

Le rôle des résonances de champ de l'onde sonde sur les mesures extraites de diagnostics utilisant des ondes électromagnétiques dans les plasmas.

On the role of resonances on the measurements provided by diagnostics using electromagnetic waves in plasmas.

S. Heuraux[§], E. Gusakov[€], A. Popov[€], E.V. Syisoeva[€], N. Kosolapova[€], F. da Silva[£]

[§]Institut Jean Lamour-Faculté des Sciences-Nancy-Université UMR 7198 CNRS, BP 70239 F-54506 Vandoeuvre cedex
(stephane.heuraux@ipmi.uhp-nancy.fr)

[€]Ioffë Institute Politekhnikeskaya 26, 194021 St.Petersburg, Russia
(evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru, a.popov@mail.ioffe.ru, n.kosolapova@mail.ioffe.ru, e.syisoeva@mail.ioffe.ru)

[£]Associação EURATOM/IST IPFN, Instituto Superior Técnico, 1046-001 Lisboa Portugal
(tanatos@ipfn.ist.utl.pt)

Résumé : Les mesures effectuées dans les fluctuants plasmas sont basées sur une analyse type WKB ou Born et ignorent en général le rôle de fluctuations sur la propagation de l'onde sonde en utilisant des quantités moyennées pour les paramètres plasmas. Ces descriptions ne permettent pas d'expliquer l'origine de tous les sauts de phase observés ni toutes autres distorsions des quantités mesurées en présence de turbulence dans le plasma sondé. Après un bref rappel des mécanismes contribuant à la variation des paramètres mesurables, le rôle des résonances ou plutôt des amplifications localisées de l'onde sonde est montré dans le cas de la réflectométrie pour les plasmas de fusion. Les conclusions peuvent être étendues à tout type de plasma présentant une faible atténuation de l'onde sonde. Les signatures spécifiques de la présence de résonances en plasma inhomogène montrent que la localisation spatiale permet une meilleure résolution du spectre en nombre d'ondes est possible et que l'utilisation de résonance contrôlée peut conduire à une nouvelle génération de diagnostics de la turbulence mais d'abord induit une amélioration des modèles interprétatifs des mesures et de mieux expliquer les observations. Une équation générique type diffusion de photons inclut les effets des résonances et devrait permettre de décrire le comportement des diagnostics quelque soit l'amplitude des fluctuations de densité.

Abstract : The measurements obtained in fluctuating plasma are very often based on WKB or Born approximation and miss in general the role played by the plasma fluctuations on the probing wave propagation are missed due to the use of the averaged plasma parameters. These models are not able to explain the origin of phase jumps or all the distortion of the measured quantities seen in turbulent plasma. After a synthetic recall of the basic mechanisms changing the measured parameters, the role of resonances or more exactly the localized amplifications of the probing wave is shown in the case of the reflectometry used in fusion plasmas. The signatures associated to the resonances in the case of inhomogeneous plasmas show that the response can be localized and give an accurate wavenumber spectrum. The possible use of the tuned resonances can drive a new generation of diagnostics but first are able to provide a better interpretation of the reflectometer data. A master equation based on a photon diffusion equation including the resonance effects should permit to describe the diagnostics behaviour for a wide range of density fluctuation amplitudes.

1. Introduction

Pour comprendre les mécanismes présents lors des phénomènes de transport dans les plasmas de fusion [1-3], il est nécessaire de disposer de diagnostics performants et capables, en même temps et si possible dans tout le plasma, de discriminer les échelles de temps jusqu'à la microseconde et de séparer les échelles spatiales jusqu'au millimètre [4]. Pour atteindre une telle résolution spatio-temporelle, les modèles utilisées pour analyser les données des diagnostics utilisant les ondes électromagnétiques doivent être raffinés à l'extrême et prendre en compte un maximum d'effets en limitant le plus possible les restrictions induites par les hypothèses utilisées en s'assurant a posteriori qu'elles sont vérifiées. Jusqu'à présent les études sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les plasmas de fusion en présence de fluctuations de densité se cantonnent pour les applications, et plus spécifiquement celles dédiées aux diagnostics, à une analyse dans le cadre restreint de l'approximation de Born [5-6] ou à des simulations. Par exemple, l'interaction laser - plasmas sur des temps est décrite dans des situations où les perturbations de densité induites par interactions non-linéaires ondes - particules conservent une certaine cohérence malgré la saturation non-linéaire [7-8]. Ici seul l'aspect diagnostic est étudié. Vu la complexité de la propagation d'onde en milieux fluctuants, il est supposé que l'onde sonde laisse inchangés les paramètres du plasma et les caractéristiques des fluctuations. La compréhension des mécanismes présents lors la propagation en plasmas turbulents et leurs impacts sur la mesure sont les fils directeurs de ce travail. Une possible formulation aboutissant à une équation générique de ce problème sera abordée et s'intéressera aussi aux conséquences induites sur les diagnostics utilisant les ondes dans les plasmas fortement turbulents en fonction des caractéristiques des fluctuations.

2. Processus Physiques gouvernant la réflectométrie dans les plasmas et motivations

Le principe de base de la réflectométrie est lié à la détermination du temps nécessaire pour aller d'un émetteur jusqu'à un récepteur, généralement situé l'un à côté de l'autre, tout en subissant une réflexion au sens large comme c'est le cas pour un radar. Si l'émetteur et le récepteur correspondent au même composant, le réflectomètre ainsi constitué est dit *mono-statique* ce qui impose à l'onde d'être réfléchi sur

une surface (dite de *coupure*) placée perpendiculaire à la direction de propagation ou rétrodiffusée pour être détectée. Le choix de la directivité de l'antenne permet de relâcher la contrainte d'alignement. Dans le cas où les composants d'émission et de réception sont différents le réflectomètre est dit bi-statique. Ce dernier système est le plus répandu car plus simple à mettre en œuvre et présente l'avantage d'ignorer une partie des défauts des lignes de transmission [9]. Ces différents types de configuration sont aussi plus ou moins sensibles aux phénomènes de résonance sachant que les configurations de plasmas sondés sont le plus souvent axisymétriques.

2.1 Principe de base de la réflectométrie.

Rappelons d'abord les bases de la modélisation des réflectomètres ainsi que les phénomènes physiques qui vont dominer les mesures faites à l'aide de réflectomètres et permettre d'interpréter les résultats obtenus. Dans les plasmas magnétisées, les ondes de sondage suivent en première approximation les règles de propagation définie par la relation de dispersion définie en plasma froid dans le cadre de l'approximation WKB [10] où il est supposé que l'onde se propage obliquement avec un angle θ par rapport à un champ magnétique constant B_0 :

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = \epsilon = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1-X)} \pm \left[\frac{Y^4 \sin^4 \theta}{2(1-X)^2} + Y^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2}} \quad [1]$$

où ϵ correspond au tenseur diélectrique, $X = \omega_{pe}^2/\omega^2$, avec ω_{pe} la pulsation plasma définie par $\omega_{pe} = (\epsilon^2 n_e / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ et ω la pulsation de l'onde de sondage, $Y = \omega_{ce} / \omega$ avec $\omega_{ce} = eB_0/m_e$ la pulsation cyclotron électronique, e la charge élémentaire, m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière. Usuellement en réflectométrie, l'onde injectée pour diagnostiquer le plasma correspond à une configuration où $\theta = \pi/2$, à laquelle deux modes de propagation sont associés suivant que l'orientation du champ électrique de l'onde par rapport au champ magnétique soit au mode ordinaire si le champ électrique est colinéaire au champ magnétique soit au mode extraordinaire si le champ électrique est orthogonal au champ magnétique. Bien que le rôle des collisions soit important pour déterminer l'amplitude du champ résonant dans les cavités à paroi métallique [pointu], ici les cavités sont immatérielles et sont supposées être générées dans un plasma sans collision. Les corrections liées aux effets thermiques vont introduire de faibles effets que l'on pourra ignorer durant ce travail exploratoire. Toutefois les corrections relativistes doivent être prises en compte lorsque la réflectométrie s'applique aux plasmas de fusion [11] comme cela est visible sur la figure 1 pour les plasmas d'ITER.

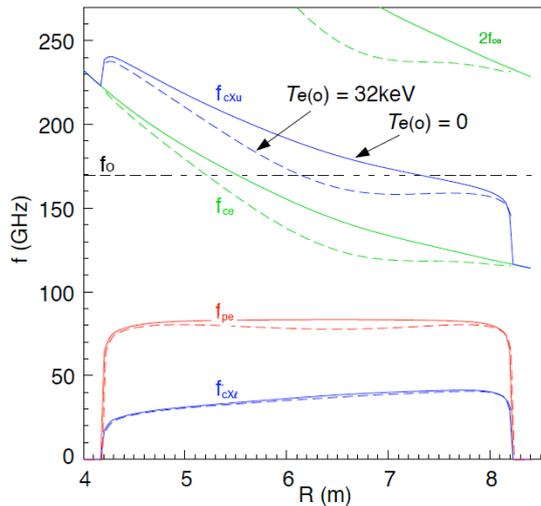


Figure 1: Représentation pour le scénario 2 d'ITER des différentes fréquences caractéristiques f_{pe} fréquence plasma (rouge), $2f_{ce}$ et f_{ce} fréquence cyclotron électronique (vert), f_{cxu} et f_{cxi} les fréquences de coupure haute et basse du mode extraordinaire sans correction relativiste en ligne continue et avec en ligne discontinue en fonction du rayon majeur du plasma R pour une position verticale correspond au plan équatorial.

En réflectométrie, les paramètres accessibles sont la phase, le temps de vol, l'amplitude de l'onde reçue, le décalage fréquentiel et l'élargissement spectral suivant le type de réflectomètre. La variation de phase ϕ de l'onde réfléchie induite par la propagation de l'onde dans un plasma inhomogène par rapport à une origine des phases prise à l'entrée du plasma peut être calculée dans le cadre d'une approximation WKB à l'aide de :

$$\phi_{WKB} = \int k(s) ds \quad [2]$$

où $k(s)$ est le nombre d'onde en s qui correspond à la coordonnée curviligne associée à la trajectoire de l'onde sonde assimilé à un rayon. Toutefois le déphasage induit par la réflexion dans le plasma n'est pas inclus et est donné dans le livre écrit par Stix [12] suivant la longueur du gradient de densité normalisée par rapport à la longueur d'onde dans le vide de l'onde sonde. En général, la longueur de gradient de densité étant bien plus grande que la longueur d'onde dans le vide, le déphasage lié à la réflexion est égal à $\pi/2$. Dans les mêmes conditions, le temps de vol est défini par :

$$\tau_{WKB} = \int \frac{ds}{v_g} \quad [3]$$

où v_g est la vitesse de groupe défini par $d\omega(k)/dk$, qui peut être évaluée à partir de la relation de dispersion. Lors d'un balayage en fréquence f , les variations de phase sont liées au temps de vol par la relation suivante :

$$\tau_{WKB} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{WKB}}{\partial f} \quad [4]$$

Les variations de temporelle de phase peuvent avoir différentes origines, l'une est liée à la variation temporelle de la fréquence de l'onde sonde et l'autre dépend des variations temporelles de l'indice. Ceci se résume au travers de l'expression de la dérivée temporelle de la phase qui s'écrit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \int_{s=0}^{s_{cf}} N_j(f, s) ds + \frac{4\pi f}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{s=0}^{s_{cf}} N_j(f, s) ds \right) \quad [5]$$

où N_j est l'indice du mode utilisé pour sonder le plasma et s_f est la position de la première coupure rencontrée lors de la propagation de l'onde sonde. Ces définitions prennent en compte uniquement les variations d'indice du milieu en supposant que la fréquence reste constante donc ignorent les effets liés aux phénomènes de piégeage d'onde et de diffusion qui vont jouer un rôle prépondérant pour expliquer la génération de zone de résonances du champ sonde. L'étude portant sur le rôle de résonance sur les mesures effectuées à l'aide de réflectomètres, l'approximation de Born devient inappropriée pour l'étude de l'amplification de champ. Les travaux menés pour cette étude nécessitent soit une description théorique allant au-delà de l'approximation de Born et des simulations associées à la résolution d'équations dites *full-wave* incluant les effets de piégeage et de diffusion.

Les équations full-wave utilisées [13] correspondent soit une équation d'Helmholtz où les hypothèses associées imposent que la fréquence soit fixe et les perturbations d'indice sont figées (indépendantes du temps), soit une équation d'onde ou un système d'équation différentielles partielles couplant l'évolution de l'onde et des perturbations des paramètres plasmas par l'onde ce qui suppose l'évolution des paramètres du plasma reste lente comparée au temps de vol et soit les équations de Maxwell couplées avec une description de la réponse du plasma induite par l'onde injectée. L'utilisation de l'équation d'Helmholtz pour décrire les phénomènes de résonance va conduire à la description de l'état asymptotique des champs électromagnétiques, c'est-à-dire ne permet pas d'accéder à la phase transitoire de la mise en place des champs résonants qui peut s'avérer importante et intervenir sur des échelles de temps accessible à la mesure. La résolution de l'équation d'Helmholtz donne accès à la valeur maximale des effets de la résonance. La résolution de l'équation d'onde donne des indications sur les caractéristiques de la phase transitoire et aux effets du mouvement du plasma. Il a été vérifié que la solution asymptotique de l'équation d'onde converge vers la solution fournie par l'équation d'Helmholtz. L'utilisation des équations de Maxwell devrait permettre d'accéder aux phénomènes de dépolarisation liés aux zones définissant les limites de la zone de résonance ce qui ajouterait un phénomène réduisant le facteur de qualité de la cavité. Toutefois ce dernier point reste difficilement abordable vu les ressources numériques requises (code 3D).

2.2 Processus de base intervenant dans l'interaction onde-fluctuation de densité.

Les réponses en phase pour des perturbations cohérentes ont été abordées dans différents papiers sous l'approximation de Born dont les thèmes portent sur le rôle de la rétrodiffusion de Bragg et de la diffusion vers l'avant [14], pour l'établissement de l'expression la variation de phase [15] et pour la classification des différents type de réponse et la prise en compte des effets de largeurs finie de la perturbation [6]. Voici un bref rappel ces éléments à connaître dans le cadre de cette étude. Le mécanisme de diffusion de Bragg en supposant que les perturbations de densité sont stationnaires donc $\omega = \omega'$ (pulsation de l'onde incidente ω et l'onde diffusée ω') d'où $k_s = k_i$ (nombre d'ondes de l'onde incidente k_i et l'onde diffusée k_s) est régi par la relation de Bragg pour des nombres d'onde plus grand que le nombre d'onde d'Airy, défini par $k_A = \frac{1}{\pi M(0)^2} (k_0^2 L_N)^{1/3}$ avec L_N la longueur de gradient d'indice et M le module de la fonction d'Airy, qui s'écrit

$$\vec{k}_f = 2\vec{k}_i(s_B) \quad [6]$$

où s_B correspond à la position de rétrodiffusion de l'onde incidente. En réalité la rétrodiffusion de l'onde se produit sur une largeur qui est fonction de l'amplitude de la perturbation d'indice qui en première approximation peut être obtenue à partir de la largeur des zones instables de l'équation de Mathieu [16] dont la validité va au-delà du domaine de l'approximation de Born défini par

$$\frac{\delta n_e(s)}{n_{cf}} \ll (k_0 L)^{2/3} \quad [7]$$

où n_{cf} est la densité de coupure pour la fréquence f . Sous cette condition la réponse en phase a pour expression dans un plasma ayant un profil linéaire d'indice [15]:

$$\tan(\Delta\phi) = -2\pi(k_0 L)^{2/3} \int \frac{\delta n_e(s)}{n_{cf}} A_i^2(s) ds \quad [8]$$

où A_i est la fonction d'Airy. Cette expression peut être généralisée en approximant le profil de densité par un profil linéaire au voisinage de la position satisfaisant à la condition de Bragg. Pour extraire les caractéristiques de la turbulence, une expression liant le spectre en phase au spectre en nombre d'onde qui a été fait de façon générale pour turbulence étendue dans le cas du mode O [17], pour le mode X au voisinage de la coupure [18] et peut prendre la forme générique suivante :

$$S_{\delta\phi}(k_r) = \beta \pi k_0^2 \frac{L}{k_f} S_{\delta n_e}(k_r) \quad [9]$$

où β est une constante qui dépend du mode utilisé pour sonder le plasma.

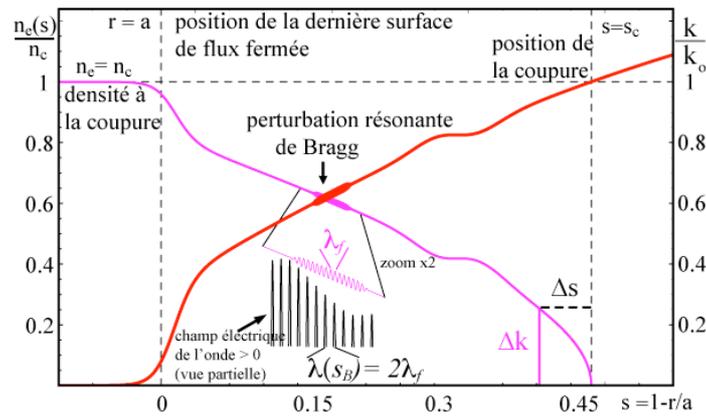


Figure 2 : Profil de densité (en rouge) et indice associé pour le mode ordinaire (en magenta) en présence d'une perturbation de densité satisfaisant la condition de Bragg avec un zoom sur la partie positive du champ électrique de l'onde. Il est aussi indiqué la variation du nombre d'onde pour une variation de position donnée ce qui donne une idée de la résolution en nombre d'onde accessible.

2.3 Processus conduisant à l'amplification localisée du champ sonde-résonance.

Pour arriver aux conditions où le champ de l'onde sonde est amplifié, ce travail se limite aux configurations stationnaires, c'est-à-dire le plasma y compris les fluctuations est considéré comme stationnaire sur des échelles de temps plus grande que le temps nécessaire pour saturer la cavité. Cette hypothèse semble réaliste car les temps caractéristiques pour atteindre la valeur asymptotique du champ sonde sont de l'ordre de 0.1 μ s pour les cas étudiés alors que le temps de corrélation de la turbulence est de l'ordre de 10 μ s. Toutefois il faut signaler que la saturation ne sera plus atteinte pour des temps de balayage en fréquence de l'ordre de la microseconde pour une bande en fréquence de l'ordre de 10 à 20 GHz. Malgré tout ces situations restent loin des conditions où l'amplitude du champ de l'onde est affectée par la conservation électromagnétique [19]. Pour produire une amplification localisée du champ en plasma inhomogène la configuration la plus simple correspond à la présence de deux coupures dans le plasma ce qui revient à avoir des miroirs ayant un coefficient de transparence non nul. Ce type de miroir peut être généré à l'aide d'une perturbation d'indice cohérente satisfaisant à la relation de Bragg [6] que dénommera miroir de Bragg. Différentes configurations peuvent être considérées les systèmes miroir de Bragg plus coupure, les systèmes à deux miroirs de Bragg (voir fig. 3) et d'autres à trois éléments constitutifs ou plus. Dans les plasmas turbulents, il faudrait considérer les propriétés statistiques de combinaison de miroirs de Bragg pour décrire les occurrences des amplifications localisées de champ. Ce travail est à faire. Pour l'instant seules les configurations à deux miroirs de Bragg avec et sans coupure ont été étudiées analytiquement et numériquement [20].

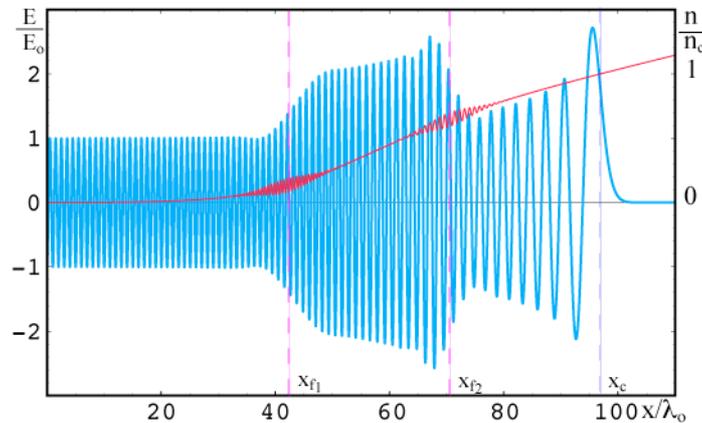


Figure 3 : Profil de densité normalisé à la densité à la coupure (en rouge) avec les deux miroirs de Bragg positionnés respectivement en x_{f1} et x_{f2} satisfaisant la relation de Bragg en ces positions, x_c correspond à la position de la couche de coupure et le champ électrique de l'onde sonde (en bleu clair) où une amplification locale du champ est obtenue entre les deux perturbations.

2.3.1 Modélisation des champs amplifiés localement.

Le modèle analytique décrivant le comportement de l'onde en présence d'une perturbation résonante de Bragg est décrit en détails dans [20] et s'appuie sur un ensemble d'hypothèses qui réduit le problème à la résolution de l'équation d'Helmholtz. Le formalisme est aussi bien applicable au mode ordinaire O qu'au mode extraordinaire X à condition que l'inhomogénéité soit faible $k_f x_c \gg 1$, ce qui revient à considérer que la perturbation résonante de Bragg est loin de la coupure. Ces conditions permettent d'utiliser des solutions type WKB étendu avec une amplitude variable pour les ondes incidente et réfléchie qui s'écrivent formellement sous la forme suivante :

$$E(r) = \frac{a_i(r)}{\sqrt{k(r)}} \exp\left(i \int^r k(r') dr'\right) + \frac{a_r(r)}{\sqrt{k(r)}} \exp\left(-i \int^r k(r') dr'\right) \quad [10]$$

Les amplitudes $a_i(r)$ et $a_r(r)$ sont constantes en dehors du voisinage de la zone résonante de Bragg et varient lentement sur une échelle spatiale dans la zone résonante égale à $l_B = (\frac{dk}{dr} r_B)^{-1/2}$. Cette grandeur correspond à une échelle spatiale intermédiaire entre la longueur d'onde de l'onde

sonde et la longueur de gradient de densité. La condition $|k(r_B)l_B| \gg 1$ permet de décrire l'évolution des amplitudes des sondes incidente et réfléchi à l'aide du système d'équation différentiel suivant :

$$\begin{cases} i l_B \frac{da_i}{dr} + \sqrt{Z} a_r \exp(i\Phi) = 0 \\ i l_B \frac{da_r}{dr} + \sqrt{Z} a_i \exp(-i\Phi) = 0 \end{cases} \quad [11]$$

où $Z = (\omega/c)A[h_{\alpha}(\delta n(r)/n_c)(l_B/k_p)]^2$ est une fonction lentement variable et $\Phi(r) = \int [2k(x') - k_p] dx'$ est la variation phase induit par l'inhomogénéité du plasma. Le système Eq.(11) peut être résolu analytiquement en utilisant la méthode développée pour les instabilités paramétriques [21-22]. Les solutions of Eq.(11) sont alors exprimées sur la base des fonctions du cylindre parabolique et décrivent le couplage entre ondes incidentes et réfléchi dans la zone de résonance de Bragg. À partir de ces solutions, le facteur d'amplification est déduit ainsi que les variations de phase en fonction de la fréquence de l'onde sonde, de la position centrale de la perturbation de densité. Les résultats obtenus vont bien au-delà de l'approximation de Born et décrivent des situations où la rétrodiffusion de Bragg domine tout comme le piégeage de l'onde dans la cavité constituée par un miroir de Bragg loin de la coupure et la coupure ou les autres configurations déjà mentionnées. Le mécanisme de piégeage est le résultat d'un phénomène de multi diffusion comme il est possible de le constater quand un regard est porté sur l'évolution du champ par sauts successifs à l'intérieur de la cavité jusqu'à la saturation. De nombreuses comparaisons théorie-simulations sont décrites dans [20] et portent en particulier sur le facteur d'amplification définie par a_{out}/a_{in} . Il est à noter que ce modèle ne reste valable que si aucune coupure secondaire n'existe ce qui limite l'amplitude des perturbations descriptibles par le modèle. Cette modélisation peut être étendue à la détermination des variations de l'amplitude et de phase induites par une perturbation de densité additionnelle placée dans la zone de champ résonant comme montré fig. 4. Cette étude est en cours de publication.

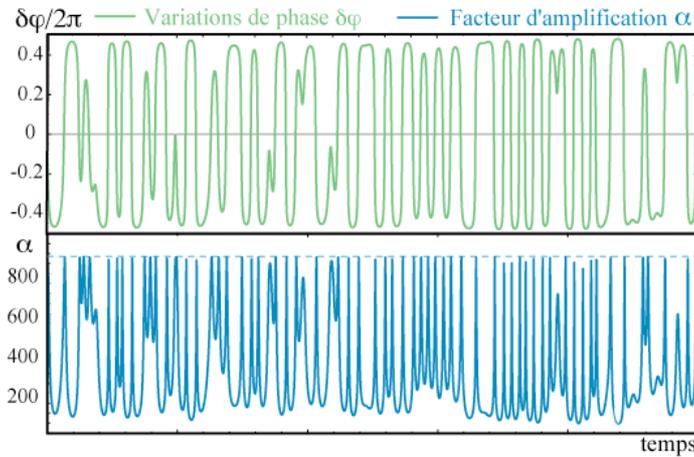


Figure 4 : évolution temporelle de la phase (en vert) et du facteur d'amplification (en bleu) pour une turbulence étendue de très faible amplitude $\delta n/n_c \sim 10^{-7}$ se déplaçant dans la zone de champ amplifié. La saturation des variations de phase correspond aux moments où le champ à l'intérieur de la cavité est réduit et le quasi saut de phase lorsque le champ devient maximal.

2.3.2 Commentaires sur les mécanismes d'amplification et le contexte d'étude.

La modélisation de l'interaction ondes - fluctuations d'indice stationnaire va être principalement pilotée par deux paramètres, la valeur moyenne spatiale de la perturbation d'indice et la largeur effective de la perturbation normalisée à la longueur d'onde de l'onde sonde. Les oscillations des structures à moyenne spatiale nulle est quasiment impossible à réaliser sachant que l'indice du plasma est très souvent une fonction non-linéaire de l'amplitude des perturbations des paramètres du plasma. Seuls les faibles écarts des paramètres plasma peuvent se voir appliquer un traitement au premier ordre ce qui par définition linéarise les variations d'indice. Les situations que l'on va étudier sortent très rapidement de cas à moins qu'une contribution additionnelle vienne masquer les corrections d'ordre supérieurs comme, par exemple, l'émission de rayonnement produit par des particules rapides. Le deuxième paramètre est regard sur le contenu spectral en nombres d'ondes des perturbations. Il est clair que ces deux paramètres ne sont pas totalement indépendants car le premier impose des contraintes sur les spectres en nombres d'ondes. Pour être plus précis sur ce point la moyenne spatiale non-nulle introduit des composantes à très petites valeurs des nombres d'ondes qui favorisent l'action de la diffusion vers l'avant. Ce phénomène va induire un étalement du faisceau par déstructuration du front d'onde et une perte de cohérence du signal réfléchi ce qui se traduit par une réduction de la longueur de corrélation ou à une dépendance logarithmique lorsque l'amplitude est très faible, la cohérence de phase étant maintenue sur l'échelle plus grande que la longueur de corrélation des fluctuations d'indice. Ceci est expliqué en détail dans [23]. La question se pose sur la contribution de ces petits nombres d'ondes sur la génération ou la destruction des résonances pouvant se produire en milieu turbulent. Pour revenir à la contribution spectrale en nombres d'ondes, il plus simple de travailler pour modéliser les résonances dans le cas où la perturbation cohérente présente une pureté spectrale idéale, ce qui impose une moyenne spatiale nulle, où la condition de Bragg détermine la réponse du système sans avoir à intégrer sur toutes les contributions des nombres d'ondes de la perturbation. La réponse correspond alors à une image spatiale de la perturbation à condition que les paramètres déterminant l'efficacité de la rétrodiffusion de Bragg restent constants. Dans ces conditions, les conditions de résonance seront reproduites sur une périodicité correspondant à la longueur de la perturbation de densité donc le facteur de qualité va dépendre de l'amplitude locale de la perturbation au point où la condition de Bragg est satisfaite. Pour le cas d'une perturbation de faible largeur, la description est plus complexe car le phénomène de rétrodiffusion de Bragg n'est localisé en un point du gradient d'indice mais doit être intégré sur l'extension spatiale de la perturbation pour chaque position de la perturbation. Dans ce dernier cas, l'obtention des conditions de résonance devient franchement compliquée et pour l'instant il n'existe pas de description

fournissant ces conditions pour une perturbation cohérente à spectre large en nombres d'ondes. Du travail reste à accomplir pour déterminer les conditions d'obtention de résonances en milieu turbulent en fonction de la longueur de cohérence spatiale de cette dernière. Le modèle de turbulence à utiliser lui aussi reste une inconnue pour ces études ; à l'heure actuelle le modèle le plus répandu correspond à une superposition de mode ayant un spectre donnée où les relations de phase entre les modes est aléatoire (méthode de Fourier). D'autres modèles ont été proposés [23-24]. Dans le premier cas, une superposition de paquets d'ondes gaussiens avec un tel nombre de paramètres libres qu'il devient toujours possible d'ajuster cet ensemble de paramètres pour que le résultat de la simulation devienne similaire au résultats expérimentaux. Il est noté que lorsque les paquets d'ondes se recouvrent suffisamment, les descriptions de la turbulence deviennent équivalentes. L'autre description impose une relation dispersion tout en imposant une relation de phase aléatoire entre chaque mode, il s'ensuit un comportement différent de la réponse qui s'écarte fortement du modèle théorique développé dans [23]. Ces faits interrogent sur la façon de procéder pour interpréter les résultats obtenus par réflectométrie. Ces mêmes questions devraient se poser pour les diagnostics où malheureusement les modèles interprétatifs des diagnostics se cantonnent à une analyse linéaire de la physique du diagnostic et ignorent peut être le rôle de résonances pouvant distordre le résultat par rapport à la valeur réelle du paramètre recherché.

3. Rôle des résonances sur la mesure en réflectométrie dans les plasmas

3.1 cas des perturbations cohérentes

Les sauts de phase et de sauts de temps de vol en réflectométrie lors de mesures effectuées dans les plasmas de fusion par confinement magnétique [25] trouvent différentes explications mais n'explique pas tous. Une série d'études a permis d'identifier des processus conduisant à certains sauts observés. La présence de plateau de densité ou plus exactement de plateau d'indice ou d'indice présentant une configuration bosse-trou en plasma inhomogène [26]. Ces processus sont liés à des processus non résonants. Pour les phénomènes non linéaires liés à la rétrodiffusion de Bragg se produisant lorsque la longueur d'onde de la fluctuation est égale à deux fois la longueur d'onde locale, une première explication basée sur un modèle type piston sans résonance a permis de déterminer l'évolution de la phase dans sa partie globale [27] mais pas dans le détail et en particulier celui associé aux sauts de phase. Récemment l'analyse de ces sauts de phase a montré que ces derniers étaient liés à une résonance du champ de l'onde sonde ce fut l'occasion de montrer que la variation de phase se maintenait à une valeur fixe jusqu'à une brusque variation de champ de l'onde sonde (pic de résonance voir fig.5) [28]. Ce saut est d'autant plus raide que le facteur d'amplification est important tout comme la largeur du pic se réduit.

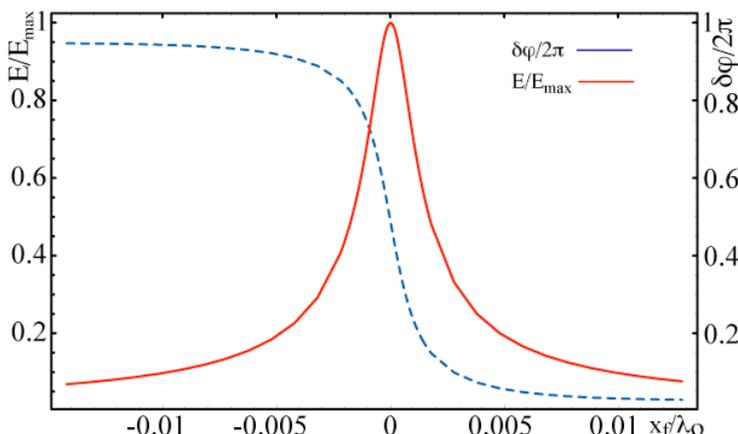


Figure 5 : Evolution de la phase normalisée à 2π (bleu) et du facteur d'amplification normalisé (rouge) pour une perturbation gaussienne résonante de Bragg de $\delta n/n_c \sim 15\%$ et de largeur $10.6 \lambda_0$ (longueur d'onde dans le vide) en fonction de la position x_f de la perturbation cohérente résonante de Bragg située à $40 \lambda_0$ de la coupure elle-même distante de $100 \lambda_0$ du bord du plasma ayant un profil linéaire de densité. Le champ atteint une valeur maximale de 16.5 fois le champ pris à la même position en l'absence de perturbation E_{nr} .

Lors d'un balayage en fréquence, il y a une succession de sauts de phase tout comme une série de pic de résonance. La distorsion de la réponse en phase illustrée par la densité de point sur la figure 6 est éclairément liée à la variation rapide du champ de l'onde sonde entre la perturbation est la coupure. Cette situation est décrite dans un cadre où la saturation du champ dans la cavité est atteinte. Pour ces cas, le domaine de validité de l'approximation de Born est largement transgressé (cf Eq.(7)). Toutefois l'approximation de Born permet de montrer qu'une perturbation d'indice placée dans un tel champ résonant induit une variation de phase proportionnelle au champ résonant au carré. Pour utiliser le gain de sensibilité dû à l'accroissement du champ sonde dans la cavité il faut que l'approximation de Born reste valable. Pour cela les perturbations d'indice doivent être de très petite amplitude dans la zone où le champ de sondage est résonant. Une signature marquante lorsque l'on atteint la saturation de la cavité correspond aux variations d'amplitude du champ sonde se présentant comme celles d'un signal sinusoïdal redressé par un pont de diodes. Ceci fournit une signature typique avec doublement de fréquence avec le cortège d'harmoniques liées à ce type de signal.

Pour une amplification du champ de l'onde sonde, un système de cavité peut être utilisé ce qui nécessite deux zones où l'onde de sonde évolue exponentiellement. Cette configuration peut être obtenue lorsque que l'indice au carré devient négatif présence de coupures (surface pour laquelle l'indice est nul) en particulier un système bosse-trou dans un profil d'indice ou lorsqu'un miroir de Bragg est présent associé à miroir (coupure) ou de deux miroirs de Bragg pour les systèmes les plus simples. Après il est toujours possible d'accroître la complexité du système comme générer un système à deux étages d'amplification en associant deux miroirs de Bragg à un miroir (coupure) ce qui peut déjà conduire à des facteurs d'amplification de l'onde sonde l'ordre de 1000 sans difficulté suivant la règle: l'amplification finale est le produit des facteurs

d'amplification de chaque cavité. En collaboration avec l'institut Ioffé, un modèle analytique a été développé pour déterminer de façon analytique le facteur d'amplification dans les cas cités [20].

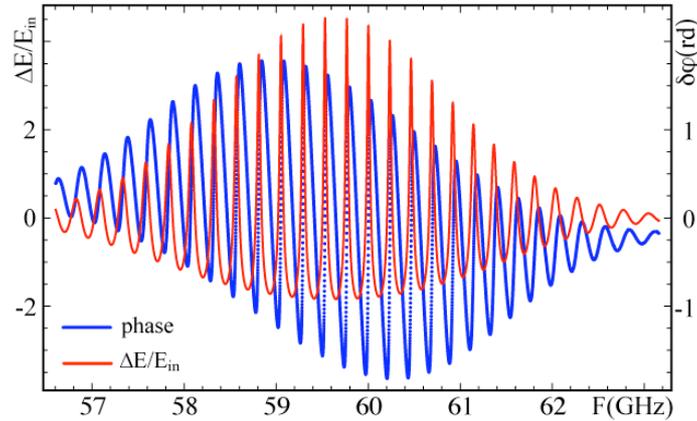


Figure 6 : Evolution de la phase (bleu) et de la variation du champ sonde par rapport au champ non perturbé (rouge) pour une perturbation gaussienne résonante de Bragg de $\delta n/n_c \sim 5\%$ et de largeur $10.6 \lambda_0$ (longueur d'onde dans le vide) en fonction de la fréquence de sondage où la position de la coupure est distante de $100 \lambda_0$ du bord du plasma ayant un profil linéaire de densité.

Le comportement du champ à l'intérieur de la cavité en présence d'une perturbation de très faible amplitude montre que le facteur d'amplification peut se réduire lorsque que l'on est au voisinage de la condition optimale de couplage sans perturbation tout en permettant de voir augmenter la variation de phase jusqu'à son maximum, à ce moment la réduction du facteur d'amplification atteint un minimum secondaire. Cette variation du facteur d'amplification rabote le maximum de variation de phase. Pour effectuer cette observation, il faut moduler la phase de la perturbation secondaire de 0 à 2π . L'introduction d'une perturbation oscillante dans une cavité satisfaisant aux conditions optimales de résonance va provoquer une modulation de l'amplitude du champ sonde à l'intérieur de la cavité à une fréquence double de celle de l'oscillation, la cavité résonante se comporte alors comme un pont de diodes. Si l'amplitude de la perturbation placée est suffisamment grande la réduction de l'amplification est elle que la variation de phase sature soit à π ou $-\pi$, l'oscillation sinusoïdale donne une variation de phase type créneau, on passe alors à une réponse discrétisée avec une évolution par saut de phase de 2π .

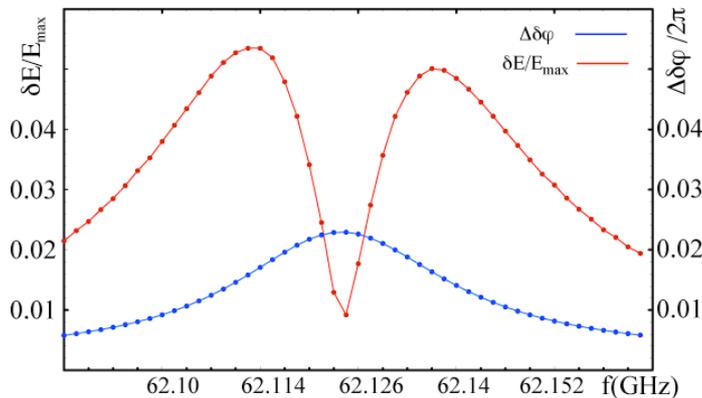


Figure 7 : Evolution de la variation de phase maximale normalisée à 2π (bleu) induite par une perturbation de $\delta n/n_c \sim 0.1\%$ placée à $20 \lambda_0$ de la coupure et de largeur égale à $10.6 \lambda_0$ et du facteur d'amplification normalisé (rouge) pour une perturbation gaussienne résonante de Bragg de $\delta n/n_c \sim 5\%$ et de largeur $10.6 \lambda_0$ (longueur d'onde dans le vide) en fonction de la fréquence de sondage. La position de la coupure est distante de $100 \lambda_0$ du bord du plasma ayant un profil linéaire de densité.

Si l'amplitude de la perturbation placée est suffisamment grande la réduction de l'amplification est elle que la variation de phase sature soit à π ou $-\pi$, l'oscillation sinusoïdale donne une variation de phase type créneau, on passe alors à une réponse discrétisée avec une évolution par saut de phase de 2π . Pour illustrer ce propos (voir fig. 8), une perturbation de densité à moyenne spatiale nulle est déplacée tout au long du d'un profil linéaire sans champ résonant et avec en utilisant une perturbation gaussienne résonante de Bragg. La réponse se discrétise dès qu'une partie de la perturbation rentre dans la zone de champ amplifié. Les sauts de phase sont toujours accompagnés par une augmentation du champ résonant comme cela est observable sur la figure 4.

En milieu turbulent, il faut distinguer deux situations : l'une en milieu homogène où la distribution spatiale des fluctuations d'indice satisfaisant à la règle de Bragg détermine l'évolution spatiale du champ sonde, en particulier, cela renseigne sur la présence d'une cavité résonante de Bragg et l'autre en milieu inhomogène où ce phénomène de résonance de l'onde sonde se rencontre à condition que le spectre en nombre d'onde contienne des nombres d'ondes satisfaisant à la règle de résonance de Bragg à deux positions différentes pour une fréquence sonde donnée. En plasma inhomogène, la zone, où se produit la résonance de champ, sélectionne un intervalle de nombres d'ondes dont les réponses en phase sont accrues et peuvent saturer si le champ résonant est suffisamment grand. Si cette amplification permet d'avoir $E_{\text{res}} \gg E_{\text{non-per}}$ les contributions de la zone résonante vont dominer les autres contributions provenant des zones en dehors de la cavité. Il est alors possible d'imaginer une situation où un champ amplifié entre deux perturbations résonantes de Bragg existe tout en restant dans le cadre de l'approximation de Born pour ce qui concerne les réponses en phase d'une turbulence de faible amplitude, il est alors possible de montrer numériquement et analytiquement que l'on

sélectionne la partie du spectre correspondant à la zone où le champ est amplifié. La règle de Bragg sert à déterminer l'intervalle en nombres d'ondes sélectionné. En analysant cette situation il est clair que l'on peut concevoir des situations où l'on peut choisir l'intervalle en nombre d'ondes en plaçant à l'aide de la règle de Bragg les perturbations nécessaires pour amplifier localement le champ sonde ce qui permet de d'améliorer la résolution spatiale de la mesure des caractéristiques de la turbulence.

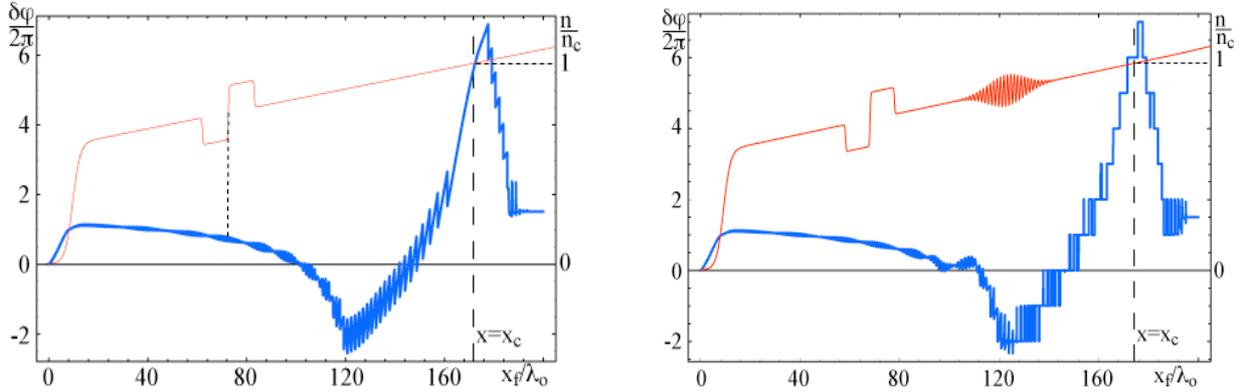


Figure 8: Evolution de la variation de phase maximale normalisée à 2π (bleu) et profil de densité (rouge) en fonction de la position normalisée à la longueur d'onde dans le vide dans deux cas celui de gauche sans présence de champ résonant (à gauche) et l'autre (à droite) avec la présence d'un champ résonant induisant la discrétisation de la réponse en phase.

3.2 Rôle des résonances sur la mesure de la réflectométrie dans les plasmas turbulents

La turbulence, à un instant donné (c'est à dire avec un temps d'évolution beaucoup plus lent que le temps de vol mais aussi plus lent que le temps de saturation des cavités résonantes), peut conduire à une combinaison de résonance qui va conduire à une structure de champ sonde amplifié par rapport au champ sans perturbation (voir fig. 9). L'occurrence de ces événements induisant une amplification, donc à une réponse exacerbée, permet d'évaluer le poids des résonances sur la mesure. Pour une turbulence homogène $\delta n/n_c = 2$ à 5% avec un spectre plat comprenant des nombres d'ondes satisfaisant à la règle de Bragg dans tout le profil linéaire de densité d'une cinquantaine de longueur dans le vide entre le bord et la coupure est de l'ordre 10 à 20 %. Le modèle décrivant la puissance rétrodiffusée vers l'avant et vers l'arrière correspond à un système régi par les multi diffusions et doit aussi inclure les résonances pour que l'onde puisse continuer à pénétrer jusqu'à la couche de coupure tant que l'amplitude de la turbulence reste modérée. Cette constatation correspond à une équation générique type équation de diffusion de photons où le coefficient de diffusion correspond à l'intégrale des effets des diffusions de Bragg. En présence d'une coupure, la solution naturelle correspond en moyenne à une égalité des flux électromagnétiques rentrant et sortant. En corrigeant des variations de la vitesse de groupe, l'intensité de l'onde doit être en moyenne constante entre le bord du plasma jusqu'à la coupure comme cela est montré par l'intermédiaire de la figure 10. En l'absence les solutions dépendent des conditions aux limites, si la propagation est libre après la traversée du plasma turbulent, il est possible d'établir à partir de l'expression du coefficient de transmission de l'intensité T qui a pour expression dans le cas d'une turbulence homogène :

$$T \approx \frac{1}{1 + \frac{\pi x_c}{2 \Delta k} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \ln\left(\frac{k_{max}}{k_{min}}\right) \left(\frac{\delta n}{n_c}\right)^2} \quad [12]$$

où Δk est la largeur spectrale intervenant dans les processus de diffusion, k_{min} et k_{max} le plus petit et le plus grand nombres d'ondes participant au phénomène de diffusion d'ondes. Ce travail est en cours de publication.

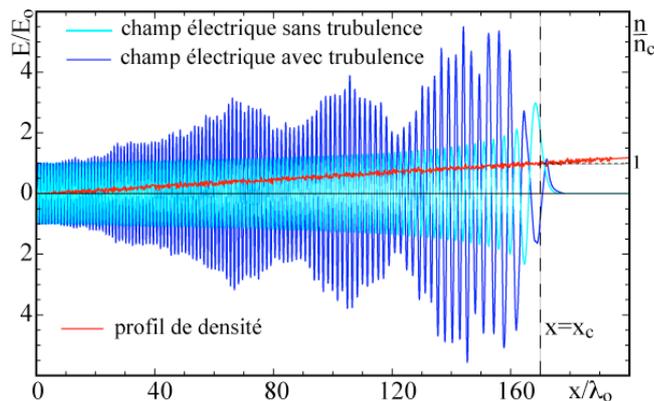


Figure 9: Evolution spatiale du champ électrique de l'onde dans un plasma turbulent (bleu foncé) et sans turbulence (bleu ciel) dont le profil de densité est linéaire décrits en fonction de la position normalisée par la longueur d'onde dans le vide λ_0 . Le spectre de la turbulence est constitué de tous les nombres d'ondes résonants de Bragg ayant le même poids et l'amplitude RMS des fluctuations est de 3% de la densité à la coupure n_c située en x_c .

À partir d'une certaine amplitude, l'onde ne pénètre plus; le processus de multi diffusions ne joue plus son rôle et ne permet plus de construire des cavités résonantes car les conditions à remplir deviennent de plus en plus contraignantes (la largeur de la résonance décroît rapidement en fonction de l'amplitude des fluctuations) et l'onde est totalement rétro diffusée avant d'atteindre la coupure.

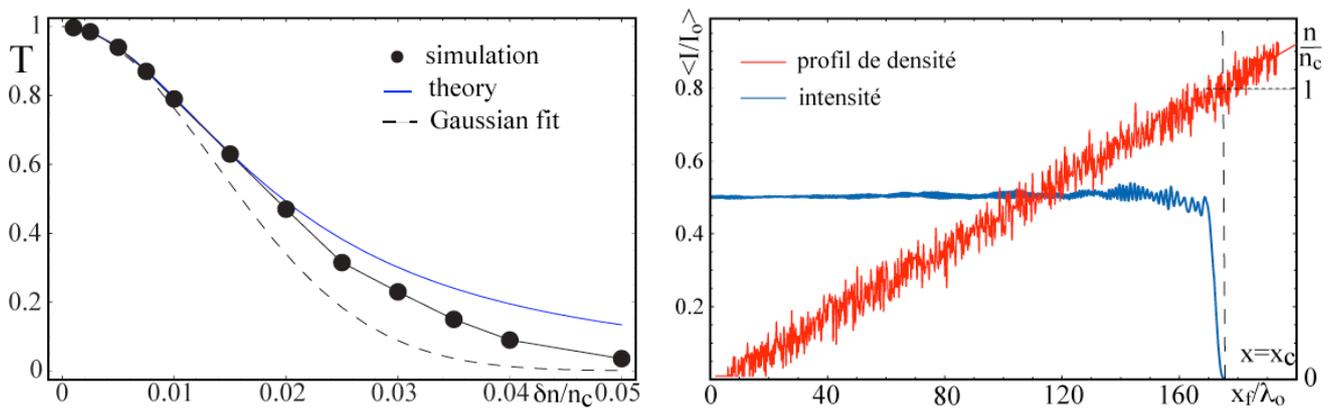


Figure 10: Comparaison théorie simulation du coefficient de transmission de l'intensité au travers un plasma ayant un profil linéaire sans coupure (à gauche) en fonction de la valeur RMS de l'amplitude des fluctuations de densité et (à droite) distribution spatiale de l'intensité obtenue après moyenne sur 25000 échantillons pour $\Delta n/n_c=3\%$ avec un spectre en nombres d'ondes couvrant tous les k diffusants possibles définis par la règle de Bragg $0 < k_y < 2k_0$ (k_0 nombres d'ondes de l'onde sonde dans le vide).

4. Discussion

Les Effets 2D jouent un rôle important sur la mesure car ils permettent d'intégrer la géométrie du faisceau. La diffusion vers l'avant associée à des petits nombres d'ondes va induire un étalement du faisceau sonde ce qui conduit à une perte de résolution spatiale et en nombre d'onde de la réflectométrie Doppler [29-30]. Un autre effet concerne la localisation des résonances où l'intensification du champ se produit sur un espace restreint radialement et poloidalement ce qui sélectionne un domaine en nombres d'ondes dont les limites sont données par la relation de Bragg. En conséquence, si l'on suppose que la localisation de ces résonances suit une répartition aléatoire, le temps nécessaire pour avoir une répartition quasi-uniforme des effets résonants devient long pour que la valeur moyenne de la mesure soit reliée à une propriété statistique de la turbulence. Pour être complet, il faut aussi intégrer au modèle le rôle du diagramme de l'antenne de réception du diagnostic et son positionnement par rapport à l'antenne d'émission. Les simulations montrent que les effets ont un caractère intermittent surtout si les effets de la diffusion vers l'avant dominent [31] et ces situations où les petites valeurs des nombres d'ondes sont favorables à la génération de cavité résonantes.

Le comportement non-linéaire des mesures effectuées par réflectométrie dans les plasmas de fusion est en cours d'intégration pour l'interprétation des mesures [32-33], une analyse linéaire n'est utilisable que lorsque que le critère de Born est satisfait au sens strict, c'est-à-dire que la perturbation du champ sonde reste négligeable en tout point de la zone sondée. En présence d'une amplification localisée spatialement du champ sonde sous l'action des fluctuations de densité, il est possible d'en percevoir la présence car cela conduit à une réponse amplifiée pour le domaine en nombres d'ondes associé à la zone résonante via la condition de Bragg. La signature correspond à un pic dans spectre des nombres d'ondes si l'on travaille en fréquence variable ou à un pic en fréquence si la fréquence de sondage est fixe. En poursuivant ce raisonnement et en considérant que les résonances de champ ont un caractère aléatoire, il devient évident que le *bruit* sur les signaux mesurés est directement connecté aux variations locales du champ sonde au carré. Il reste à établir les modèles qui vont fournir la probabilité de trouver un champ résonant à une position donnée pour des spectres donnés de la turbulence afin de pouvoir corriger les mesures de profil de fluctuation de densité, de longueur et de temps de corrélation et de spectres en fréquence et en nombre d'ondes.

Remerciements : Cette étude bénéficie du soutien de l'ANR contrat ANR-06-BLAN-0084.

Références :

- [1] X. Garbet, "Turbulent transport in fusion magnetised plasmas : Introduction to turbulent transport in fusion plasmas" C. R. Physique 7 (2006) 573–583.
- [2] P. Gohil, "Turbulent transport in fusion magnetised plasmas : Edge transport barriers in magnetic fusion plasmas", C. R. Physique 7 (2006) 606-621.
- [3] A. Yoshizawa, S-I Itoh, K. Itoh "Plasma and fluid turbulence" ed IOP Publishing Ltd 2003, series in Plasma Physics ISBN 0750308710.
- [4] G. R. Tynan, A. Fujisawa, G McKee "A review of experimental drift turbulence studies" Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 113001-78.
- [5] R. Sabot, F. Clairet, G. Conway, J.C. Giacalone, T. Gerbaud, S. Hacquin, P. Hennequin, S. Heuraux, C. Honoré, G. Leclert, D. Molina, A. Sirinelli, A. Truc "Recent results on turbulence and MHD activity achieved by reflectometry" Plasma Physics Cont Fusion (2006) **48**, B421.
- [6] C. Fanack, I. Boucher, S. Heuraux, G. Leclert, F. Clairet et XL Zou "Ordinary mode reflectometry: modifications of the backscattering and cut-off responses due to shape of localized density fluctuations" Plasma Phys. and Cont. Fusion (1996) **38**, 1915.
- [7] K. J. Bowers, B. J. Albright, L. Yin, B. Bergen, T. J. T. Kwan 2. "Ultrahigh performance three-dimensional electromagnetic relativistic kinetic plasma simulation" Phys. Plasmas (2008) **15**, 055703.
- [8] M. Raynaud, J. Kupersztzych, C. Riconda, J. C. Adam, and A. Héron "Strongly enhanced laser absorption and electron acceleration via resonant excitation of surface plasma waves" Phys. Plasmas (2007) **14**, 092702.
- [9] S. Heuraux, F. Clairet "reflectometry: a versatile tool to study the Physics of the turbulent plasma" Instrum., Mes, Metrology **9**, 59-86 (2009).
- [10] D.G. Swanson "Plasma Waves" 2nd Edition CRC Press, 2003.
- [11] G. Vayakis, C.I. Walker, F. Clairet, R. Sabot, V. Tribaldos, T. Estrada, E. Blanco, J. Sanchez, G.G. Denisov, V.I. Belousov, F. Da Silva, P. Varela, M.E. Manso, L.

- Cupido, J. Dias, N. Valverde, V.A. Vershkov, D.A. Shelukhin, S.V. Soldatov, A.O. Urazbaev, E. Yu Frolov, S. Heuraux "Status and prospects for mm-wave reflectometry in ITER" Nuclear Fusion (2006) **46**, S836-845.
- [12] T.H. Stix "Waves in Plasmas" Springer 1992, p 380.
- [13] F. da Silva, S. Heuraux, S. Hacquin, M. Manso "Unidirectional transparent signal injection in finite-difference time-domain codes" J. of Computational Physics **203**, 467-492 (2005).
- [14] Zou X L, Laurent L and Rax J M 1991 Plasma Phys. Control. Fusion **33** 903.
- [15] B. Afeyan, A.E. Chou, B.I. Cohen 1995 Plasma Phys. Control. Fusion **37** 315.
- [16] M. Colin, thèse de l'université de Nancy 1 2001.
- [17] S. Heuraux, S. Hacquin, F. da Silva, F. Clairet, R. Sabot, G. Leclert "Radial wave number spectrum of the density fluctuations deduced from phase reflectometry signals" Rev. Sci. Instrum. **74**, 1501-1506 (2003).
- [18] E. Mazzucato and R. Nazikian, Phys. Rev. Lett. **71**, 1940 (1993).
- [19] M. Colin, S. Heuraux, G. Leclert, F. Clairet, R. Sabot and S. Hacquin "Full-size simulations of a fluctuation reflectometer in tokamak plasmas" 28th EPS Conf. controlled fusion and plasma physics Madeira, 18-22 June ECA Vol. **25A** (2001) p3.086
- [20] E.Z. Gusakov, S. Heuraux, A. Yu. Popov "Nonlinear regime of Bragg backscattering leading to probing wave trapping and time delay jumps in fast frequency sweep reflectometry" Plas. Phys. Cont. Fusion **51** 065018 (2009).
- [21] Piliya A. D. Proc. 10th Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Oxford, UK) 1971 p 320 and Piliya A. Zh. Eksp. Teor. Fiz. (Sov. Phys.—JETP) **64**, 1973, 1237
- [22] Rosenbluth M. Phys. Rev. Lett. **29**, 1972, 564-567.
- [23] G. Leclert, S. Heuraux, E. Z. Gusakov, A. Yu. Popov, I. Boucher, L. Vermare "Full-wave test of the radial correlation reflectometry analytical theory in linear and nonlinear regime" Plasma Physics Cont. Fusion **48**, 1389 (2006).
- [24] V. A. Vershkov, S. V. Soldatov, D. A. Shelukhin, A. O. Urazbaev, S. A. Grashin, V. F. Denisov, V. V. Chistiakov, E. P. Gorbunov, Yu. V. Skosirev, V. A. Zhuravlev, T. B. Mialton. Direct comparison of turbulence measurements with langmuir probes and reflectometry at the same radial locations in T-10 and reflectometry simulations with 2D full-wave code. St. Petersburg, Russia F., 7-11 July 2003. European Physical Society, volume 27A, pages P-256.
- [25] L. Vermare, S. Heuraux, F. Clairet, G. Leclert, F. da Silva "Density fluctuations measurements using X-mode fast sweep reflectometry on Tore Supra" Nuclear Fusion **46**, S743 (2006).
- [26] L. Vermare, F. Clairet, S. Heuraux, G. Leclert "Rational surfaces localization and MHD activity measurements using fast sweep reflectometry" Plasma Phys Cont Fusion (2005) **47**, 1895-1915.
- [27] I. Boucher, C. Fanack, S. Heuraux, G. Leclert, F. Clairet, and X.L. Zou "One-dimensional analytical model of the phase shift due to Bragg backscattering of an ordinary wave by large amplitude density fluctuations" Plasma Phys Cont Fusion **40**, 1489 (1998).
- [28] S. Heuraux, E. Gusakov, F. da Silva, A. Popov, N. Kosopalova "Reflectometry as multi tools to characterize plasma turbulence" NAMES 2007 ARCUS 3rd Russia-France, Metz, 7-9 November ISBN 978-2-7598-0392-7 p137-140.
- [29] E.Z. Gusakov, A.V. Surkov "Spatial and wavenumber resolution of Doppler reflectometry" Plasma Phys Cont Fusion **47**, 959 (2005).
- [30] A.V. Surkov " Non-linear regime of Doppler reflectometry in cylindrical plasma" Plasma Phys Cont Fusion **48**, 901 (2006).
- [31] F. da Silva, S. Heuraux, E. Gusakov, S. Surkov "Evaluation of the forward scattering contribution to the Doppler signal using a FDTD code" IRW8 reflectometry for fusion plasma meeting St Petersburg 2nd-4th May 2007 proceedings téléchargeable sur le site <http://plasma.ioffe.ru/irw8/proceedings.html>
- [32] M. Schubert, A. Popov, S. Heuraux, E. Gusakov, T. Gerbaud "On the deconvolution of the phase fluctuation profile measured by reflectometry to determine the local density fluctuation" 35th EPS 9-13 June 2008, Hellas Crete, Vol.32D, P1.096.
- [33] T. Gerbaud, F. Clairet, A. Sirinelli, R. Sabot, S. Heuraux, L. Vermare, G. Leclert "Comparison of density fluctuations measurement between O-mode and X-mode reflectometry on Tore Supra" Rev. Sci. Instrum. **77**, 10E928 (2006).