

La réflectométrie Doppler

La réflectométrie Doppler¹ est une technique de mesure locale de la vitesse perpendiculaire des fluctuations de densité, basée sur la rétrodiffusion collective d'un faisceau incident micro-onde. Un décalage Doppler est causé par le mouvement des fluctuations. Contrairement au cas de la réflectométrie "standard" (mesurant n_e), le faisceau n'est pas envoyé dans le plasma en incidence normale : un léger angle toroïdal et poloïdal lui est donné. Ceci permet de donner une composante perpendiculaire non nulle au vecteur d'onde du faisceau incident, et de ne pas recueillir le signal réfléchi par la couche de coupure.

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

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

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

¹également dénommée rétrodiffusion Doppler.

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

4.1 Principe de la réflectométrie Doppler

4.1.1 Diffusion collective

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

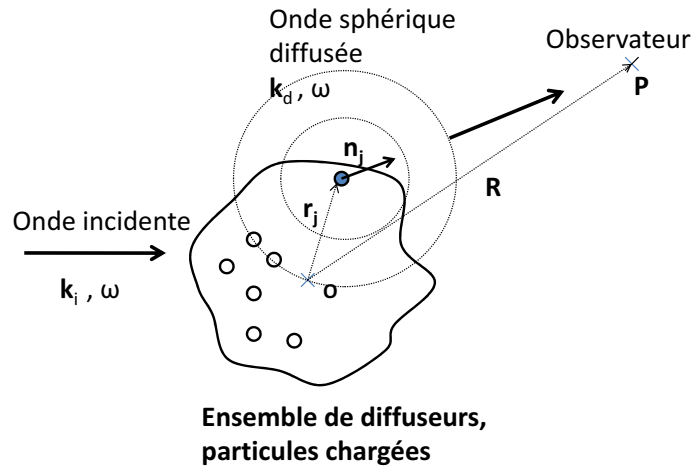


FIG. 4.1: *Diffusion à longue distance.*

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

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

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

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

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

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

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

Diffusion cohérente

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

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_j &= \frac{\mathbf{R} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_j|} \simeq \frac{\mathbf{R}}{R} = \mathbf{n} \\ r' &\simeq R \\ k_d r' &\simeq k_d R \left(1 - \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_j}{R^2}\right) \simeq k_d \mathbf{n} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}_j) \end{aligned}$$

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

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

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

étant le volume de diffusion) :

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

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

Décalage en fréquence du signal diffusé

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

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

D'où le décalage Doppler du signal émis :

$$\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{V} \quad (4.5)$$

4.1.2 Réflectométrie Doppler

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

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

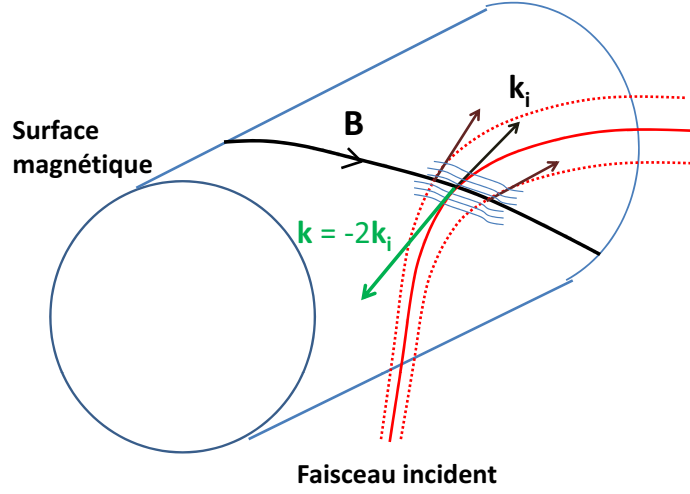


FIG. 4.2: Schéma de principe de la rétrodiffusion Doppler (inclinaison des lignes de champ magnétique exagérée, de même que l'angle d'incidence toroïdale, en réalité très faible, quelques degrés).

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

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

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

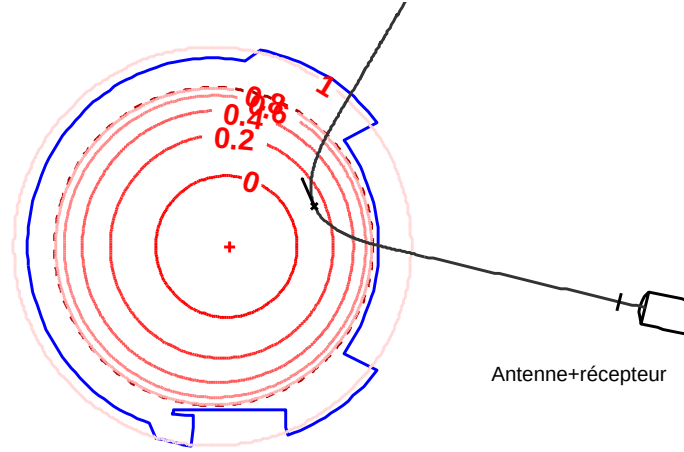


FIG. 4.3: Trajectoire typique d'un rayon (en mode O) et lignes iso-indices. Le point de rebroussement du faisceau est situé légèrement à l'extérieur de la couche de coupure, d'indice nul.

utilisant (4.4) :

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

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

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

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

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

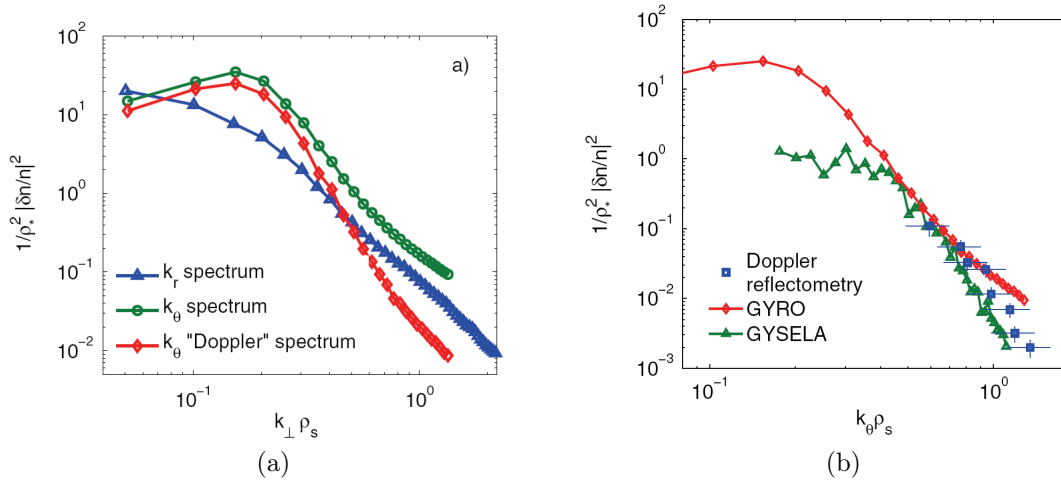


FIG. 4.4: (Figures issues de [Casati 09]) A gauche : exemples de spectres des fluctuations dans les directions radiales (k_r) et poloïdales (k_{θ} , avec reconstruction d'un spectre expérimental) obtenus par simulations non-linéaires avec le code GYRO. A droite : comparaison entre spectre des fluctuations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

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

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

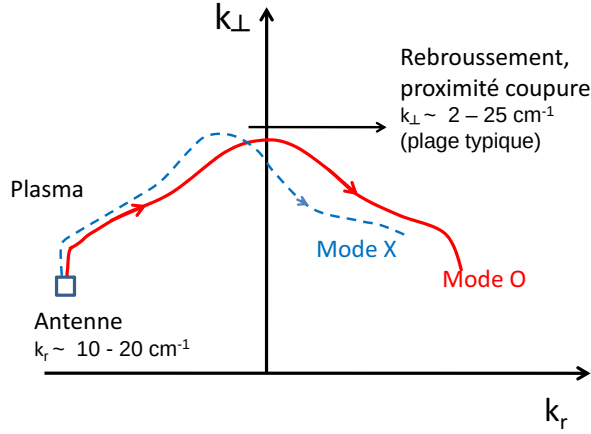


FIG. 4.5: *Allure de la trajectoire du vecteur d'onde de diffusion dans le plan $(k_r, k_\perp)$ le long du parcours du faisceau. La valeur de $k_\perp$ au niveau du point de rebroussement dépend de la fréquence-sonde, de l'angle de lancement poloïdal, et des paramètres plasmas.*

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Propagation du faisceau

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

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

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

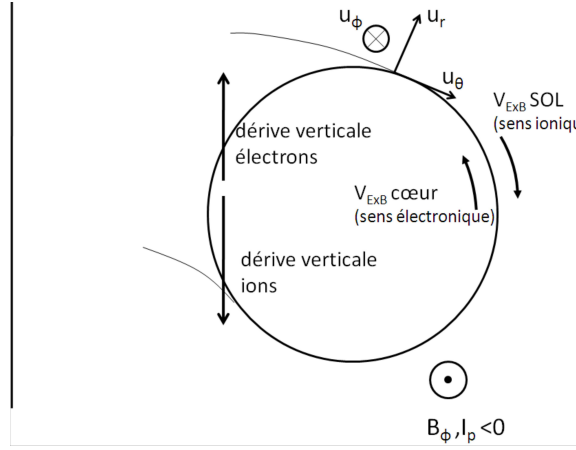


FIG. 4.6: *Sens des vitesses de dérive sur Tore Supra.*

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

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

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

4.2 Caractéristiques du diagnostic

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

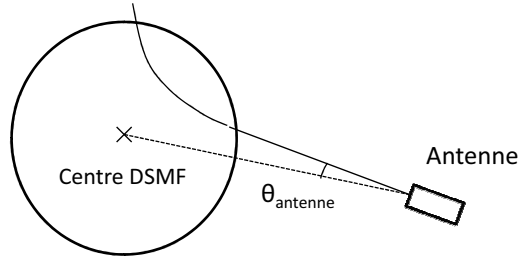


FIG. 4.7: Définition de l'angle poloïdal de lancer du faisceau $\theta_{antenne}$.

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

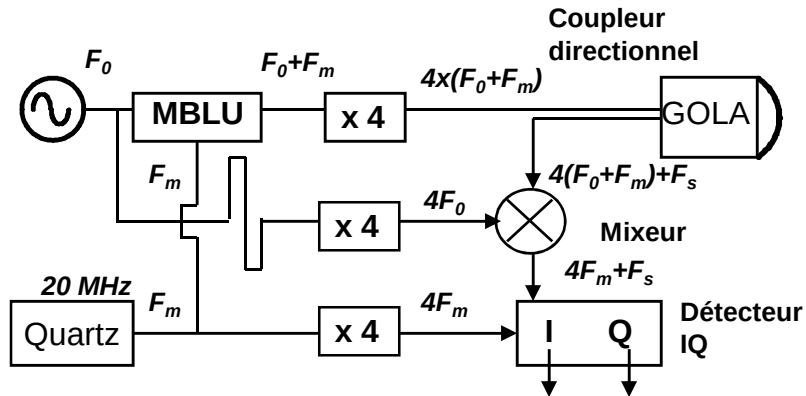


FIG. 4.8: Montage électronique simplifié de DIFDOP

Montage électronique

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

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

L'antenne réceptionne le signal retrodiffusé par le plasma avec un décalage en fréquence Doppler Δf , de l'ordre de plusieurs centaines de kHz : sa fréquence² est alors $4 \times (F_0 + F_m) + \Delta f$. La partie à fréquence micro-onde $4F_0$ est éliminée par mélange avec l'oscillateur local et filtrage. Le signal résultant, de fréquence $4F_m + \Delta f$, est envoyé vers un détecteur IQ.

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

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

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

$$''cos'' = (C(t) \times \underline{s}_0)_{filtré} = \frac{1}{2} \Re [e^{i\varphi_m} \underline{s}]$$

$$''sin'' = -(S(t) \times \underline{s}_0)_{filtré} = \frac{1}{2} \Im [e^{i\varphi_m} \underline{s}]$$

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

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

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

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

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

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

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

4.3 Analyse des données

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

4.3.1 Tracé de faisceau

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

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

– l’erreur associée à ces deux grandeurs

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

Entrées		Sorties
Profil densité plasma		
Angle poloïdal antenne		
Angle toroïdal antenne		
Fréquence onde		
Polarisation		
Paramètres plasmas (géométrie, B_0 , n_e ,...)		
		Coordonnées coupure
		Composantes $\mathbf{k}$ coupure

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

4.3.2 Détermination des propriétés du spectre [Hennequin 06]

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

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

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

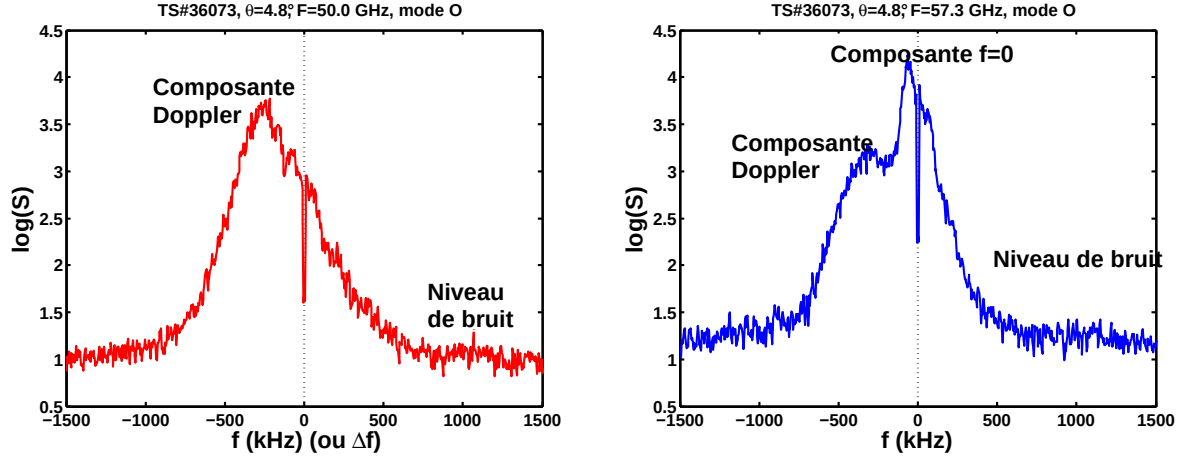


FIG. 4.9: *Exemples de spectres en mode O (mesures dans le coeur du plasma)*

Fit de la composante Doppler

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

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

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

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

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

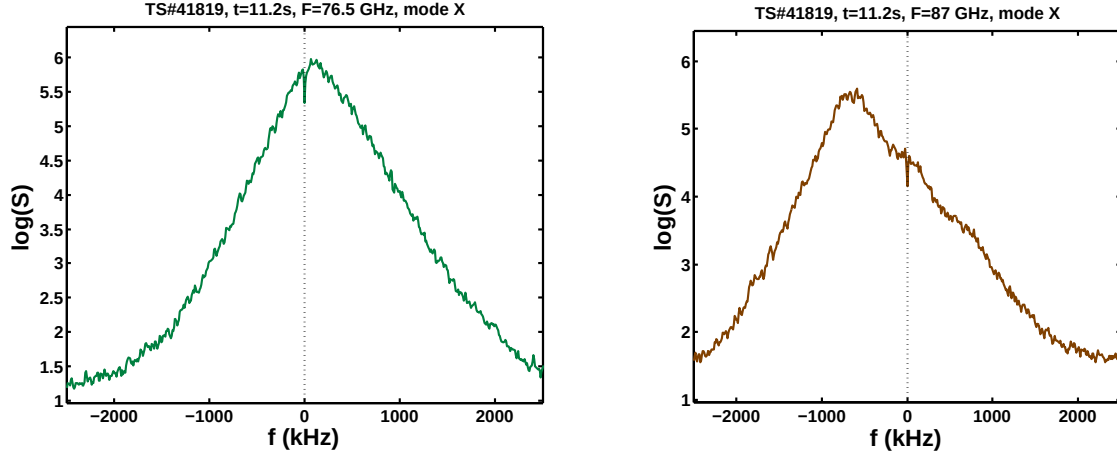


FIG. 4.10: Exemples de spectres en mode X, dans la SOL (gauche) et dans le coeur du plasma (droite). Le sens de la vitesse perpendiculaire des fluctuations s'inverse lors de la traversée de la dernière surface magnétique fermée.

Décomposition en parties paires/ impaires

Cette méthode, plus simple que la précédente, permet d'obtenir des résultats comparables pour la détermination de la fréquence du décalage Doppler³. Elle est moins bien adaptée pour étudier les autres propriétés du spectre (demi-largeur, énergie), mais est convenable dans le cadre de l'étude du champ électrique radial où nous sommes surtout intéressés par la fréquence de décalage Doppler. Elle s'appuie sur le fait que la composante centrale est en général quasiment symétrique par rapport à la fréquence nulle.

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

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

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

- i) la composante centrale S_0 et le bruit sont des fonctions paires de la fréquence.
- ii) la composante Doppler est positive $S_{\text{doppler}}(f) \geq 0$
- iii) la composante Doppler n'existe que d'un seul côté :

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

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

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

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

Donnons brièvement la démonstration de ce résultat :

Soit f donné, nous considérons les deux cas $S_{doppler}(f) = 0$ et $S_{doppler}(f) > 0$:

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

$$S^- + |S^-| = 2 S^- = S_{doppler}(f)$$

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

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

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

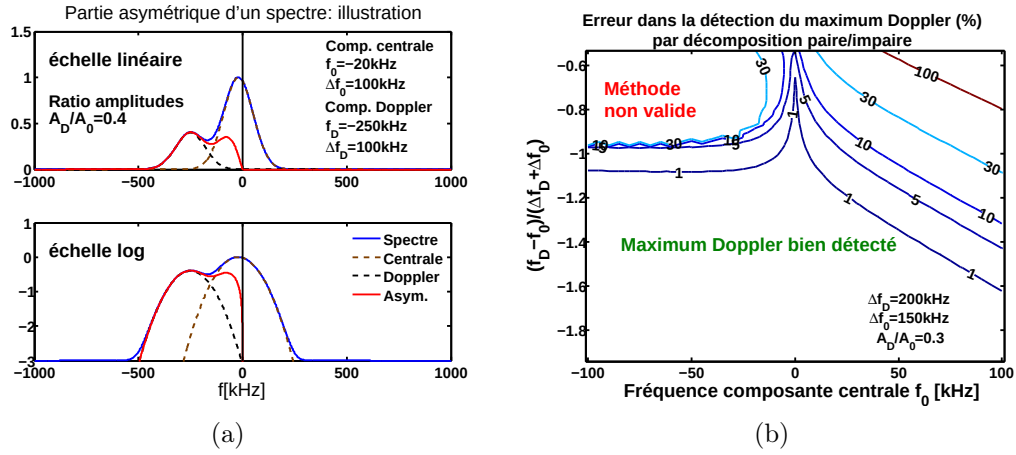


FIG. 4.11: A gauche (a) : spectre simulé (bleu), somme d'un bruit et de composantes centrales et Doppler gaussiennes (en pointillés), et partie asymétrique extraite (en rouge). La composante centrale est centrée sur $f_0 = -20$ kHz, afin d'insérer un léger défaut dans l'hypothèse de sa parité. A droite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

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

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

4.3.3 Accessibilité et volume de mesures

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

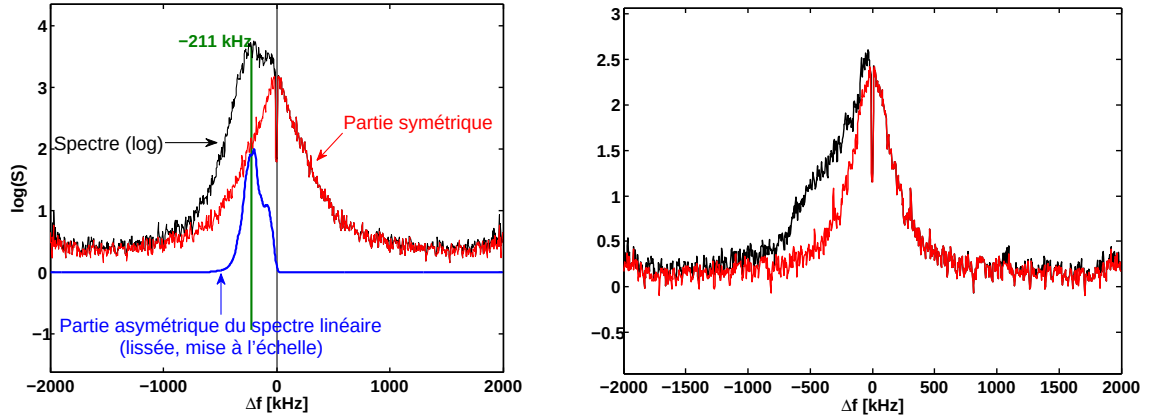


FIG. 4.12: *A gauche : exemple de partie Doppler (bleu, lissée) extraite d'un spectre (noir, en log). A droite : un spectre pour lequel il n'est pas possible de déterminer $\Delta\omega$.*

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

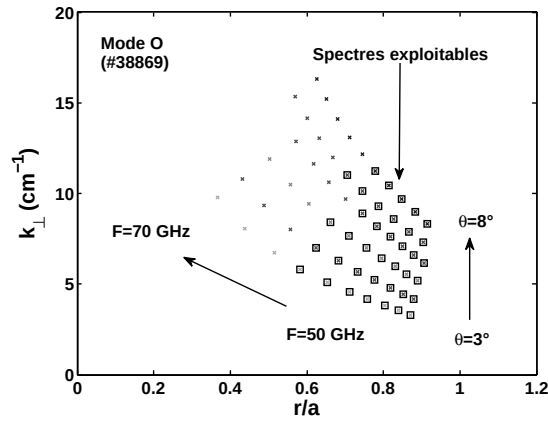


FIG. 4.13: *Représentation dans le plan $(r/a, k_{\perp})$ des points de mesure obtenus en mode O au cours d'une décharge (#38869, $n_e(0) \sim 6 \times 10^{19} m^{-3}$). Six déclenches comportant chacune 10 paliers de fréquences sont effectuées.*

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

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

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

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

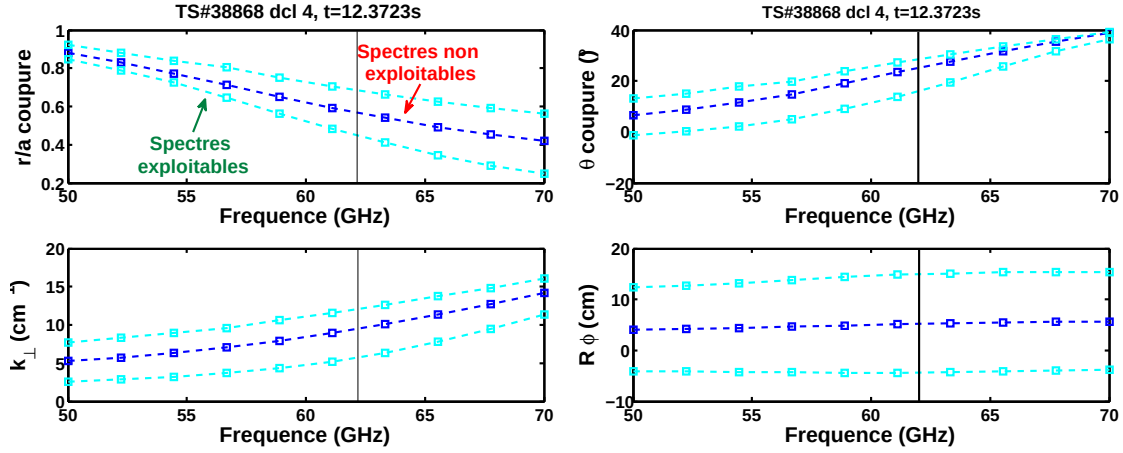


FIG. 4.14: Un exemple d'estimation du volume de mesures (en r/a , $k_{\perp}$, θ , $R\phi$) : choc 38868, avec $n_e(0) \sim 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, mesures en mode O, angle poloïdal antenne 4.8° . La position de la couche de réflexion du rayon central (bleu) et celle des rayons correspondant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

4.4 Conclusion

Sources d'erreur

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

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

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

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

Possibilités d'utilisations du diagnostic

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

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

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