absorption

Il existe principalement deux méthodes pour mesurer l'absorption d'une onde : par une mesure de transmission ou par une méthode de perturbation de l'énergie du plasma dans laquelle une fraction de la puissance injectée est modulée.

La mesure par transmission consiste à mesurer les puissances transmises à travers le plasma et réfléchies par le plasma. L'absorption secondaire due aux réflexions multiples sur les parois du tokamak n'est généralement pas mesu-

rables [14]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle dépend des effets de réfraction et de diffraction. En effet, la disposition fixe des antennes réceptrices ne peut garantir une détection totale de la puissance RF transmise et réfléchi. Il est donc difficile d'obtenir une mesure absolue de l'absorption. De plus, celle-ci est restreinte à des densités bien plus faible que la coupure : $\omega_p/\omega_{cut} \ll 1$. Ce n'est donc pas une méthode adaptée au système d'injection X3.

La seconde méthode consiste à mesurer la réponse dynamique du plasma à une perturbation générée par la modulation d'une partie de la puissance EC injectée. La mesure globale de la variation d'énergie du plasma due à la modulation de puissance, permet de déterminer l'absorption totale.

5.1.1 Modulation de puissance et mesure du flux diamagnétique

Pour mesurer l'absorption des ondes EC sur TCV, on génère une perturbation de l'énergie, W , du plasma en modulant une partie, P_{mod} , de la puissance EC injectée par une fonction en créneau de fréquence $f_{mod} = 1/T_{mod} = \omega_{mod}/2\pi$ (Figure 5.1 (a)). L'amplitude de la variation d'énergie du plasma due

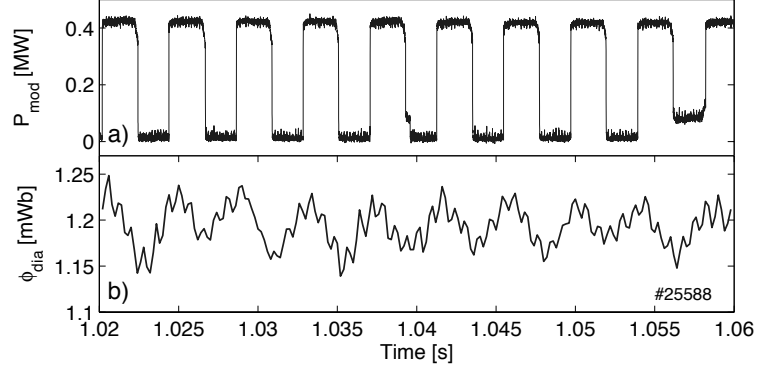


FIG. 5.1 – (a) Modulation en créneaux de la puissance EC à une fréquence $f_{mod} = 1/T_{mod} = \omega_{mod}/2\pi = 237$ Hz et (b) la réponse du plasma via le flux diamagnétique mesuré par la boucle diamagnétique (DML).

à la modulation de puissance, est donnée par la variation de flux diamagnétique, $\Delta\phi_{dia}$ (Figure 5.1 (b)) mesuré par une boucle diamagnétique (DML) collée sur la chambre à vide de TCV [39]. Les deux grandeurs sont liées par une relation simplifiée qui, après une transformée de Fourier, s'exprime par :

$$\hat{W} = \frac{3\pi}{\mu_0} B_0 R_0 \Delta\hat{\phi}, \quad (5.1)$$

avec R_0 la position de l'axe magnétique et B_0 le champ magnétique sur cet axe. La relation (5.1) est valable si la modulation n'affecte pas les grandeurs comme le courant plasma I_p ou l'inductance interne du plasma l_i , ce qui, pour TCV, a été montré par Manini et al. [56].

L'énergie du plasma et la puissance RF absorbée sont liées par une équation de bilan globale telle que :

$$\frac{dW_e}{dt} = -\frac{W_e}{\tau_{e,E}} + P_{oh} + P_{abs} - \frac{1}{\tau_{ei}}(W_e - W_i) \quad (5.2)$$

$$\frac{dW_i}{dt} = -\frac{W_i}{\tau_{i,E}} + \frac{1}{\tau_{ei}}(W_e - W_i) \quad (5.3)$$

où W_e (resp. W_i) est l'énergie des électrons (resp. des ions), $\tau_{e,E}$ (resp. $\tau_{i,E}$) est le temps de confinement de l'énergie des électrons (resp. des ions), τ_{ei} le temps de collisions électron-ions [57], P_{oh} la puissance ohmique et P_{abs} la puissance EC absorbée. Des équations de bilan global d'énergie, on tire une relation linéaire entre la variation d'énergie des électrons \hat{W}_e et la puissance modulée absorbée \hat{P}_{abs} qui s'exprime dans l'espace de Fourier par

$$\hat{W}_e = H_{DML}(\omega_{mod}, \tau_{e,E}, \tau_{e,i}) \hat{P}_{abs}. \quad (5.4)$$

où la fonction de transfert H_{DML} dépend à priori de la fréquence de modulation ω_{mod} , de $\tau_{e,E}$ et de $\tau_{e,i}$. Dans cette expression, on considère que la température des électrons est indépendante de la direction du champ magnétique. Autrement dit, on considère que la période de modulation $\tau_{mod} \gg \tau_s$, où τ_s est le temps nécessaire pour que la fonction de distribution des électrons puisse être considérée comme isotrope (diffusion dans l'espace des vitesses) [56].

En choisissant la fréquence de modulation $f_{mod} = 1/\tau_{mod}$ de manière appropriée ($100 \leq f_{mod} \leq 300$ Hz), on peut s'affranchir des dépendances de H_{DML} en $\tau_{e,E}$ car, dans ces échelles de temps, $\tau_{mod} \ll \tau_{e,E}$, si bien que sur une période de modulation les pertes d'énergie dues au transport sont négligeables. La perte d'énergie due aux collisions avec les ions n'affecte généralement pas non plus la fonction de transfert car $\tau_{e,i} > \tau_{e,E}$ [58], si bien que finalement

$$\hat{W}_e = H_{DML}(\omega_{mod}) \hat{P}_{abs} = -\frac{i}{\omega_{mod}} \hat{P}_{abs} \quad (5.5)$$

Comme la modulation est un signal en créneau, toutes les harmoniques impaires se retrouvent à priori dans la réponse du plasma. De fait, il a été observé que seule la première harmonique est significative pour les mesures d'absorption, et la variation d'énergie du plasma est telle que $\delta W = \tilde{W} \cos(\omega_{mod}t + \varphi)$.

De plus, d'après (5.5), il faut que la phase, φ , entre δW_e et $\delta P_{abs} = \tilde{P}_{abs} \cos(\omega_{mod}t)$ soit de 90° .

C'est la relation (5.5) qui est utilisée dans tous les résultats de mesure d'absorption présentés dans ce travail. Pour ces mesures d'absorption, on considère que l'onde est absorbée au premier passage dans le plasma et que les absorptions après réflexion sur les parois du tokamak sont négligeables. Cela se justifie par le fait que, lorsqu'on injecte l'onde X3 à côté de la résonance, aucune augmentation de température n'est mesurée. De plus, lors des multiples réflexions, la polarisation d'une partie de l'onde X3 est convertie en O3, et des mesures ont été effectuées sur TCV, qui montrent que l'absorption O3 est négligeable [56].

5.1.2 Perturbation de la mesure à haute puissance ECH

Lors de mesures d'absorption où toute la puissance X3 est injectée : 0.9 MW ECH en continu et 0.45 MW MECH ($P_{mod} = 0.45$ MW), on a mesuré que $P_{abs} = 617$ kW, soit une absorption de 137% si l'on se base sur le modèle de la sous-section 5.1.1. Cette surestimation de l'absorption indique que la fonction de transfert (5.5) n'est pas appropriée.

On a vérifié que dans H_{DML} , le temps de confinement de l'énergie peut être négligé. Il a été calculé que $\tau_{e,E} \simeq 7$ ms $>$ $\tau_{mod} \simeq 4$ ms, ce qui implique que la puissance absorbée est de 0.4 % plus élevée si on tient compte de $\tau_{e,E}$.

Pour expliquer la surestimation de la puissance absorbée, on peut argumenter sur les hypothèses faites sur les équations de bilan. On y suppose que P_{abs} ne dépend pas de l'énergie W_e , or on a vu dans les chapitres 2 et 3 que l'absorption X3 dépend fortement de la température. Autrement dit, l'énergie modulée par un gyrotron peut faire varier l'absorption de la puissance injectée par les gyrotrons non modulés. On peut réécrire l'équation (5.5) sous la forme :

$$i\omega_{mod}\hat{W}_{mes} = i\omega_{mod}(\hat{W}_{MECH} + \hat{W}_{ECH}) = \hat{P}_{abs} + \hat{P}_{sup} \quad (5.6)$$

où la variation d'énergie mesurée, \hat{W}_{mes} , contient un premier terme, \hat{W}_{MECH} , associé à la puissance modulée du gyrotron, et un second terme, \hat{W}_{ECH} , correspondant à la variation de la puissance absorbée associée aux deux gyrotrons injectant la puissance en continu. Le terme \hat{W}_{MECH} implique que dans l'espace réelle, l'amplitude $\tilde{P}_{abs} \leq 450$ kW, et le terme \hat{W}_{ECH} implique qu'on mesure une puissance supplémentaire, \hat{P}_{sup} , qui n'est pas directement associée à l'absorption.

On peut estimer \tilde{P}_{sup} en se basant sur les mesures de variation de température, T_e -X (cf annexe C) illustrées dans la Figure 5.2 (b). A partir des

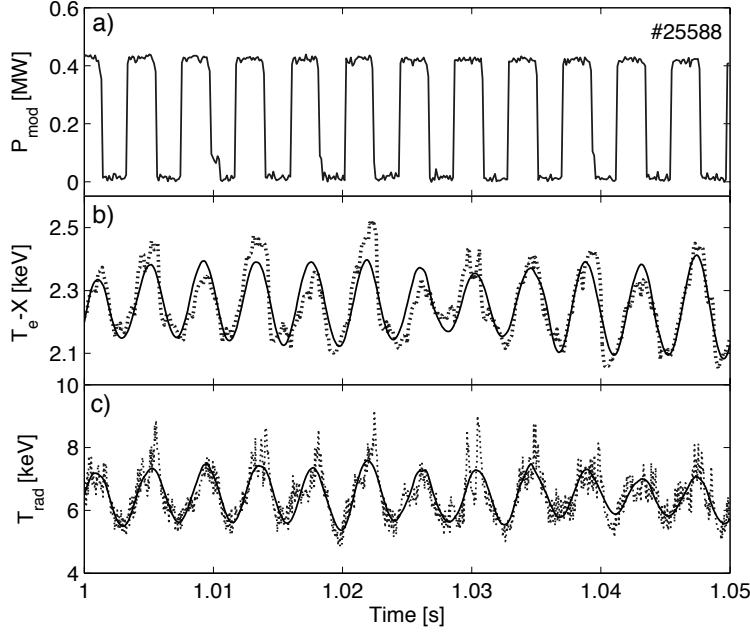


FIG. 5.2 – La puissance modulée P_{mod} (a) génère une modulation de la température T_e -X (b) et de la température radiative T_{rad} (c), dont on extrait la 1^{ère} harmonique (trait continu).

simulation de TORAY-GA, pour les conditions expérimentales discutées ici ($n_{e,0} = 4.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $\theta_l = 47^\circ$), on estime que la variation d'absorption est de 30%/keV. A partir de l'amplitude moyenne de la variation de température \tilde{T}_e , on déduit que :

$$\tilde{T}_e = 0.23 \text{ keV} \quad \Rightarrow \quad \tilde{P}_{sup} = 72 \text{ kW}.$$

Ce résultat explique une partie de la surestimation de l'absorption.

Pour expliquer la différence d'absorption mesurée de 167 kW, une seconde contribution peut venir de la présence des électrons supra-thermiques. On sait qu'une fraction de l'absorption X3 est due aux populations d'électron supra-thermique (PES) [29], et que l'onde X3 génère elle-même des PES (section 5.2). On peut voir dans la Figure 5.2 (c) une mesure de la température radiative, T_{rad} , représentative des PES, qui est affectée par la modulation de puissance. La dynamique non-linéaire entre les électrons supra-thermiques et l'onde X3 influence de manière significative la mesure d'absorption. Il est cependant difficile de quantifier la contribution des PES car l'information accessible expérimentalement sur les PES est incomplète.

Bien qu'il soit difficile de quantifier la surestimation de la mesure d'absorption, on suppose que le cas échéant, l'absorption X3 est de 100% compte

tenu de la cohérence relative des mesures présentées ultérieurement dans ce chapitre. A plus basse puissance injectée ($P_{inj} \leq 0.9$ MW), on suppose que cet effet est négligeable. La contribution des PES dans la mesure d'absorption pourrait faire l'objet d'une recherche approfondie qui dépasse le cadre de ce travail.

5.1.3 Perturbation de la mesure dans les modes H

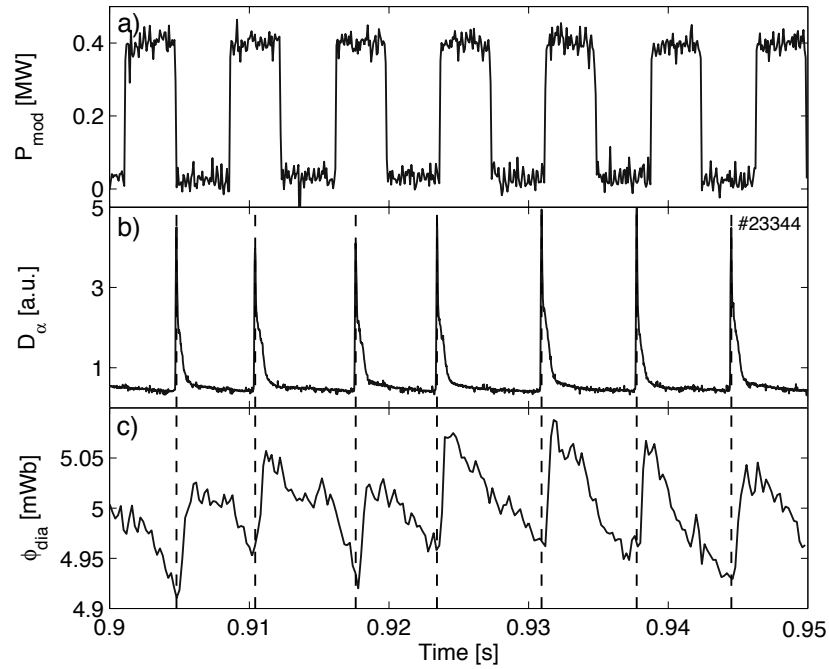


FIG. 5.3 – (a) La puissance ECH est modulée en créneaux à $\nu_{mod} = 133$ Hz. (b) La mesure de la ligne d'émission α du deutérium permet d'identifier les ELMs dont la fréquence moyenne est $\nu_{elm} = 151$ Hz. (c) La réponse du flux diamagnétique aux deux perturbations (a) et (b) est dominée par les ELM.

Dans les modes H, les ELMs (Edge Localized Mode) sont des modes MHD localisés au bord du plasma qui conduisent à l'expulsion de gaz vers l'extérieur, entraînant une variation brutale de l'énergie globale du plasma. Les ELMs sont des événements rapides (de l'ordre de 1 ms) qui peuvent se répéter à une fréquence de l'ordre de 100 Hz et qui, par conséquent, peuvent perturber la mesure DML. On peut voir sur la Figure 5.3 (b) un exemple où les ELMs, identifiés par la mesure de la ligne d'émission D_α du deutérium, ont une fréquence moyenne $f_{elm} = 151$ Hz. La réponse du flux diamagnétique, ϕ_{dia} , (Figure 5.3 (c)) à l'excitation des ELMs traduit la variation d'énergie

du plasma y associée. Comme on peut le voir sur les Figures 5.3 (a) et (b) la fréquence des ELMs est du même ordre de grandeur que la modulation de puissance (ici $f_{mod} = 133$ Hz). Dans ce contexte, les mesures DML ne peuvent pas être traitées par une décomposition en série de Fourier et on doit procéder à une identification de système [59] pour éliminer préalablement la contribution des ELMs.

Dans le cadre de ce travail, une telle méthode a été développée et est décrite dans l'Annexe D. Le chauffage X3 des modes H étant à un stade préliminaire, cette méthode n'est cependant pas utilisée.

5.2 Propriétés de l'absorption X3 dans les modes L

L'étude des propriétés d'absorption du X3 injecté verticalement s'est faite principalement dans les modes L (Low confinement) car la dynamique, dans ces plasmas, est moins complexe que dans les modes H. Cela rend l'analyse des propriétés d'absorption plus aisée, car l'injection de puissance X3 ne change pas le régime de fonctionnement, tandis que dans les mode H, l'injection de puissance EC peut modifier le régime de fonctionnement, entraînant notamment des variations rapide de la densité : +30% en 100 ms (section 5.3).

On présente, dans la sous-section 5.2.1 des expériences mettant en évidence la sensibilité de l'absorption X3 à l'angle du miroir, θ_l , ainsi que les dépendances en la densité et la température de l'angle optimal, $\theta_{l,opt}$. Dans la section 5.2.2, on s'affranchit de la dépendance angulaire du miroir. La dépendance de l'absorption en fonction de la densité et de la température pour $\theta_l = \theta_{l,opt}$ est étudiée.

5.2.1 Sensibilité à l'angle d'injection

Une première série d'expériences a été menée, qui combine le pré-chauffage X2 au centre du plasma ($I_p = 230$ kA, $\kappa_{edge} = 1.5$, $\delta_{edge} = 0.07$) avec l'injection X3 depuis le haut. Le X2 permet de contrôler la température du plasma et la puissance X3 injectée reste fixe :

$$P_{inj}^{X3} = 450 \text{ kW (1 gyrotron)}.$$

La puissance de pré-chauffage X2 varie de sorte que :

$$0 \leq P_{inj}^{X2} \leq 1350 \text{ kW (0-3 gyrotrons)}$$

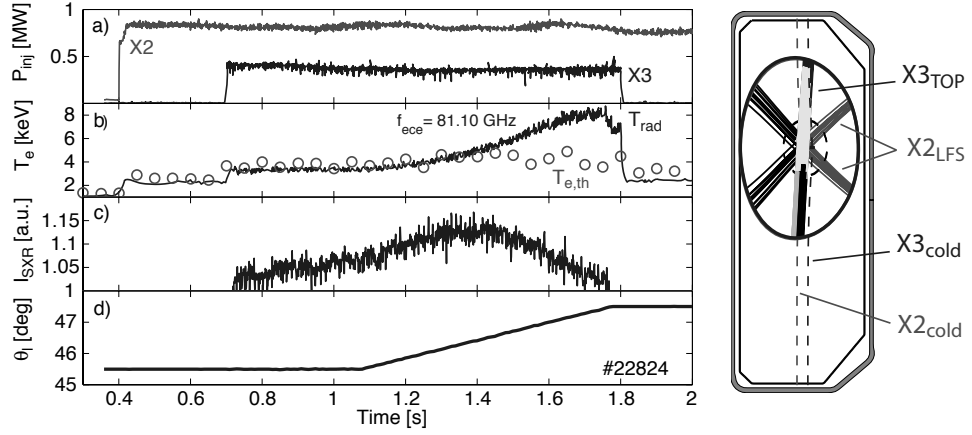


FIG. 5.4 – (a) Les puissances injectées sont $P_{inj}^{X3} = 450$ kW et $P_{inj}^{X2} = 900$ kW. (b) Superposée à la température thermique $T_{e,th}$ issues de la mesure Thomson (o), la température radiative déterminée par la mesure ECE depuis le HFS (ECE-HFS). (c) L'émission des rayons X mous ($I_{SXR} \propto T_{e,th}$) mesurée le long d'une ligne verticale. (d) Balayage de l'angle poloidal du miroir X3.

Pour ces expériences la densité centrale vaut $n_{e,0} = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, et l'absorption est évaluée qualitativement par une mesure relative de la température.

Lorsque la température augmente, l'angle optimal du lanceur $\theta_{l,opt}$ augmente à cause du décalage relativiste vers le HFS (section 3.3). Cela correspond à une correction $\Delta\theta(T_{e,th})$ et, pour la mesurer, on a effectué une série d'expériences comme illustrée dans la Figure 5.4. L'angle θ_l est pré-programmé selon une rampe telle que (Figure 5.4 (d))

$$\theta_l(t) = \begin{cases} 45.5^\circ & t < 1.1 \text{ s} \\ 45.5 + 2.1t & 1.1 \leq t < 1.8 \text{ s} \\ 47^\circ & t \geq 1.8 \text{ s} \end{cases}$$

de manière à passer par $\theta_{l,opt}$.

L'angle optimal est déterminé par le maximum du signal $I_{SXR}(\theta_l) \propto T_{e,th}$ issu de la mesure des rayons X mous (SXR) le long d'une ligne verticale [60, 61]. Pour être précis, $I_{SXR} \propto n_e^2 T_{e,th}$ et demeure une mesure représentative de l'absorption X3 tant que les variations de température dominent les variations de densité. Bien que I_{SXR} ne soit qu'une mesure relative de la température, on l'utilise fréquemment dans ce travail pour sa bonne résolution temporelle (fréquence d'acquisition à 10 kHz). On s'est assuré que la mesure SXR est dominée par la température des populations d'électron thermique (PET) au moyen d'un filtre Be $50 \mu\text{m}$, placé devant les photodiodes [62] (voir Annexe

C). Il a été montré lors d'expériences avec ECCD X2 que, par comparaison avec les mesures d'une caméra à rayons X durs, le signal SXR est dominé par les PES seulement si le filtre est une fenêtre en aluminium de $300 \mu\text{m}$ (énergie des photons $> 15 \text{ keV}$). Pour une mesure absolue de $T_{e,th}$, on utilise la diffusion Thomson (fréquence d'acquisition 20-59 Hz).

Dans la Figure 5.4 (b), $T_{e,th}$, mesurée au centre (\circ), est comparée à la température radiative T_{rad} , mesurée à partir de l'émission EC depuis le côté haut champ (ECE-HFS) [63]. L'émission EC mesurée correspond à la 2^{ème} harmonique du mode-X. Pour la mesure ECE de la Figure 5.4 (b), la fréquence sélectionnée est de 81.1 GHz, ce qui correspond à une mesure au centre du plasma. La mesure de T_{rad} permet d'identifier la présence des PES lorsqu'elle diffère de la mesure Thomson [27]. Les deux traces de température de la Figure 5.4 (b), de valeurs identiques au début du chauffage X3 (absence de PES), divergent à mesure que θ_l augmente, c'est-à-dire à mesure que le faisceau X3 passe dans des zones éloignées de la résonance froide. Cette différence est la signature que le faisceau X3 génère lui-même des PES. Notez que la déformation de la fonction de distribution par rapport à la Maxwellienne n'affecte la résolution spatiale de l'ECE-HFS que de l'ordre de 1 cm (décalage relativiste), comme discuté par Blanchard et al. [27]. La comparaison avec la mesure Thomson est donc valide.

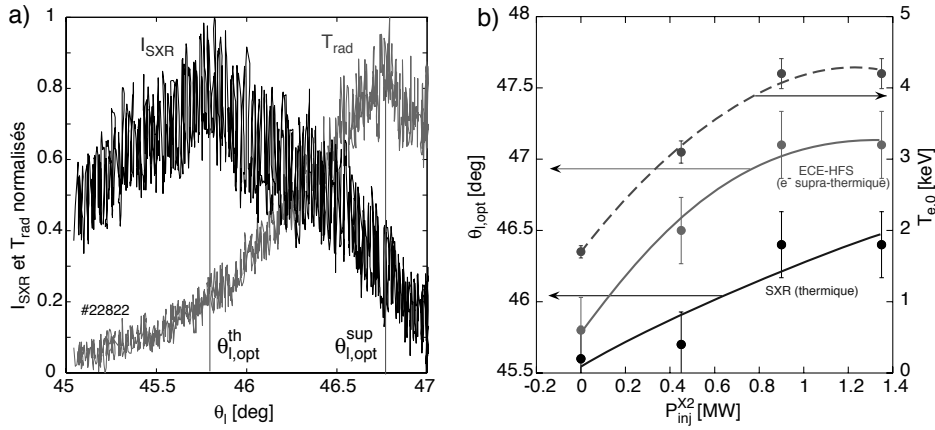


FIG. 5.5 – (a) Les mesures de I_{SXR} et de T_{rad} en fonction de θ_l donnent $\theta_{l,opt}$ pour le chauffage des PET et des PES respectivement. (b) Les angles optimaux (axe de gauche) et la température centrale des PET (axe de droite) en fonction de la puissance de pré-chauffage X2 injectée.

On peut voir dans la Figure 5.5 (a), les mesures de I_{SXR} et de T_{rad} normalisées, en fonction de θ_l . On déduit de ces mesures des angles optimaux

$\theta_{l,opt}^{th}$ et $\theta_{l,opt}^s$, pour les PET et les PES respectivement. On voit que

$$\theta_{l,opt}^{th} < \theta_{l,opt}^s,$$

ce qui vérifie que la présence d'une PES élargit la couche résonante vers le HFS comme prédit dans la Figure 2.18.

Dans la Figure 5.5 (b), on peut voir $\theta_{l,opt}^{th}$ et $\theta_{l,opt}^s$, mesurés pour différentes puissance de pré-chauffage X2. On y a superposé les températures thermiques au centre, $T_{e,0}$, associées à chaque puissance X2 injectée, mesurées lorsque $\theta_l = \theta_{l,opt}^{th}$. Autant pour les PES que pour les PET, $\theta_{l,opt}$ augmente à mesure que la température augmente. Ceci est bien en accord avec le décalage relativiste prédit par la théorie. Pour les PET, on trouve que le décalage relativiste, donné par la différence entre les points de mesure extrémaux, est tel que

$$a_{n_e} = \frac{\Delta\theta_{l,opt}}{\Delta T_{e,0}} = 0.3 \text{ deg/keV}. \quad (5.7)$$

Cette valeur est en accord avec celle calculée avec TORAY-GA dans la section 3.3 ($a_{n_e} = 0.24 \text{ deg/keV}$ pour $n_{e,0} = 4.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$).

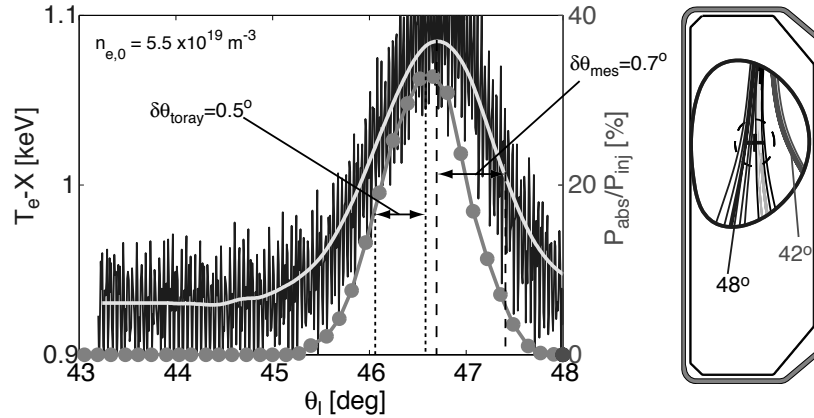


FIG. 5.6 – La réponse en température T_e-X (en bleu) au balayage en θ_l donne une indication qualitative de l'absorption X3 et permet, en filtrant le bruit, de déterminer $\theta_{l,opt}$ (en jaune). L'absorption calculée par TORAY-GA (●) est superposée aux mesures de températures. Pour les mesures et pour TORAY-GA, on définit les tolérances $\delta\theta_{mes}$ et $\delta\theta_{toray}$ respectivement par la mi-largeur à mi-hauteur (WHM) des courbes associées.

Pour compléter les mesures de sensibilité de l'absorption à l'angle d'injection, on a mesuré l'influence de la réfraction en variant la densité. Sans

pré-chauffage X2, on injecte dans le plasma ($I_p = 220$ kA, $\kappa_{edge} = 1.4$, $\delta_{edge} = 0.25$) une puissance X3,

$$P_{inj}^{X3} = 450 \text{ kW},$$

Pendant la phase ECH, θ_l est balayé de 43° à 48° pour déterminer $\theta_{l,opt}$. Ce scénario est reproduit pour différentes densités au centre :

$$3.1 \leq n_{e,0} \leq 8.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3},$$

et l'absorption est évaluée qualitativement à partir des mesures de température.

La réponse en température $T_e\text{-X}(\theta_l)$ (Figures 5.6 en bleu) est déterminée à partir de la mesure d'émission des rayons X mous sur une ligne verticale. La méthode des deux filtres [64], qui consiste à mesurer les photons dans deux gammes d'énergies différentes (Annexe C), faire le rapport des deux signaux, et ainsi s'affranchir de la contribution de n_e^2 , donne une mesure intégrée de la température.

Pour déterminer précisément $\theta_{l,opt}$, le bruit du signal $T_e\text{-X}$ est filtré (courbe en jaune), et on y a superposé les calculs d'absorption faits par TORAY-GA (en rouge). Les calculs d'absorption ont été faits en prenant les profils de densité et de température correspondant à chaque θ_l (\bullet). Les courbes d'absorption sont donc le résultat de deux effets superposés : celui de la température et le balayage en angle lui-même.

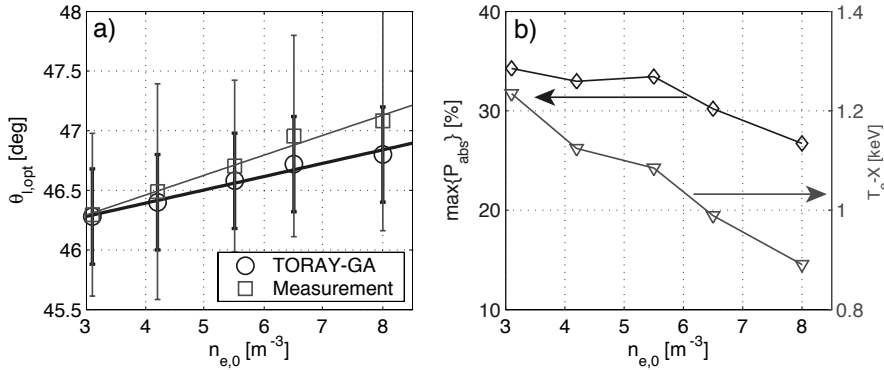


FIG. 5.7 – (a) L'angle optimal, $\theta_{l,opt}$, mesuré (\square) et calculé par TORAY-GA (\circ) augmente avec la densité centrale $n_{e,0}$. Les barres verticales représentent la tolérance $\delta\theta$. (b) La température (∇) et l'absorption maximale, $P_{abs}(\theta_{l,opt})$, calculée avec TORAY-GA (\diamond), diminuent avec la densité centrale.

Tant pour la mesure que pour les prédictions de TORAY-GA, on définit dans la Figure 5.6 les tolérances $\delta\theta_{mes}$ et $\delta\theta_{toray}$ respectivement, comme étant la mi-largeur à mi-hauteur (HWHM) de chacune des courbes associées.

Dans la Figure 5.7 (a), les calculs de TORAY-GA et les mesures montrent que $\theta_{l,opt}$ augmente avec la densité au centre. Les barres verticales indiquent la tolérance $\delta\theta$, qui ne dépend pas de la densité, et qui vaut

$$\text{Mesure : } \delta\theta_{mes} = 0.7^\circ \quad (5.8)$$

$$\text{TORAY-GA : } \delta\theta_{toray} = 0.5^\circ \quad (5.9)$$

On observe sur la Figure 5.7 (a) une différence croissante entre les angles optimaux de TORAY-GA et ceux de la mesure lorsque la densité augmente. Cette différence n'est pas significative puisqu'elle entre dans la tolérance que l'on s'est fixée.

Les pentes, a_{T_e} , tirées des fits linéaires de $\theta_{l,opt}(n_{e,0})$ donnent, pour la mesure et pour TORAY-GA :

$$\text{Mesure : } a_{T_e} = 0.17 \text{ deg}/(\text{m}^{-3} \cdot 10^{19}) \quad (T_e \simeq 1 \text{ keV}) \quad (5.10)$$

$$\text{TORAY-GA : } a_{T_e} = 0.11 \text{ deg}/(\text{m}^{-3} \cdot 10^{19}) \quad (T_e \simeq 1 \text{ keV}). \quad (5.11)$$

Ces valeurs sont en accord avec les prédictions de la section 3.3 ($a_{T_e} = 0.18 \text{ deg}/(\text{m}^{-3} \cdot 10^{19})$). TORAY-GA est donc un outil adéquat pour décrire la sensibilité de l'absorption X3 à θ_l .

La Figure 5.7 (b) montre, pour chacune des densités, la température T_e -X($\theta_{l,opt}$) et l'absorption maximale calculée par TORAY-GA $P_{abs}(\theta_{l,opt})$. Comme la puissance X3 injectée est constante (450 kW), la température diminue à mesure que la densité augmente causant une baisse de l'absorption de 35% à 30%. Conformément aux discussions des chapitres 2 et 3, si on veut augmenter l'absorption du X3, il faut augmenter la température.

5.2.2 Mesure des propriétés d'absorption X3

On a vu dans la sous-section précédente que l'absorption est fortement sensible à l'angle d'injection ($\delta\theta = 0.7^\circ$) et que $\theta_{l,opt}$ dépend de la température (décalage relativiste) et de la densité (réfraction). Ceci justifie le développement d'un système de contrôle en temps réel avec boucle de contre-réaction (RTFBC¹) pour maximiser l'absorption au cours d'une décharge. Un tel système de contrôle sur l'angle du miroir a été développé au court de ce travail de thèse (cf. chapitre 6) et est utilisé pour les expériences présentées dans cette sous-section.

Dans la mesure où $\theta_l = \theta_{l,opt}$ au cours des expériences, on peut se concentrer sur la dépendance de l'absorption en la température et la densité. On a effectué une série d'expériences en variant les deux paramètres suivants :

¹Acronyme anglais pour : "Real Time FeedBack Control"

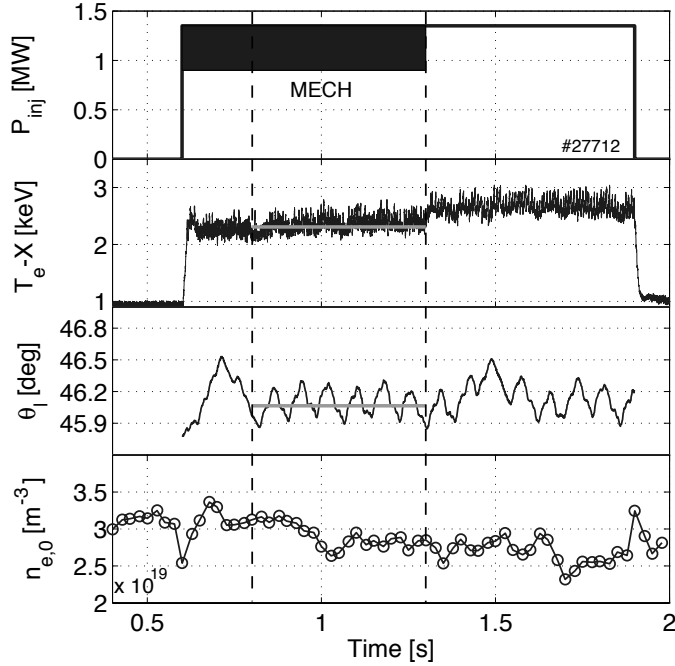


FIG. 5.8 – Evolution temporelle de la décharge 27712 : (a) La puissance injectée avec, dans l'intervalle $\Delta t = \{0.6; 1.35\}$ s, une phase de modulation d'un gyrotron (450 kW MECH) pour la mesure de puissance, (b) La température T_{e-X} , (c) L'angle du miroir θ_l contrôlé par le RTFBC, et (d) la densité au centre $n_{e,0}$ mesurée par diffusion Thomson.

la puissance X3 injectée, P_{inj}^{X3} , (pour varier la température), et la densité. Le plasma cible est un mode L identique au plasma de la Figures 5.4, et il n'y a pas de pré-chauffage X2, ce qui permet d'accéder à des densités $n_{e,0} > 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et de mettre en évidence les performance du chauffage X3. Dans ces expériences, on mesure l'absorption avec la DML (section 5.1).

On peut voir l'évolution temporelle d'une décharge typique de ces expériences dans la Figure 5.8. Dans une première phase, la puissance d'un des gyrotrons est modulée (MECH) à la fréquence $f_{mod} = 237 \text{ Hz}$ pour la mesure d'absorption X3 avec la DML. La fenêtre temporelle d'analyse, ΔT , (— — verticaux) pour la mesure d'absorption est choisie de sorte que θ_l (Figure 5.8 (c)) se soit stabilisé autour de sa valeur optimale. L'oscillation de θ_l est la signature que le RTFBC est actif (cf. chapitre 6). Sur ce même intervalle de temps, on considère la moyenne de la mesure de température $\langle T_{e-X} \rangle_t$ (ligne rouge dans la Figure 5.8 (b)). La densité au centre, $n_{e,0}$, est mesurée par diffusion Thomson (Figure 5.8 (d)).

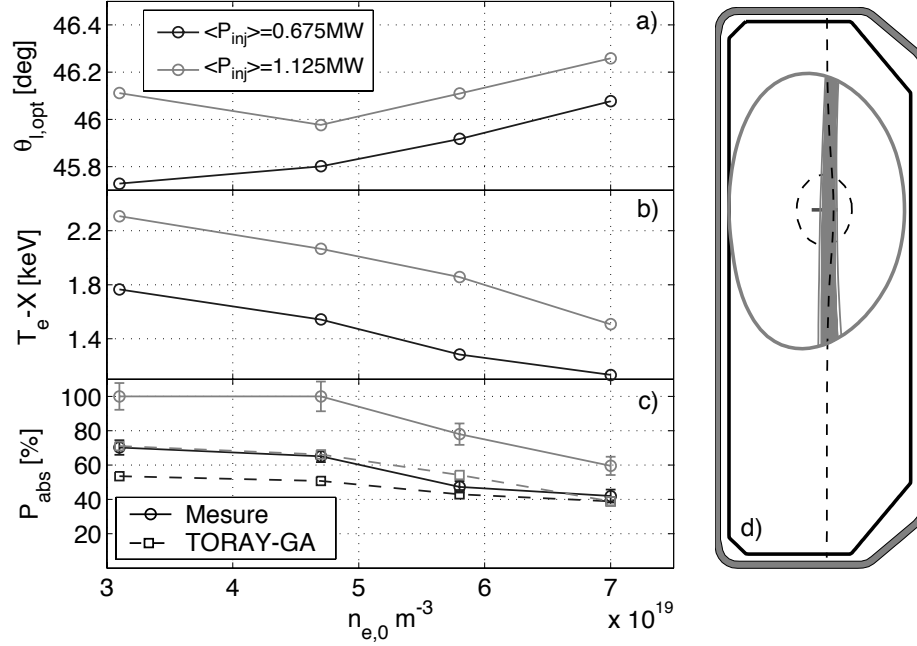


FIG. 5.9 – Comme fonction de la densité centrale $n_{e,0}$, pour deux puissances moyennes injectées dans TCV $\langle P_{inj}^{X3} \rangle = \{0.675; 1.125\}$: (a) L'angle optimal $\theta_{i,opt}$ atteint avec RTFBC, (b) La moyenne temporelle du signal T_e-X mesuré sur un intervalle de 200 ms, et (c) Les mesures d'absorption (\circ) issues de la DML et les prédictions de TORAY-GA (\square).

Comme on module la puissance d'un gyrotron pour la mesure d'absorption, les puissances moyennes injectées dans TCV sont :

$$\langle P_{inj} \rangle_t = 0.675 \text{ MW} \quad \text{et} \quad \langle P_{inj} \rangle_t = 1.125 \text{ MW}.$$

Lorsque la modulation est interrompue, la puissance moyenne injectée augmente (0.9 resp. 1.35 MW), et on voit dans la Figure 5.8 que la température augmente en conséquence.

La Figure 5.9 montre une synthèse des résultats de cette série d'expériences. En fonction de la densité au centre, et pour les deux puissances moyennes injectées, on a reporté $\theta_{i,opt}$ (a), la température $\langle T_e-X \rangle_t$ (b) et en (c), l'absorption mesurée (\circ) superposée aux prédictions de TORAY-GA (\square).

Pour $\langle P_{inj} \rangle_t = 0.675 \text{ MW}$, $\theta_{i,opt}$ augmente linéairement avec $n_{e,0}$, et on trouve que

$$a_{T_e} = 0.09 \text{ deg}/(\text{m}^{-3} \cdot 10^{19}) \quad (1.1 \leq T_e \leq 1.8 \text{ keV}). \quad (5.12)$$

La variation de $\theta_{l,opt}$ pour compenser les effets de réfraction, a_{T_e} , vaut la moitié de ce qu'on a mesuré dans les expériences précédentes ($a_{T_e} = 0.17$ deg/($m^{-3} \cdot 10^{19}$)). Cela s'explique par le fait que la diminution de température implique que la couche résonante se rapproche de la résonance froide, compensant ainsi les effets de la réfraction qui tendent à faire augmenter $\theta_{l,opt}$. Cet effet de compensation est encore plus marqué lorsque $\langle P_{inj} \rangle_t = 1.125$ MW où, à basse densité ($n_{e,0} < 5 \cdot 10^{19} m^{-3}$), la tendance est inversée ($a_{T_e} < 0$), c'est-à-dire que les effets de température dominent complètement la détermination de $\theta_{l,opt}$.

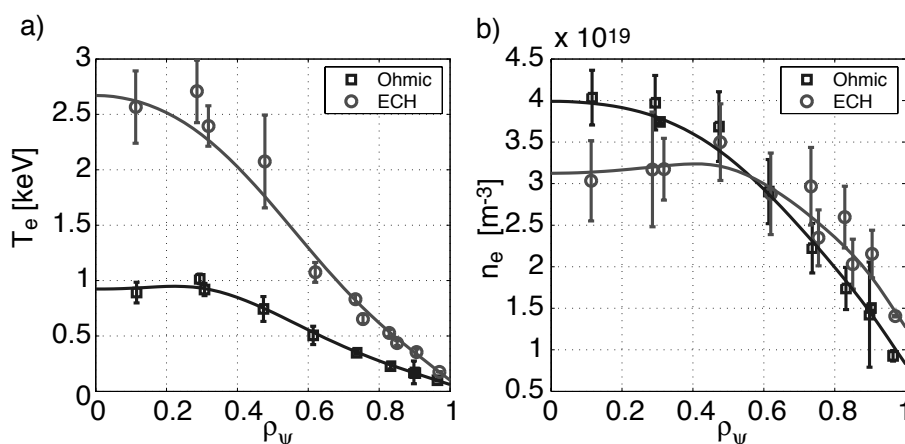


FIG. 5.10 – Profils de température (a) et de densité (b) avant (\square) et pendant (\circ) le chauffage X3 lorsque 100% d'absorption au premier passage est mesuré.

Lorsque $\langle P_{inj} \rangle_t = 1.125$ MW et $n_{e,0} < 5 \cdot 10^{19} m^{-3}$, on mesure une absorption totale du faisceau X3 et la température au centre est presque triplée :

$$P_{abs}/P_{inj} = 100\% \quad \Rightarrow \quad T_{e-X} = 2.3 \text{ keV} \quad (T_{e,0} = 2.7 \text{ keV})$$

Dans la Figure 5.10, on peut voir la différence entre les profils de température, mesurés lors du chauffage ohmique (\square) et lors du chauffage X3 (\circ) quand on a 100% d'absorption.

On peut voir dans la Figure 5.10 (b), les profils de densité avant (\square) et pendant (\circ) le chauffage X3 lorsque on mesure 100% d'absorption. Le profil de densité se creuse pendant la phase ECH et $n_{e,0}$ diminue de 25%. Ce phénomène a également été observé, avec du chauffage X2, dans TCV [65, 66], dans DIII-D [67] et dans ASDEX où un modèle théorique du phénomène est étudié [68]. Cet effet, dans les cas de la Figure 5.9, n'est plus observé lorsque $P_{abs}/P_{inj} < 100\%$.

Si l'on compare les mesures d'absorption avec les prédictions de TORAYGA (Figure 5.9 (c), (—)), on observe que les prédictions sont cohérentes avec

les mesures puisqu'elles diminuent avec la densité. Les mesures sont toutefois systématiquement plus élevées que les simulations.

La différence s'explique d'une part, parce que le faisceau X3 est fortement astigmatique ($w_{t,0} = 12.9$ mm au centre du plasma), tandis que TORAY-GA modélise un faisceau de section circulaire ($w_0 = 33$ mm). Cette différence a été quantifiée dans la section 3.4 en comparant les résultats de TORAY-GA avec ceux d'ECWGB.

D'autre part, la différence s'explique par la présence des PES, générées par le X3 lui-même, qui contribue à une fraction non négligeable de l'absorption et qui ne sont pas prises en compte par TORAY-GA et ECWGB. Cet argument est renforcé par le fait que la différence entre les simulations et les mesures diminue lorsque la densité augmente, ce qui correspond à une diminution de la présence des PES. En effet, à haute densité, les collisions ne permettent pas la génération d'une PES significative pour influencer l'absorption. La différence diminue également lorsque on diminue P_{inj} , la fraction de puissance absorbée n'étant plus suffisante pour déformer la fonction de distribution.

5.2.3 L'absorption X3 et les électrons supra-thermiques

On peut mettre en évidence une dynamique de couplage entre le faisceau X3, une PES et la PET. Si on considère une PES d'énergie W_s et une PET d'énergie W_{th} , on peut écrire les équations de bilan suivantes :

$$\frac{dW_{th}}{dt} = -\frac{W_{th}}{\tau_{e,th}} + P_{oh} + \eta P_{abs} - \frac{1}{\tau_{th,s}}(W_{th} - W_s) \quad (5.13)$$

$$\frac{dW_s}{dt} = -\frac{W_s}{\tau_{e,s}} + (1 - \eta)P_{abs} + \frac{1}{\tau_{th,s}}(W_{th} - W_s) \quad (5.14)$$

où η représente la fraction de puissance absorbée par la PET et $\tau_{th,s}$ représente le temps de collisions entre les deux populations. Dans cette sous-section, on met expérimentalement en évidence deux mécanismes décrits dans les équations (5.13) et (5.14)

Premièrement, la puissance X3 absorbée est répartie sur la PES et sur la PET. Le facteur η qui rend compte de cette répartition dépend de la région d'interaction de l'onde avec le plasma (décalage relativiste), donc de θ_l .

Deuxièmement, il y a transfert d'énergie entre les deux populations via les collisions (temps de collision $\tau_{th,s}$). La puissance X3 déposée sur l'une des populations peut donc être transférée à l'autre. Ainsi, l'état stationnaire vers lequel l'ensemble des électrons évolue, dépend-il directement de la région où le faisceau X3 est couplé au début de la phase ECH.

En balayant l'angle θ_l , on modifie les conditions de couplage du X3 avec les différentes population d'électrons. Le sens dans lequel on balaye, i.e. en

commençant l'injection par le HFS pour ramener le faisceau vers le LFS ou inversement, doit changer la dynamique de chauffage des électrons.

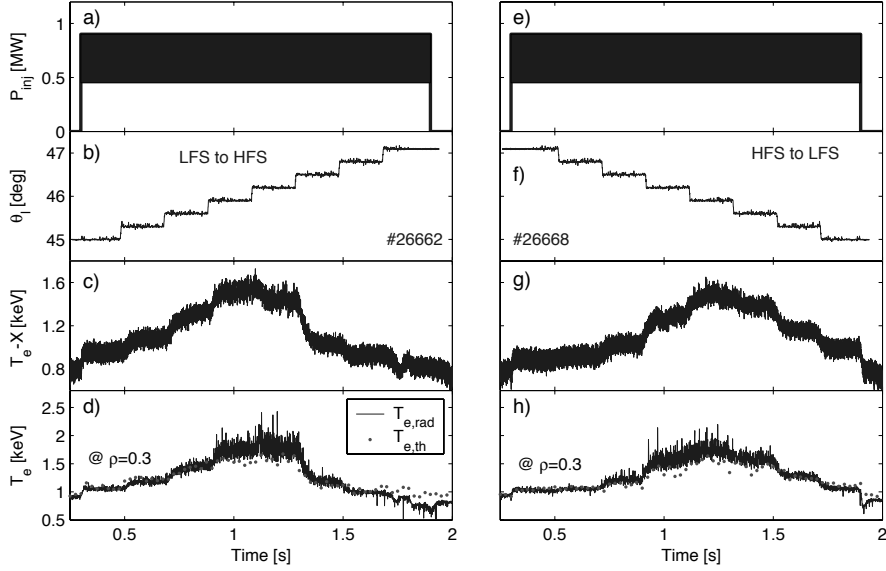


FIG. 5.11 – (a) et (e) $\langle P_{inj} \rangle = 0.625$ MW avec un gyrotron modulé à 237 Hz pendant toute la phase ECH. L'angle polôidal du lanceur θ_l est pré-programmé de manière à varier par palier, soit de manière croissante (b), soit de manière décroissante (f). Pour chacun des scénarios, on mesure la température T_{e-X} (c) et (g), et la température Thomson (\cdot) superposée à la température radiative ($-$) à $\rho = 0.3$ (d) et (h).

Pour observer ces différentes dynamiques, on a effectué une série d'expériences, illustrées dans la Figures 5.11. On injecte, dans un plasma cible similaire aux expériences précédentes ($I_p = 230$ kA, $\kappa_{edge} = 1.5$, $\delta_{edge} = 0.15$), une puissance X3 moyenne :

$$\langle P_{inj} \rangle_t = 0.625 \text{ MW},$$

où un des gyrotrons est modulé tout au long de la phase ECH pour mesurer l'absorption avec la DML. La densité centrale vaut : $n_{e,0} = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. L'angle du miroir, θ_l , est pré-programmé par une fonction en escalier, dont les marches sautent de 0.3° et durent chacune 200 ms (Figure 5.11 (b) et (f)). Un tel scénario permet, pour chaque θ_l , d'avoir une mesure de l'absorption X3.

Dans le cas des Figures 5.11 (a) à (d) (resp. (e) à (h)), θ_l varie de manière croissante (resp. décroissante), c'est-à-dire que le passage du faisceau X3 dans

le plasma se déplace du LFS vers le HFS (resp. du HFS vers le LFS) qu'on notera LH (resp. HL).

Pour comparer la dynamique des PET avec celle des PES, on mesure $T_{e,th}$ par diffusion Thomson (aussi donnée par T_{e-X}) et respectivement $T_{e,rad}$ avec l'ECE-HFS (Figures 5.11 (d) et (h)).

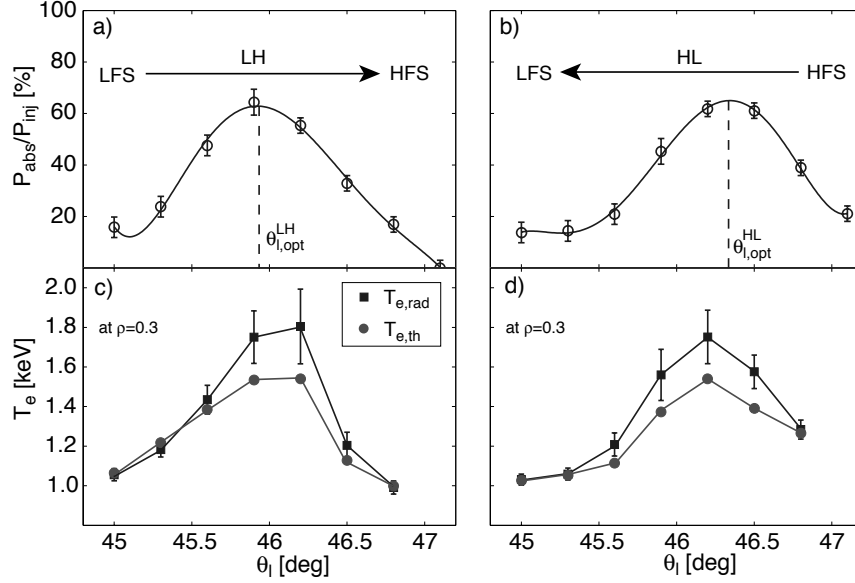


FIG. 5.12 – Les fractions de puissance absorbée mesurées par la DML en fonction de θ_l , pour les cas LH (a) et HL (b). En fonction de θ_l , la moyenne temporelle sur chaque marche, de $\langle T_{e,th} \rangle$ (●) et de $T_{e,rad}$ (■), mesurée à $\rho = 0.3$.

Dans la Figure 5.12, on compare les dynamiques des deux scénarios LH et HL, associées à la variation de θ_l . La fraction de puissance absorbée, mesurée par la DML pour chacun des paliers, est illustrée dans les Figures 5.12 (a) et (b) pour les cas LH et HL respectivement. L'asymétrie des deux dynamiques, LH/HL, peut notamment se caractériser par les angles optimaux, déterminés à partir du fit des courbes d'absorption :

$$\theta_{l,opt}^{LH} = 45.9^\circ \quad \text{et} \quad \theta_{l,opt}^{HL} = 46.3^\circ. \quad (5.15)$$

On comprend cette asymétrie en regardant, dans les Figures 5.12 (c) et (d), la moyenne temporelle des températures effectuée sur chaque marche (pour chaque θ_l), tant pour la PET : $\langle T_{e,th} \rangle$ (●), que pour la PES : $\langle T_{e,rad} \rangle$ (■)². Outre l'asymétrie exprimée par les différents $\theta_{l,opt}$, on voit que la différence entre $T_{e,th}$ et T_{rad} ne se comporte pas de manière symétrique. C'est

²Les barres verticales sur les mesures de $T_{e,rad}$ indiquent la déviation standard du signal, dont les "fluctuations" sont associées aux dynamiques rapides

particulièrement marqué à $\theta_l = 46.5^\circ$ où la différence $T_{e,rad} - T_{e,th}$ est négligeable dans le cas LH, tandis qu'elle est significative pour le cas HL. Dans ce dernier cas, la température thermique $T_{e,th}^{HL} = 1.4$ keV tandis que $T_{e,th}^{LH} = 1.1$ keV. On a donc bien mis en évidence que, selon les conditions initiales d'injection de l'onde X3, l'efficacité de chauffage des PET peut changer via les collisions avec les PES. Notez toutefois que dans les deux cas (LH et HL), on atteint des températures et des absorptions maximales de valeurs égales.

Cette étude préliminaire met en évidence le rôle significatif d'une population d'électrons supra-thermiques dans le chauffage des électrons thermiques. Les évidences expérimentales que le X3 peut déformer de manière significative la fonction de distribution des électrons ne sont pour l'instant pas expliquées par les simulations du code Fokker-Plank CQL3D [69]. Une étude approfondie du transport des différentes populations, via l'observation des dynamiques rapides associées aux modulation de puissance pourrait être conduite, comme cela a été fait dans des expériences avec X2 ECCD [28].

5.3 Résultats préliminaires de chauffage X3 dans les modes H

L'un des objectifs du chauffage X3 est d'accéder à des hautes performances de β , proche de la limite théorique pour des courants normalisés $1 < I_N = I_p/(aB_0) < 2.5$. Cette limite a été atteinte expérimentalement sur TCV, pour $I_N < 1$ et pour $I_N > 2.5$, notamment avec des plasma à haute élongation [70, 71]. Les plasmas en mode H, de par leur haute capacité à confiner l'énergie, sont des candidats idéaux pour atteindre ces objectifs. On montre dans cette section les premières expériences de chauffage X3 dans un plasma cible en mode H ($I_p = 430$ kA, $\kappa_{edge} = 1.8$, $\delta_{edge} = 0.6$).

On peut voir dans la Figure 5.13 les mesures temporelles d'un scénario typique où toute la puissance X3 (1.35 MW) est injectée. La mesure de β_{tor} (valeur de β déterminée à partir des mesures du champ magnétique toroïdal B_ϕ) provient de la reconstruction des surfaces de flux à l'équilibre. Ce scénario peut être décomposé principalement en quatre phases dont trois sont stables et dont on a reporté les principaux paramètres dans le Tableau 5.1. La phase I, ohmique, où les ELMs sont petits et leur fréquence est élevée : $f_{elm} \simeq 200$ Hz. La phase II, qui débute à l'enclenchement de la puissance X3, est une phase transitoire où les ELMs disparaissent (phase ELM free), provoquant une augmentation de la densité de 30 %. La phase III se caractérise par le changement de la nature des ELMs plus grands et de fréquence plus basse : $f_{elm} \simeq 100$ Hz. Les grands ELMs se distinguent des petits, outre par leur

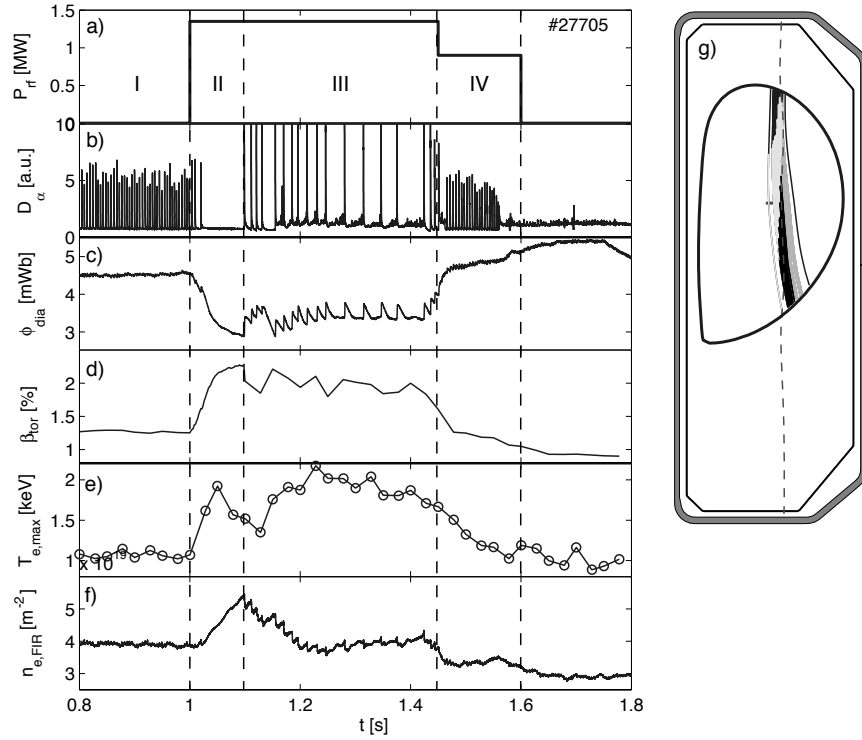


FIG. 5.13 – (a) Puissance X3 injectée, (b) émission de la ligne α du deutérium, (c) flux diamagnétique mesuré avec la DML, (d) le β toroïdal, (e) la température maximale $T_{e,max}$ mesurée par diffusion Thomson, et (f) la mesure de la densité (interféromètre FIR). (g) Vue poloïdale de la dernière surface de flux fermée et de la trajectoire du faisceau X3 calculée par TORAY-GA.

fréquence, par le fait qu'ils affectent de manière visible l'énergie globale du plasma comme le montre la mesure de ϕ_{dia} . Ce régime de fonctionnement permet à la densité de se stabiliser à sa valeur initiale ($n_{e,FIR} = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2} \leftrightarrow n_{e,0} = 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Dans cette phase stabilisée, la température maximale est doublée par rapport à la phase ohmique tandis que β_{tor} est augmenté de 50 %. Dans la phase IV, P_{inj} est diminué jusqu'à 0.9 MW et on retrouve un régime similaire à la phase ohmique, avec de petits ELMs à fréquence élevée, qui s'accompagne d'une baisse de T_e et de β_{tor} .

Dans la phase ECH III, on mesure un temps de confinement de l'énergie des électrons, $\tau_{e,mes}$, plus faible que dans la phase ohmique I. Ceci est conforme aux lois empiriques observées sur TCV qui montrent que $\tau_e \propto P_{tot}^{\alpha_P}$, où P_{tot} est la puissance totale contenue dans le plasma et α_P est un coefficient < 0 [72].

Phase	$\langle T_{e,0} \rangle_t$ [keV]	$\langle \beta_{tor} \rangle_t$ [%]	$\tau_{e,mes}$ [ms]	$\langle P_{inj} \rangle_t$ [MW]
I : Ohmique	1.0	1.3	24	0
III : ECH	1.9	1.9	17	1.35
IV : ECH	1.4	1.3	13	0.9

TAB. 5.1 – Principaux paramètres pour chaque phase de l'expérience décrite dans la Figure 5.13 où $I_N = 1.19 \text{ MA}/(\text{m}\cdot\text{T})$.

Cette transition, d'un régime avec petits ELMS rapides à un régime avec grands ELMS lents, n'a pu être observée sur TCV qu'avec du chauffage X3, et l'expérience de la Figure 5.13 montre qu'une puissance $P_{inj} = 0.9 \text{ MW}$ n'est pas suffisante pour la provoquer. Dans cette expérience, le RTFBC a été utilisé et réagit de manière cohérente avec la variation de densité. Il n'a cependant pas été possible de reproduire cette expérience, ce qui montre que le RTFBC dans les mode H nécessite des améliorations pour le rendre plus stable.

On a effectué le même type d'expérience, sans RTFBC et en fixant $\theta_l = 47^\circ$, avec une phase de modulation de puissance afin de mesurer l'absorption X3. La Figure 5.14 montre l'évolution temporelle des mesures, comme pour la Figure 5.13.

On définit quatre fenêtres d'analyse correspondant à quatre régimes de fonctionnement : I, II, III et IV, dont on peut voir les principaux paramètres dans le Tableau 5.2. La première phase, ohmique, est typique avec les petits

Phase	$\langle T_{e,0} \rangle_t$ [keV]	$\langle \beta_{tor} \rangle_t$ [%]	$\tau_{e,mes}$ [ms]	$\langle P_{inj} \rangle_t$ [MW]
I : Ohmique	0.9	1.4	24	0
II : ECH	2.8	2.3	19	1.35
III : ECH+MECH	2.8	2.5	25	1.125
IV : ECH+MECH	2.6	2.2	20	1.125

TAB. 5.2 – Principaux paramètres pour chaque phase de l'expérience décrite dans la Figure 5.14 où le courant normalisé $I_N = 1.12 \text{ MA}/(\text{m}\cdot\text{T})$.

ELMS rapides. La densité y est un peu plus élevée que dans l'expérience précédente : $n_{e,FIR} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2} \leftrightarrow n_{e,0} = 8.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. La phase II, avec chauffage X3 (1.35 MW ECH), provoque une transition dans le régime des grands ELMS à basse fréquence et s'accompagne d'une baisse du temps de confinement de l'énergie, $\tau_{e,mes}$. La température au centre est multipliée par un facteur 3, et on mesure un creusement du profil de densité comme le montre la Figure 5.15 (b). Dans le même temps, β_{tor} est augmenté de 77 %. La phase III, dans laquelle la puissance d'un des gyrotrons est modulée (0.9

MW ECH + 0.45 MW MECH), voit la puissance moyenne injectée passer de 1.35 à 1.125 MW. Cette baisse de puissance amorce un nouveau régime sans ELM, où la densité reste en moyenne constante avec des fluctuations telles que $n_{e,FIR} = 4.2 \pm 0.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$.

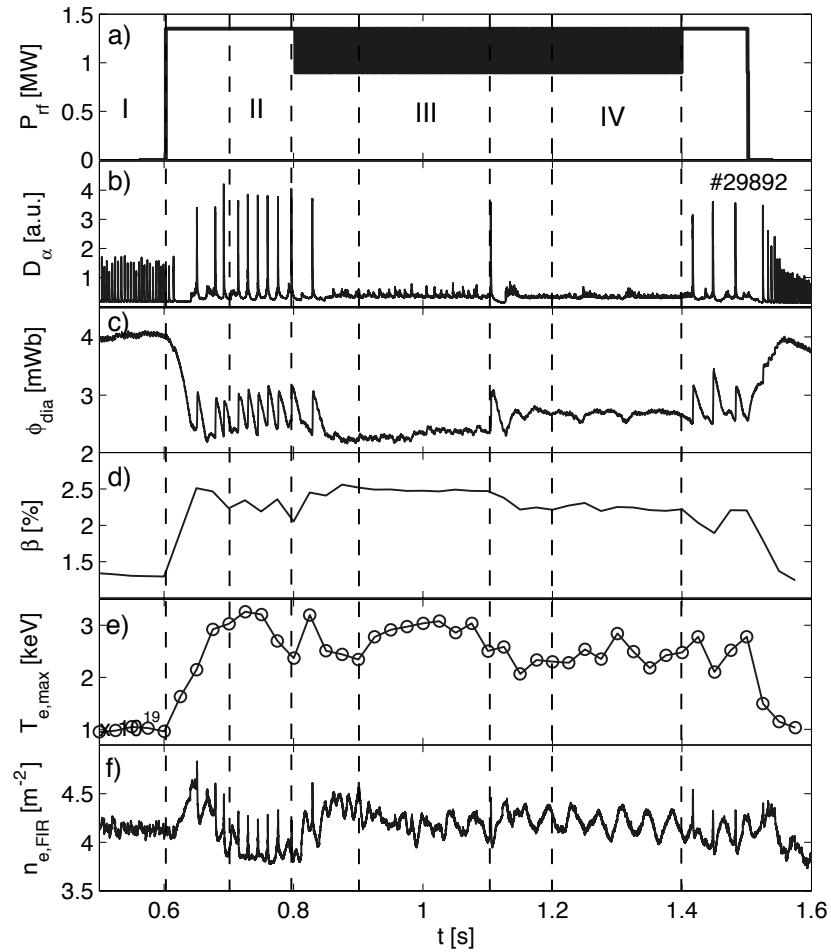


FIG. 5.14 – Mesures équivalentes à celles de la Figure 5.13, avec une phase de modulation de la puissance X3 (0.45 MW à 237 Hz). Dans cette phase, $\langle P_{inj} \rangle = 1.125 \text{ MW}$.

Entre les phase II et III, la température ne change pas mais le profil de densité devient moins creusé (Figure 5.15 (b)), ce qui s’accompagne d’une augmentation du β_{tor} de 92% par rapport à la phase ohmique. Un résultat remarquable dans cette phase sans ELM est que le temps de confinement de l’énergie des électrons correspond à celui mesuré dans la phase ohmique. Autrement dit, on est en présence d’un régime du plasma où le temps de

confinement n'est pas dégradé par l'injection de puissance EC. La phase IV se distingue de la phase III par une baisse de température attribuée à la dégradation du confinement (voir le temps de confinement $\tau_{e,mes}$ dans la Table 5.2). La transition, initiée par l'ELM au temps $t = 1.1$ s, montre que le régime de la phase III est peu stable et demande une étude plus approfondie pour en comprendre les mécanismes.

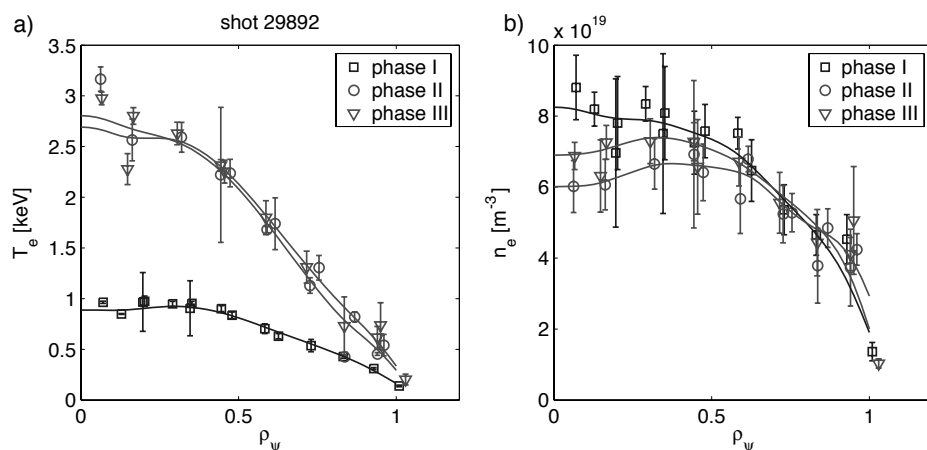


FIG. 5.15 – Moyenne temporelle des profils de température (a) et de densité (b), mesurés par diffusion Thomson, sur les phase I, II et III de la Figure 5.14.

La mesure d'absorption durant l'intervalle III donne $P_{abs} = 388 \pm 27$ kW, pour une phase $\phi = 100 \pm 4^\circ$, tandis que pour l'intervalle IV, on mesure $P_{abs} = 327 \pm 26$ kW, pour une phase $\phi = 104 \pm 5^\circ$. En comparant avec les prédictions de TORAY-GA, on trouve les résultats reportés dans la Tableau 5.3. La

	P_{abs}/P_{inj} [%]
Mesure III	86 ± 7
Mesure IV	72 ± 8
TORAY-GA III	83
TORAY-GA IV	78

TAB. 5.3 – Fraction de puissance absorbée, mesurée et calculée avec TORAY-GA, pour les phase II et III illustrées dans la Figure 5.14.

bonne correspondance entre les mesures et les simulations peut s'expliquer en partie par le fait qu'à de telles densités, on ne génère pas de PES, renforçant ainsi l'interprétation de la section 5.2. De plus, à de telles températures, l'absorption dépend moins de la géométrie du faisceau car la couche résonante

est plus large. La baisse d'absorption dans la phase IV correspond à la baisse de température, si on tient compte du fait que $\theta_l = 47.0^\circ$ reste fixe (pas de RTFBC).

Les deux expériences présentées dans cette section ont démontré que le chauffage X3 dans les modes H est efficace. On a montré qu'on peut atteindre de nouveaux régimes de confinement encore jamais observés sur TCV. Dans ces expériences, on est proche de la limite de β pour des courants normalisés $1 < I_N < 1.5$, ce qui ouvre de nouvelles possibilités d'investigation pour TCV. Une augmentation de la puissance X3 disponible : $P_{inj} \leq 2.4$ MW, est actuellement à l'étude, ce qui permettrait d'explorer la limite de β pour $1.5 < I_N < 2.5$ MA/(m·T).

Chapitre 6

Contrôle en temps réel du lanceur X3 avec boucle de contre-réaction

6.1 Introduction

On a mis en évidence par l'expérience et par les simulations avec TORAY-GA que l'absorption X3 dépend fortement de l'angle du miroir θ_l . On a vu que l'angle optimal, $\theta_{l,opt}$, qui maximise l'absorption, dépend de la densité (réfraction) et de la température (décalage relativiste). Dans la mesure où n_e et T_e , donc $\theta_{l,opt}$, peuvent varier au cours d'une décharge, on a mis au point un système de contrôle en temps réel, avec boucle de contre-réaction (RTFBC¹), qui traque l'angle optimal $\theta_{l,opt}$ pour maximiser l'absorption.

Le principe du système de contrôle est de générer une perturbation dans le plasma en modulant l'angle du miroir. De cette manière, en exploitant la réponse du plasma par une technique de démodulation synchrone, on peut extraire en temps réel une information sur la position relative du miroir par rapport à son optimum. Cette information peut alors être réintroduite dans le système de contrôle du miroir (boucle de contre-réaction) pour optimiser sa position en temps réel.

Dans la section 6.2, on introduit formellement ce qu'est une boucle de contrôle et on définit les paramètres qui permettent de caractériser la dynamique du système. Dans la section 6.3, on expose le principe sur lequel repose l'extraction en temps réel de l'information sur l'angle optimal. Dans la section 6.4, on décrit les principaux éléments de la boucle de contrôle en s'appuyant sur des mesures faites en boucle ouverte (pas de contre-réaction).

¹Acronyme anglais pour Real Time Feedback Control

Dans la section 6.5, on présente le fonctionnement du système en boucle fermée sur la base d'expériences faites avec des plasmas en mode L. Dans la section 6.6, on présente une modélisation complète de la boucle, afin de la simuler avec le logiciel Simulink et on compare les simulations aux mesures.

6.2 Introduction aux système de contrôles

6.2.1 Principe d'une boucle de contrôle

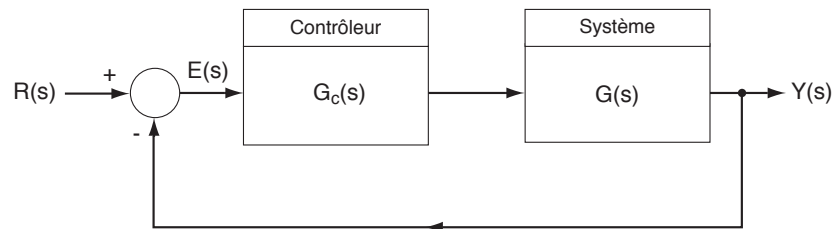


FIG. 6.1 – Schéma d'un système contrôlé en boucle fermée

De manière générale, un système, contrôlé en boucle fermée, peut être illustré par le schéma de la Figure 6.1. On donne au système une valeur de référence : $R(s)$ (s étant la variable de Laplace), valeur à laquelle on veut que le système se positionne, et on en mesure la réaction avec la valeur de sortie $Y(s)$. Lorsqu'on applique au système une contre-réaction en fermant la boucle, la réelle consigne qu'il reçoit correspond au signal d'erreur

$$E(s) = R(s) - Y(s). \quad (6.1)$$

Un système avec contre-réaction à l'avantage d'atteindre la valeur de référence plus rapidement qu'un système en boucle ouverte [73]. Dans un système idéal, on aura que

$$\lim_{t \rightarrow \infty} e(t) = 0 \quad \Rightarrow \quad \lim_{t \rightarrow \infty} y(t) = r(t). \quad (6.2)$$

où les signaux temporels

- $e(t)$ = le signal d'erreur
- $r(t)$ = la consigne de référence
- $y(t)$ = la réponse du système

sont obtenus par transformée de Laplace inverse des signaux $E(s)$, $R(s)$ et $Y(s)$ respectivement, et sont illustrés schématiquement dans la Figure 6.2.

L'évolution du signal de sortie, $y(t)$, peut être schématiquement décomposée en deux phases. La première, transitoire, se caractérise par des oscillations autour de la valeur de référence $r(t)$. Puis, si le système est stable, la seconde phase, stationnaire, maintient le système à sa valeur d'équilibre, celle-ci n'étant pas forcément égale à la consigne de référence ($e(t) \neq 0$). A chaque changement de consigne de référence le système réagit avec une certaine phase transitoire dépendant du type de consigne et de la dynamique propre du système. On caractérise souvent la dynamique d'un système en mesurant sa réponse transitoire à une marche unitaire $R(s) = 1/s$ (réponse indicielle) où à une impulsion unitaire : $R(s) = 1$ (réponse impulsionnelle).

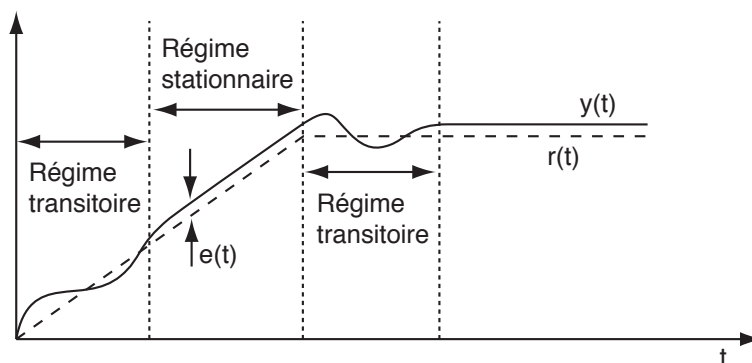


FIG. 6.2 – Représentation schématique d'un signal de référence $r(t)$, de la réponse du système $y(t)$ et de l'erreur $e(t)$.

Les caractéristiques du système que l'on cherche à contrôler, s'il est linéaire, peuvent être modélisées avec une fonction de transfert $G(s)$, qui d'une manière générale s'exprime par

$$G(s) = \frac{\prod_{i=1}^M (s + z_i)}{s^N \prod_{k=1}^Q (s + p_k)} \quad (6.3)$$

où les z_i sont les zéros et les p_k les pôles de $G(s)$. N correspond au nombre d'intégrations ($1/s$) et on dira du système qu'il est de type N [73]. Les pôles et les zéros de $G(s)$ sont déterminés par les constantes de temps des sous-systèmes composant la boucle (filtre, amplificateur, etc.) et les gains associés à chacun des sous-systèmes.

Dans la boucle, on distingue du système lui-même, la partie de contrôle que l'on exprime par une fonction de transfert $G_c(s)$ (Figure 6.1). Le contrôleur est généralement un contrôleur PID qui utilise trois termes dépendant

de l'erreur $E(s)$: l'un proportionnel à $E(s)$ (P), le second correspondant à l'intégrale de $E(s)$ (I) et le troisième correspondant à la dérivée de $E(s)$ (D). Il ont chacun un gain réglable, K_P , K_I et K_D de sorte que la fonction de transfert du PID s'exprime par

$$G_c(s) = K_P + \frac{1}{s}K_I + sK_D \quad (6.4)$$

La dynamique de la boucle fermée est décrite par une fonction de transfert telle que [73]

$$Y(s) = \frac{G_c(s)G(s)}{1 + G_c(s)G(s)}R(s) \quad (6.5)$$

et dans ce cas, l'erreur s'écrit comme

$$E(s) = \frac{1}{1 + G_c(s)G(s)}R(s). \quad (6.6)$$

La dynamique et la stabilité d'une boucle de contrôle dépendent des pôles et des zéros de la fonction de transfert. Pour que le système soit stable, donc que l'amplitude des oscillations du régime transitoire décroisse, il faut que les pôles de $G(s)$ soient dans le demi-plan complexe défini par : $\Re\{p_i\} < 0$.

Lorsque le système est stable, l'erreur $e(t)$ n'est pas forcément nulle et on définit l'erreur statique, e_{ss} , telle que

$$\lim_{t \rightarrow \infty} e(t) = e_{ss} = \lim_{s \rightarrow 0} sE(s) = \frac{sR(0)}{1 + G_c(0)G(0)} \quad (6.7)$$

L'erreur statique dépend de la fonction de transfert de la boucle, et plus particulièrement du type N du système. Indépendamment de $G(s)$, si on regarde la réponse indicielle du système ($R(s) = 1/s$), on trouve notamment que

$$e_{ss} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad K_I \neq 0 \quad (N = 1). \quad (6.8)$$

En effet, dans ce cas, d'après (6.4), $G_c(0) \rightarrow \infty$, indiquant que l'utilisation du terme intégral d'un contrôleur PID annule l'erreur statique dans la phase stationnaire.

6.2.2 Exemple : boucle de second ordre

Dans le système global (section 6.4), le sous-système moteur-miroir est lui-même contrôlé par une boucle de réglage. Comme on l'a vu dans la section

4.3, on peut le modéliser avec une fonction de transfert de second ordre. Dans cette sous-section, on se propose d'illustrer les notions décrite dans la sous-section 6.2.1 en considérant un système de second ordre, avec contre-réaction et avec un contrôleur P tel que $K_P = 1$ ($G_c(s) = 1$), si bien qu'on peut écrire

$$Y(s) = \frac{\omega_n^2}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2} R(s) \quad (6.9)$$

où ω_n est la fréquence de coupure et ζ est le facteur d'amortissement. La relation 6.9 implique que

$$G(s) = \frac{\omega_n^2}{s(s + 2\zeta\omega_n)} \quad (6.10)$$

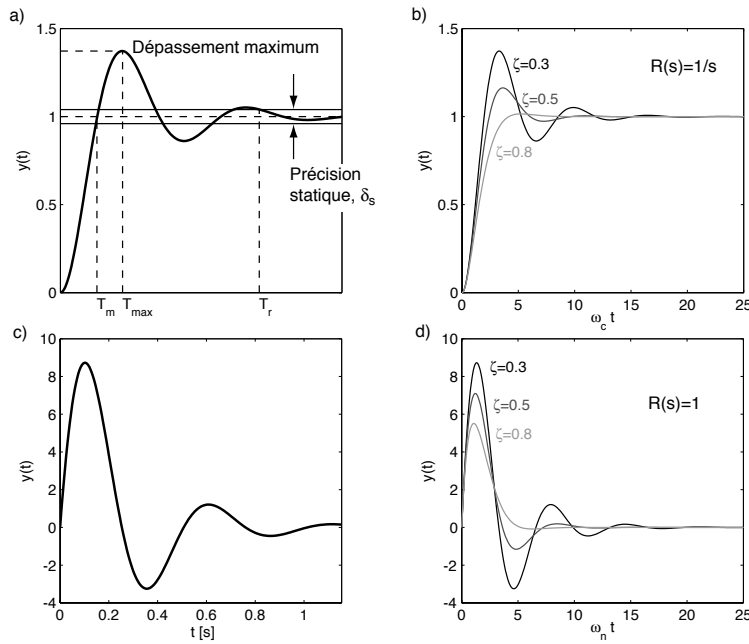


FIG. 6.3 – La réponse temporelle typique d'une boucle d'ordre 2 à une marche unitaire, $R(s) = 1/s$, caractérisée par le temps de montée, T_m , le temps de dépassement maximum, T_{max} , et le temps de régulation T_r (a). En (b), la réponse indicielle pour différents facteurs d'amortissement ζ . En (c) et (d), la réponse impulsionnelle ($R(s) = 1$) du même système.

La réponse indicielle, $y(t)$, d'un système du second ordre s'exprime par

$$y(t) = 1 - \frac{1}{\beta} e^{-\zeta\omega_n t} \sin(\omega_n \beta t + \theta) \quad (6.11)$$

avec $\beta = \sqrt{1 - \zeta^2}$ et $\theta = 1/\cos \zeta$ $0 < \zeta < 1$. La réponse impulsionnelle du même système est donnée par

$$\frac{\omega_n}{\beta} e^{-\zeta\omega_n t} \sin(\omega_n \beta t) \quad (6.12)$$

ce qui correspond à la dérivée de la réponse indicielle [73]. On peut voir dans la Figure 6.3 une illustration de la réponse transitoire $y(t)$ en fonction de ζ pour une marche unitaire (b) et une impulsion unitaire (d). Dans la Figure 6.3 (a), on définit trois temps caractéristiques [74] :

- le temps de montée T_m
- le temps associé au dépassement maximum T_{max}
- le temps de réglage T_r .

Le premier donne le temps qu'il faut pour atteindre une première fois la valeur de référence, le deuxième indique le temps auquel on atteint le dépassement maximum, et le troisième indique le temps que le système met à se stabiliser avec une précision statique, δ_s (dans cet exemple 4%). Dans cet exemple, l'erreur statique est nulle puisque $G(s)$ est de type 1.

Même si les systèmes de contrôle sont généralement d'ordre supérieur à 2, ils sont souvent dominés par une paire de pôles et peuvent donc être modélisés par un système de second ordre [73].

6.3 Principe de fonctionnement

Le système de contrôle du miroir X3 a pour objectif de maximiser l'absorption en traquant l'angle optimal. Pour se faire, on doit générer, en temps réel, un signal $y(t)$ qui mesure l'angle relatif du miroir par rapport à l'angle qui maximise l'absorption. Autrement dit, on veut générer un signal qui indique en temps réel si la température du plasma est maximale. On va donc mesurer un signal $I(\theta(t)) \propto T_e$ et en déduire un signal $y(t) \propto dI/d\theta$ de sorte que quand l'absorption est maximale, $y(t) = 0$. Cette section décrit dans un premier temps, la manière dont on génère le signal $y(t)$. Une seconde partie décrit schématiquement comment on utilise ce signal pour contrôler l'angle du miroir X3.

6.3.1 Détection du maximum d'absorption

Considérons que le miroir est contrôlé sans contre-réaction (boucle ouverte). Pour mesurer la pente d'un signal $I(\theta(t))$ provenant du plasma, on lui impose une perturbation un modulant les conditions d'absorption de l'onde X3 (Figure 6.4 (a)). Cette perturbation peut être générée en ajoutant à la consigne externe de l'angle du miroir, $\theta_0(t)$, une oscillation sinusoïdale d'amplitude $\delta\theta$ et de pulsation ω_{mod} , de sorte que la consigne du miroir s'écrive

$$\theta(t) = \theta_0(t) + \delta\theta \cos(\omega_{mod}t) \quad (6.13)$$

avec les conditions

$$\frac{d\theta_0}{dt} < \delta\theta\omega_{mod} \quad (6.14)$$

On considère, à titre illustratif, que la consigne externe du miroir est une

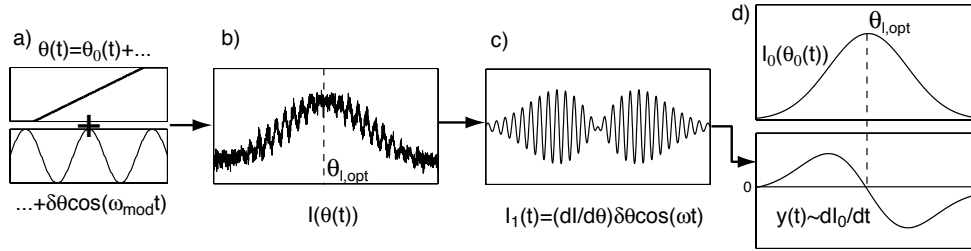


FIG. 6.4 – (a) La consigne du miroir est la superposition d'une sinusoïde (la perturbation) et d'une fonction pré-programmée $\theta_0(t)$. (b) La réponse globale du plasma $I(\theta(t))$. (c) On extrait de $I(\theta(t))$ le signal associé à la perturbation sinusoïdale de pulsation ω_{mod} . (d) On tire de la démodulation synchrone un signal d'erreur $y(t) \propto dI_0/dt$ où $I_0 = I(\theta_0(t))$ est la variation lente de la réponse du plasma.

rampe montante : $\theta_0(t) = at + b$, de sorte que la réponse du plasma, $I(\theta(t))$, passe par un maximum d'absorption comme on peut le voir dans la Figure 6.4 (b).

En première approximation, on modélise la réponse du plasma par une gaussienne :

$$I(\theta(t)) = \bar{I} \exp \left\{ - \left(\frac{\theta(t) - \theta_{opt}}{\sigma_\theta} \right)^2 \right\} + \Gamma(t) \quad (6.15)$$

où σ_θ définit la sensibilité à l'angle du miroir autour de l'optimum, θ_{opt} , et $\Gamma(t)$ est le bruit du signal. D'après les conditions (6.14), et en prenant l'expression

(6.13) pour $\theta(t)$, on peut écrire que

$$I(\theta_0(t) + \delta\theta \cos(\omega_{mod}t)) \simeq I(\theta_0(t)) + \underbrace{\frac{dI}{d\theta} \Big|_{\theta_0(t)} \delta\theta \cos(\omega_{mod}t)}_{I_1(t)}. \quad (6.16)$$

Le deuxième terme de (6.16), $I_1(t)$, est illustré dans la Figure 6.4 (c). Pour extraire le signal $y(t)$ illustré au bas de la Figure 6.4 (d), on procède à une démodulation synchrone de $I_1(t)$ avec la perturbation, ce qui revient à multiplier I_1 avec $\delta\theta \cos(\omega_{mod}t + \varphi)$ et éliminer les composantes de fréquence $\omega \geq \omega_{mod}$ si bien que :

$$y(t) = \bar{I} \delta\theta \cos(\varphi) \underbrace{\frac{\theta_0(t) - \theta_{opt}}{\sigma_\theta^2} \exp \left\{ - \left(\frac{\theta_0(t) - \theta_{opt}}{\sigma_\theta} \right)^2 \right\}}_{dI/d\theta} \quad (6.17)$$

où φ est un possible déphasage introduit par le système de contrôle du moteur. On voit dans ce cas que

$$\begin{cases} y(t) > 0 & \Leftrightarrow & \theta < \theta_{opt} \\ y(t) = 0 & \Leftrightarrow & \theta = \theta_{opt} \\ y(t) < 0 & \Leftrightarrow & \theta > \theta_{opt} \end{cases} \quad (6.18)$$

On peut donc utiliser $y(t)$ pour contrôler l'angle du miroir X3 en contraignant le système à maintenir la condition

$$y(t) = 0. \quad (6.19)$$

6.3.2 Contrôle du miroir

Avec le signal $y(t)$, on veut générer un signal de régulation $s_{reg}(t)$ produit à partir de l'erreur $e(t) = r(t) - y(t)$, afin de fermer la boucle et de contrôler le miroir. Comme on veut que le système tende vers $y(t) = 0$, on fixe $r(t) = 0$, si bien que $e(t) = y(t)$. Lorsqu'on donne au miroir une consigne externe constante : $\theta(t) = \theta_0 = Cste$ correspondant à l'angle initial, on veut que le système s'oriente de lui même vers l'angle optimal et s'y maintienne. En boucle fermée, on aura que

$$\theta(t) = \theta_0 + \delta\theta \cos(\omega_{mod}t) + \theta_{reg}(t) \quad (6.20)$$

Il faut donc qu'on génère un signal de régulation tel que

$$\lim_{t \rightarrow \infty} s_{reg}(t) = s_{reg,opt} = Cste \quad (6.21)$$

6.4 Description du système, dynamique en boucle ouverte

Dans cette section, on donne une description du système analogique permettant de construire le signal $y(t)$. Pour illustrer le fonctionnement du système de contrôle, on donne en parallèle la description de sa dynamique, mesurée en boucle ouverte. Cela permet de faire une comparaison avec les signaux de la Figure 6.4 présentés schématiquement dans la section 6.3. On peut voir un schéma distinguant les principales parties du système dans la Figure 6.6. Pour le schéma détaillé, voir l'annexe E (Figure E.3).

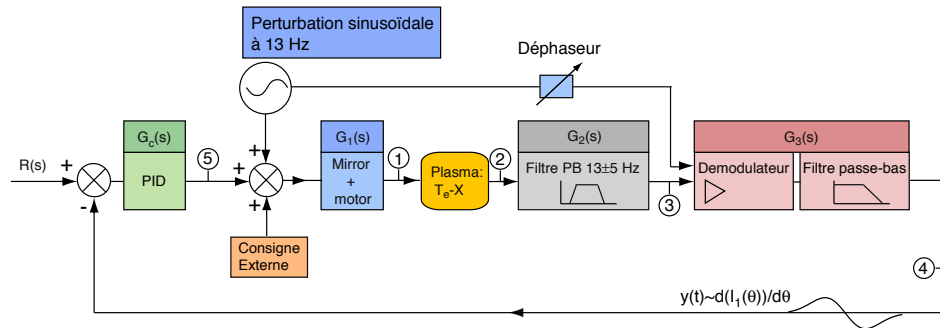


FIG. 6.6 – Schéma de fonctionnement du système de contrôle avec boucle de contre-réaction. (1) Le miroir est contrôlé par la superposition d'une oscillation sinusoïdale à 13 Hz, d'une consigne externe pré-programmée et du signal de contre-réaction (5) provenant du contrôleur PID. (2) La réponse du plasma $I(t)$ est prise sur un des détecteurs T_e-X , puis est filtrée pour extraire $I_1(t)$ (3). Le signal d'erreur (4) est obtenu par une démodulation synchrone entre la perturbation et $I_1(t)$.

Le système de la Figure 6.6 peut se subdiviser en quatre sous-systèmes, distingués par différentes couleurs. A chaque couleur est associé un signal de sortie, mesuré à l'endroit indiqué par les chiffres (1) à (4), que l'on peut voir dans la Figure 6.7. Dans le sens de parcours de la boucle, on a

1. Le contrôle du miroir $\rightarrow \theta(t)$
2. La réponse du plasma $\rightarrow I(\theta(t))$
3. Le filtrage de la réponse du plasma autour de $\omega_{mod} \rightarrow I_1(t)$
4. La démodulation synchrone $\rightarrow y(t)$

et si on se réfère au schéma de la Figure 6.1, on a que

$$G(s) = G_1(s)G_2(s)G_3(s). \quad (6.25)$$

On ne considère pour l'instant pas la partie du contrôle, $G_c(s)$ ((5) dans la Figure 6.6) puisque on analyse le système en boucle ouverte.

Pour le contrôle du miroir X3, la perturbation est générée en modulant l'angle avec une fonction sinusoïdale

$$\delta\theta \sin(\omega_{mod}t), \quad (6.26)$$

avec les paramètres optimaux

$$\begin{aligned} \omega_{mod} &= 13 \text{ Hz} \\ \delta\theta &= 0.12^\circ. \end{aligned}$$

La modulation est limitée à une fréquence maximale de 13 Hz compte tenu de la fonction de transfert, $G_1(s)$, du système moteur-miroir (cf. Annexe F). L'amplitude a été choisie de sorte qu'elle soit minimale tout en engendrant une perturbation mesurable dans le plasma. Notez que la fonction de transfert $G_1(s)$ dépend a priori de l'amplitude $\delta\theta$. A la perturbation on peut ajouter une consigne externe qui, dans le cas de la Figure 6.7 est :

$$\theta_0(t) = 45 + \underbrace{1.54t}_{[\text{deg/s}]} \text{ [deg]}, \quad (6.27)$$

et on peut voir la mesure de $\theta(t)$ dans la Figure 6.7 (1). Notez que la mesure de $\theta(t)$ contient la dynamique du miroir décrite par $G_1(s)$. La fréquence de modulation correspond à la fréquence de coupure, ω_n , du système impliquant que l'amplitude de modulation d'entrée est $3\times$ plus élevée que l'amplitude mesurée à la sortie. On observe que la modulation n'est pas parfaitement sinusoïdale et qu'il y a une composante à la troisième harmonique de ω_{mod} qui donne cet aspect triangulaire à l'oscillation. Ceci est dû au fait qu'on se situe dans un régime non linéaire, observé lors de la mesure de $G_1(s)$.

Pour mesurer la réponse du plasma $I(\theta(t))$, on a le choix parmi les 4 détecteurs du diagnostic T_e -X (cf chapitre 5), dont on peut si nécessaire, amplifier le signal $40\times$ avant d'entrer dans le système de contrôle. Chaque détecteur est constitué d'une photodiode munie d'un filtre coupant les basses énergies des photons. Les caractéristiques de chacun des détecteurs sont spécifiées dans l'Annexe C. Dans ce travail, on utilise toujours le détecteur numéro 2 :

$$\text{Filtre en Be de } 150\mu\text{m} \quad \Rightarrow \quad 2.8 < E_{ph} < 13.6 \text{ keV}$$

où E_{ph} correspond à l'énergie des photons transmis par le filtre (L'intervalle est défini par une efficacité de transmission $>50\%$). De plus, le signal n'est pas amplifié avant d'entrer dans la boucle. Dans la mesure où les variations

de densité sont négligeables devant les variations de température, on peut considérer que $I \propto T_e$, et qu'il est donc représentatif de l'absorption. On peut voir la mesure de la réponse du plasma dans la Figure 6.7 (2), où la variation lente due à $\theta_0(t)$ permet de mettre en évidence l'angle optimal θ_{opt} donné par le maximum de la courbe. On distingue aussi nettement les oscillations dues à la modulation.

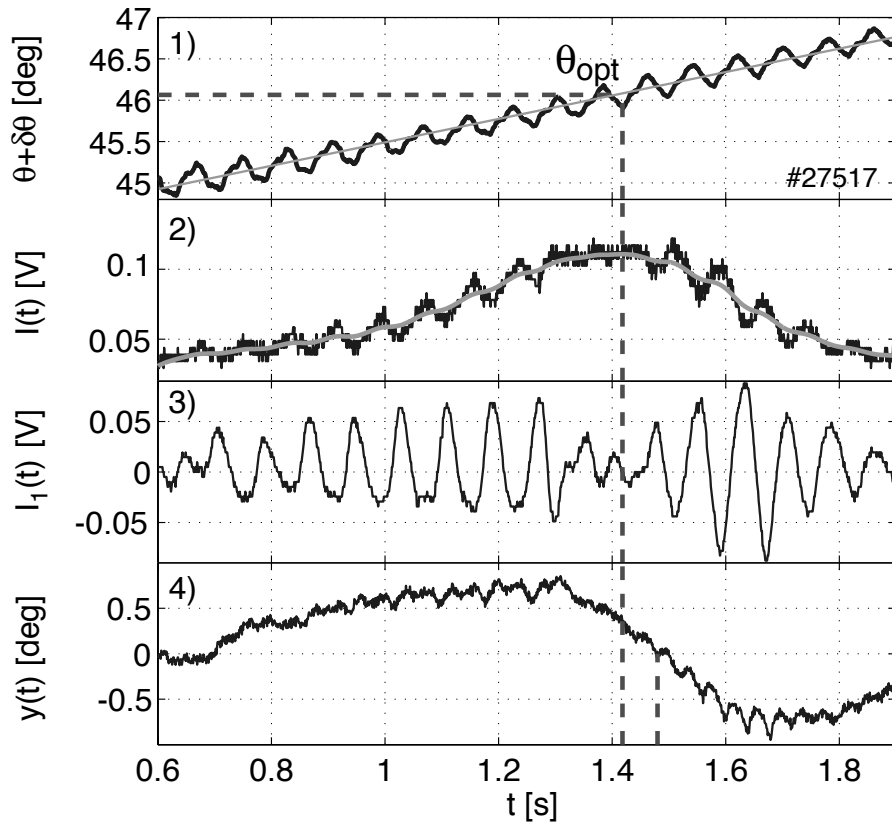


FIG. 6.7 – Dynamique en boucle ouverte avec, (1) la consigne de l'angle du miroir X3 : une rampe θ_0 superposée à la modulation $\delta\theta$, (2) la réponse du plasma, $I(t)$, issue d'un détecteur T_e -X, (3) la partie modulée de $I(t)$, obtenue au moyen d'un filtre passe-bande 13 ± 5 Hz et (4) le signal d'erreur obtenu après la démodulation synchrone.

Pour extraire la réponse liée à la perturbation, $I_1(t)$, $I(t)$ est préalablement amplifié $8 \times$ (cf. annexe E), puis passé dans un filtre passe-bande analogique : 13 ± 5 Hz caractérisé par la fonction de transfert $G_2(s)$. Les spécifications du filtre (Diagramme de Bode, coefficients de $G_2(s)$) peuvent être consultées dans l'Annexe F. On peut vérifier dans la Figure 6.7 (3) que

l'amplitude de $I_1(t)$ devient nulle lorsque $\theta = \theta_{opt}$. On observe également que le déphasage φ entre $I_1(t)$ et la perturbation (cf. Figure 6.8 (a) et (b)) est tel que :

$$\begin{cases} \varphi \simeq -160^\circ & \text{lorsque } \theta < \theta_{opt} \\ \varphi \simeq +90^\circ & \text{lorsque } \theta > \theta_{opt} \end{cases} \quad (6.28)$$

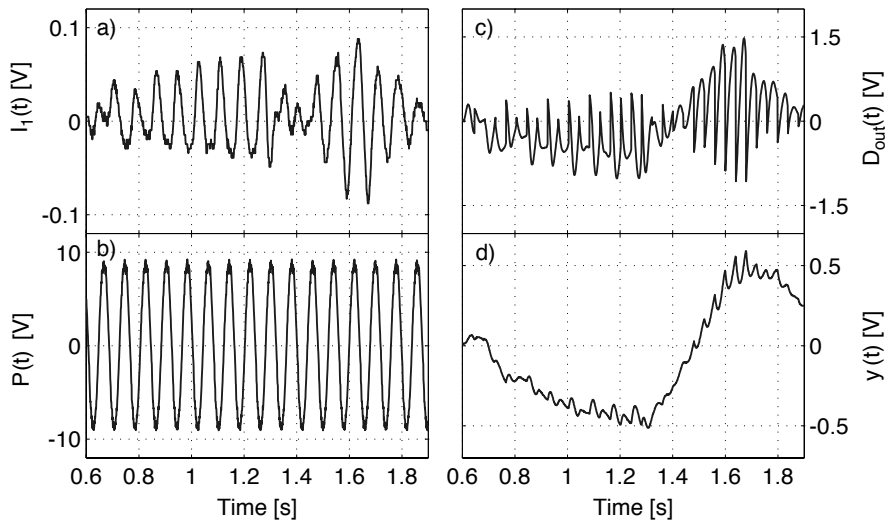


FIG. 6.8 – Les signaux d'entrée dans le démodulateur sont (a) la réponse du plasma filtrée à 13 Hz : $I_1(t)$ et (b) la perturbation $P(t)$. Le signal de sortie du démodulateur D_{out} (c) passe dans un filtre passe-bas ($\omega_n = 2$ Hz) pour construire le signal de sortie, $y(t)$ (d).

Le démodulateur synchrone est composé d'un inverseur et d'un multiplieur, suivi d'un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure $\omega_n = 2$ Hz (Annexe F). On peut voir dans les Figures 6.8 (a) et (b) les deux signaux d'entrée dans le démodulateur : la réponse du plasma, $I_1(t)$, et la perturbation, $P(t)$, respectivement. La phase relative entre $I_1(t)$ et $P(t)$ peut être contrôlée par le déphaseur. Le signal de sortie du démodulateur, à proprement parler est tel que

$$D_{out}(t) = \text{sign}(P(t)) \cdot I_1(t) \quad (6.29)$$

comme on peut le voir sur la Figure 6.8 (c). Autrement dit, l'inverseur qui bascule le signe de $I_1(t)$ est amorcé par le passage par zéro de la perturbation $P(t)$. Pour construire le signal de sortie $y(t)$ (Figure 6.8 (d)), on passe le signal

$D_{out}(t)$ dans le filtre passe-bas ($\omega_n = 2$ Hz). Le déphaseur est un moyen de contrôle sur l'amplitude de $y(t)$.

Dans la Figure 6.7 (4), on voit que $y(t)$ passe par zéro avec un décalage $\Delta T = 70$ ms, par rapport à θ_{opt} déterminé par le maximum de $I(t)$. Cela correspond aux déphasage généré par le filtre passe-bas du démodulateur synchrone. Si nécessaire, ce décalage peut être compensé, un donnant un signal de référence : $r(t) \neq 0$ impliquant un décalage vertical de la courbe, de sorte qu'on ait bien $e(t) = 0$ lorsque $\theta(t) = \theta_{opt}$.

6.5 Mesures du système en boucle fermée

Dans cette section, on présente une série d'expériences qui montrent la capacité de la boucle de contrôle à atteindre un état stationnaire de l'angle optimal. Pour ces expériences, une première phase d'optimisation a permis de fixer les paramètres du système, $G(s)$, dont les principaux sont indiqués dans le Tableau 6.1 si bien qu'il ne reste que deux paramètres libres : les gains K_I et K_P .

Pour commencer, on discute la dynamique de la boucle pour différents réglages du PID avec un plasma cible en mode L de densité $n_{e,0} = 3.6 \cdot 10^{19}$ m⁻³. On discute notamment la différence entre l'utilisation du seul terme P du contrôleur et l'utilisation des termes P et I. On présente ensuite des mesures qui montrent plus spécifiquement la capacité de la boucle à maintenir le miroir à l'angle optimal. Finalement, on présente une étude de l'impact de la densité du plasma sur la dynamique de la boucle lorsqu'on utilise les termes P et I du contrôleur.

Paramètres	Valeur
ω_{mod}	13 Hz
$\delta\theta$	0.12 V (0.8 deg)
φ	-58° ($R_{pot} = 40$ k Ω)

TAB. 6.1 – Paramètres fixes utilisés dans le système de contrôle du miroir X3

6.5.1 Contrôleur P et contrôleur PI

Pour discuter les différentes possibilités d'utilisation du contrôleur PID, on a effectué une série d'expériences pour lesquelles on a fixé la consigne externe à $\theta_0 = 45^\circ$ (conditions initiales). Le système de contrôle s'enclenche dès qu'on injecte la puissance X3 et on laisse évoluer le système pendant toute la phase ECH.

On peut voir dans la Figure 6.9 les mesures de l'angle du miroir, $\theta(t)$, (a) et (e), de la réponse du plasma, $I(t)$, (b) et (f), du signal de sortie, $y(t)$, (c) et (g) et du signal de régulation, $s_{reg}(t)$, (d) et (h). Dans un premier cas (Figures 6.9 (a)-(d)), seul le terme P du contrôleur est utilisé, tandis que dans le second (Figures 6.9 (e)-(h)), les termes P et I sont utilisés. Pour les deux cas, les mesures sont faites dans les conditions expérimentales résumées dans le Tableau 6.2. La consigne externe, θ_0 , est illustrée par le trait tillé dans les

Paramètre	$r(t)$ [V]	θ_0 [deg]	$n_{e,0}$ [m^{-3}]	P_{inj} [MW]	K_P	K_I
Valeur	0/0.1	45	$3.6 \cdot 10^{19}$	0.9	1/1	0/0.05

TAB. 6.2 – Conditions expérimentales pour la comparaison P/PI, le / distinguant les deux cas lorsque les réglages sont différents.

Figures 6.9 (a) et (e). Dans les deux cas, le miroir se stabilise à un angle : θ_{opt}^P et θ_{opt}^{PI} respectivement, et maintient une température au centre $T_{e,0}^P$ et $T_{e,0}^{PI}$ respectivement, dont les valeurs sont reportées dans le Tableau 6.3. On mesure que $\theta_{opt}^P < \theta_{opt}^{PI}$ pour des températures maximales $T_{e,0}^P < T_{e,0}^{PI}$.

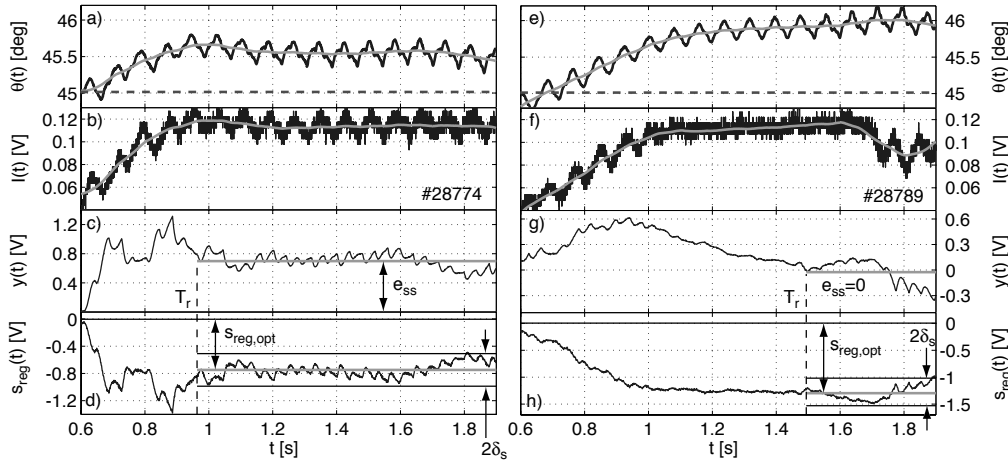


FIG. 6.9 – De haut en bas, l'angle du miroir X3, le signal $I(t)$, le signal de sortie $y(t)$ et le signal de régulation, $s_{reg}(t)$, obtenus avec un terme proportionnel (a-d) et un terme proportionnel et un terme intégral (e-h) du contrôleur PID.

Pour discuter la dynamique du système, on a tiré de la mesure de $y(t)$ le temps de régulation T_r et l'erreur statique e_{ss} illustrés dans les Figures 6.9 (c) et (g). On définit également dans les Figures 6.9 (d) et (h) la précision statique, δ_s , comme l'écart maximal par rapport à la valeur de stabilisation, $s_{reg,opt}$, du signal de régulation. L'ensemble de ces valeurs est reporté dans le Tableau 6.3 pour les deux cas expérimentaux.

	θ_{opt} [deg]	$T_{e,0}$ [keV]	e_{ss} [V]	$s_{reg,opt}$ [V]	δ_s [%]	T_r [s]
P	45.6 ± 0.1	2.1	0.70	-0.75 ± 0.24	32	0.36
PI	46.0 ± 0.1	2.3	0.02	-1.30 ± 0.26	20	0.89

TAB. 6.3 – Valeurs atteintes par les signaux de la Figure 6.9 après stabilisation du système, pour les réglages avec terme P et avec termes P et I du contrôleur PID.

L'utilisation du seul terme P rend le système plus rapide ($T_r^P < T_r^{PI}$) et on observe un dépassement maximum de la valeur de stabilisation, tandis qu'en ajoutant le terme I, on adoucit la réactivité du système, celui-ci tendant sans dépassement vers sa valeur de stabilisation. Il en résulte que δ_s est plus basse avec l'intégrateur. L'instabilité qui se manifeste au temps $t = 1.7$ s peut être éliminée en ajustant les gains K_P et K_I .

L'angle optimal $\theta_{opt}^P < \theta_{opt}^{PI}$, et comme les conditions du plasma sont identiques (n_e et T_e), l'un des deux n'est pas optimal. Par comparaison avec l'expérience en boucle ouverte ($\theta_{opt} = 46^\circ$), on déduit que l'angle optimal n'est atteint de manière stationnaire que lorsqu'on utilise les termes P et I. La disparition des oscillations à 13 Hz, dans le signal $I(t)$ de la Figure 6.9 (f), et leur persistance dans la Figure 6.9 (b) le confirme.

On va donc privilégier l'utilisation des termes P et I. Le temps de stabilisation $T_s = 890$ ms peut paraître long mais il suffit de donner une consigne d'angle plus proche de l'optimum pour l'atteindre dans un temps raisonnable (de l'ordre de 400 ms), relativement à la durée standard des phases ECH dans TCXV (1-1.5 s).

6.5.2 Réaction de la boucle à une variation des conditions optimales

On a vu, notamment dans les modes H, que la densité peut varier rapidement ($dn_{e,0}/dt \simeq 20 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$), et qu'une telle variation de densité entraîne une variation rapide de θ_{opt} . On veut que le système puisse suivre de tels changements. On a donc testé l'aptitude du système à suivre θ_{opt} lorsqu'on change les conditions optimales d'absorption. Pour ce test, on a effectué le même type d'expérience que précédemment (les paramètres sont reportés dans le Tableau 6.4) en imposant une consigne extérieure telle que (trait-tillé de la Figure 6.10 (a))

$$\theta_0(t) = 45 + 1.54t \text{ [deg]}. \quad (6.30)$$

Imposer au miroir une contrainte externe de pente : $d\theta/dt = 1.54 \text{ deg/s}$ équivaut, dans le plasma, à un changement de densité de $9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$,

selon les simulations faites avec TORAY-GA (section 3.3).

Paramètre	$r(t)$ [V]	$n_{e,0}$ [m^{-3}]	P_{inj} [MW]	K_P	K_I
Valeur	0	$8.0 \cdot 10^{19}$	0.9	4	0

TAB. 6.4 – Conditions expérimentales pour tester l'aptitude du système de contrôle à rester sur l'angle optimal.

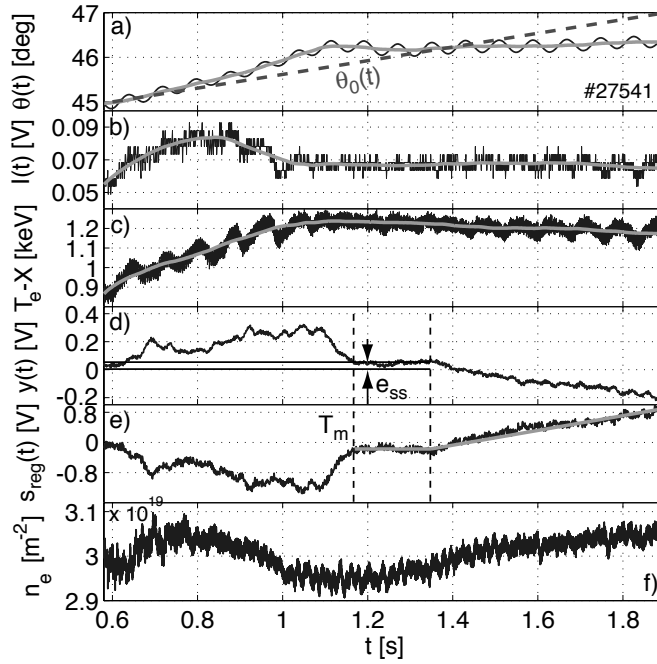


FIG. 6.10 – (a) Evolution de l'angle du miroir, contrôlé en boucle fermée avec une rampe comme contrainte extérieure. (b) Signal $I(t)$ et (c) le signal T_e -X correspondant. (d) Signal de sortie de la boucle, (e) le signal de régulation et (f) la densité intégrée sur une ligne verticale (interféromètre FIR). Seul le terme proportionnel du contrôleur PID est utilisé.

On peut voir dans la Figure 6.10 les signaux mesurés lors de cette expérience. Lors de la phase transitoire d'une durée $T_m = 0.57$ s, le miroir tend vers $\theta_{opt} = 46.2^\circ$. Dans cette expérience à densité élevée, le signal $I(t)$ de la Figure 6.10 (b), suit un comportement différent de la température T_e -X. Ceci est dû à la variation de densité comme l'illustre la mesure par interférométrie (FIR), intégrée sur une ligne verticale (Figure 6.10 (f)). Le système tend malgré tout vers un maximum de température : T_e -X = 1.2 keV, où la perturbation n'est plus visible sur $I(t)$. A la phase transitoire succède une

courte phase $\Delta t = [1.17; 1.35]$, durant laquelle $y(t) = e_{ss} = 0.05 \pm 0.01$ V tandis que θ_0 passe par la valeur de θ_{opt} . Puis le système de contre-réaction compense $\theta_0(t)$ par une rampe de pente :

$$\frac{ds_{reg}}{dt} = 2.66 \text{ V/s} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{d\theta_{reg}}{dt} = 1.92 \text{ deg/s.} \quad (6.31)$$

Le système est donc capable de compenser une variation rapide de densité. Par comparaison avec la pente de la consigne externe (6.30), la compensation est de pente plus élevée ($d\theta_{reg}/dt = 1.92 > 1.54$ deg/s), entraînant une lente dérive de la température T_e -X par rapport à son maximum. De plus, dans le même intervalle, on voit que la densité augmente sensiblement pouvant aussi être un facteur causant la dérive de T_e -X. Une compensation plus exacte peut probablement être obtenue avec un réglage plus fins des paramètres de la boucle.

Notez que ce test ne prend pas en compte le fait qu'une augmentation de densité ne modifie pas seulement θ_{opt} , mais aussi l'amplitude du signal tiré de la réponse plasma.

6.5.3 Etude d'optimisation de la boucle

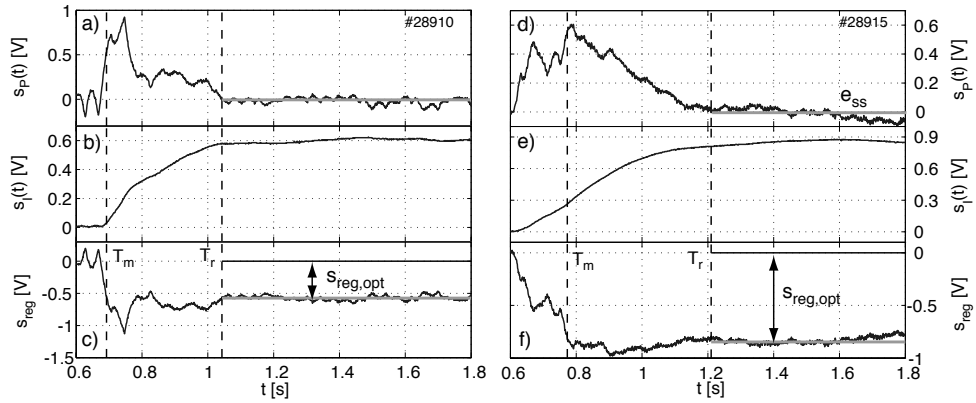


FIG. 6.11 – Mesure des sorties du PID pour deux densités : $n_{e,0} = 3.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (a)-(c), et $n_{e,0} = 6.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (d)-(e). On définit le temps de régulation, T_r , par la condition : $s_P(t) = 0, t > 0.8$ s.

La densité est un paramètre susceptible d'influencer la dynamique de la boucle car l'amplitude de la perturbation sur $I(t)$ en dépend. Pour une puissance injectée fixée, plus on augmente la densité, plus la température maximale que l'on peut atteindre est basse (cf chapitre 5). L'amplitude de la réponse du plasma à la perturbation baisse en conséquence, si bien que

les performances de la boucle devraient en être altérées. Dans cette sous-section, on veut décrire l'influence de la densité sur la performance de la boucle lorsqu'on a fixé tous les autres paramètres.

Pour ce faire, on effectue le même type d'expérience que dans la sous-section 6.5.1, dans les conditions expérimentales décrites dans le Tableau 6.5. On répète le scénario pour différentes densités en les maintenant constante au cours de la décharge. On peut voir dans la Figure 6.11 la mesure des deux

Paramètre	$r(t)$ [V]	θ_0 [deg]	$n_{e,0}$ [m^{-3}]	P_{inj} [MW]	K_P	K_I
Valeur	0	45.5	$[3.8; 6.9] \cdot 10^{19}$	0.9	1	0.075

TAB. 6.5 – Conditions expérimentales pour l'étude de l'influence de la densité sur la performance de la boucle.

sorties $s_P(t)$ et $s_I(t)$ du contrôleur PID, ainsi que le signal de régulation $s_{reg}(t) = s_P(t) + s_I(t)$, pour deux densités : $n_{e,0} = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (a)-(c) et $n_{e,0} = 6.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (d)-(f). On y définit les grandeurs permettant de caractériser la dynamique du système. Le temps de régulation T_r est donné par la condition : $s_P(t = T_r) = 0$ avec $t > 0.8$. Dans l'intervalle $[T_r; 1.8]$, là où le système est stable, on mesure l'erreur statique e_{ss} et la valeur optimale du signal de régulation $s_{reg,opt}$. Le "temps de montée" T_m est défini comme le premier temps auquel le système croise la valeur $s_{reg,opt}$. Pour évaluer la performance du système de contrôle, on choisit le critère $ITAE$ basé sur l'erreur $e(t)$, défini par [73]

$$ITAE = \int_{t_0}^T t|e(t)|dt, \quad (6.32)$$

avec, dans ce cas précis : $t_0 = 0.6$ et $T = 1.8$. Le critère $ITAE$ dépend des paramètres de réglage du contrôleur PID (K_P, K_I) et des autres paramètres tels que : $\theta_0, n_{e,0}, P_{inj}, \dots$. La performance de la boucle est déterminée par le minimum de la grandeur $ITAE$ par rapport à un paramètre, dans le cas présent : la densité.

Les performances de la boucle de contrôle du miroir X3 sont résumées dans la Figure 6.12 en fonction de la densité du plasma au centre. On y a également reporté la température au centre $T_{e,0}$ (Figure 6.12 (d)) atteinte lors de la stabilisation du système. Comme dans le chapitre 5, la température décroît avec la densité. La dépendance de $|s_{reg,opt}|$ (Figure 6.12 (c)) en $n_{e,0}$ impliquant une dépendance similaire de θ_{opt} ($\theta = 45 - 0.7226 \cdot s_{reg}$) est en accord avec les mesures du chapitre 5. Les temps de montée et de régulation, T_m et T_r (Figure 6.12 (b)) augmentent avec la densité car la réponse du plasma à la perturbation est plus faible. Pour $n_{e,0} = 8.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, avec $P_{inj} = 0.9$

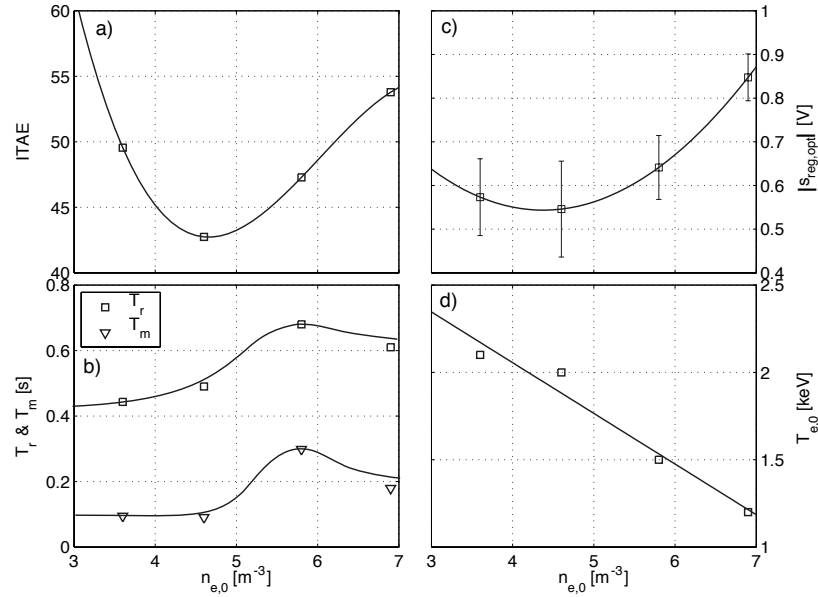


FIG. 6.12 – Performance du système de contrôle X3, pour les paramètres du Tableau 6.5, en fonction de la densité, évaluée par le critère ITAE (a), en (b), les temps de régulation T_r et de montée T_m , en (c), la valeur de stabilisation $s_{reg,opt}$ (en valeur absolue), et en (d), la température centrale du plasmas.

MW, la perturbation n'est plus mesurable et on ne contrôle plus le miroir. Le critère $ITAE$ de performance du système indique, par sa valeur minimum, que les réglages de la Table 6.5 sont optimaux lorsque $n_{e,0} = 4.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

On a caractérisé la dépendance du système en fonction de la densité et mis en évidence que pour des réglages fixes, celle-ci n'affecte pas significativement la boucle. On a montré que lorsqu'on injecte 0.9 MW de puissance X3, pour $n_{e,0} > 8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, le système n'est plus contrôlable.

6.6 Modélisation et simulation du système

Etudier la boucle de contrôle en fonctionnement réel implique l'utilisation du tokamak, donc une grande complexité expérimentale et une grande consommation d'énergie². Pour étudier la dynamique de la boucle de manière plus optimale et plus économe, et pour pouvoir tester des améliorations potentielles, on a simulé le système de contrôle X3 avec le paquet Simulink du logiciel Matlab. Pour pouvoir simuler la boucle de contrôle, on doit mo-

²Une décharge plasma dans TCV consomme une puissance électrique de l'ordre de 150 MW pendant 2 s.

délimiter chacun des éléments la composant. On subdivise la boucle en cinq sous-systèmes, conformément au schéma de la Figure 6.6. Le schéma exacte de la boucle Simulink peut être consultée dans l'Annexe G.

La majeure partie des éléments de la boucle sont connus. Le système moteur-miroir est modélisé par la fonction de transfert $G_1(s)$, le filtre passe-bande est modélisé par la fonction de transfert $G_2(s)$, le démodulateur est tel que décrit dans la section 6.4 dont le filtre passe-bas a une fonction de transfert, $G_3(s)$, connue, et le contrôleur PID est simulé selon la fonction de transfert (6.4). Les trois fonctions de transfert ($G_1(s), G_2(s), G_3(s)$) sont données dans l'Annexe F. La partie plus délicate à modéliser est la réponse du plasma en fonction de l'angle du miroir, θ .

La sous-section 6.6.1 présente le modèle utilisé pour simuler la réponse plasma. La sous-section 6.6.2 compare les simulations aux mesures en boucle ouverte et la sous-section 6.6.3 compare les simulations aux mesures en boucle fermée.

6.6.1 Modèle de la réponse du plasma

Pour modéliser la réponse du plasma, on veut trouver une fonction $I(\theta(t))$ qui corresponde aux mesures faites en boucle ouverte, présentées dans la Figure 6.7. Pour ce faire, on reprend la fonction proposée dans la section 6.3 et on l'améliore de sorte que

$$I(\theta) = \bar{I}_0 + \bar{I} \exp \left\{ - \frac{(\theta - \theta_{opt})^2}{\sigma_\theta(\theta)} \right\} + \Gamma \quad (6.33)$$

avec \bar{I}_0 , le signal de fond, Γ , le bruit du signal, et

$$\sigma_\theta(\theta) = \sigma_{min} + \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{\pi} \left[\arctan \left(\frac{\theta - \bar{\theta}}{\sigma_w} \right) + \frac{\pi}{2} \right] \quad (6.34)$$

où σ_{min} , σ_{max} , σ_w et $\bar{\theta}$ sont des paramètres à déterminer. En donnant à la sensibilité σ_θ une dépendance en $\theta(t)$ de la forme (6.34), on peut reproduire l'asymétrie de $I(t)$, mesurée en boucle ouverte.

Paramètre	\bar{I}_0	\bar{I}	$\bar{\theta}$	σ_{max}	σ_{min}	σ_w
Valeur	0.04	0.072	46.5	0.64	0.29	0.61

TAB. 6.6 – Valeurs des paramètres issus des meilleurs "fits", introduits dans (6.33) et (6.34) pour obtenir les courbes de la Figure 6.13.

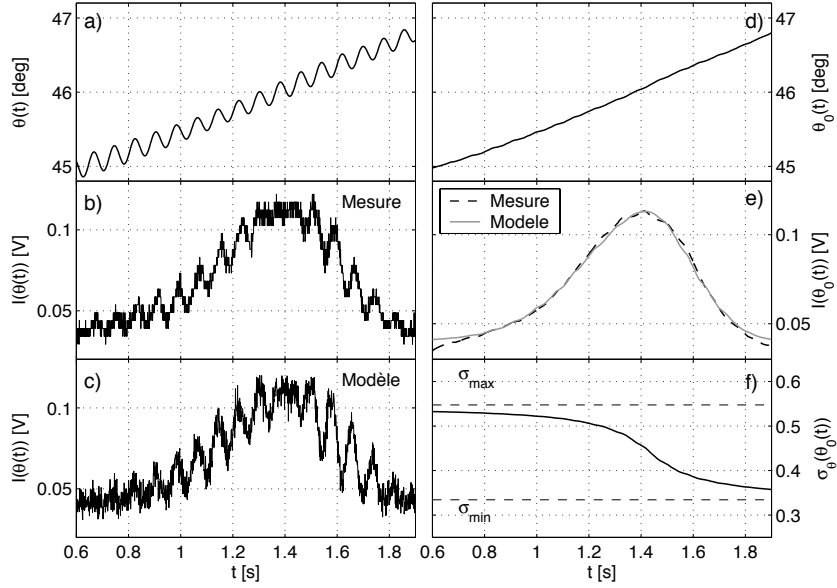


FIG. 6.13 – La réponse du plasma à la consigne $\theta(t)$ (a), mesurée en boucle ouverte (b), et modélisée (c). Les parties non perturbées, fonctions de $\theta_0(t)$ (c), de la mesure et du modèle se superposent de manière satisfaisante (d). La sensibilité $\sigma_\theta(t)$ (f) donne à $I(t)$ son asymétrie.

Pour trouver les paramètres du modèle, on utilise l'angle $\theta(t)$, mesuré lors de l'expérience en boucle ouverte dont la consigne est

$$\theta(t) = 45 + 1.54t + 0.08 \sin(\omega_{mod}t), \quad (6.35)$$

et on se base sur la mesure $I_{mes}(\theta(t))$. On peut voir dans la Figure 6.13 une comparaison entre la mesure (b) et le modèle (c) décrit par l'expression (6.33), pour les paramètres reportés dans le Tableau 6.6. On a ajouté au modèle un bruit Γ d'une amplitude de 0.005 V. Notez que ces paramètres dépendent de la densité et de la puissance injectée. Pour déterminer les paramètres de σ_θ , on a procédé à une minimisation au sens des moindres carrés de la fonction $I(\theta_0)$, comme illustré dans la Figure 6.13 (e). On peut voir dans la Figure 6.13 (f), la fonction $\sigma_\theta(\theta_0(t))$.

6.6.2 Simulations en boucle ouverte

Avec le modèle décrit dans la sous-section 6.6.1, on peut simuler le comportement du système en boucle ouverte. La comparaison entre les signaux mesurés et les signaux résultant de la simulation est illustrée dans la Figure 6.14. Les paramètres de réglage utilisés pour la simulation et l'expérience sont

strictement identiques. Le comportement global du système simulé est simi-

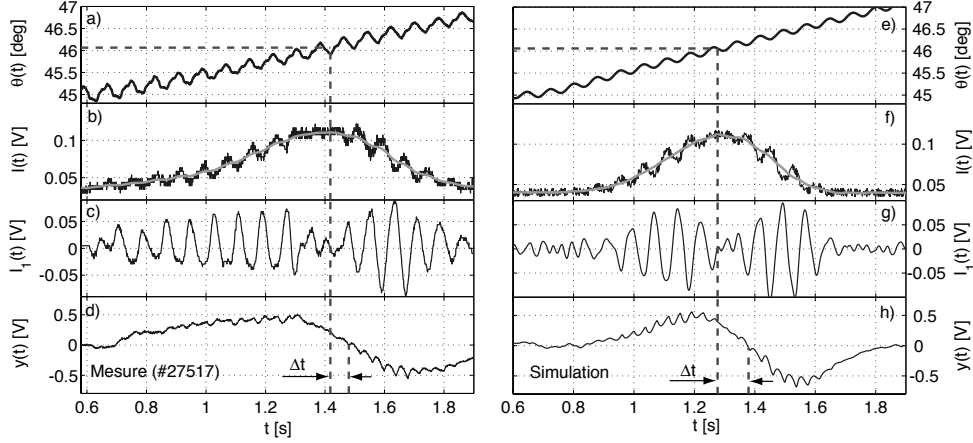


FIG. 6.14 – Dans l'ordre : l'angle du miroir, la réponse du plasma, la sortie du filtre passe bande et le signal d'erreur, on été mesurés en boucle ouverte (a)-(d) et sont comparés aux simulation (e)-(h)

laire aux mesures et on est capable de reproduire les signaux avec les mêmes amplitudes. On trouve dans les deux cas que l'angle optimal déterminé par le maximum de $I(t)$ (Figures 6.14 (b) et (f)) est : $\theta_{opt} = 46^\circ$. L'optimum est atteint plus rapidement dans les simulations car l'angle $\theta(t)$ (Figure 6.14 (a) et (e)) suit une rampe plus raide dans la simulation, malgré une consigne identique. Ceci révèle une différence de comportement du système moteur-miroir modélisé par rapport au système réel.

Par rapport à la position de l'optimum, le passage par zéro du signal d'erreur $y(t)$ est décalé d'un intervalle de temps

$$\Delta T_{sim} = 100 \text{ ms} > \Delta T_{mes} = 70 \text{ ms}.$$

Cette différence provient du modèle du démodulateur car, comme on peut le voir dans la Figure 6.14 (g), l'amplitude du signal de sortie du filtre passe-bande s'annule bien à θ_{opt} .

L'asymétrie entre la partie croissante et la partie décroissante de $I(t)$ est plus forte dans les mesures que dans les simulations, et cela se répercute sur $I_1(t)$ et $y(t)$. Ceci implique que pour les simulations, la dynamique du système devrait être plus sensible à la valeur de la consigne externe, θ_0 (conditions initiales de l'angle).

6.6.3 Simulations en boucle fermée

Compte tenu des résultats obtenus en boucle ouverte, on a simulé la dynamique du système en boucle fermée. On veut comparer les simulations avec les résultats de la sous-section 6.5.3. Pour une consigne externe : $\theta_0 = 45.5^\circ = Cste$, on peut voir dans la Figure 6.15, la comparaison entre les mesures et les simulations. On a reporté dans le Tableau 6.7, le temps

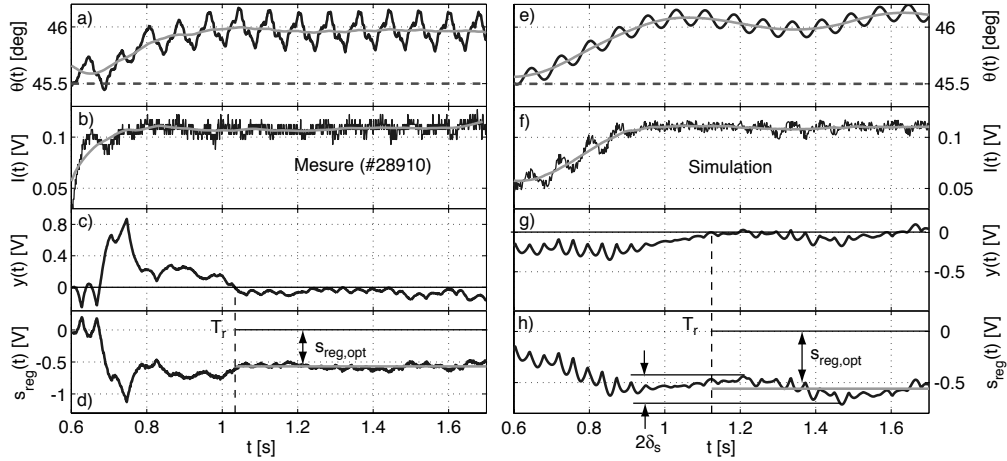


FIG. 6.15 – Dans l'ordre : l'angle du miroir, la réponse du plasma, le signal d'erreur et le signal de régulation ont été mesurés en boucle fermée (a)-(d) et sont comparés aux simulations (e)-(h). Les réglages du PID pour les simulations sont $K_P = 1$ et $K_I = 5$.

	T_r [ms]	$s_{reg,opt}$ [V]	e_{ss} [V]	δ_s [V]	θ_{opt} [deg]
Mesure	434	-0.57	0.07	0.9	46.0
Simulation	512	-0.56	0.02	0.14	46.1

TAB. 6.7 – Principaux paramètres tirés des simulations et des mesures du système en boucle fermée illustrées dans la Figure 6.15.

de régulation T_r , la valeur de stabilisation du signal de régulation, $s_{reg,opt}$, l'erreur statique, e_{ss} , la précision statique, δ_s , et l'angle optimal, θ_{opt} , illustrés dans la Figure 6.15, tant pour les mesures que pour les simulations. On peut considérer que les simulations reproduisent de manière satisfaisante les mesures.

Pendant la phase transitoire, $t < T_r$, des différences relativement importante sur le taux de variation des signaux $I(t)$, $y(t)$ et $s_{reg}(t)$ entre les simulations et les mesures sont observées. Pour une possible explication, le

modèle du système moteur-miroir par une fonction de transfert avec un pôle du second ordre peut être évoqué. Notez aussi que la réponse du plasma, $I(t)$, à l'enclenchement de la phase ECH n'est pas modélisée. Expérimentalement, on observe un saut de $I(t)$ qui cependant, ne semble pas avoir d'effet significatif sur θ_l .

Pour reproduire les données expérimentales, il a fallu considérablement augmenter le gain K_I par rapport aux valeurs utilisées dans les expériences. Le gain optimal pour les simulations a été déterminé sur la base de deux critères : l'erreur statique e_{ss} et la précision statique δ_s . On peut voir leur valeur en fonction de K_I dans les Figure 6.16 (a) et (b) respectivement. Le gain optimal est défini de sorte que les critères satisfassent les conditions :

$$e_{ss} \simeq 0 \text{ V} \quad (6.36)$$

$$\delta_s < 25\% \quad (6.37)$$

Le premier critère, sur l'erreur statique, indique que l'intégrateur est bien arrivé à sa valeur de saturation et qu'on a atteint une réelle stabilité. Il se peut que même si $e_{ss} \neq 0$, le système semble stable mais c'est une stabilité marginale car le signal d'erreur, $e(t)$, compense la montée de du signal $s_I(t)$ dans l'intervalle considéré. Or ce dernier, pour une réelle stabilité du système, doit atteindre la saturation ($s_I(t) = Cste$). Le second critère, sur la

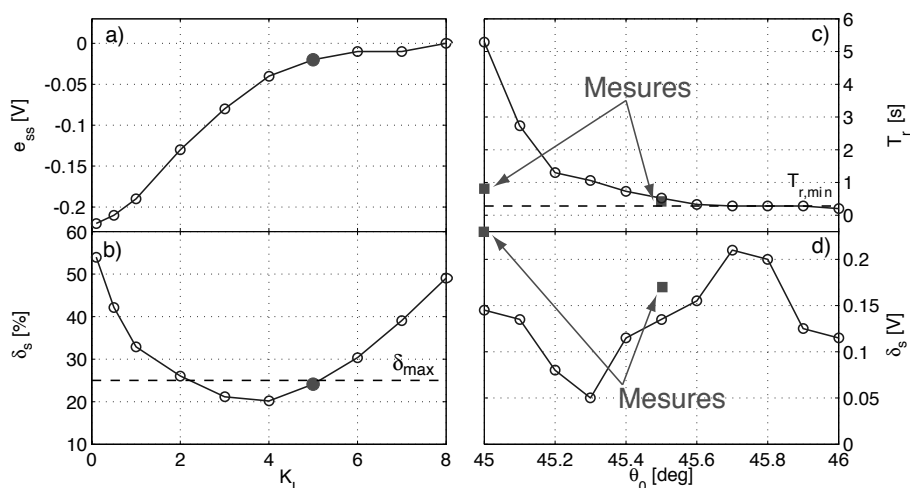


FIG. 6.16 – L'erreur statique (a) et la marge de tolérance (b) comme fonction du gain de l'intégrateur K_I lorsque la consigne $\theta_0 = 45.5^\circ$. Pour un gain $K_I = 5$, le temps de stabilisation T_s (c) et la marge de tolérance (d) comme fonction de la consigne initiale θ_0 .

précision statique est le résultat du compromis entre le premier critère et la

minimisation de δ_s . Il en résulte que le gain optimal est

$$|K_{I,sim}| = 5$$

On a vu en boucle ouverte que l'asymétrie de la réponse plasma n'est pas aussi marquée dans les simulations que dans les mesures. Pour en quantifier l'impact sur la dynamique de la boucle, on a effectué des simulations pour différents angles initiaux : $45^\circ \leq \theta_0 \leq 46^\circ = \theta_{opt}$, et on en tire deux critères : le temps de régulation, T_r , et la précision statique δ_s . On peut voir dans les Figures 6.16 (c) et (d), T_r et δ_s respectivement³ en fonction de θ_0 . On y a superposé, pour $\theta_0 = 45^\circ$ et $\theta_0 = 45.5^\circ$, les valeurs mesurées pendant les expériences présentées dans la sous-section 6.5.1 qu'on peut, à titre comparatif, consulter dans le Tableau 6.8. Si l'angle initial n'est pas trop éloigné

	$T_{r,45}$ [s]	δ_{45} [V]	$T_{r,45.5}$ [s]	$\delta_{45.5}$ [V]
Mesure	0.8	0.24	0.5	0.17
Simulation	5.3	0.15	0.4	0.14

TAB. 6.8 – Pour les deux angles initiaux $\theta_0 = 45^\circ$ et $\theta_0 = 45.5^\circ$, on compare les temps de régulation, T_r , et les précisions statiques, δ_s , des simulations avec ceux des mesures.

de l'optimum ($45.5^\circ \leq \theta_0 \leq 46^\circ$), les dynamiques peuvent être considérées comme identiques. Si par contre on s'éloigne trop de l'optimum ($\theta_0 < 45.5^\circ$), le temps de stabilisation, pour les simulations, augmente fortement jusqu'à une valeur sept fois plus élevée que la mesure lorsque $\theta_0 = 45^\circ$. Notez que pour $\theta_0 < 45.2$, $T_r > 2$, ce qui correspond à la durée typique d'une décharge plasma dans TCV. Ceci montre que le système peut être simulé en boucle fermée pour autant qu'on choisisse un angle initial suffisamment proche de l'optimum, i.e.

$$\theta_{opt} - \theta_0 \leq 0.5^\circ$$

La précision statique semble être relativement peu dépendante de θ_0 . Quel que soit l'angle initial, les simulations indiquent que le système est stable pour une durée plus longue que la durée typique d'une décharge plasma dans TCV. On peut en voir un exemple dans la Figure 6.17.

Pour conclure, le système de contrôle du miroir X3 peut être simulé en boucle fermée dans des limites qu'on a définies et qui ne sont pas contraignantes. Une étude comparative plus systématique avec les mesures expérimentales devrait permettre de déterminer si le modèle peut être utilisé pour

³On représente δ_s en [V] et non pas en valeur relative car lorsqu'on s'approche de $\theta_{opt} = 46^\circ$, le signal de régulation devient nul.

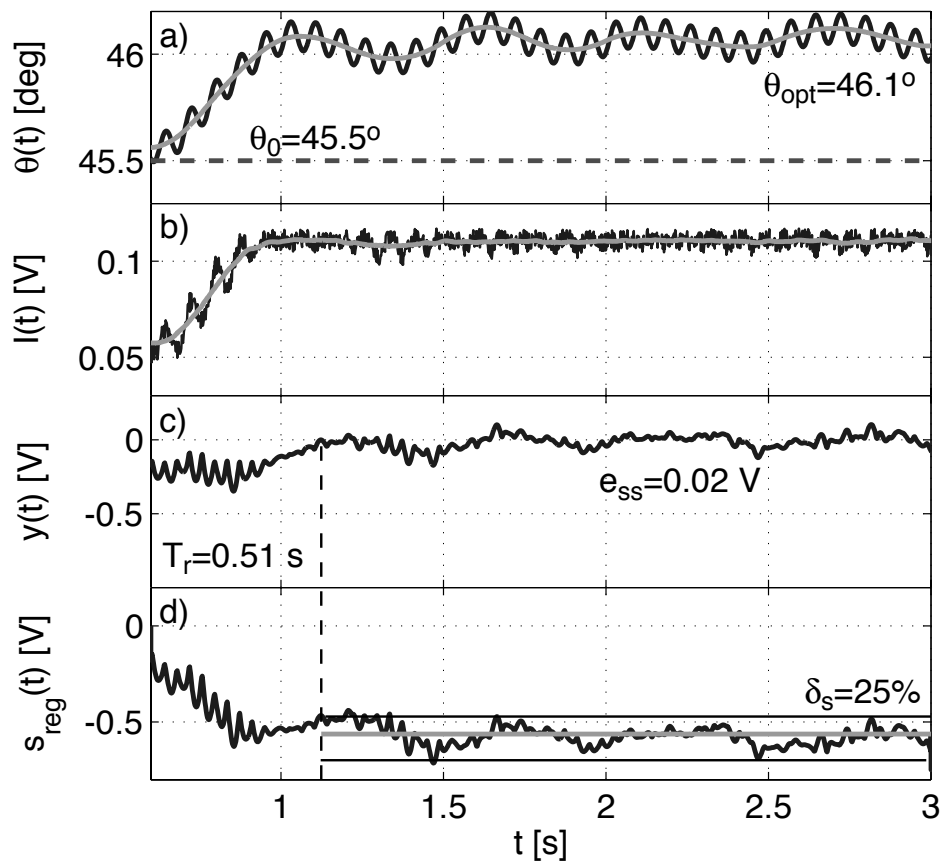


FIG. 6.17 – Simulations pour une durée de 2.4 secondes ($[0.6; 3]$) du système de contrôle du miroir X3.

apporter des améliorations potentielles, sans avoir recours à des expériences avec le plasma.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

Les propriétés d'absorption d'une onde électromagnétique se propageant en mode extraordinaire (mode X) dans un plasma magnétisé, et dont la fréquence correspond à la troisième harmonique (X3) de la fréquence cyclotron des électrons, ont été étudiées sur le Tokamak à Configuration Variable (TCV). La configuration d'injection verticale a été employée pour maximiser l'absorption de l'onde, afin de pouvoir effectuer du chauffage EC (ECH) pour des densités au centre du plasma telles que $n_{e,0} < 11.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (densité de coupure du X3). La direction initiale de propagation de l'onde est déterminée par une réflexion sur un miroir placé au dessus de la chambre à vide, dont l'angle poloidal peut être contrôlé en temps réel. Il est sorti de cette étude que :

- Avec 1.35 MW de puissance RF injectée dans le plasma, on a mesuré une fraction de puissance absorbée, avec une température et une densité au centre telles que :

Mode de confinement	P_{abs}/P_{inj} [%]	$T_{e,0}$ [keV]	$n_{e,0}$ [m^{-3}]
Mode L (Low)	100	2.7	$4.7 \cdot 10^{19}$
Mode H (High)	85	2.8	$8.5 \cdot 10^{19}$

- Pour le mode H, on a maintenu dans une phase quasi-stationnaire un régime de fonctionnement observé pour la première fois sur TCV.
- Il a été mis en évidence expérimentalement qu'une partie de la fraction de puissance absorbée est due aux populations d'électrons supra-thermiques générées par l'onde X3 elle-même.

- L'absorption X3 en injection quasi verticale dépend fortement de l'angle poloidal du miroir, θ_l , pour lequel une variation $\delta\theta = 0.8^\circ$ diminue l'absorption au moins de moitié par rapport à l'absorption maximale.
- L'angle optimal d'injection, $\theta_{l,opt}$, qui maximise l'absorption dépend de manière linéaire de la température, T_e , (décalage relativiste) et de la densité, n_e , (refraction) du plasma.

La forte sensibilité de l'absorption X3 à l'angle, θ_l , et le fait que l'angle optimal dépende de la température et de la densité, a conduit à développer un système de contrôle en temps réel avec boucle de contre-réaction sur le miroir X3. Ce système utilise une technique de démodulation synchrone basée sur la perturbation de température dans le plasma, générée par la modulation sinusoïdale à 13 Hz de l'angle θ_l du miroir. Le système a été développé, puis utilisé sur TCV, et il en résulte que :

- Le système de contrôle maximise l'absorption X3 pour des plasmas en mode L jusqu'à des densités centrale $n_{e,0} \leq 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.
- La précision de contrôle sur l'angle θ_l est de 0.1° .
- Le système de contrôle a pu être modélisé et simulé avec le paquet Simulink du logiciel Matlab.

Dans ce travail, le code linéaire de tracé de rayon TORAY-GA a été utilisé pour simuler la propagation et l'absorption de l'onde X3 dans TCV. La méthode de tracé de rayon ne prenant pas en compte les effets de diffraction, le code linéaire ECWGB, qui applique un traitement quasi-optique pour calculer la propagation de l'onde en tenant compte des effets de diffraction a été utilisé. Les deux codes ont été comparés et il en résulte que :

- Les simulations de TORAY-GA et ECWGB prévoient une absorption plus faible que celle mesurée, en partie à cause de la présence des populations d'électrons supra-thermiques sur laquelle l'onde est partiellement absorbée, et dont les deux codes ne tiennent pas compte.
- Les simulations de TORAY-GA et ECWGB prévoient des propagations similaires dans tous les cas, mais les absorptions globales sont différentes. Il a été montré que ni la diffraction, ni la méthode de calcul de l'absorption n'en est la cause.

- Les simulation d’ECWGB ont montré qu’en diminuant la taille de la tache focale du faisceau de moitié ($w_0 = 33 \text{ mm} \rightarrow w_0 = 15 \text{ mm}$), l’absorption peut être presque doublée ($P_{abs}/P_{inj} \simeq 50\% \rightarrow P_{abs}/P_{inj} > 80\%$).
- Les simulations d’ECWGB ont montré que les effets de diffractions sont négligeables pour le calcul d’absorption, quelle que soit la taille de la tache focale, $w_0 \geq 15 \text{ mm}$.

Pour conclure, on a caractérisé dans ce travaille de thèse, le chauffage de plasmas dans TCV en y injectant verticalement une onde X3. On a montré que ce chauffage est efficace et qu’il permet d’explorer de nouveaux régimes de fonctionnement pour l’étude de la limite de β dans TCV.

7.2 Perspectives

Par définition, l’aboutissement d’un travail de recherche marque une étape qui pose de nouvelles questions. Ce travail de thèse a permis d’ouvrir de nouvelle perspectives de recherche à TCV et suggère les points suivants :

- Les expériences menées dans ce travail, tant sur les plasmas en mode L qu’en mode H, suggère que la puissance X3 disponible soit augmentée. Un projet est à l’étude qui devrait permettre de passer d’une puissance X3 disponible de 1.5 MW à 2.4 MW.
- Un système analogique de contrôle en temps réel avec boucle de contre réaction du miroir X3 a été mis en place avec succès sur TCV. Pour une plus grande flexibilité du système, et ainsi l’étendre à l’utilisation sur les modes H, une migration du système analogique vers un système digital est prévue. Les simulations permettront d’anticiper certaines amélioration du système en attendant sa mise en place.
- Les simulations avec les deux code TORAY-GA et ECWGB suggèrent que pour le X3 injecté verticalement, une utilisation systématique du code de tracé de faisceau, ECWGB, est plus appropriée.

Le système de chauffage X3 en injection verticale de TCV est unique et sa configuration d’injection particulière fournit une expertise précieuse pour l’une des futures antennes EC sur ITER qui aura une configuration d’injection similaire.

Annexe A

Condition de résonance relativiste

L'interaction résonante entre les électrons du plasma et l'onde EC résulte principalement d'un transfert d'énergie de l'onde vers la vitesse perpendiculaire des électrons $v_{\perp} = \omega_c \rho_L$, ρ_L étant le rayon de Larmor et ω_c la fréquence électron cyclotron relativiste :

$$\omega_c = \frac{\omega_{c,0}}{\gamma} \quad (\text{A.1})$$

où $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ et $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$. Cette interaction se manifeste dans le tenseur diélectrique du plasma chaud (2.40) sous forme de la condition de résonance chaude

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \frac{n\omega_{c,0}}{\gamma} = 0 \quad (\text{A.2})$$

En propagation perpendiculaire, $k_{\parallel} = 0$, le décalage Doppler associé à la vitesse parallèle, v_{\parallel} des électrons s'annule. La condition de résonance ne dépend alors de la vitesse des électrons qu'au travers du facteur γ et (A.2) devient

$$\frac{n\omega_{c,0}}{\omega} = \gamma. \quad (\text{A.3})$$

Si on considère un ensemble d'électrons d'énergies

$$E_{res} = (1 - \gamma)m_{e,0}c^2, \quad (\text{A.4})$$

et qu'on définit les variables sans dimension u_{\perp} et u_{\parallel} , associées à la vitesse, telles que

$$\gamma \frac{v^2}{c^2} = u_{\perp}^2 + u_{\parallel}^2 = Cste, \quad (\text{A.5})$$

on peut représenter ces électrons par un ensemble de demi-cercles dans l'espace des vitesses $(u_{\perp}; u_{\parallel})$. Ces demi-cercles correspondent à des lignes d'énergie constante comme illustré dans la Figure A.1 (a). Comme illustré dans la

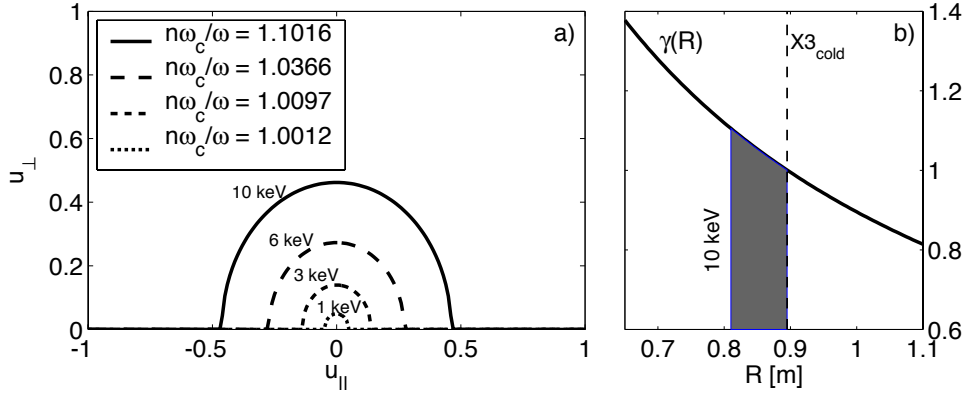


FIG. A.1 – (a) La condition de résonance relativiste, pour $k_{\parallel} = 0$, définit une famille de courbe (demi-cercles) dans l'espace des vitesses correspondant à une énergie $E_{res} = (1 - \gamma)m_{e,0}c^2$. (b) Chaque énergie peut être associée à une position radiale R via la relation $n\omega_{c,0}(R)/\omega = \gamma(R) \propto 1/R$.

Figure A.1 (b), à chaque énergie on peut associer une position radiale R dans le plasma. Il s'agit du décalage relativiste donné par la relation :

$$\gamma(R) = \frac{n\omega_{c,0}(R)}{\omega} = \frac{neR_0B_0}{\omega m_{e,0}R} \quad (\text{A.6})$$

où R_0 est le rayon majeur du plasma, et B_0 la valeur du champ magnétique en R_0 . La localisation des particules résonantes ne se restreint dès lors plus à la seule résonance froide $n\omega_{c,0} = \omega$, mais à une couche dans le plasma, du côté haut champ de la résonance froide, i.e. pour $n\omega_{c,0}/\omega > 1$.

Annexe B

Système de coordonnées de TORAY-GA

Le système de coordonnées utilisé dans TORAY-GA est illustré dans la Figure B.1. C'est un système cartésien (R, y, z) dont l'origine \mathcal{O} est telle que : $R = 0$ sur la colonne centrale du tokamak (Figure B.1 (b)), $z = 0$ sur l'axe magnétique du plasma (Figure B.1 (c)) et $y = 0$ dans le plan $(R; z)$ de référence choisi. Notez la différence avec le système standard de TCV où $z = 0$ à mi-hauteur de la chambre, et non pas sur l'axe magnétique du plasma.

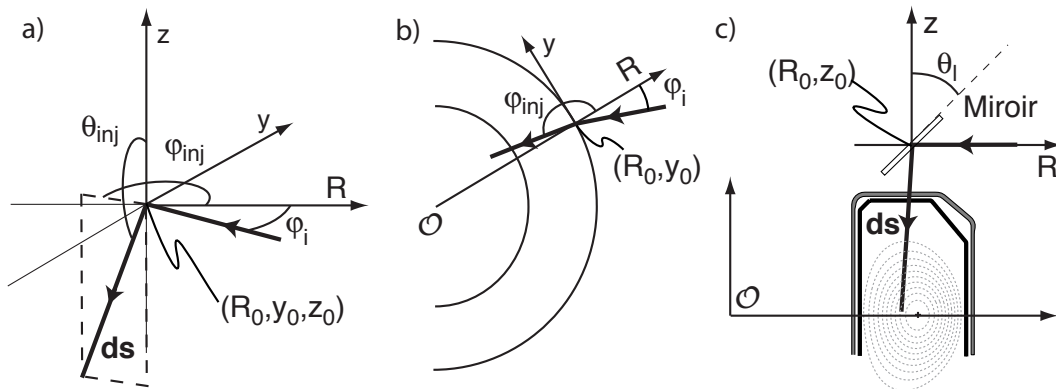


FIG. B.1 – (a) Système de coordonnées utilisé pour TORAY-GA. La position du centre du miroir est donnée par le point (R_0, y_0, z_0) et la direction de propagation ds du faisceau (trait en gras) est repérée par les angles poloïdal θ_{inj} et toroïdal φ_{inj} . En (b), coupe horizontale vue du dessus et en (c), coupe poloïdale (verticale) du système.

La position du centre du miroir (Figure B.1 (c)), donc la position initiale

du faisceau est définie telle que

$$\begin{cases} R_0 = R_l \\ y_0 = (R_l + y_m)\text{atan}(\varphi_i) \\ z_0 = z_l - z_{axis} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

où z_{axis} correspond à la hauteur de l'axe magnétique dans le repère de TCV et $z_l = 0.9885$ m est la position verticale du centre du miroir. La position y_0 est définie par la position du miroir et par l'angle incident, φ_i , de l'onde sur le miroir, comme illustré dans la Figure B.2, et qui sont tels que les rayons se croisent à une distance $y_m = 0.125$ m. L'angle incident φ_i dépend du gyrotron utilisé comme indiqué dans le Tableau B.1.

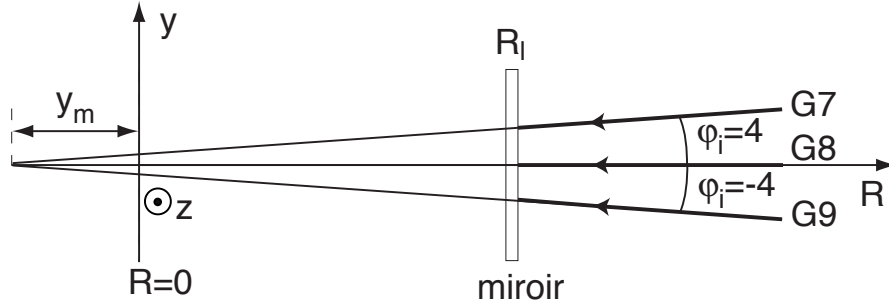


FIG. B.2 – Vue schématique depuis le dessus de l'incidence des faisceaux X3 sur le miroir. L'angle incident φ_i sur le miroir détermine la coordonnée y_0 de la position initiale du faisceau et dépend du gyrotron utilisé (Tableau B.1).

Gyrotron	G7	G8	G9
φ_i [deg]	4	0	-4

TAB. B.1 – Correspondance entre le gyrotron utilisé et l'angle incident de l'onde sur le miroir.

La direction initiale de propagation $\mathbf{ds} = (dR; dy; dz)$, normalisée ($|\mathbf{ds}| = 1$), est définie dans TORAY-GA par l'angle poloïdal, θ_{inj} , et l'angle toroïdal, φ_{inj} . Ils sont déterminés à partir des contraintes du système d'injection qui, dans le cas du X3, correspondent à l'angle incident φ_i (Figure B.1 (b)) du faisceau sur le miroir, et à l'angle du miroir θ_l (Figure B.1 (c)). On trouve que

$$\mathbf{ds} = \begin{cases} dR = \cos(\varphi_i) \cos(2\theta_l) \\ dy = -\sin(\varphi_i) \\ dz = -\sin(2\theta_l) \cos(\varphi_i) \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

et les angles pour TORAY-GA sont déduits de la direction initiale de propagation de sorte que :

$$\theta_{inj} = \begin{cases} 90 + \left| \text{atan}\left(\frac{dz}{\sqrt{dR^2+dy^2}}\right) \right| & \text{si } dR \neq 0 \\ \pi & \text{si } dR = 0 \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

$$\varphi_{inj} = \begin{cases} \text{atan}\left(\frac{dy}{dR}\right) & \text{si } dR \neq 0 \\ \text{sign}(dy) \cdot \frac{\pi}{2} & \text{si } dR = 0 \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

où $\theta_{inj} \in \{0; \pi\}$ et $\varphi_{inj} \in \{-\pi; \pi\}$. On a donc une relation univoque entre $(\theta_i; \varphi_i)$ et $(\theta_{inj}; \varphi_{inj})$.

Annexe C

Caractéristiques des détecteurs pour les mesures SXR et T_e -X

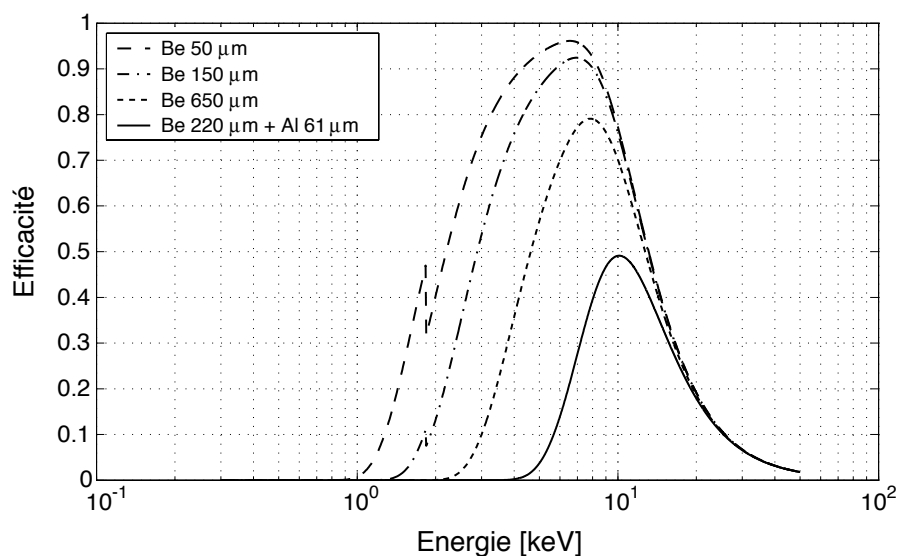


FIG. C.1 – Courbes d'efficacité de transmission des détecteurs T_e -X et SXR en fonction de l'énergie des photons incidents. Chaque détecteur est constitué d'une photodiode et d'un filtre composé d'une épaisseur différente de béryllium (Be) et d'aluminium (Al).

Les 4 détecteurs qui sont utilisés pour déterminer la température T_e -X (cf chapitre 5) et pour le contrôle en temps réel du miroir X3 (chapitre 6) sont constitués d'une photodiode en silicium [62] (identique pour les 4 détecteurs) devant lesquelles sont disposés différentes épaisseurs de filtre en béryllium

(Be) et en aluminium (Al). Chaque filtre est caractérisé par une courbe d'efficacité de transmission en fonction de l'énergie des photons incidents. On peut voir ces caractéristiques dans la Figure C.1 pour les 4 filtres.

La différence du spectre de transmission entre les 4 détecteurs permet de déduire la température des électrons, T_e , par la méthode des deux filtres [64]. Le signal, $I_{SXR} \propto n_e^2 T_e$, des photodiodes est dominé par les photons associés aux populations d'électrons thermiques [62] garantissant que la température est bien thermique.

La mesure des rayons X mous (*SXR*) se fait au moyen d'une photodiode en silicium, devant laquelle a été placé un filtre de béryllium de $50 \mu\text{m}$. Il s'agit de la même photodiode que pour les détecteurs T_e -X.

Annexe D

Identification de système pour les mesures DML

La méthode décrite dans la sous-section 5.1.1 pour déterminer la puissance absorbée présuppose qu'on peut extraire la composante périodique de fréquence ω_{mod} de la réponse du plasma. Cette méthode, basée sur une décomposition en série de Fourier, ne peut être appliquée avec les modes H dont les ELM perturbent le signal DML. Dans cette annexe, on propose une approche basée sur l'identification de systèmes [59] pour étendre le traitement des mesures DML aux modes H.

On commence par décrire la méthode habituellement utilisée, sans identification de système. Si on définit la réponse du plasma par le signal $y(t)$, la méthode d'analyse pour en extraire une composante de fréquence connue $f_{mod} = \omega_{mod}/2\pi$, consiste à définir un modèle $\bar{y}(t)$ du type [75]

$$\bar{y}(t) = \Re\left\{\bar{Y}_0(t)e^{i\omega_{mod}t}\right\} + \bar{Y}_1(t) \quad (\text{D.1})$$

où $\bar{Y}_0(t)$ est l'amplitude complexe de la partie oscillante de $\bar{y}(t)$ et $\bar{Y}_1(t)$ décrit une dérive lente du niveau moyen du signal telle que

$$\frac{1}{\omega_{mod}} \frac{d\bar{Y}_1}{dt} < 1 \quad (\text{D.2})$$

Pour déterminer les paramètres $\Re\{\bar{Y}_0\}$, $\Im\{\bar{Y}_0\}$ et \bar{Y}_1 , on procède à une minimisation de la fonction

$$J(t) = \frac{1}{\Delta T} \int_{t-\Delta T/2}^{t+\Delta T/2} [y(t') - \bar{y}(t')]^2 dt' \quad (\text{D.3})$$

où ΔT est l'intervalle d'évaluation des paramètres et est généralement de l'ordre de quelques périodes d'oscillations mais doit satisfaire $\Delta T \geq T_{mod}/2$.

Cette méthode a l'avantage de procéder, en une seule opération linéaire, à une décomposition en série de Fourier et un filtrage du signal.

Lorsque le plasma est en mode H, les ELMs perturbent la mesure DML et le critère (D.2) n'est plus satisfait. Pour éliminer la contribution des ELMs, on crée un modèle de la réponse dynamique de la DML. Dans ce modèle, on considère un ensemble de signaux d'excitation $x_m(k)$ ¹ comme des fonctions rectangulaires dont la largeur (nombre d'échantillons k) correspond au temps caractéristique des ELMs (Figure D.1 (a)). Comme on peut modéliser la réponse DML par un système linéaire d'ordre 1, la réponse à chacune des excitations peut être représentée par une transmittance en z , $H(z)$, [75] telle que

$$\bar{y}(k) = \frac{1}{1 - az^{-1}} \sum_{m=1}^M \alpha_m x_m(k) \quad (\text{D.4})$$

où a est l'unique pôle d'ordre 1 associé au temps caractéristique de relaxation de l'énergie après l'excitation, et les α_m sont les amplitudes associées à chacune des excitations x_m .

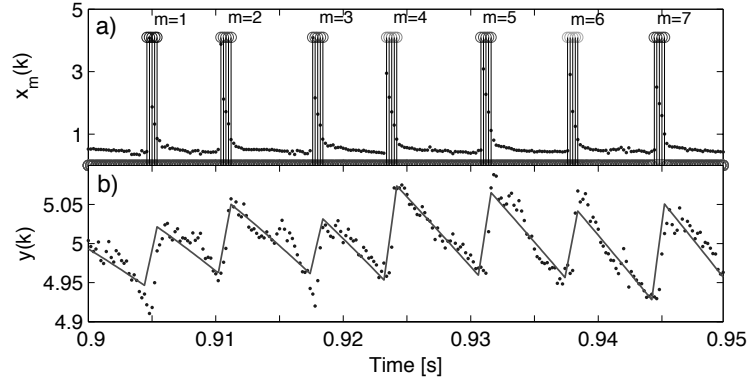


FIG. D.1 – (a) Les signaux d'excitation sont des fonctions rectangulaires $x_m(k)$ de largeur définie par le temps caractéristique des ELMs (0.8 ms). (b) Le modèle $\bar{y}(k)$ (—), après minimisation, suit bien la réponse du flux diamagnétique $y(k)$ (⋯).

Pour calculer les coefficients α_m et le pôle a qui définissent le signal \bar{y} illustré dans la Figure D.1 (b), on minimise le critère

$$J = \sum_k [y_k - \frac{1}{1 - az^{-1}} \sum_{m=1}^M \alpha_m x_{k,m}]^2 \quad (\text{D.5})$$

¹On utilise la variable k pour bien signifier qu'il s'agit de signaux digitaux

La minimisation sur les coefficients α_m peut se faire de manière linéaire de sorte que

$$\frac{\partial J}{\partial \alpha_m} = 0 \quad \forall m. \quad (\text{D.6})$$

Pour ce faire, on définit la matrice $X = \{x_{k,m}\}$, de dimension $(N \times M)$, α le vecteur de longueur M , et y et \bar{y} les vecteurs de longueur N , N étant le nombre d'échantillons du signal considéré dans l'intervalle ΔT . On définit encore la matrice \tilde{X} tel que ses éléments sont définis par

$$\tilde{x}_{k,m} = \frac{1}{1 - az^{-1}} x_{k,m} \quad (\text{D.7})$$

L'équation (D.4) peut s'écrire sous forme matricielle

$$\tilde{X} \cdot \alpha = \bar{y} \quad (\text{D.8})$$

et la minimisation (D.6) appliquée à (D.5) peut se réécrire

$$\underbrace{(\tilde{X}^T \cdot \tilde{X})^{-1} \cdot \tilde{X}^T y}_{A(a)} = \alpha \quad \Rightarrow \quad J(a) = \sum_{m=1}^M [A_m(a) - \alpha_m]^2 \quad (\text{D.9})$$

La minimisation se ramène donc à un problème d'inversions de matrice pour déterminer les α_m , puis à une minimisation non-linéaire du critère $J(a)$ pour trouver le pôle a . Le modèle proposé suit bien la réponse du flux diamagnétique aux ELMs comme le montre la Figure D.1 (b).

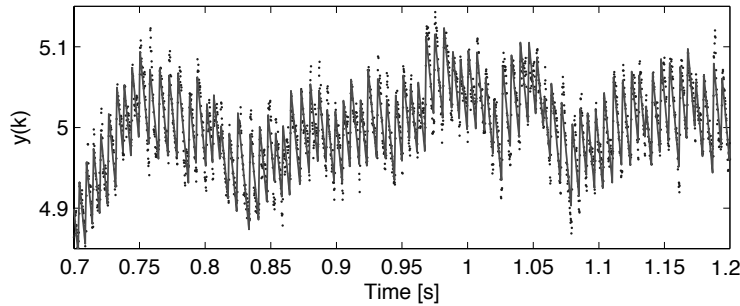


FIG. D.2 – Le signal mesuré du flux diamagnétique $y(k)$ (\dots) et son modèle $\bar{y}(k)$ ($-$) où l'on a introduit des fonctions B-spline d'ordre 2 avec des noeuds toutes les 50 ms, pour suivre les dérives lentes.

Si l'on veut appliquer cette méthode sur un intervalle ΔT plus long, on doit tenir compte d'une dérive lente du signal comme on peut le voir dans la Figure D.2. Pour ce faire, on modifie \bar{y} de sorte que (D.5) devienne

$$J = \sum_k \left[y_k - \left(\frac{1}{1 - az^{-1}} \sum_{m=1}^M \alpha_m x_{k,m} + \sum_s A_s \varphi_{k,s} \right) \right]^2 \quad (\text{D.10})$$

où les φ_s ($s = 1, \dots, S$) sont une combinaison des fonctions de base B-spline et $S = \mathcal{K} + 2(\mathcal{O} - 1)$, \mathcal{O} étant l'ordre des fonctions B-spline et \mathcal{K} le nombre de noeuds choisis. Les noeuds définissent des intervalles de temps $\Delta T'$ tels que $(\mathcal{K} - 1)\Delta T' = \Delta T$, pour lesquels on trouve une combinaison unique des fonctions de base, la continuité étant assurée entre les intervalles $\Delta T'$. Avec le critère (D.10), la matrice \tilde{X} devient de dimension $(N \times M + S)$ où les S dernières colonnes contiennent les φ_s , le vecteur $\alpha = [\alpha_1, \dots, \alpha_M, A_1, \dots, A_S]$ et la minimisation (D.9) reste valable. On peut voir sur la Figure D.2 un exemple où $\mathcal{O} = 2$ et $\mathcal{K} = 11$ (un noeud toutes les 50 ms).

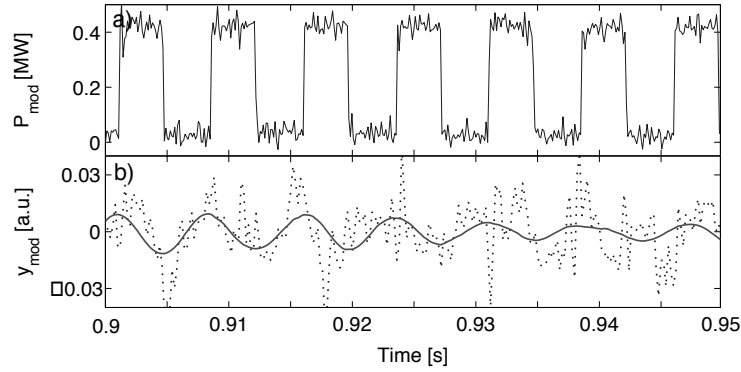


FIG. D.3 – (a) La puissance ECH modulée en créneaux à $\nu_{\text{mod}} = 133$ Hz. (b) Le signal y_{mod} (\dots), dont on a enlevé la composante liée à la dynamique des ELMs et son modèle \bar{y}_{mod} ($-$).

Pour extraire du signal la composante oscillante associée à la modulation de puissance, on définit

$$y_{\text{mod}} = y - \bar{y} \quad (\text{D.11})$$

et on applique la méthode décrite au début de cette annexe, en cherchant un modèle \bar{y}_{mod} du type de (D.1). On peut voir y_{mod} et \bar{y}_{mod} dans la Figure D.3 (b) pour l'intervalle ΔT correspondant à la Figure D.1. On arrive à extraire la composante correspondant à la première harmonique de la fréquence de modulation qui devrait permettre de mesurer l'absorption.

Les expériences de chauffage X3 dans les modes H (cf section 5.3) étant à un stade préliminaire, la méthode pour la mesure d'absorption n'a pas été poussée plus avant. Il serait probablement plus efficace d'utiliser un modèle globale incluant toute les dynamiques (ELMs et modulation) et faire une minimisation sur une fenêtre $\Delta T \equiv \Delta T'$ glissante.

Annexe E

Réglages du système RTFBC

Les réglages du système de contrôle avec boucle de contre-réaction du miroir X3 sont principalement effectués au travers de deux interfaces. L'une est réelle et se présente sous forme d'un panneau de contrôle comme illustré dans la Figure E.1. L'autre est virtuelle et se présente sous forme d'une interface graphique sur un terminal comme illustrée dans la Figure E.2. Tous

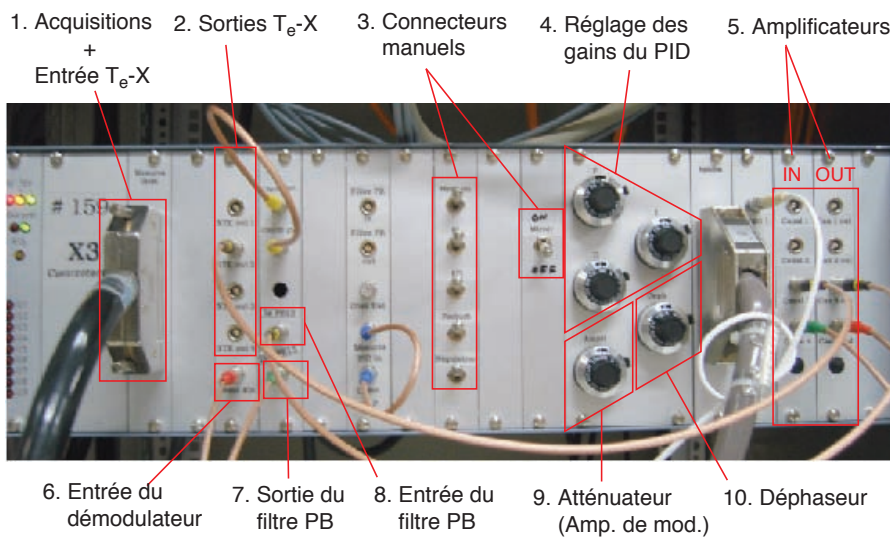


FIG. E.1 – Panneau de réglage du système de contrôle du miroir X3.

les paramètres indiqués sur l'une ou l'autre des Figures, dont les principaux sont reportés dans le Tableau E.2, se retrouvent dans le schéma détaillé du système, illustré dans la Figure E.3.

La réponse du plasma, $I(t)$, mesurée par le diagnostic T_e -X possède

Elément	Valeurs	Potentiomètre	Digital
Amplificateurs	$1 \times - 8 \times$	-	$2 \times - 16 \times$
Atténuateur	$1/100 - 1$	1 - 10	-
Gain P	$- 100 \times \leq K_P \leq +100 \times$	1 - 10	-1 - 1
Gain I	$- 100 \times \leq K_I \leq +100 \times$	1 - 10	-1 - 1
Gain D	$- 100 \times \leq K_D \leq +100 \times$	1 - 10	-1 - 1
Consigne de référence	$- 10 \text{ V} \leq r(t) \leq 10 \text{ V}$	-	-10 - 10

TAB. E.1 – Paramètres de réglage de la boucle de contrôle du miroir X3. Les réglages digitaux se font via l'interface graphique (Figure E.2).

quatre canaux que l'on peut sélectionner au moyen d'un connecteur LEMO. Le signal $I(t)$ est ensuite introduit dans une succession d'amplificateurs connectés entre eux par des câbles LEMO.

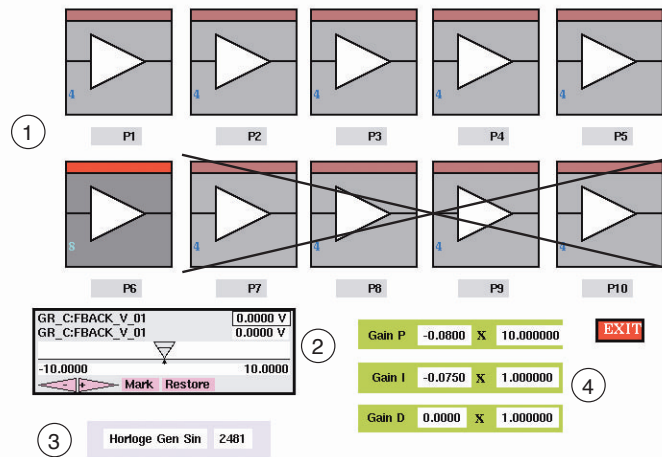


FIG. E.2 – (1) Réglages des amplificateurs, (2) réglage de la consigne de référence, $r(t)$, (3) réglage de la fréquence de modulation, f_{mod} , et (4) réglage des gains du PID.

Les amplificateurs¹, au nombre de 6, sont contrôlés depuis un terminal (Figure E.2 (1)) et chacun d'entre eux peut amplifier d'un facteur $1 \times$ à $8 \times$ (le chiffre affiché sur l'interface est toujours $2 \times$ plus élevé).

L'atténuateur, qui permet de contrôler l'amplitude de modulation, $\delta\theta$, est réglé au moyen d'un potentiomètre. La valeur de l'atténuation dépend de manière linéaire du potentiomètre dans les intervalles indiqués dans le

¹Les amplificateurs No. 3 et 5 (resp. 4 et 6) sont connectés en série et ne peuvent être séparés.

Tableau E.2. La fréquence de modulation est donnée depuis l'interface graphique (Figure E.2 (3)) par le temps τ_{sin} [μs] d'un pas du générateur de sinus, sachant qu'il en faut 31 pour faire une période de modulation, $T_{mod} = 1/f_{mod}$. Autrement dit,

$$f_{mod} = \frac{10^6}{31\tau_{mod}} \quad \text{avec } \tau_{mod} \text{ en } \mu s. \quad (E.1)$$

Les gains du PID sont contrôlés par des potentiomètres (Figure E.1 (4)) et le signal peut être préalablement atténué et inversé via l'interface (Figure E.2 (4)). Dans l'interface, le premier champ correspond à l'atténuation et le deuxième champ (purement informatif) indique les réglages manuels des potentiomètres.

La consigne de référence est donnée via l'interface graphique par une tension comprise entre -10 et 10 V (Figure E.2 (2)).

L'ensemble du système de contrôle possède 16 points de mesure qui sont reliés à des convertisseurs analogique-digital (ADC) pour l'acquisition des signaux. Les 16 point d'acquisition (acq.) sont indiqués sur le schéma de la Figure E.3.

Elément	Valeur	Potentiomètre	Réglage digital
Amplificateur [3,5]	$[2\times, 4\times] = 8\times$	-	$[4\times, 8\times] = 32\times$
Amplificateur [4,6]	$[2\times, 4\times] = 8\times$	-	$[4\times, 8\times] = 32\times$
Atténuateur	12/100	1.2	-
Déphaseur	$0^\circ/-58^\circ$	0/4	-
Gain P	$2\times/1\times$	0.2/0.1	-/1
Gain I	OFF/-0.075 \times	-/0.1	-/-0.075
Gain D	OFF	-	-
Consigne de référence	$r(t) = 0$ V	-	0

TAB. E.2 – Paramètres de réglage de la boucle de contrôle pour la mesure en boucle ouverte (Figure E.4) et en boucle fermée (Figure E.5).

A titre d'illustration, on montre les 16 points d'acquisitions pour deux scénarios : en boucle ouverte (Figure E.4), et en boucle fermée (Figure E.5). Le scénario en boucle ouverte correspond aux mesures présentées dans la sous-section 6.7 et le scénario en boucle fermée correspond aux mesures présentées dans la sous-section 6.5.3 avec une densité au centre : $n_{e,0} = 4.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. On a reporté dans le Tableau E.2 les réglages utilisés pour les deux scénarios.

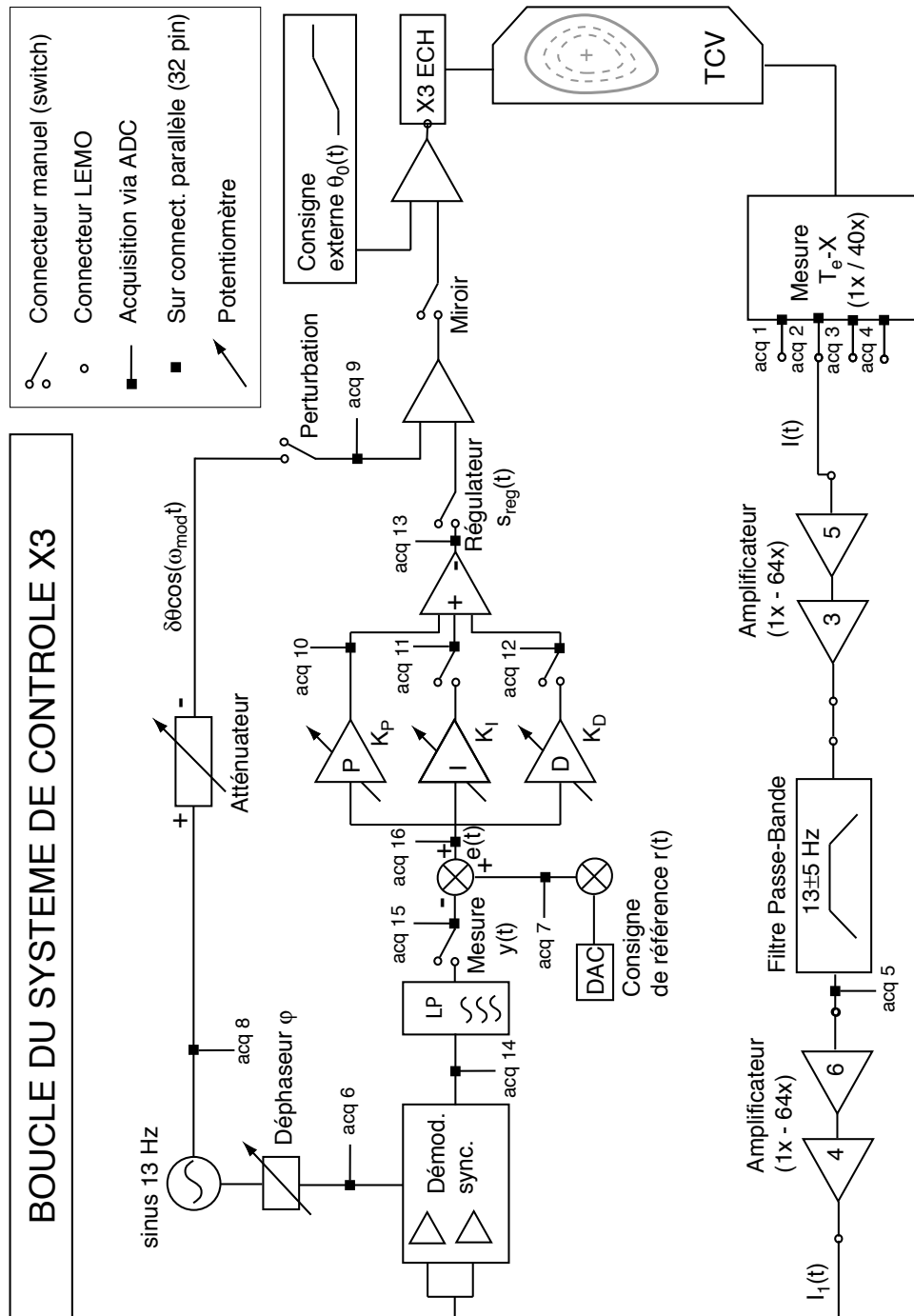


FIG. E.3 – Schéma détaillé de la boucle de réglage du miroir X3.

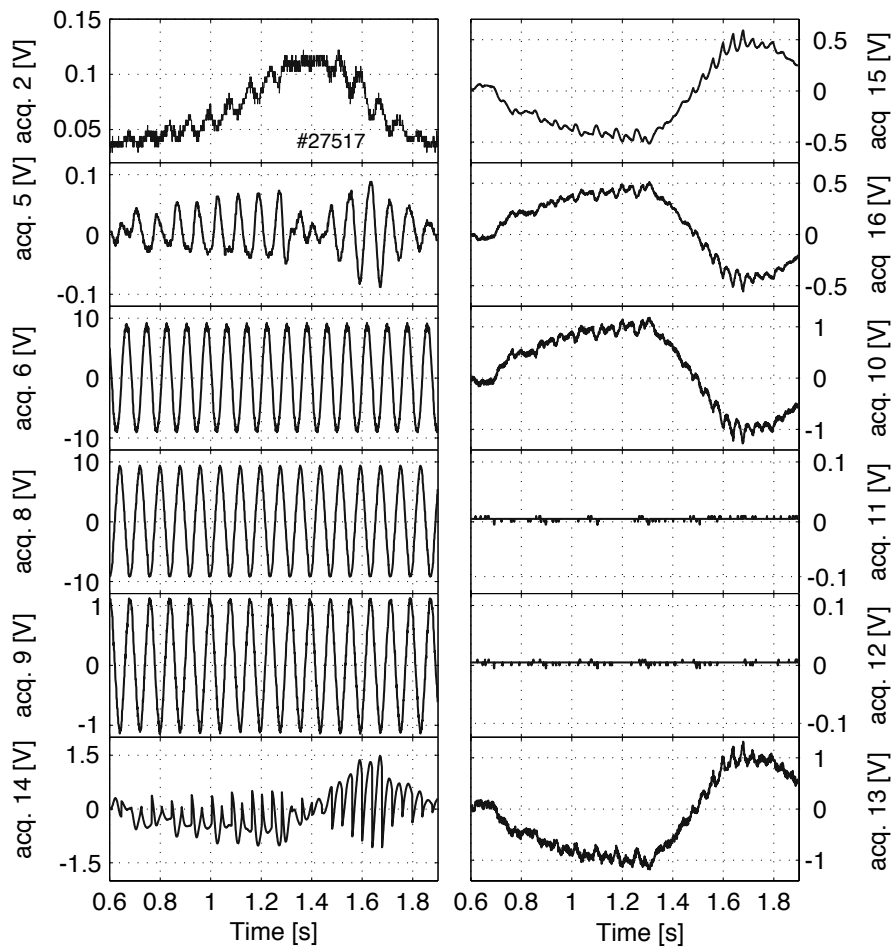


FIG. E.4 – Signaux correspondant aux acquisitions du schéma E.3 mesurés en boucle ouverte (Interrupteur du Régulateur ouvert). Dans ce cas les interrupteurs des termes I et D du contrôleur PID sont ouverts.

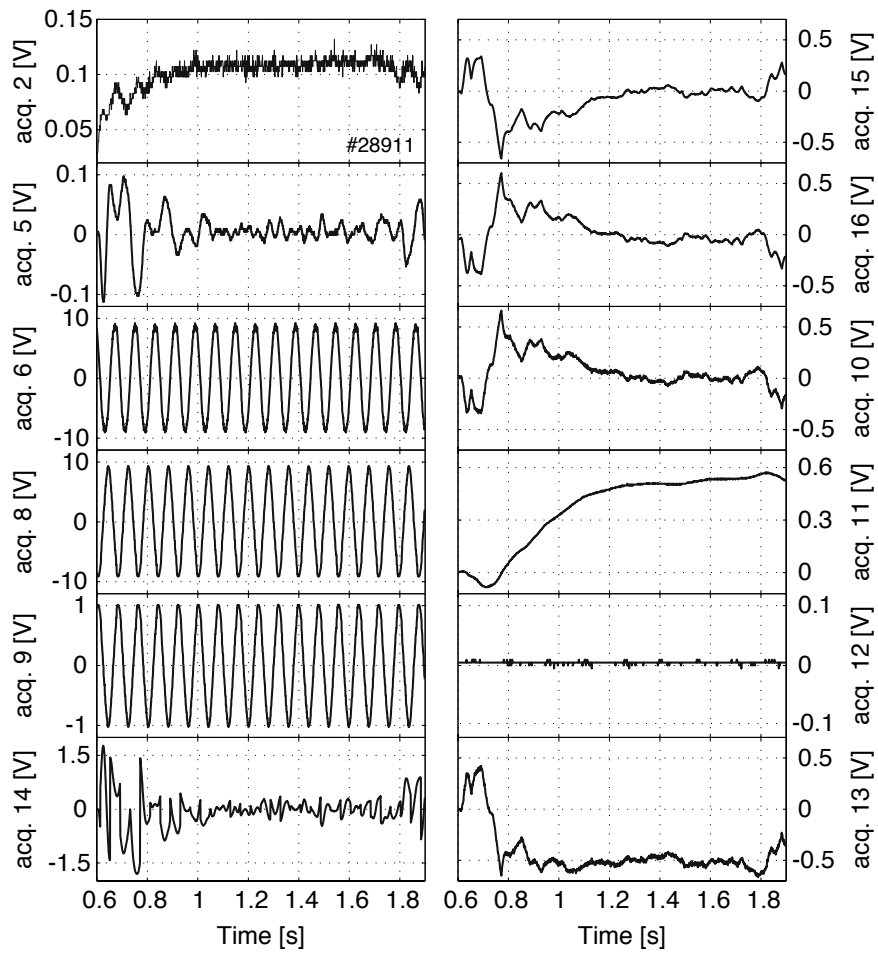


FIG. E.5 – Signaux correspondant aux acquisitions du schéma E.3 mesurés en boucle fermée. Dans ce cas, seul le connecteur du terme D du contrôleur PID est ouvert (contrôle PI).

Annexe F

Spécification des fonctions de transfert du système RTFBC

F.1 Le système moteur-miroir

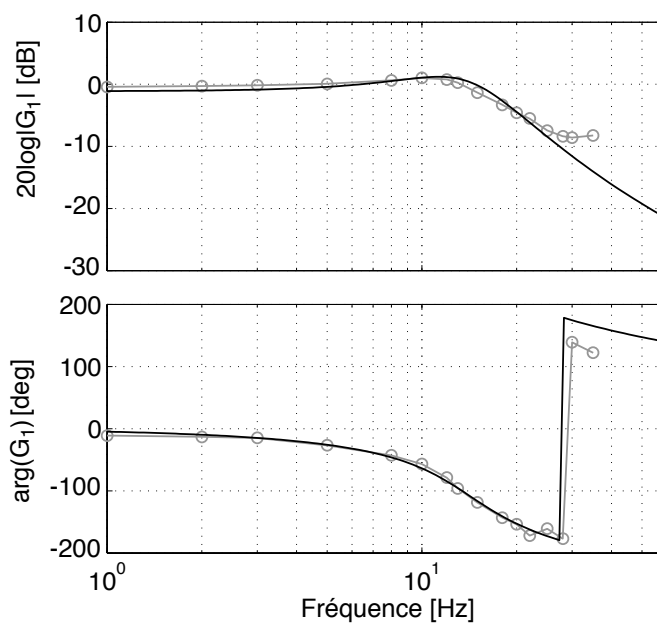


FIG. F.1 – Le modèle, $G_1(s)$, (—) de la fonction de transfert du système moteur-miroir est superposé à la mesure (\circ) pour une position radiale du centre du miroir $R_l = 935$ mm.

Le modèle $G_1(s)$ est une fonction de transfert avec un pôle de second

ordre qui, en variable de Laplace, s'écrit :

$$G_1(s) = \frac{a_0 + a_1 s}{1 + b_1 s + b_2 s^2} = \frac{a_0 + a_1 s}{1 + (2\zeta/\omega_n)s + (s/\omega_n)^2} \quad (\text{F.1})$$

où ζ est le facteur d'amortissement et ω_n la fréquence de coupure. On peut voir sur la Figure F.1 la fonction de transfert mesurée $G_{mes}(s)$ (o) à laquelle est superposé le modèle $G_1(s)$. Les coefficients, le facteur d'amortissement et la fréquence de coupure de $G_1(s)$ sont donnés dans la Tableau F.1.

a_0	1.16	b_1	0.083	$\omega_n = 1/\sqrt{b_2}$	13 Hz
a_1	0.025	b_2	0.006	$\zeta = (b_1/2)\omega_n$	0.54

TAB. F.1 – Coefficients du modèle de la fonction de transfert pour le système moteur-miroir.

F.2 Les filtres passe-bande et passe-bas

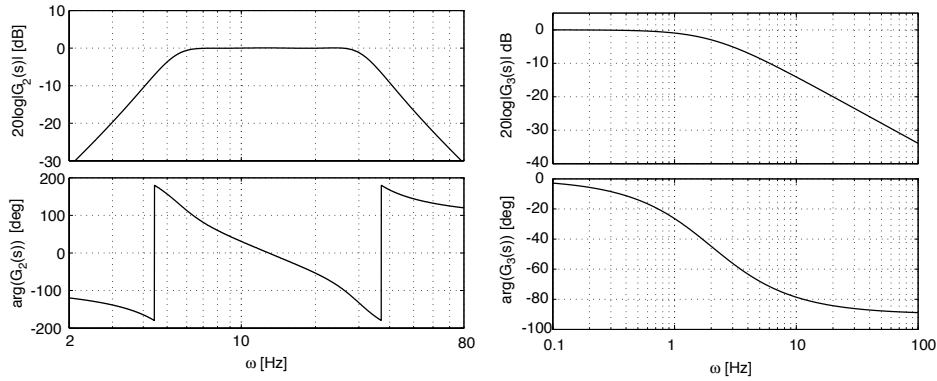


FIG. F.2 – Digramme de Bode du filtres passe-bande 13 ± 5 Hz : $G_2(s)$, et du filtre passe-bas du démodulateur : $G_3(s)$.

Le filtre passe-bande est caractérisé par une fonction de transfert d'ordre 6 telle que

$$G_2(s) = \frac{b_3 s^3 + b_2 s^2 + b_1 s + b_0}{a_6 s^6 + a_5 s^5 + a_4 s^4 + a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0}$$

où la valeur des coefficient a_n et b_n sont reportées dans le Tableau F.2 :

a_6	$4 \cdot 10^{-12}$		
a_5	$8.96 \cdot 10^{-10}$		
a_4	$22.2066 \cdot 10^{-8}$		
a_3	$23.664485 \cdot 10^{-6}$	b_3	$11.919116 \cdot 10^{-6}$
a_2	$14.54688165 \cdot 10^{-4}$	b_2	0
a_1	$3.9001391426 \cdot 10^{-2}$	b_1	0
a_0	1	b_0	0

TAB. F.2 – Coefficients de la fonction de transfert $G_2(s)$ du filtre passe-bande de la boucle de contrôle.

Le filtre passe-bas, à la sortie du démodulateur, est un filtre RC caractérisé par une fonction de transfert avec un pôle du premier ordre

$$G_3(s) = \frac{1}{1 - s/\omega_n} = \frac{1}{1 - s\tau_n} \quad \text{avec} \quad \tau_n = \frac{1}{RC} \quad (\text{F.2})$$

et

$$R = 360 \text{ k}\Omega \quad \text{et} \quad C = 220 \text{ nF}$$

F.3 Le déphaseur

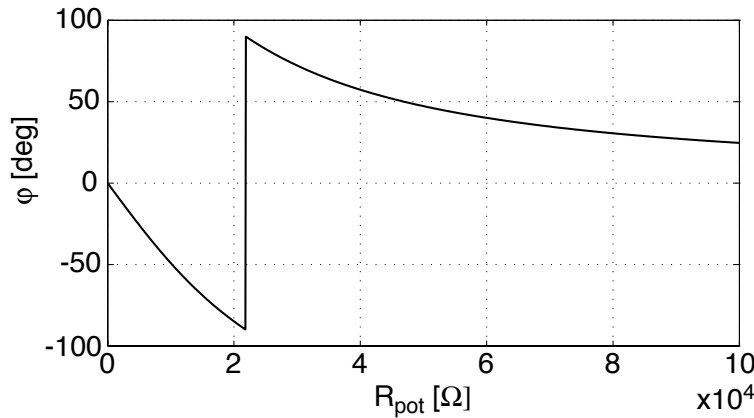


FIG. F.3 – La phase φ comme fonction de la résistance R_{pot} du déphaseur.

Pour contrôler le déphasage φ entre la perturbation donnée au miroir X3 et le signal de référence entré dans le démodulateur, on dispose d'un potentiomètre. Pour la fréquence d'oscillation : $\omega = 13 \text{ Hz}$, on peut voir dans la Figure F.3, la correspondance entre la résistance du potentiomètre, R_{pot} et le déphasage obtenu.

Annexe G

Schéma Simulink de la boucle de contrôle du miroir X3

On peut voir dans la Figure G.1 le schéma détaillé de la boucle Simulink qui permet de simuler le système de contrôle du miroir X3. On a différencier les sous-système de la boucle au moyen des couleurs correspondant à celle du schéma de la Figure 6.6 :

- Bleu : Système moteur-miroir, $G_1(s)$, contrôle de la modulation et de la consigne externe, $\theta(t)$, et déphaseur φ .
- Orange : Modèle de la réponse du plasma, $I(\theta(t))$.
- Gris : Filtre passe bande 13 ± 5 Hz, $G_2(s)$.
- Rouge : Démodulateur (inverseur et multiplicateur) et filtre passe-bas, $G_3(s)$ ($\omega_n = 2$ Hz).
- Vert : Contrôleur PID, $G_c(s)$ avec les gains K_P , K_I et K_D .

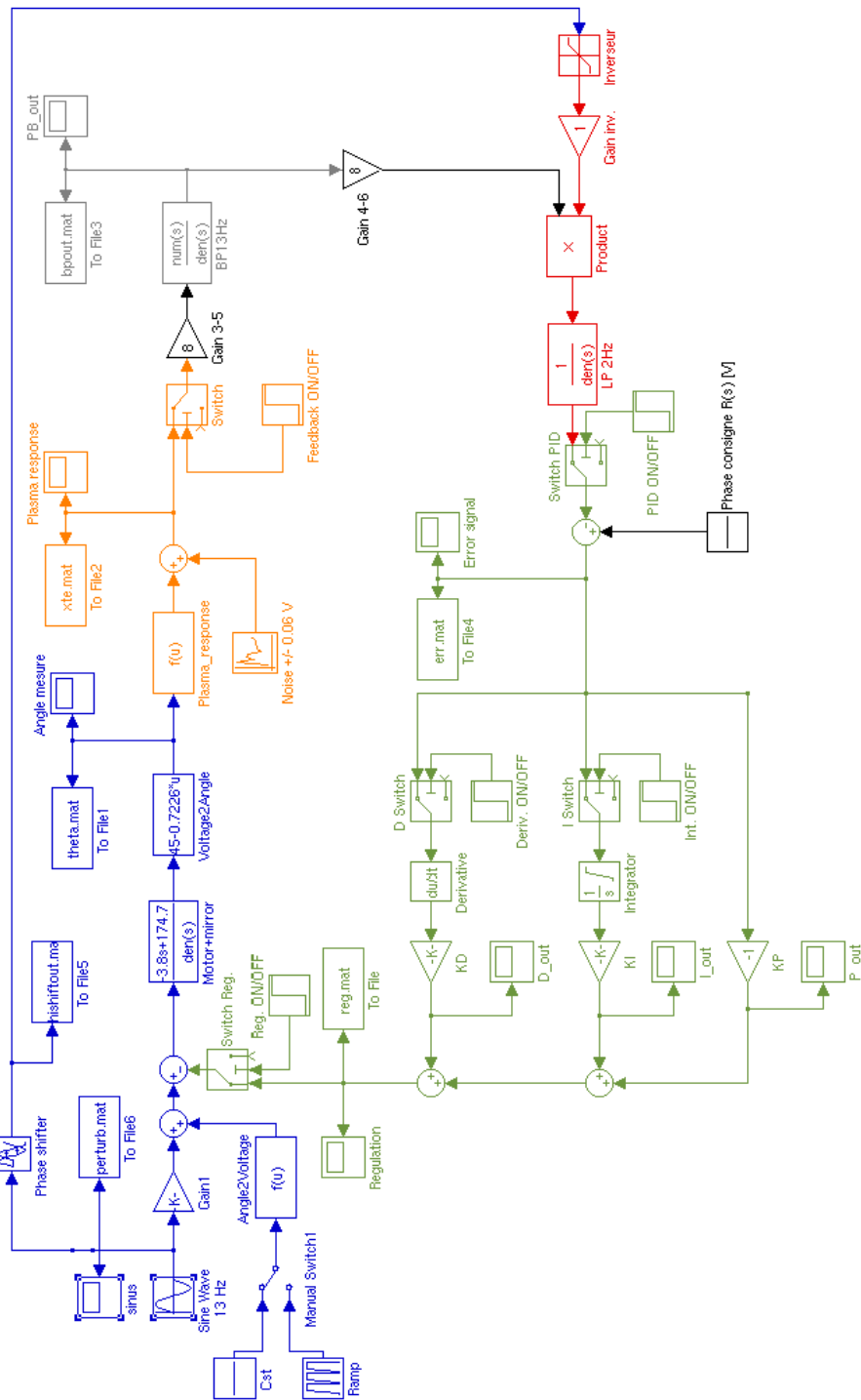


FIG. G.1 – Schéma du système de contrôle du miroir X3 pour les simulations avec Simulink

Bibliographie

- [1] J. Wesson. *Tokamaks, 3rd ed.* Oxford University Press, 2004.
- [2] J. D. Lawson. *Proc. of the Physical Society, Section B*, 70 :6–10, 1957.
- [3] A. A. Harms, K. F. Scheopf, G. H. Miley, and D. R. Kingdon. *Principles of Fusion Energy*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2000.
- [4] J.-M. Moret, F. Buhlmann, D. Fasel, F. Hofmann, and G. Tonetti. *Rev. Scientific Instr.*, pages 2333–2348, 1998.
- [5] J.-M. Moret, S. Franke, H. Weisen, M. Anton, R. Behn, B. P. Duval, F. Hofmann, B. Joye, Y. Martin, C. Nieswand, Z. A. Pietrzyk, and W. van Toledo. *Phys. Rev. Letter*, 79 :2057–2060, 1997.
- [6] H. Weisen, J.-M. Moret, S. Franke, I. Furno, Y. Martin, M. Anton, R. Behn, M. J. Dutch, B. P. Duval, F. Hofmann, B. Joye, C. Nieswand, Z. A. Pietrzyk, and W. van Toledo. *Nucl. Fusion*, 37 :1741–1757, 1997.
- [7] R. Prater. *Physics of plasmas*, 11 :2349–2375, 2004.
- [8] T. P. Goodman and al. *Nucl. Fusion*, 43 :1619–1631, 2003.
- [9] V. Erckmann and U. Gasparino. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 36 :1896–1962, 1994.
- [10] S. Coda, T. P. Goodman, M. A. Henderson, F. Hofmann, Z. A. Pietrzyk, O. Sauter, and TCV Team. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 42 :B311–B321, 2000.
- [11] S. Alberti, G. Arnoux, P. Blanchard, Y. Camenen, S. Coda, T.P. Goodman, M. Henderson, and TCV Team. *Proc. in IAEA Technical Meeting on ECRH for ITER*, Kloster Seeon, Germany, June 14-16, 2003.
- [12] R.L. Meyer, I. Fidone, G. Granata, and E. Mazzucato. *Proc. in 7th Top. conf. on app. of RF power to plasmas, Kissimee, AIP*, 157 :73, 1987.
- [13] A. Pachtman, S. M. Wolfe, and I. H. Hutchinson. *Nucl. Fusion*, 27 :1283, 1987.
- [14] J.-L. Ségui and al. *Nucl. Fusion*, 36 :237, 1996.

- [15] N. Yanagi, S. Morimoto, M. Sato, S. Kobayashi, M. Iima, S. Besshou, H. Nakamura, K. Ichiguchi, K. Hanatani, and T. Obiki. *Nucl. Fusion*, 31 :261–271, 1991.
- [16] U. Gasparino, H. Idei, S. Kubo, N. Marushchenko, and M. Romé. *Nucl. Fusion*, 38 :223–235, 1998.
- [17] H. Zohm. *Proc. in 13th joint workshop on ECE and ECRH, Nizhny-Novgorod (Russia)*, 2004.
- [18] G. Ramponi, D. farina, and S. Nowak. *Proc. in 13th joint workshop on ECE and ECRH, Nizhny-Novgorod (Russia)*, 2004.
- [19] L. I. Schiff. *Quantum mechanics, 2nd ed.* McGraw Hill, New York, 1955.
- [20] T. H. Stix. *Waves in plasmas.* American Institute of Physics, 1992.
- [21] M. Bornatici and al. *Nucl. Fusion*, 23 :1153–1257, 1983.
- [22] M. Brambilla. *Kinetic theory of plasma waves.* Oxford University Press, 1998.
- [23] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics, 4th ed.* Pergamon Press, 1970.
- [24] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *The classical theory of fields, 2nd ed.* Pergamon Press Ltd., 1962.
- [25] S. Nowak and A. Orefice. *Phys. Fluids*, 5 :1242, 1993.
- [26] P. F. Goldsmith. *Infrared and Millimeter Waves, Volume 6 : Systems and components.* Academic Press, 1982.
- [27] P. Blanchard, S. Alberti, S. Coda, H. Weisen, P. Nikkola, and I. Klimanov. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44 :2231, 2002.
- [28] S. Coda, S. Alberti, P. Blanchard, T. P. Goodman, M. A. Henderson, P. Nikkola, Y. Peysson, and O. Sauter. *Nucl. Fusion*, 43 :1361–1370, 2003.
- [29] S. Alberti and al. *Nucl. Fusion*, 42 :42–45, 2002.
- [30] E. Nelson-Melby, S. Alberti, T. P. Goodman, M. Henderson, and P. Nikkola. *Proc. in 30th EPS conference, St Petersburg, Russia*, P3.210, 2003.
- [31] R. H. Cohen. *Phys. Fluids*, 30 :2442, 1987.
- [32] K. Matsuda. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 17 :6, 1989.
- [33] Y. R. Lin-Liu and al. *Proc. in 26th EPS conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Maastricht*, 23J :1245, 1999.
- [34] S. Nowak and A. Orefice. *Phys. Fluids*, 1 :1945, 1994.
- [35] S. Cirant, S. Nowak, and A. Orefice. *J. Plasma Physics*, 53 :354–364, 1995.

- [36] S. Nowak and A. Orefice. *J. Plasma Physics*, 1 :349–362, 1997.
- [37] F. Hofmann. *Comput. Phys. Commun.*, 48 :207–221, 1988.
- [38] F. Hofmann and G. Tonetti. *Nucl. Fusion*, 28 :1871, 1988.
- [39] J.-M. Moret, F. Buhlmann, and G. Tonetti. *Rev. Scientific Instr.*, 74 :4634–4643, 2003.
- [40] R. Behn and al. *Proc. in 7th Int. Symp. Laser Aided Plasma Diagnostic, Montreux, Switzerland*, vol. 26B :392, 1995.
- [41] I. H. Hutchinson. *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge University Press, 1987.
- [42] J.-M. Moret. *Rev. Sci. Instrum.*, 76 :3507, 2005.
- [43] I. Weiss. *J. Comput. Phys.*, 61 :403, 1985.
- [44] D. G. Swanson. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44 :1329, 2002.
- [45] J.-Ph. Hogge, S. Alberti, L. Porte, and G. Arnoux. *Nucl. Fusion*, 43 :1353–1360, 2003.
- [46] M. Lennholm and al. *Nucl. Fusion*, 43 :1458–1476, 2003.
- [47] S. Alberti, A. Arnold, E. Borie, G. Dammertz, V. Erckmann, P. Garin, E. Giguet, S. Illy, G. Le Cloarec, Y. Le Goff, R. Magne, G. Michel, B. Piosczyk, C. Tran, M. Q. Tran, M. Thumm, and D. Wagner. *Fusion Engineering and Design*, 53 :387–397, 2001.
- [48] M. Thumm. *Fusion Engineering and Design*, 66-68 :69–90, 2003.
- [49] Gregory S. Nusinovich. *Introduction to the physics of gyrotron*. The Johns Hopkins University Press, 2004.
- [50] M. V. Kartikayan, E. Borie, and M. K. A. Thumm. *Gyrotrons, High-power microwave and millimeter wave technology*. 2004.
- [51] J. L. Doane. *Infrared and Millimeter Waves, Volume 13 : Millimeter components and techniques, Part IV*. 1985.
- [52] R. L. Abrams. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 8 :838, 1972.
- [53] L. Rebuffi and J. P. Crenn. *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, 10 :291, 1989.
- [54] S. Hildebrand. *Feinmechanische Bauelemente*. Carl Hanser Verlag, München, 1972.
- [55] S. Alberti, G. Arnoux, L. Porte, A. Bortolon, A. Karpushov, Y. Martin, S. Nowak, R. A. Pitts, and the TCV Team. *Proc. in IAEA Technical Meeting on ECRH for ITER*, Como, Italy, 2005.
- [56] A. Manini, J.-M. Moret, F. Ryter, and the ASDEX Upg Team. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 43 :139–157, 2003.

- [57] L. Spitzer. *Physics of fully ionized gases (Interscience tracts on physics and astronomy, number 3)*. Interscience Publishers, 1956.
- [58] G. Arnoux, A. Manini, S. Alberti, and J.-M. Moret. *Proc. in 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux, Switzerland, 2002*.
- [59] L. Ljung. *System identification, theory for the user, 2nd ed.* 1999.
- [60] M. Anton, H. Weisen, M. J. Dutch, W. Von der Linden, F. Buhlmann, R. Chavan, B. Marlétaz, Ph. Marmillod, and P. Paris. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38 :1849–1878, 1996.
- [61] I. Furno. Fast transient transport phenomena measured by soft X-ray emission in TCV tokamak plasmas. *Thesis number 2434, EPFL, Lausanne, Switzerland, 2001*.
- [62] M. Anton, M. J. Dutch, and H. Weisen. *Rev. Sci. Instrum.*, 66 :3762–3769, 1995.
- [63] P. Blanchard. Etude du rayonnement suprathermique émis lors du chauffage cyclotronique électronique du plasma du tokamak TCV. *Thesis number 2606, EPFL, Lausanne, Switzerland, 2002*.
- [64] J. Kiraly, M. Bitter, P. Efthimion, S. Von Goeler, B. Grek, K. W. Hill, D. Johnson, K. McGuire, N. Sauthoff, S. Sesnic, F. Stauffer, G. Tait, and G. Taylor. *Nucl. Fusion*, 27 :397, 1987.
- [65] H. Weisen, I. Furno, and TCV Team. *Nucl. Fusion*, 41 :1227, 2001.
- [66] A. Zabolotsky, H. Weisen, and TCV Team. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 45 :735, 2003.
- [67] D. R. Baker, M. R. Wade, C. C. Petty, M. N. Rosenbluth, T. C. Luce, J. S. deGrassie, B. W. Rice, R. J. Groebner, C. M. Greenfield, E. J. Doyle, C. L. Tettig, T. L. Rhodes, and M. A. Mahdavi. *Nucl. Fusion*, 40 :1003–1016, 2000.
- [68] C. Angioni, A.G. Peeters, X. Garbet, A. Manini, F. Ryter, and ASDEX Upgrade Team. *Nucl. Fusion*, 44 :827–845, 2004.
- [69] P. Nikkola. The effect of electron transport on electron cyclotron current drive in tokamak plasmas. *Thesis number 3048, EPFL, Lausanne, Switzerland, 2004*.
- [70] F. Hofmann, S. Coda, P. Lavanchy, X. Llobet, Ph. Marmillod, Y. Martin, A. Martynov, J. Mlynar, J.-M. Moret, A. Pochelon, and O. Sauter. *Nucl. Fusion*, 42 :743–749, 2002.
- [71] A. Pochelon and al. *Proc. in 19th IAEA Fusion Energy conference, Lyon, France, 2002*.

- [72] A. Pochelon and al. *Nucl. Fusion*, 39 :1807, 1999.
- [73] R. C. Dorf and R. H. Bishop. *Modern control systems, 9th ed.* Prentice Hall PTR, 2001.
- [74] H. Bühler. *Traité d'électricité, volume XVI : électronique de réglage et de commande (2^{ème} édition)*. Editions Georgi (Suisse), 1979.
- [75] J.-M. Moret. Etude de la réponse dynamique du plasma de TCA et ses conséquences sur la compréhension du confinement et du chauffage. *Thesis number 758, EPFL, Lausanne, Switzerland*, 1988.

Curriculum Vitae

Originaire d'Epiqueuz, dans le canton du Jura, je suis né à La Chaux-de-Fonds (NE) le 9 janvier 1976. J'ai suivi mon école obligatoire (primaire et secondaire) de 1982 à 1991 à La Chaux-de-Fonds. En août 1991, j'ai débuté mes études au Gymnase cantonal de La Chaux-de-Fonds (actuellement rebaptisé Lycée Blaise Cendrars) où j'ai obtenu ma maturité fédérale scientifique (type C) en 1995. En octobre 1995, je me suis inscrit à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) en section de physique où j'ai obtenu le diplôme d'ingénieur physicien en mars 2001. J'ai effectué mon travail de diplôme au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) à l'EPFL, où j'ai été engagé comme assistant en mai 2001.

Remerciements

Ce travail de thèse n'aurait pu voir le jour sans la contribution de plusieurs personnes que je veux remercier ici.

Merci tout d'abord à Stefano Alberti qui m'a dirigé durant cette thèse. Sachant me stimuler quand j'en avais besoin, sachant aussi être dur et critique avec la rigueur du scientifique qui le caractérise, mais toujours avec tact, il aura sans conteste contribué à ma formation d'apprenti chercheur.

Merci à Laurie Porte, qui avec une patience exemplaire a permis par sa compétence et sa disponibilité que nous menions à bien le travail expérimental exposé dans ce document.

Merci également à Jean-Philippe Hogge qui a mis en place le système de chauffage X3 et qui a un regard critique sans pareil. Toujours pertinentes, les remarques, critiques et questions qu'il a su m'adresser lors de la rédaction du présent ouvrage ont largement augmenté sa qualité.

Merci à Silvana Nowak, conceptrice du code ECWGB, avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer, collaboration qui a nettement enrichi les résultats de cette thèse.

Pour la boucle de contrôle mise au point dans ce travail, je veux remercier l'atelier d'électronique du CRPP, et tout particulièrement Philippe Marmillod et Blaise Marlétaz qui ont fait plus que mettre au point le système de contrôle, ils m'ont appris l'essentiel de ce que je sais en électronique et systèmes de régulation.

Merci également aux autres services : mécanique, électricité, spécialistes du vide (merci Omar).

Merci aux secrétaires : Edith, Paula, Raymonde et Elisabeth, puis ensuite Nadia et Jacqueline pour leur disponibilité.

Enfin je veux remercier l'ensemble de l'équipe TCV qui se démène sans compter pour que le tokamak, son système de stockage des données et tous les diagnostics qui l'entourent puissent fonctionner.

Plusieurs personnes ont fait en sorte que ces 4 ans de travail soient un plaisir. Merci à Paolo Bosshard et Patrick Blanchard avec qui j'ai partagé un bureau pendant les deux premières années de cette thèse, et qui sont devenus mes amis. Merci aussi à Yann Camenen et Andrea Scarabosio qui ont fait en sorte que le quotidien du bureau soit le plus souvent gai pendant les deux dernières années de ce travail. Merci enfin à l'ensemble des doctorants du CRPP pour les apéros, tournois de pétanque et autres escapades du côté de l'Italie qui font que le travail se déroule dans une bonne ambiance.

Je profite de ce document pour également remercier mes amis physiciens qui ont marqué, chacun à leur manière, mes années d'étude à l'EPFL. Merci à Séverine, Reda, Bulu et Fabien.

Merci à mes amis, Dom, Sylvie, Guillaume, Grégoire, Yann, qui bien que non physiciens ont dû subir mes élans d'enthousiasme sans forcément comprendre un mot de ce que je leur disais.

Merci à Ana, qui m'a soutenu au quotidien dans le marathon qu'a été la rédaction de ce document (merci pour l'abstract).

Enfin, je veux dédier ce travail de thèse à mes parents, mon frère, mes soeurs et à tout le reste de ma famille.