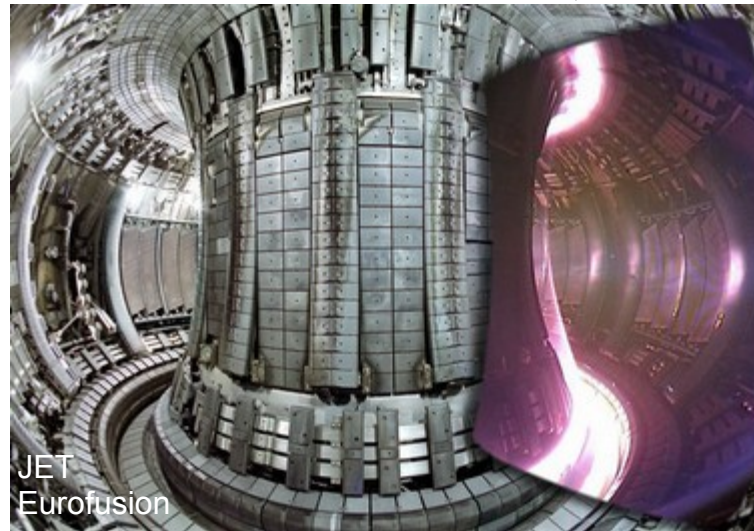


INTRODUCTION AUX PLASMAS POUR LA FUSION PAR CONFINEMENT MAGNÉTIQUE III – Chauffages et Diagnostics

Cyrille Honoré cyrille.honore@polytechnique.edu

Laboratoire de Physique des Plasmas
CNRS – SU – UPSud – ObsPM,
École Polytechnique – IPParis
91128 Palaiseau cedex, France



Plan

- I Fusion et confinement magnétique
- II Stabilité MHD et transport
- III Chauffage et diagnostics de mesure
 - III.1 Chauffage et génération de courant additionnels
 - 1.a Injection de neutres
 - 1.b Chauffage radiofréquence
 - 1.c Chauffage et génération de courant par micro-ondes
 - III.2 Diagnostics de mesure

**Cours développé initialement
par Pascale Hennequin, Laure Vermare et Pierre Morel**

Chauffage et génération de courant additionnel

Un tokamak a besoin :

- de courant toroïdal pour stabiliser le plasma,
- de chauffage des particules pour atteindre les conditions de densité et de température de la fusion au centre de la décharge.

Une partie est apportée par l'induction :

- l'induction peut générer suffisamment de courant, mais sur un temps limité : la rampe de courant dans le solénoïde central atteint rapidement un courant limite (en environ 10 s).

$$I_{\phi} = \frac{1}{R_{\parallel}} U_{tour} = -\frac{1}{R_{\parallel}} L_{transf} I'_{prim}$$

- le courant toroïdal produit une puissance ohmique :

$$P_{ohm} = R_{\parallel} I_{\phi}^2$$

La puissance ohmique générée par l'induction décroît avec l'élévation des température électronique, à courant fixé :

$$R_{\parallel} \sim \eta \frac{2\pi R_0}{\pi a^2} \quad \eta = \frac{m_e v_{ei}}{q_e^2 n_e} \quad v_{ei} = \frac{n_i \ln \Lambda}{3\pi^{3/2} \epsilon_0^2} \frac{m_e^{1/2} Z_i^2 q_e^4}{m_i (k_B T_e)^{3/2}}$$

Le chauffage ohmique correspond typiquement à 10% de la puissance nécessaire pour atteindre les conditions de la fusion.

Une **puissance additionnelle** est nécessaire pour atteindre les conditions de la fusion.
Un **courant non inductif** est nécessaire pour produire des plasmas de longue durée.

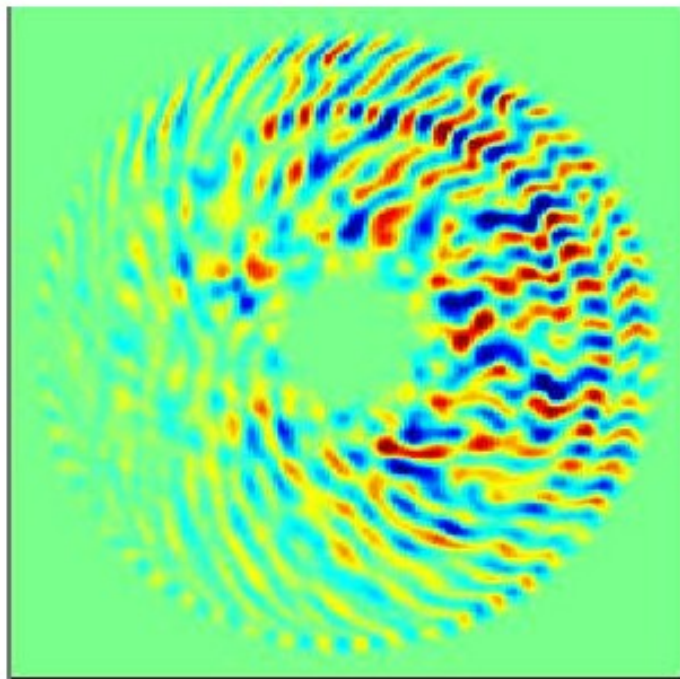
Contrôle de la turbulence par le profil courant

Le profil de du champ magnétique poloïdal est fonction du profil du courant toroïdal.

Le cisaillement du champ magnétique poloïdal est un moyen de réduire la turbulence à proximité d'une surface de flux.

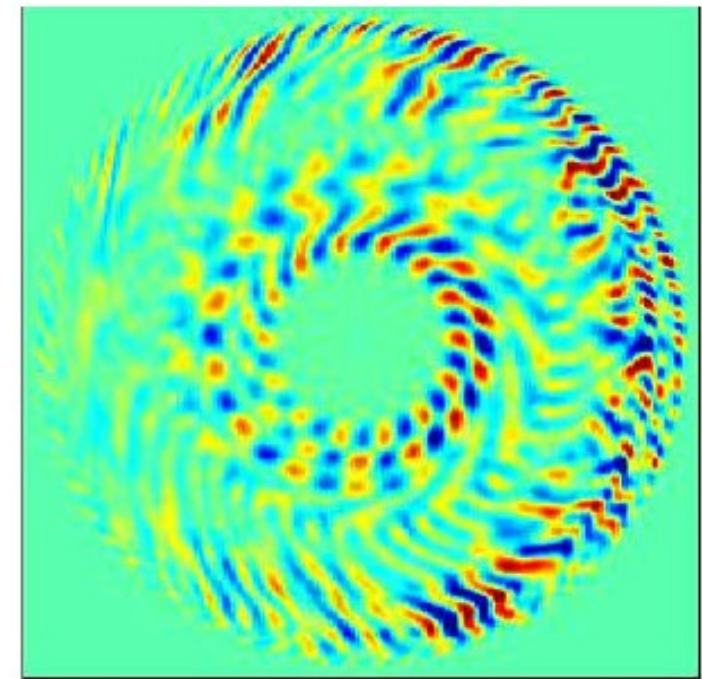
L'injection de courant toroïdal localisé permet de produire localement un cisaillement de champ magnétique.

L'effet a pu être reproduit par simulation gyrocinétique.



Profil de q monotone

Profil de courant
→
optimisé



Profil de q inversé

Chauffage et génération de courant

Le chauffage du plasma et l'injection de courant peuvent être obtenus par différentes sources.

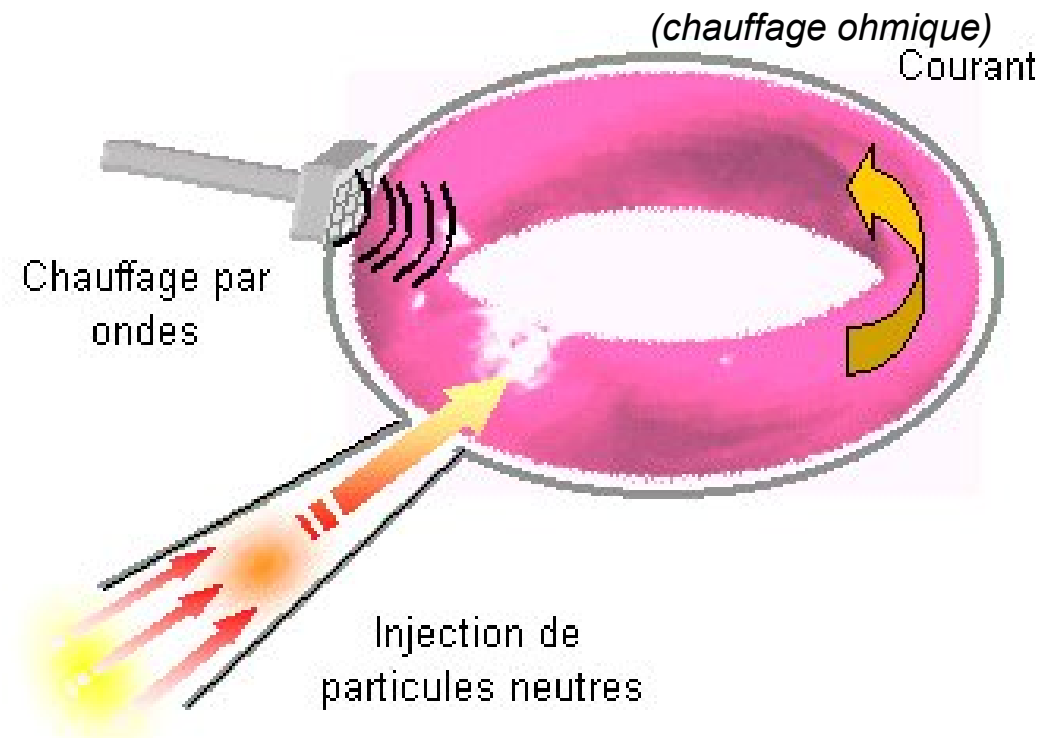
L'injection de neutres énergétiques (Neutral Beam Injection) permet un chauffage ionique efficace.

Les autres sources utilisent des ondes électromagnétiques RF. Elles permettent le chauffage et la génération de courant.

Le chauffage ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) permet surtout le chauffage.

Le générateur LHCD (Lower Hybrid Current drive) permet surtout la génération de courant.

Le chauffage ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) et ECCD (Electron Cyclotron Current Drive) permet aussi l'amorçage du plasma.



Chauffage additionnel

Chauffage cyclotronique ionique : 40 – 80 MHz (décimétrique)

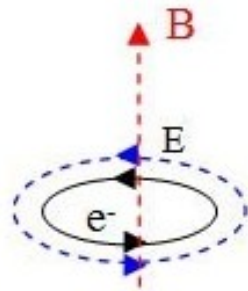
Chauffage hybride : 4 GHz (centimétrique)

Chauffage cyclotronique électronique : 100 GHz (millimétrique)

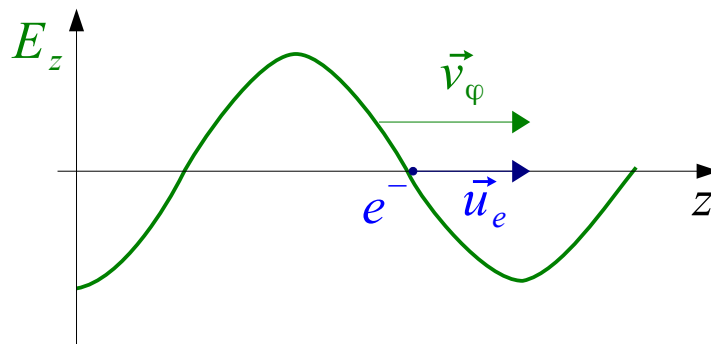
Les résonances cyclotroniques ont lieu à la fréquence cyclotronique ou à ses harmoniques

Absorption de l'énergie électromagnétique de l'onde :

- par résonance entre le mouvement cyclotronique et le champ électrique de l'onde.



- par amortissement Landau.

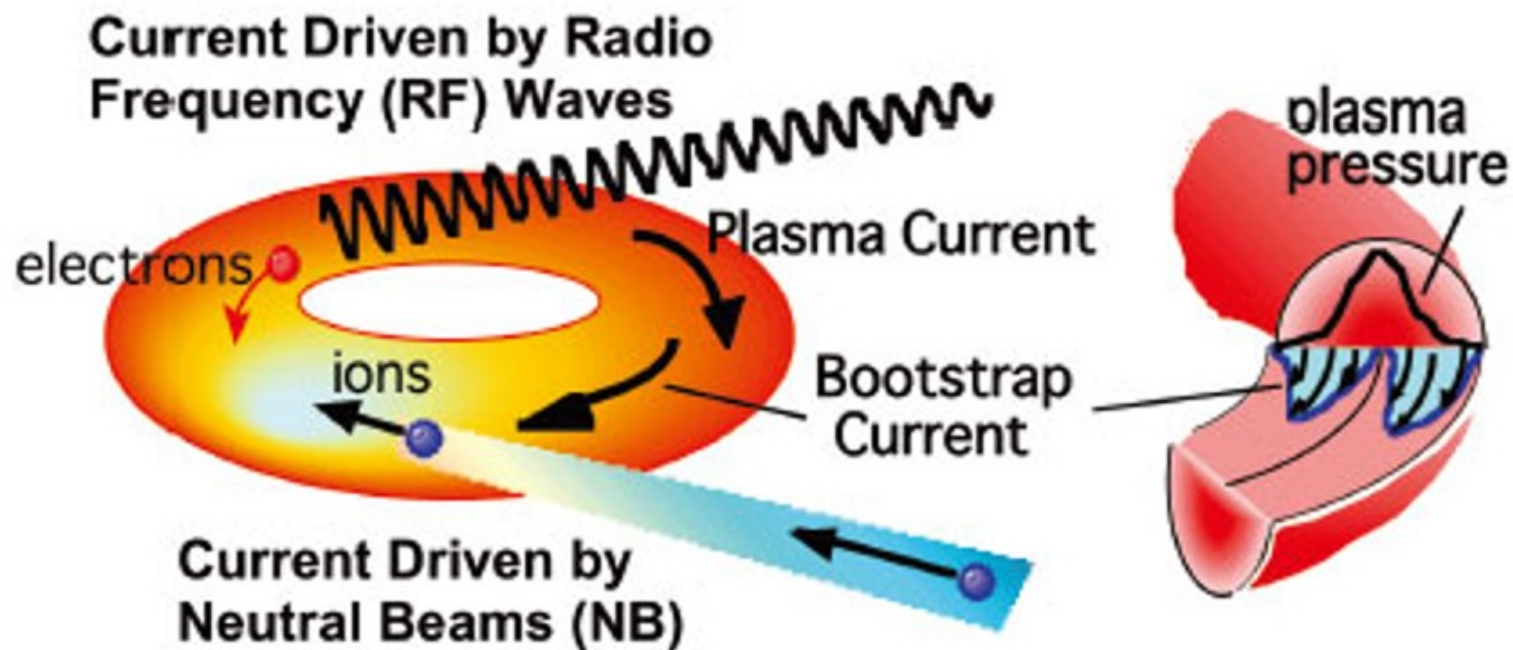


Génération de courant non inductif

Si l'injection de particules ou d'onde électromagnétique est dissymétrique toroïdalement
Pour un faisceau de neutres, la vitesse parallèle dissymétrique des ions issus des neutres après ionisation générera du courant.

La résonance d'un faisceau électromagnétique avec les électrons à la fréquence cyclotronique électronique aura aussi un effet dissymétrique sur la vitesse parallèle des électrons.

Le plasma lui-même génère intrinsèquement un courant « bootstrap » (autonome) lié à la diffusion des particules par le gradient de pression dans le plasma.



Y. Kamada JAEA

Principe de l'injecteur de neutres

Le gaz est ionisé puis accéléré par un fort champ électrique.

Il est neutralisé avant d'être envoyé dans le plasma. L'efficacité de neutralisation diminue avec l'énergie des ions. Le processus est plus efficace avec des ions négatifs, mais ceux sont plus difficiles à produire.

Les particules neutres parcourent une distance inférieure à la taille du plasma avant d'être ionisées par collisions.

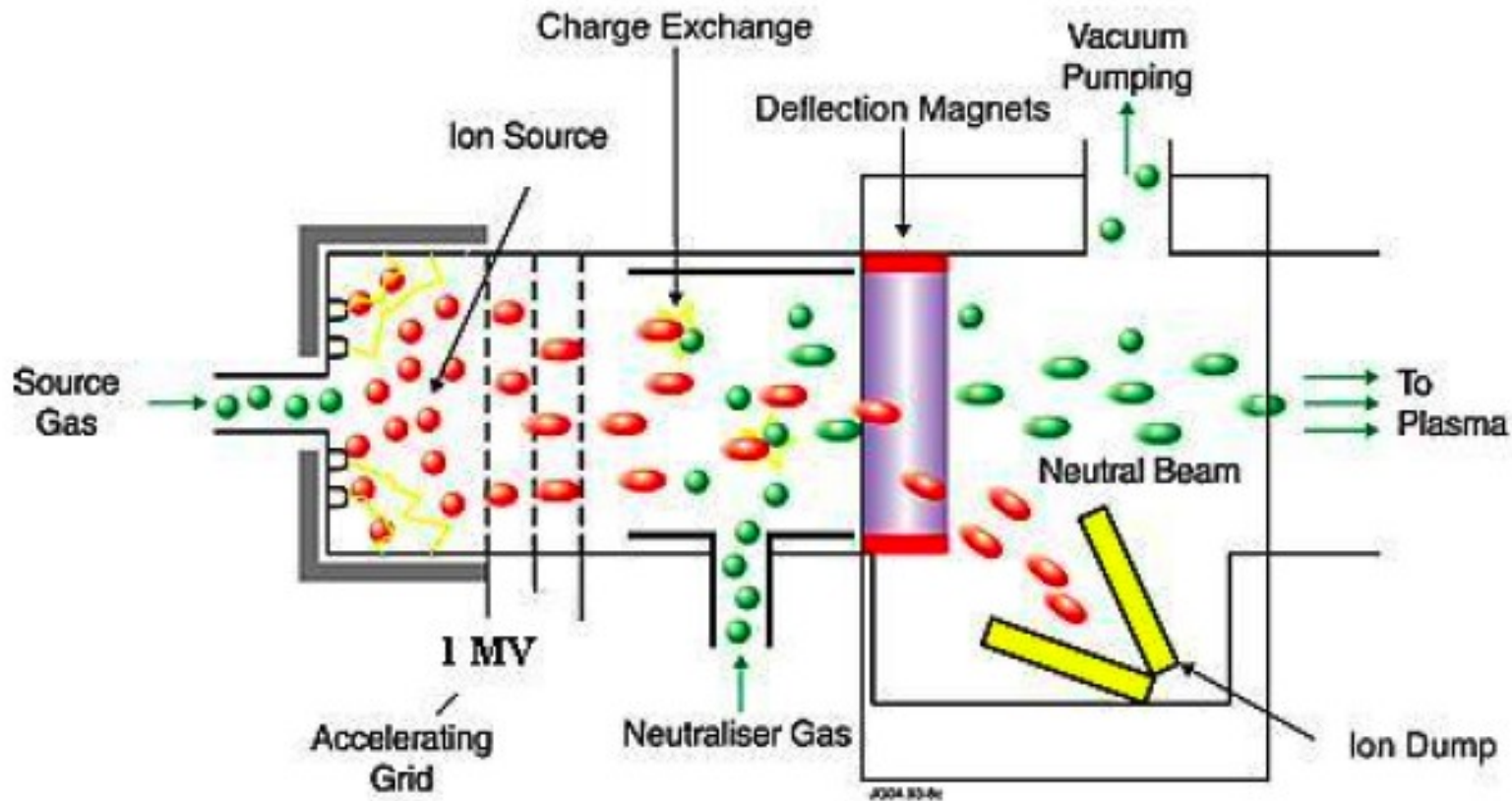


Fig. 1.1-1- NB principes

Systeme ICRF

Les longueurs d'onde decimetrique entraînent des problemes d'adaptation d'impedance entre l'antenne et le plasma.

Si l'impedance n'est pas adaptee, une partie de la puissance sera reflechie vers l'antenne.

- **Gamme de frequence:**

$$40 \text{ MHz} < f < 80 \text{ MHz}$$

$$\omega \neq \omega_{ci}, \omega_{pi} \ll \omega_{ce}, \omega_{pe}$$

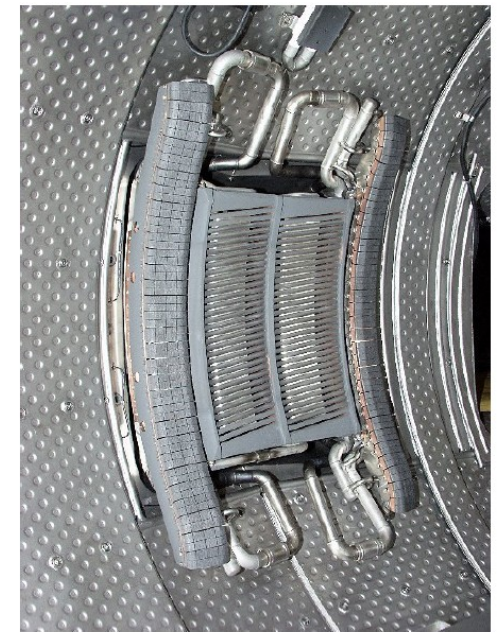
- **Generateurs:**

Tetrodes

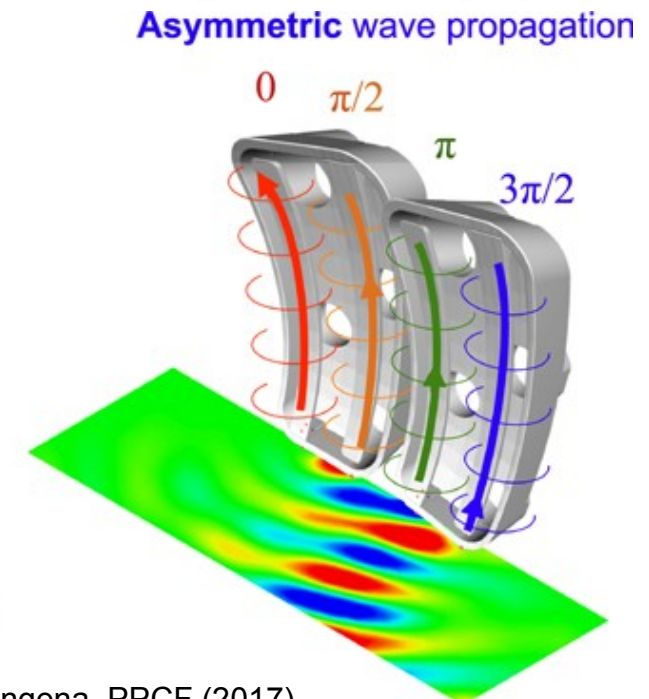
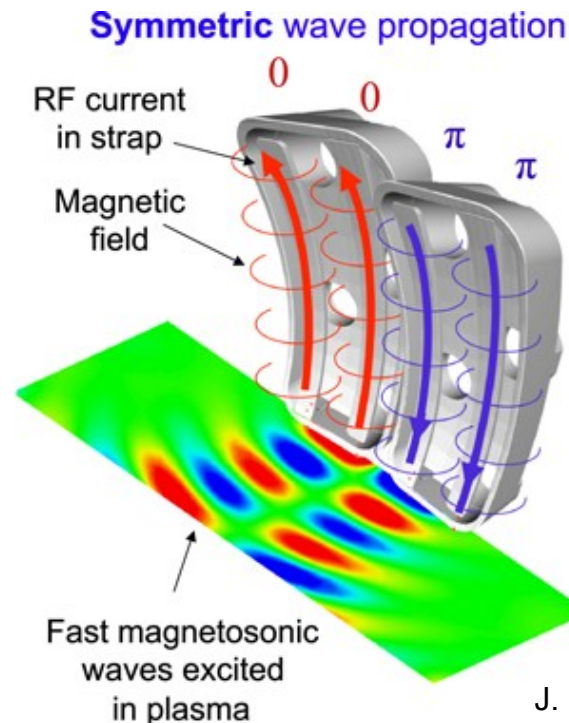
- **Principe general:**

Absorption de l'onde par les ions (cycl.) ou par les electrons (ELD - TTMP)

→ **Systeme de chauffage (essentiellement)**



[Antenne Tore Supra]

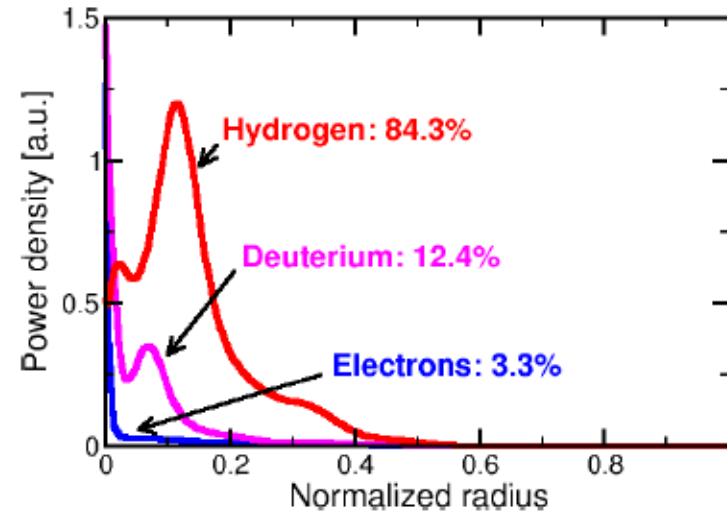
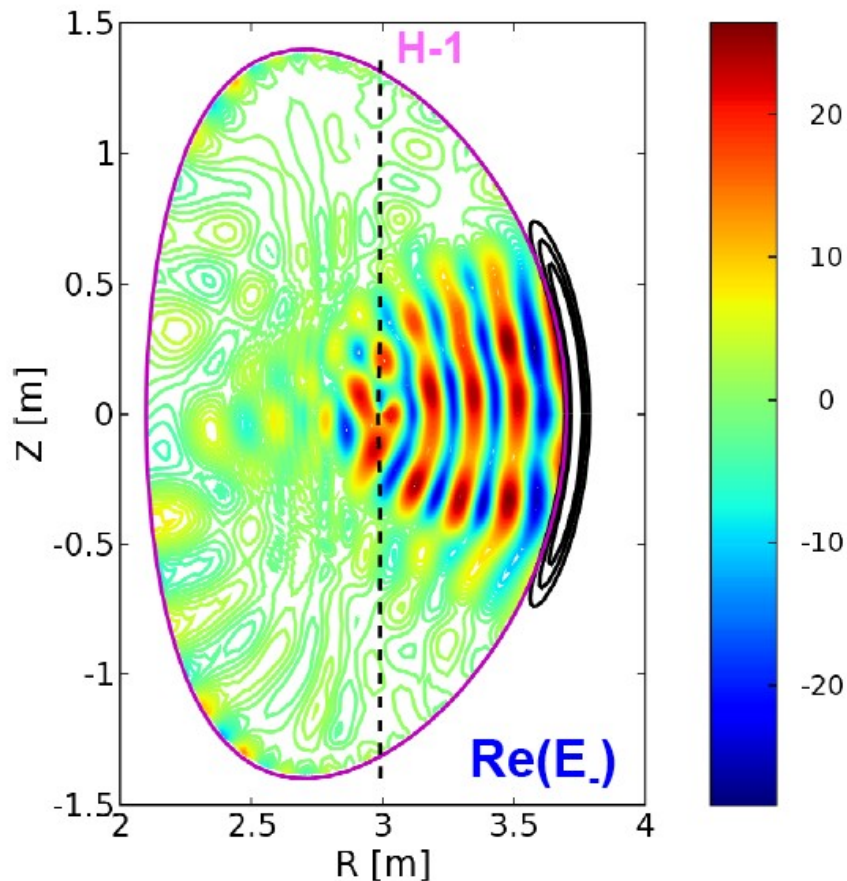


J. Ongena, PPCF (2017)

Chauffage mineuritaire

Le chauffage à la fréquence cyclotronique peut être plus efficace pour certaines espèces que pour d'autres : on ajoute des ions mineuritaires dans le plasma pour améliorer le transfert d'énergie.

Jet: D (95%) + H (5%) heating ($N_{\text{tor}}=15$)



- Forte absorption / passage
- Chauffage de l'ion mineuritaire dominant
- Faible chauffage de l'ion majoritaire

[source: R. Dumont]

Systeme LH

Le chauffage à la fréquence hybride permet le chauffage et la génération de courant par amortissement Landau sur les électrons.

- **Gamme de fréquence:**

$$1 \text{ GHz} < f < 8 \text{ GHz}$$

$$\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$$

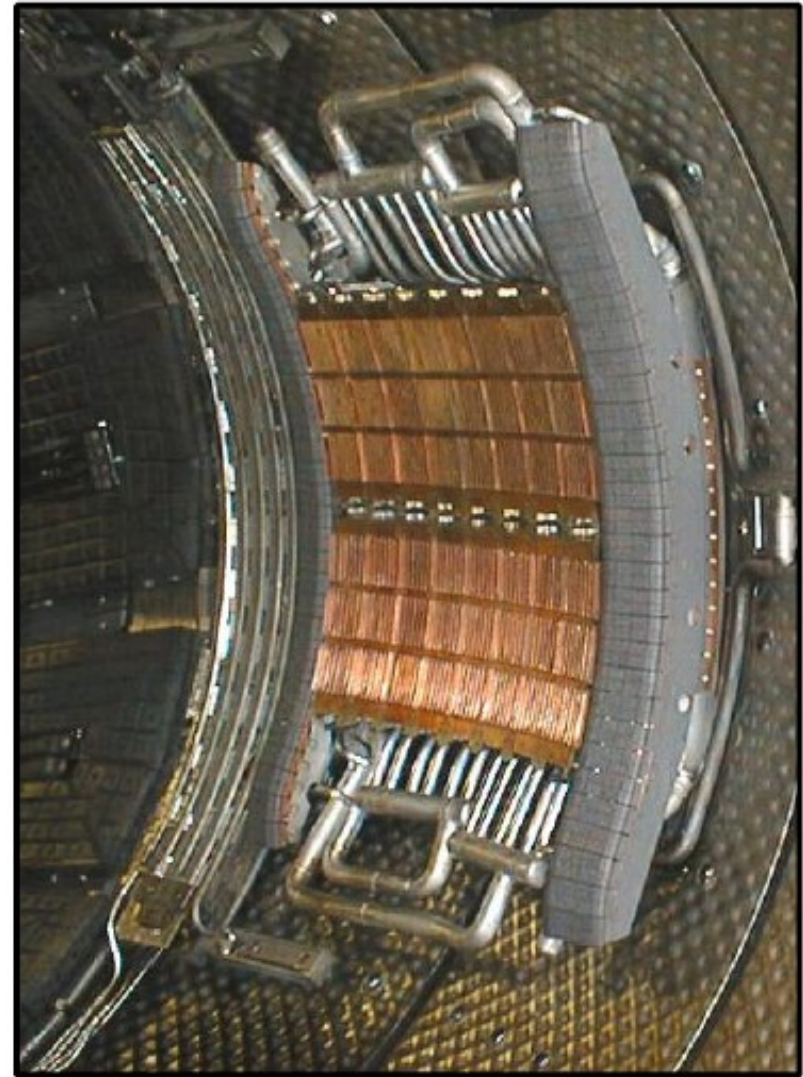
- **Générateurs:**

Klystrons (ou gyrotrons)

- **Principe général:**

Absorption Landau de l'onde
par les électrons rapides

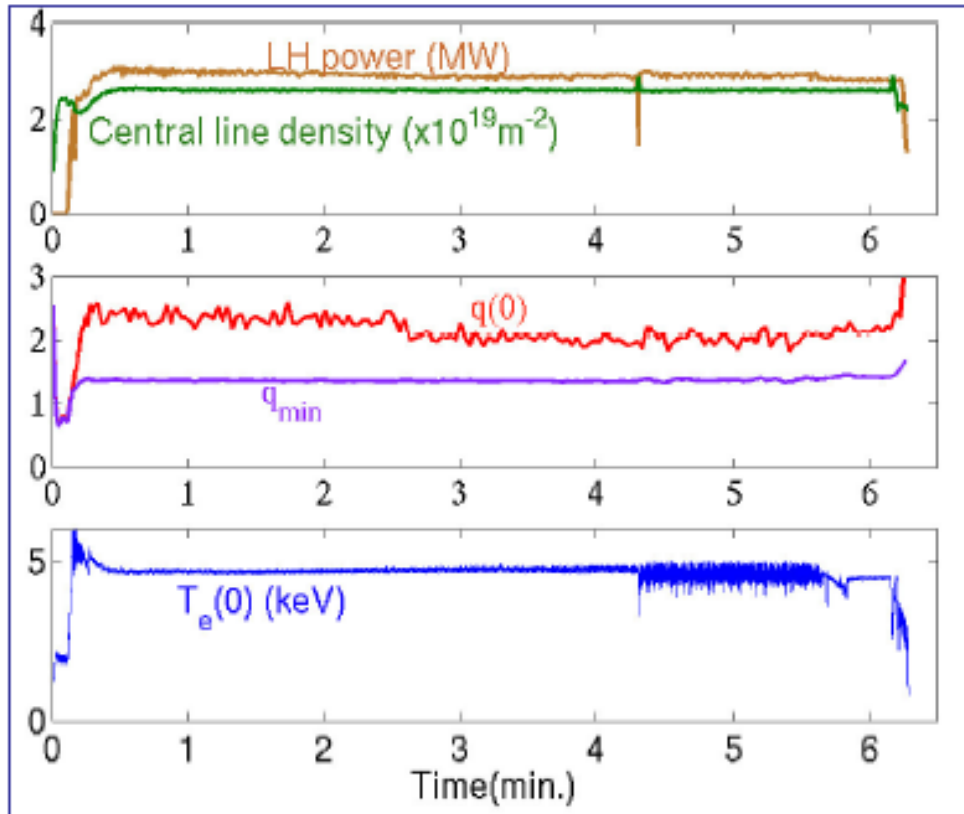
→ **Systeme de génération
de courant**



[Antenne Tore Supra]

Plasma record sur Tore Supra

Le courant généré par l'onde à la fréquence hybride basse a permis de maintenir un plasma pendant 6 min dans Tore Supra.



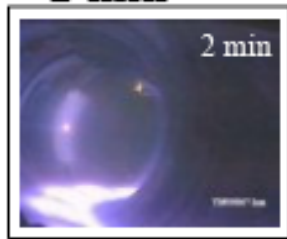
Choc GigaJoule:

- Durée: > 6 minutes.
- Energie injectée: **1.1 GJ.**
- Courant totalement non inductif, **généré par l'onde Hybride Basse.**

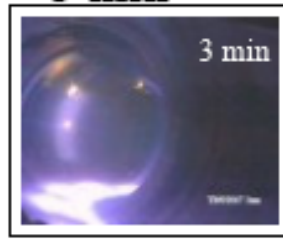
1 min



2 min



3 min



Systeme ECRH

Un systeme de miroir devant l'antenne permet de produire soit purement du chauffage, soit du courant toroidal.

- **Gamme de frequence:**

$$110 \text{ GHz} < f_{ec} < 140 \text{ GHz}$$

$$\omega \neq \omega_{ce}$$

- **Generateurs:**

Gyrotrons

- **Principe general:**

Absorption cyclotronique de l'onde par les electrons **thermiques** ou **rapides**

→ Systeme de chauffage et/ou de generation de courant



[Antenne Tore Supra]

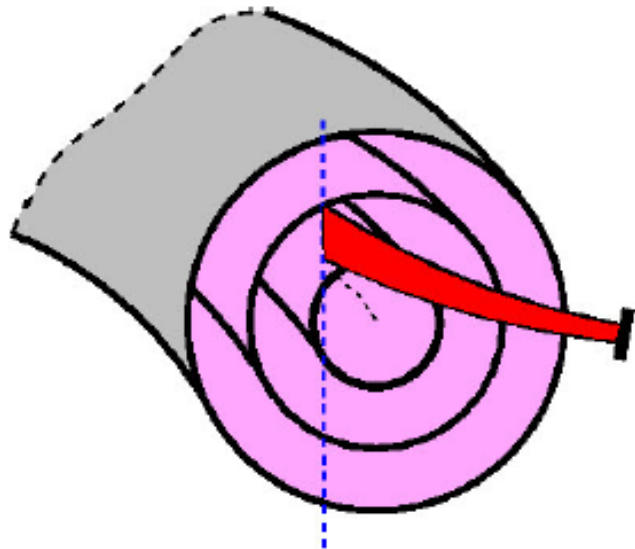
Systeme ECRH

La vitesse parallèle de la particule intervient dans le processus de résonance : cet effet permet de générer du courant électronique si l'onde n'est pas symétrique toroïdalement. L'onde à la fréquence cyclotronique électronique permet l'amorçage du plasma.

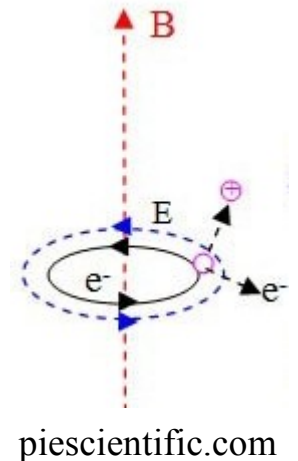
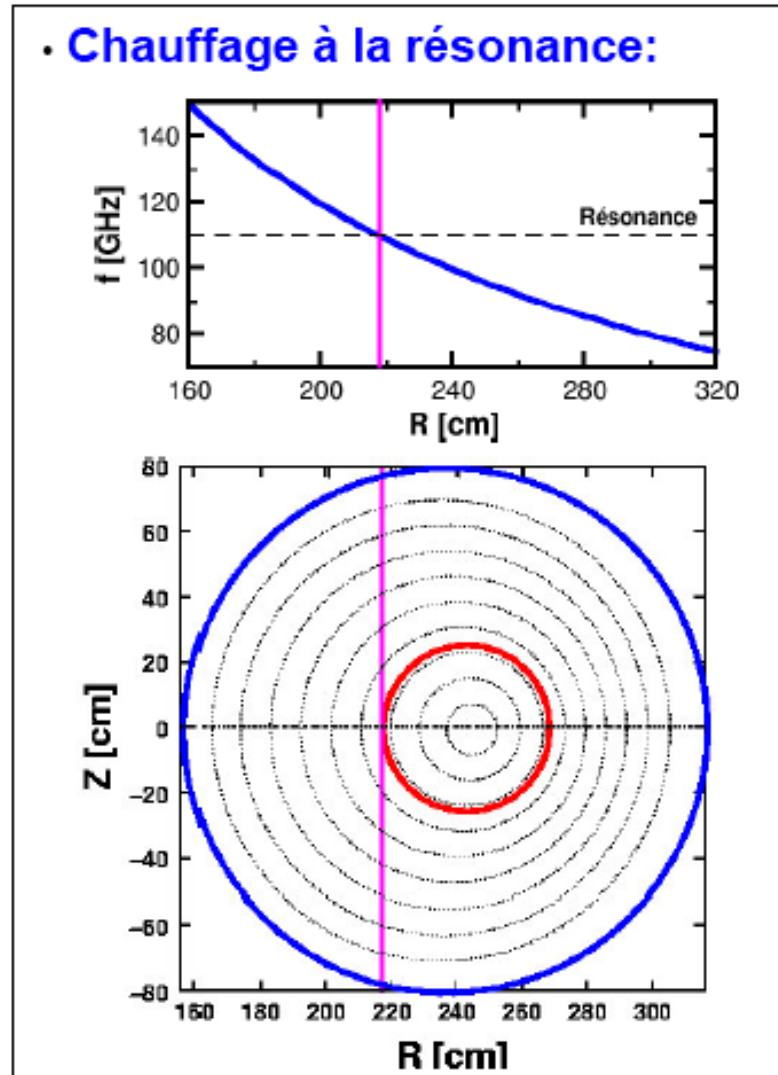
- Relation de résonance relativiste:

$$\begin{cases} \omega = n \frac{\omega_{ce}}{\gamma} + k_{\parallel} v_{\parallel} \\ \frac{\omega_{ce}}{\gamma} = \frac{eB_0}{m_{e0} \sqrt{1 - v^2/c^2}} \end{cases}$$

- Injection par miroirs optiques:



- Chauffage à la résonance:



Plan

- **I Fusion et confinement magnétique**
- **II Stabilité MHD et transport**
- **III Chauffage et diagnostics de mesure**
 - **III.1 Chauffage et génération de courant additionnels**
 - **III.2 Diagnostics de mesure**
 - **2.a Diagnostics de l'équilibre**
 - **2.b Diagnostics de la turbulence**

Diagnosics

Diagnosics de profils moyens

Mesures magnétiques
Diffusion Thomson incohérente
Diffusion Thomson cohérente
Réflectométrie
Interférométrie
Polarimétrie
Sondes de Langmuir

Champ magnétique poloïdal au bord du plasma
Profil radial de densité/température électronique
Profil radial de température ionique
Profil radial fin de densité électronique
Profil radial de densité électronique
Profil radial du courant plasma
Densité, température, vitesse et potentiel au bord

Contrôle en temps réel de l'équilibre du plasma
Reconstruction de l'évolution MHD du plasma, recherche des instabilités

Diagnosics des fluctuations

Diffusion Thomson à grande échelle
Réflectométrie de fluctuations

Vitesse et spectre en k des fluctuations poloïdales
Profil des fluctuations dans la direction radiale
Profil et spectre en k radial des fluctuations

Nature des fluctuations
Contrôle du confinement du plasma

Simulations de la propagation des ondes :
Tracé de faisceau (WKB), Full Wave...

Liste non exhaustive...

Contrôle du plasma : mesures magnétiques

La mesure du champ magnétique se fait via la mesure de la tension aux bornes d'une boucle traversée par un champ magnétique :

$$U_b = \iint_{s_b} \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot \vec{e}_b$$

Un circuit intégrateur permet de remonter à la valeur du champ.

Une **boucle diamagnétique** entourant le plasma dans une section poloïdale permet de mesurer le champ magnétique toroïdal :

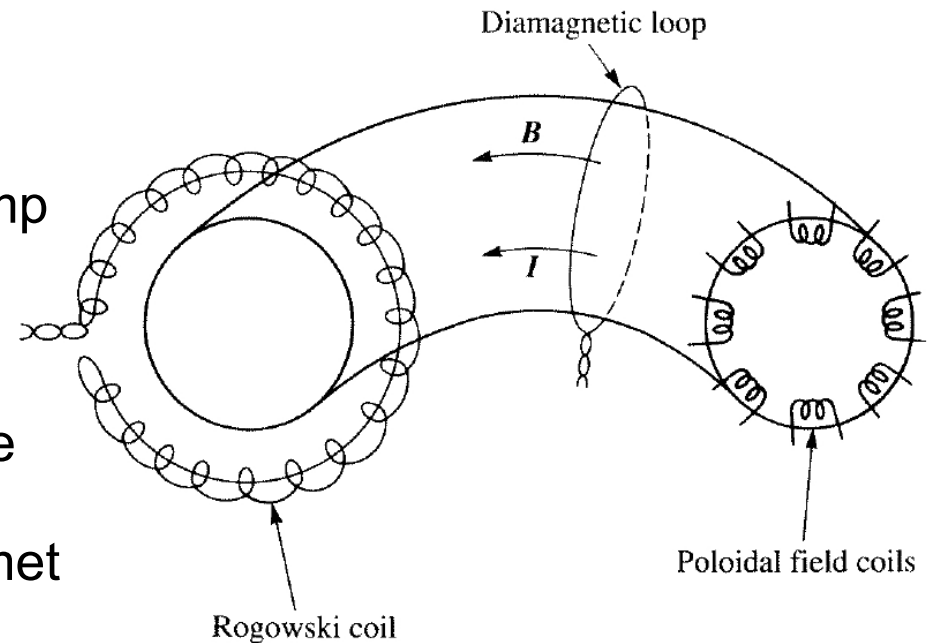
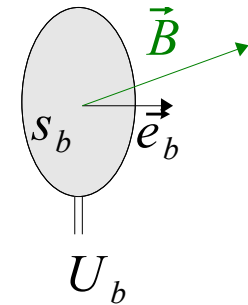
$$U_b = \iint_{s_b} \frac{dB_\phi}{dt}$$

Des **bobines au bord du plasma** axées dans la direction poloïdale permettent de mesurer le champ magnétique poloïdal localement :

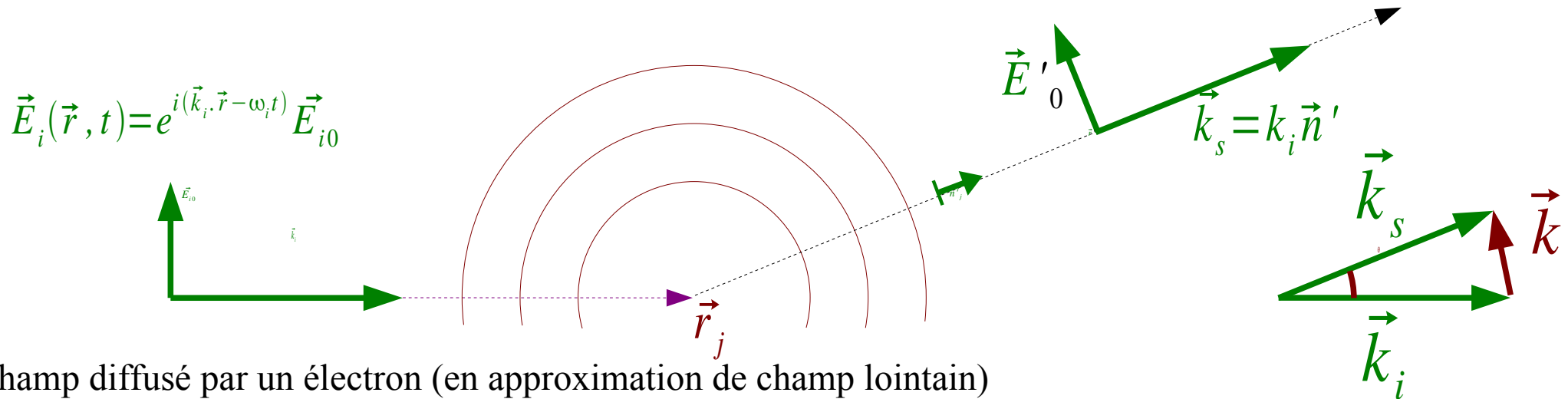
$$U_{bp} = n_{bp} s_{bp} \frac{dB_\theta}{dt}$$

La **bobine de Rogowski** est une version allongée de ces bobines qui mesure le champ poloïdal sur toute la circonférence poloïdale du tore : elle permet de mesurer le courant toroïdal.

$$U_{br} = n_{br} s_{br} \mu_0 \frac{1}{c_{br}} \frac{dI_\phi}{dt}$$



Diffusion Thomson



Champ diffusé par un électron (en approximation de champ lointain)

$$\vec{E}_{sj}(\vec{r}', t) = \frac{\mu_0 q_e^2}{4\pi m_e} \frac{e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}'}}{r'} e^{-i\omega t} \vec{n}' \wedge (\vec{n}' \wedge \vec{E}_{i0}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)}$$

$$r_0 = \frac{\mu_0 q_e^2}{4\pi m_e} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad : \text{ rayon classique de l'électron}$$

$$\frac{e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}'}}{r'} \quad : \text{ structure sphérique de l'onde}$$

$$\vec{n}' \wedge (\vec{n}' \wedge \vec{E}_{i0}) \quad : \text{ effet de la polarisation}$$

$$e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)} \quad : \text{ phase propre à chaque électron}$$

Vecteur d'onde de diffusion :

$$\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$$

Champ diffusé par un ensemble d'électrons

$$\vec{E}_s(\vec{r}', t) = \sum_j \vec{E}_{sj}(\vec{r}', t) = \frac{\mu_0 q_e^2}{4\pi m_e} \frac{e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}'}}{r'} \vec{n}' \wedge (\vec{n}' \wedge \vec{E}_{i0}) e^{-i\omega t} \sum_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)}$$

$$n_{\vec{k}}(t) = \sum_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)} \quad \text{Signal complexe propre à la structure spatiale des électrons}$$

Diffusion Thomson incohérente

Corrélation temporelle du signal de diffusion : $n_{\vec{k}}(t) = \sum_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)}$

$$C_{\vec{k}}(\tau) = \langle n_{\vec{k}}(\vec{r}', t) n_{\vec{k}}^*(\vec{r}', t + \tau) \rangle_t = \langle \sum_{jl} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t) - \vec{k} \cdot \vec{r}_l(t + \tau))} \rangle_t$$

Si la longueur d'onde incidente est beaucoup plus courte que la longueur de Debye ($k \lambda_D \gg 1$), on fait l'hypothèse que les phases d'électrons distincts sont indépendantes :

$$C_{\vec{k}}(\tau) = \langle \sum_j e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t) - \vec{k} \cdot \vec{r}_j(t + \tau))} \rangle_t + \langle \sum_{j \neq l} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t) - \vec{k} \cdot \vec{r}_l(t + \tau))} \rangle_t$$

On admet que pour des délais plus courts que le temps de corrélation de $C_{\vec{k}}(\tau)$, la trajectoire des électrons est rectiligne : $\vec{r}_j(t) - \vec{r}_j(t + \tau) = \vec{v}_j(t) \tau$

$$C_{\vec{k}}(\tau) = \langle \sum_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{v}_j(t) \tau} \rangle_t$$

Par l'hypothèse ergodique, on introduit les fonctions de distribution de vitesse électronique : $f_{e\vec{v}}$

$$C_{\vec{k}}(\tau) = \langle \sum_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{v}_j(t) \tau} \rangle_t = N_e \int d\vec{v} f_{e\vec{v}}(\vec{v}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{v} \tau} \quad N_e: \text{nombre d'électrons dans le volume de diffusion}$$

Le spectre fréquentiel est la transformée de Fourier temporelle de la corrélation :

$$S_{\vec{k}}(\omega) = \int d\tau C_{\vec{k}}(\tau) e^{i\omega\tau} \propto N_e \int d\vec{v} f_{e\vec{v}}(\vec{v}) \delta(\omega + \vec{k} \cdot \vec{v})$$

$$S_{\vec{k}}(\omega) \propto N_e f_{ev_k}(-\omega/k) \quad f_{ev_k}: \text{distribution de la composante de la vitesse suivant } \vec{k}$$

Le spectre fréquentiel reproduit **la distribution de la vitesse électronique**.

S'il est correctement normalisé, il est proportionnel à **la densité**.

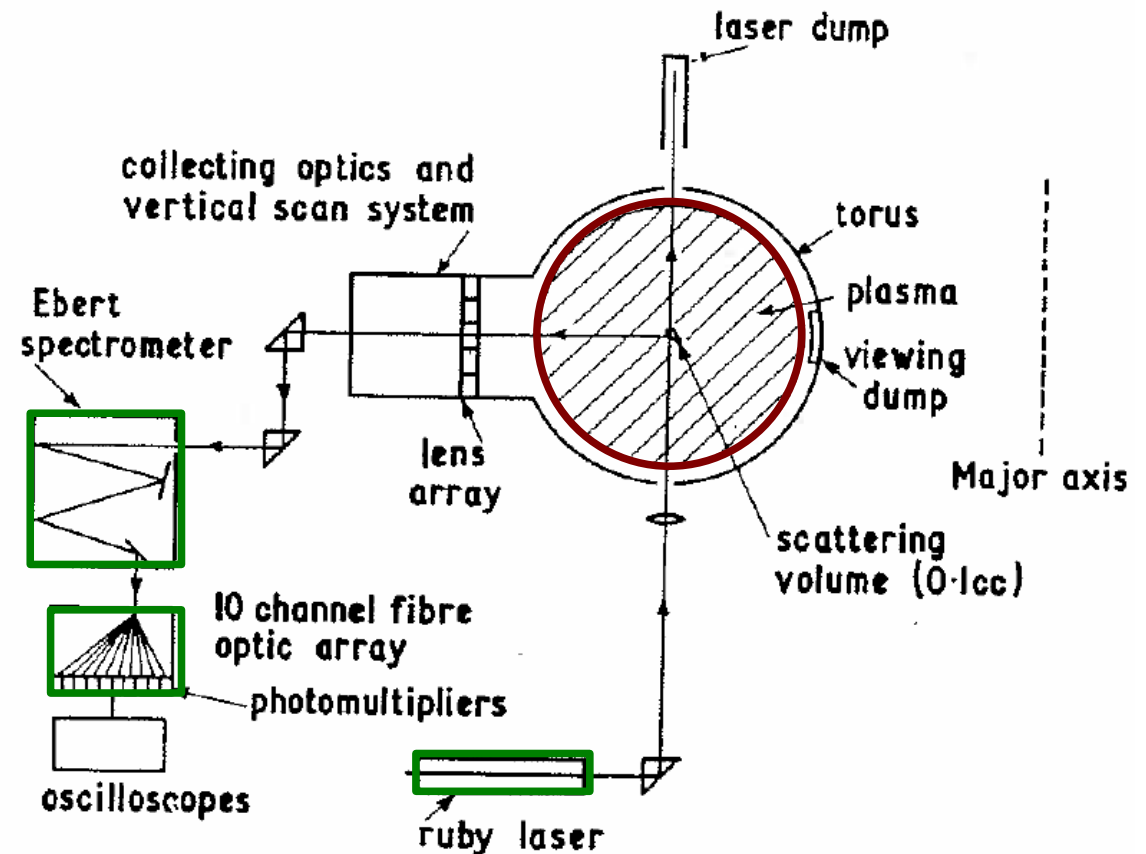
Si la distribution est « maxwellienne », on peut en déduire **la température électronique**.

Diffusion incohérente sur le tokamak T3

Les russes ont inventé le tokamak dans les années 60. Cette nouvelle configuration a permis une avancée importante dans le confinement de l'énergie.

Ils ont évalué la température électronique à partir de la conductivité du plasma, vérifiant ainsi que le plasma confine mieux l'énergie.

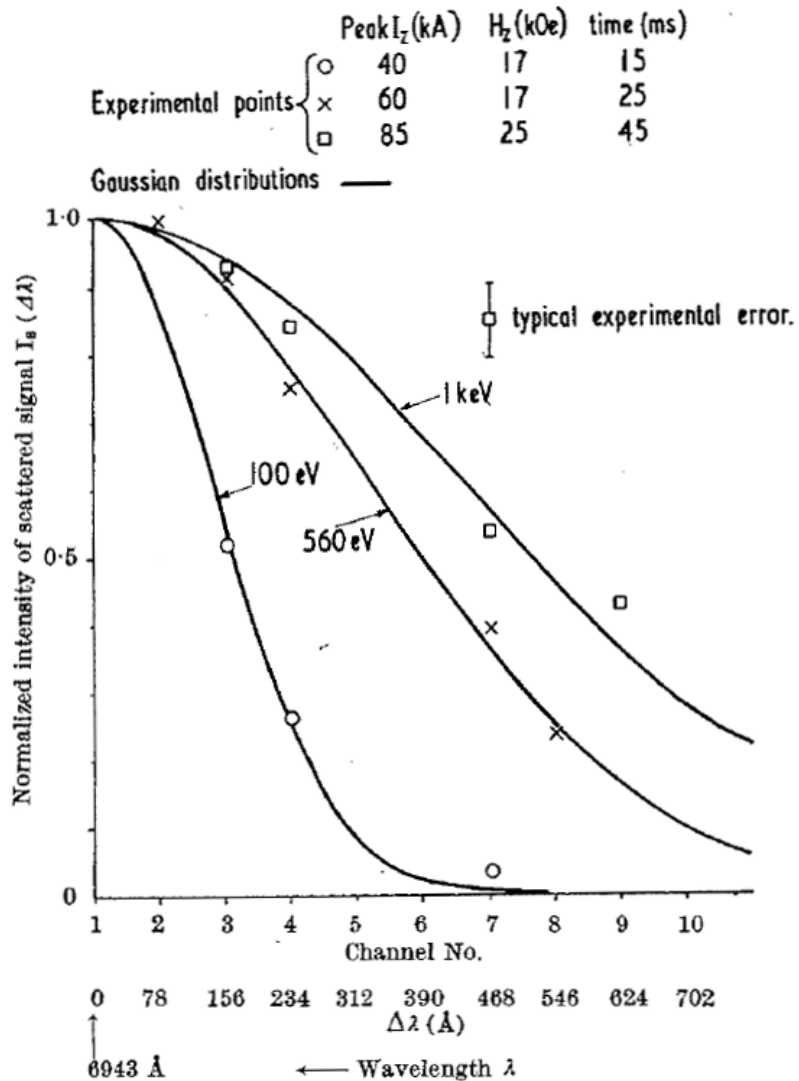
La diffusion Thomson, appliqué par une équipe anglaise sur T3 a permis de vérifier, de manière directe ce gain important de confinement en mesurant directement la température électronique



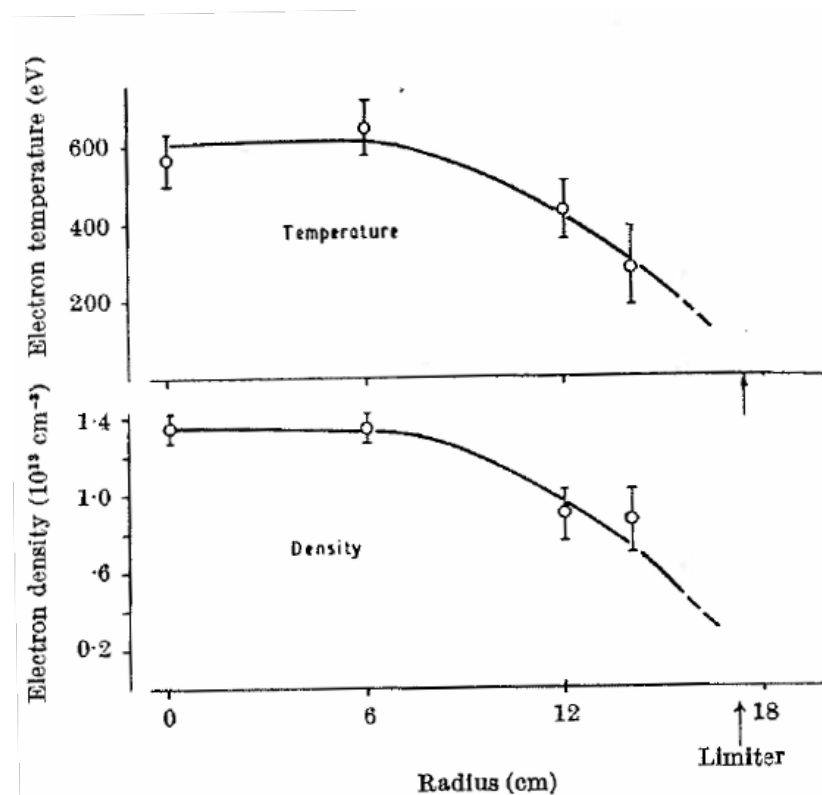
Arstimovich et al., Plasma Physics, 7 (1965), p 305

Peacock et al., Nature, 224, (1/11/1969), p 488

Profils de densité et température sur T3



le signal a été mesuré pour 10 décalages spectraux
 Les données sont ajustées sur des maxwelliennes pour évaluer la température électronique



La mesure en plusieurs points a permis d'élaborer des profils radiaux.

Diffusion Thomson incohérente sur JET par LIDAR

Light Detection And Ranging : mesure par rétrodiffusion d'un pulse laser très court.

Même principe que les radars à impulsion : localisation par le temps de vol

Le LIDAR permet de se limiter à **un seul port d'accès** à la machine.

La brièveté du pulse laser qui fait la résolution spatiale :

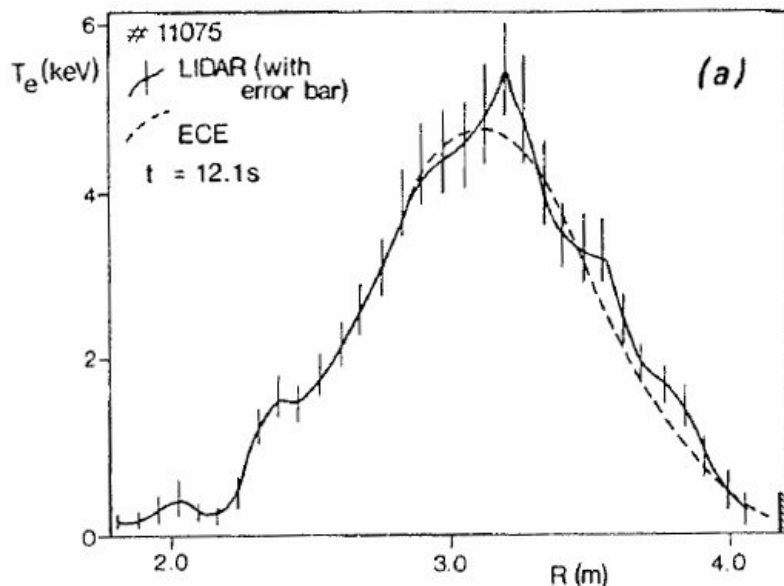
Le détecteur doit alors être plus sensible

Un LIDAR est installée sur le JET :

Laser à Rubis (694 nm) à impulsion (2 J, 220 ps, 0,5 Hz)

Polychromateur à 6 canaux spectraux

Photomulticateur MCP



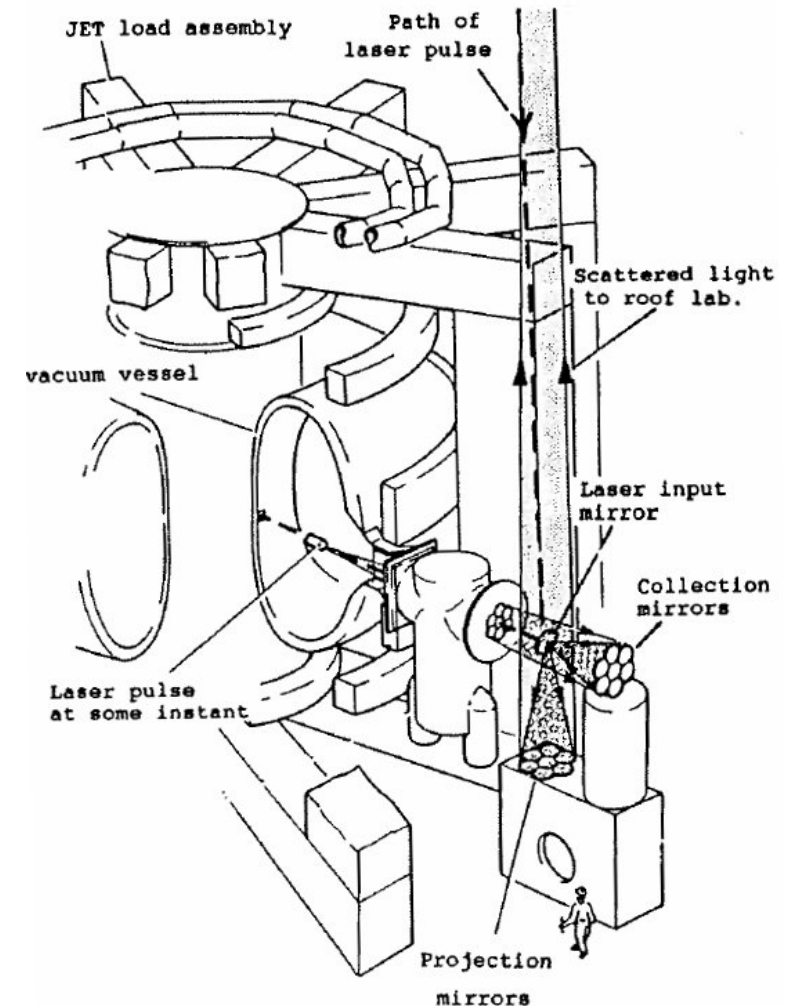
Résolution spatiale :

15 cm

Résolution sur la température :

± 5 à 20%

Gamme : 0,5 à 20 keV



Salzmann et al., Nuclear Fusion, **27**, p 1925 (1987)

Diffusion Thomson cohérente

Si la longueur d'onde incidente est plus longue que la longueur de Debye ($k\lambda_D < 1$), l'écrantage des ions par les électrons va intervenir :

$$S_{\vec{k}}(\omega) \propto N_e \frac{\lambda}{n_e} \left[\left| 1 - \frac{\chi_e}{1 + \chi_e + \chi_i} \right|^2 f_{ev_k}(-\omega/k) + \left| \frac{\chi_e}{1 + \chi_e + \chi_i} \right|^2 \sum_i Z_i^2 f_{iv_k}(-\omega/k) \right]$$

Z_i : nombre atomique

f_{ev_k} : distribution de la composante de la vitesse électronique suivant \vec{k}

f_{iv_k} : distribution de la composante de la vitesse des ions suivant \vec{k}

$$\chi_e = \frac{q_e^2}{m_e \epsilon_0 k} \int \frac{\partial f_{ev_k} / \partial v}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}} dv \quad : \text{susceptibilité des électrons}$$

$$\chi_i = \frac{Z_i^2 q_e^2}{m_i \epsilon_0 k} \int \frac{\partial f_{iv_k} / \partial v}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}} dv \quad : \text{susceptibilité des ions}$$

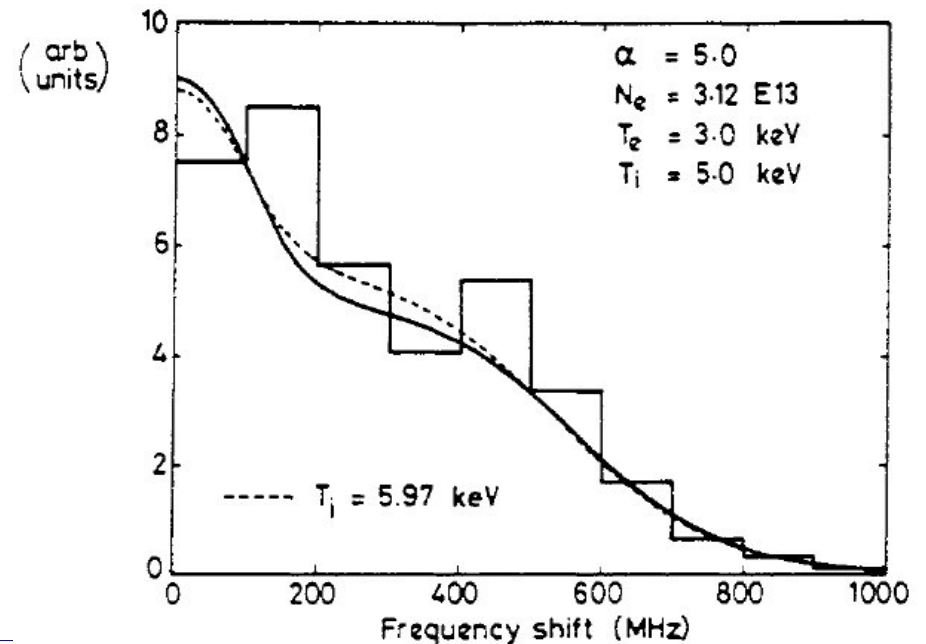
Simulation du spectre de diffusion Thomson :

$$\alpha = 1 / (k\lambda_D)$$

Source laser : 500 μm

P \geq 100 kW (pour sortir du bruit plasma)

Sharp et al., Plasma Physics, **23**, n°4, p 357 (1981)



Diffusion cohérente sur TEXTOR

Gyrotron 110 GHz, 150 kW

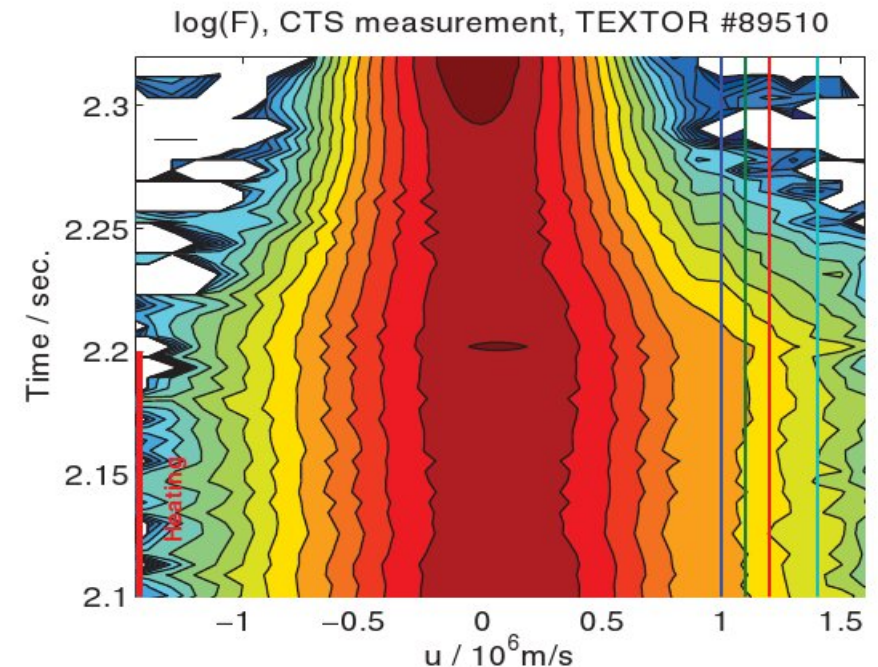
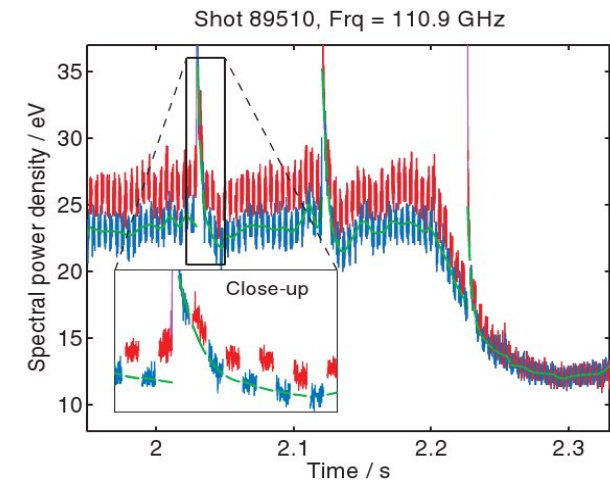
Source modulée (4 ms ON, 4 ms OFF) pour extraire le bruit ECE (minimum entre la première et la seconde harmonique)

Résolution spatiale : 5 à 10 cm

42 canaux spectraux de 107 à 113 GHz

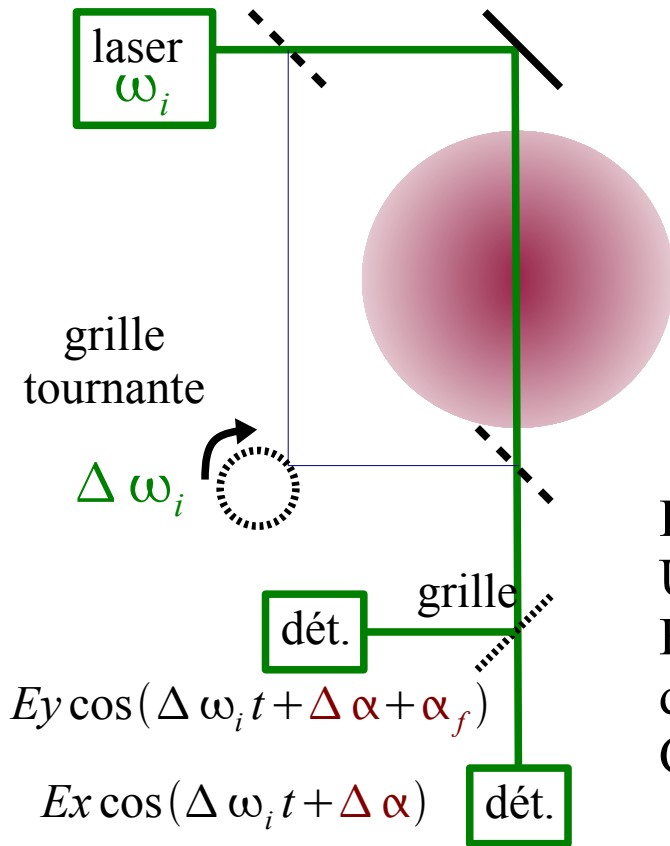
Choc avec chauffage par injection d'un faisceau de neutres (NBI) (de $t = 2.1$ à $t = 2.2$ s)

Le rapport signal sur bruit est correct



Bindsev et al., Physical Review Letters, **97**, 205005 (2006)

Interférométrie et polarimétrie



Interférométrie (configuration Mach-Zehnder)

Correction de phase de l'onde qui traverse le plasma :

$$\Delta \alpha = \int (k(z) - k_i) dz = \frac{\omega_i}{c} \int (N(z) - 1) dz$$

Si $\omega_i \gg \omega_c$ et $\omega_i \gg \omega_p$ l'indice s'écrit :

$$N \sim 1 - \frac{1}{2} n_e / n_c \quad n_c = \omega_i^2 m_e \epsilon_0 / q_e^2$$

La correction de phase est une intégration sur la densité :

$$\Delta \alpha = \frac{-\omega_i}{2C n_c} \int n_e(z) dz = \frac{-\omega_i}{2C n_c} n_l$$

Polarimétrie (ou rotation Faraday) :

Un mode linéaire se décompose en 2 modes circulaires.

En présence de \vec{B} , les 2 modes ont des permittivités différentes, donc des vitesses différentes.

Ceci induit une **rotation du mode** linéaire à travers le plasma:

$$\text{Si } \omega_i \gg \omega_c \text{ et } \omega_i \gg \omega_p \quad \alpha_F = C \lambda^2 \int n_e(z) \vec{B}(z) \cdot \vec{dz}$$

Interférométrie à **2 couleurs** pour éviter les problèmes de **référence** et de **vibrations**

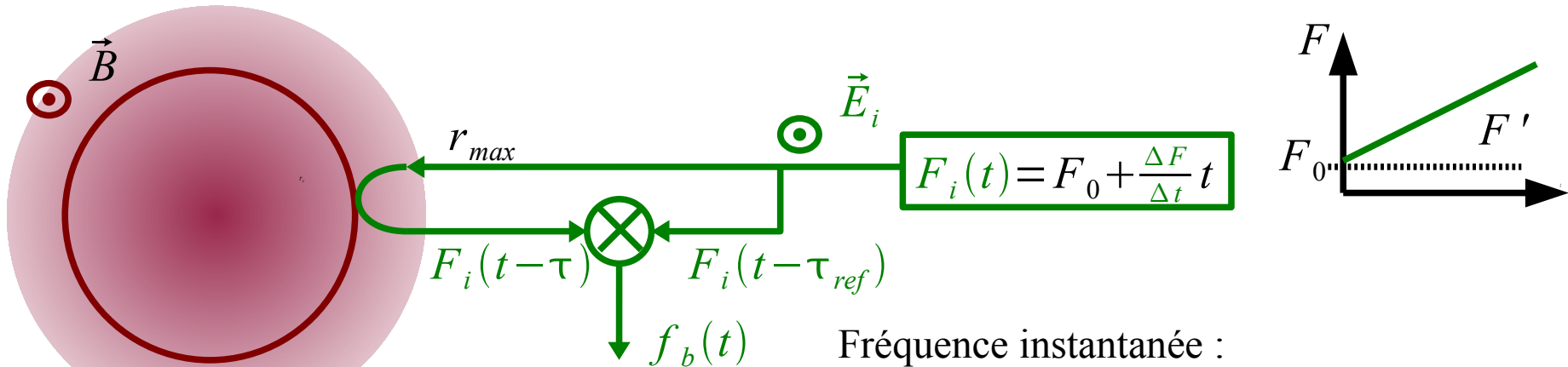
Problème de **cohérence** des faisceaux sur de grandes distances

Problème de **diffraction** naturelle des faisceaux

Possibilité de **réfraction** par le plasma si la fréquence est trop basse

Segre, Plasma Physics & Controlled Fusion, **41**, p R57 (1999) [polarimétrie]

Réflectométrie de balayage



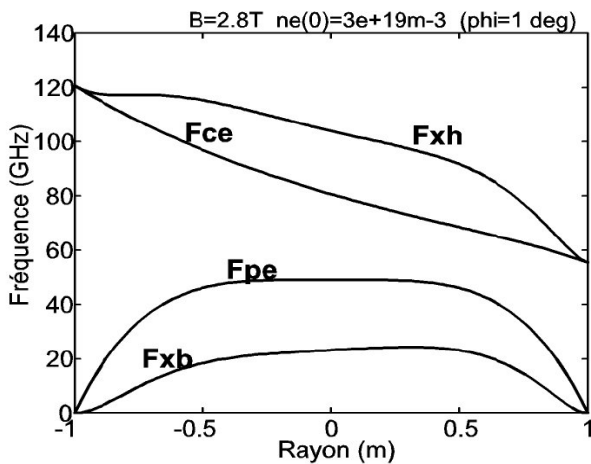
Indice de réfraction :
 $N(r, t)$

Fréquence instantanée :

$$f_b(t) = F'(\tau - \tau_{ref}) = f_{b0} + \frac{\Delta F}{C \Delta t} 2 \int_{r_c(t)}^{r_{max}} N(r, t) dr$$

$$\sim f_{b0} + \frac{\Delta F}{C \Delta t} 2(r_{max} - r_c(t))$$

On déduit la position de la coupure de la fréquence de battement.



mode O : $\vec{E}_i \parallel \vec{B}$

coupure à la fréquence plasma : $F_i = F_p$

$$N(r, t) = 1 - \frac{F_p^2}{F_i^2}$$

mode X : $\vec{E}_i \perp \vec{B}$

coupure à la fréquence hybride haute : $F_i = F_{xh}$

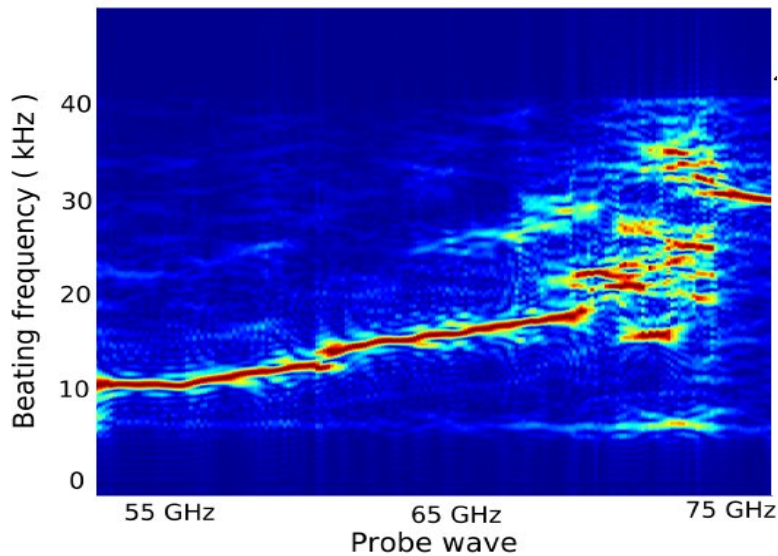
$$N(r, t) = 1 - \frac{F_p^2}{F_i^2} \frac{F_i - F_p^2}{F_i^2 - F_p^2 - F_{ce}^2}$$

$$F_p(n_e) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e(\vec{r}, t) q_e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad F_{ce}(B) = \frac{1}{2\pi} \frac{q_e B(\vec{r})}{m_e} \quad F_{xh}(B, n_e) = \frac{1}{2} (F_{ce}(B) + \sqrt{F_{ce}(B)^2 + 4F_p(n_e)^2})$$

$$F_p = 0 \dots 80 \text{ GHz}$$

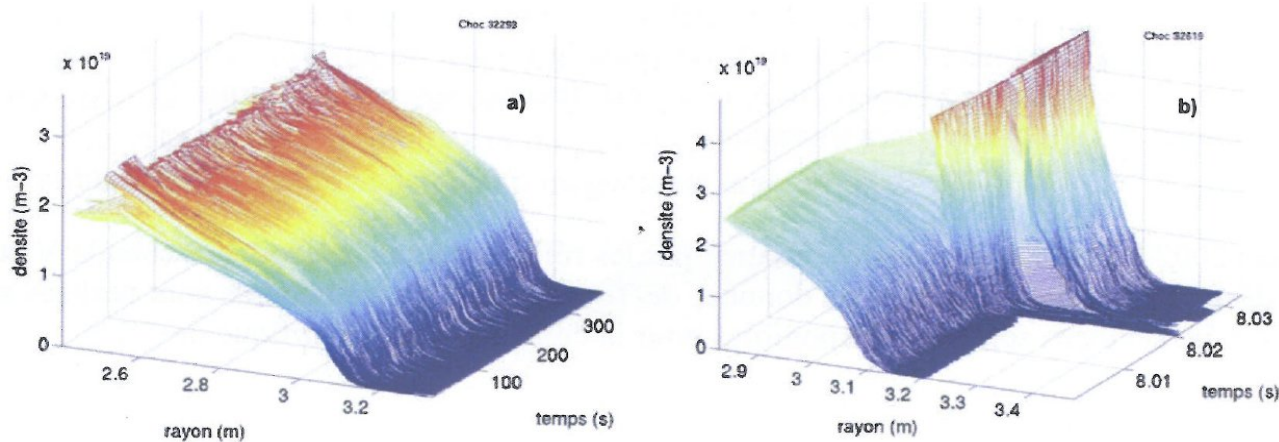
$$F_{ce} = 50 \dots 150 \text{ GHz}$$

Réflectométrie de balayage

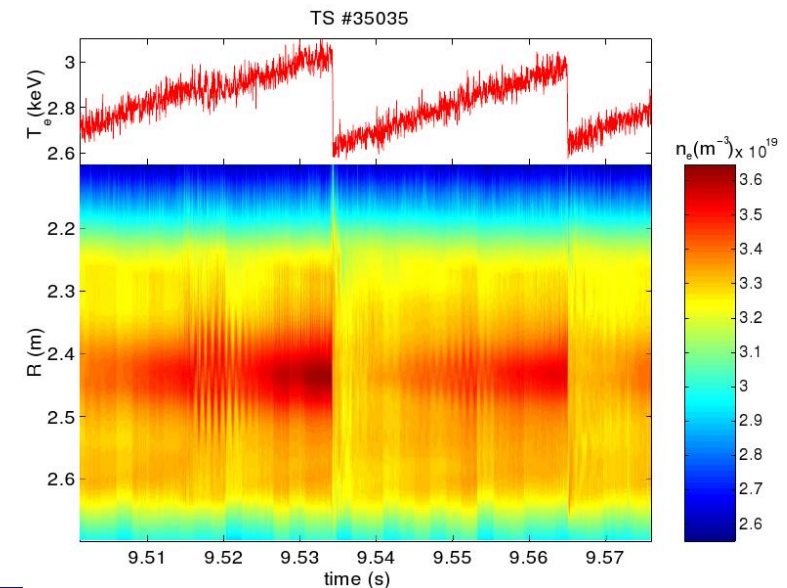


Traitement du signal pour extraire la fréquence instantanée :
Recherche du maximum du spectre glissant sur la durée du balayage

Série de balayages de $20 \mu\text{s}$ sur un choc long (a) et sur une disruption (b)



évolution de la densité au centre durant une « dent de scie »

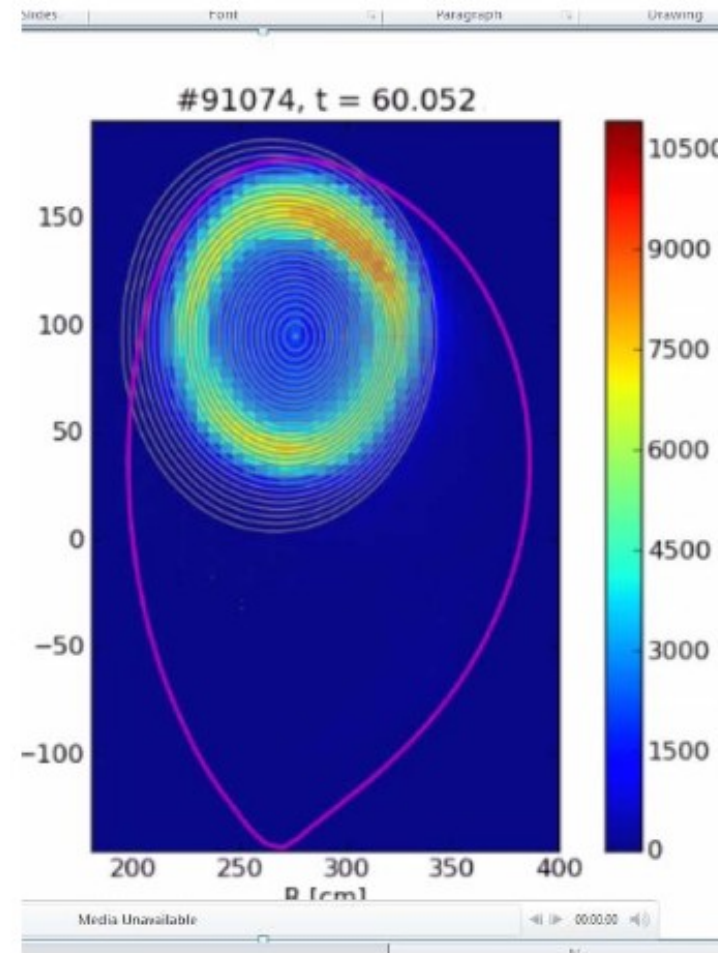
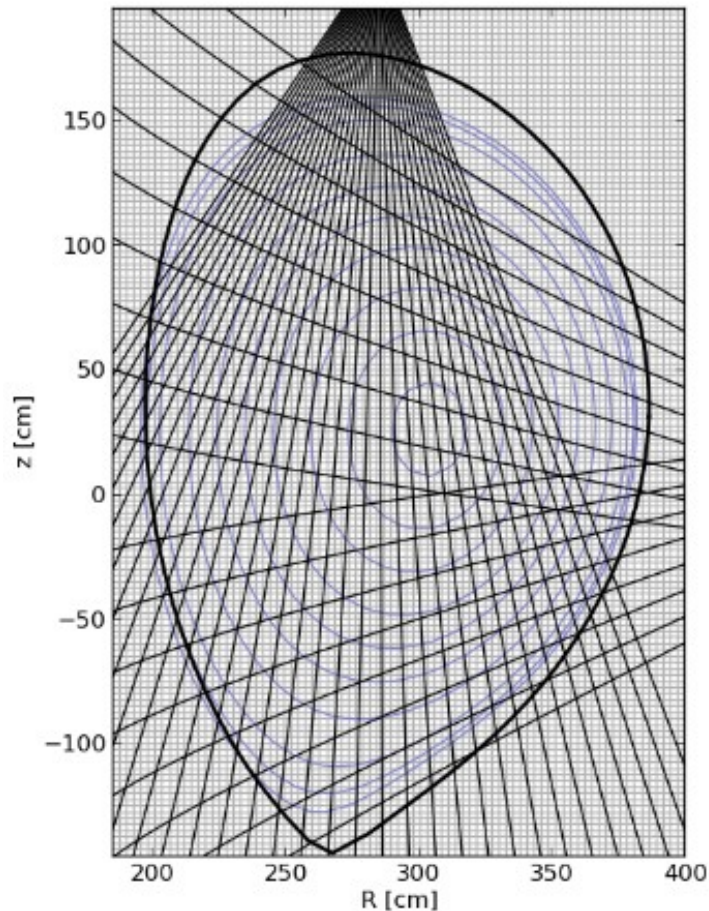


Tomographie des radiations X mous

Mesure des radiations X mous (énergies de 1 à 20 keV)

La mesure est intégrée suivant des lignes de visée.

En utilisant les propriétés d'uniformité de la pression sur les surfaces de flux, il est possible de reconstruire la carte de température.



Diffusion collective sur les fluctuations

Diffusion à des échelles **centimétriques**. On se trouve dans la limite :

$$k \lambda_D \ll 1$$

À ces échelles, la somme des phases sur chaque électron peut être remplacée par la transformée de Fourier de la densité suivant \vec{k} :

$$n_{\vec{k}}(t) = \sum_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)} = \iiint_V e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} n_e(\vec{r}, t) d^3 \vec{r}$$

Pour $\vec{k} \perp \vec{B}$:

Les expériences montrent que ce signal fluctue à des échelles de temps de l'ordre de la **microseconde** (décalage spectral jusqu'à quelques MHz).

Ces fluctuations sont souvent assimilées à une **microturbulence** 2D dans la direction perpendiculaire à B.

Quelle est la nature des « structures » à ces échelles ?

Si $k_{\parallel} \neq 0$ (composante parallèle à \vec{B}) :

Signal non significatif.

Comme les électrons sont libres suivant le champ magnétique, les structures ne se développent pas à cette échelle dans cette direction.

Diffusion collective vers l'avant par laser

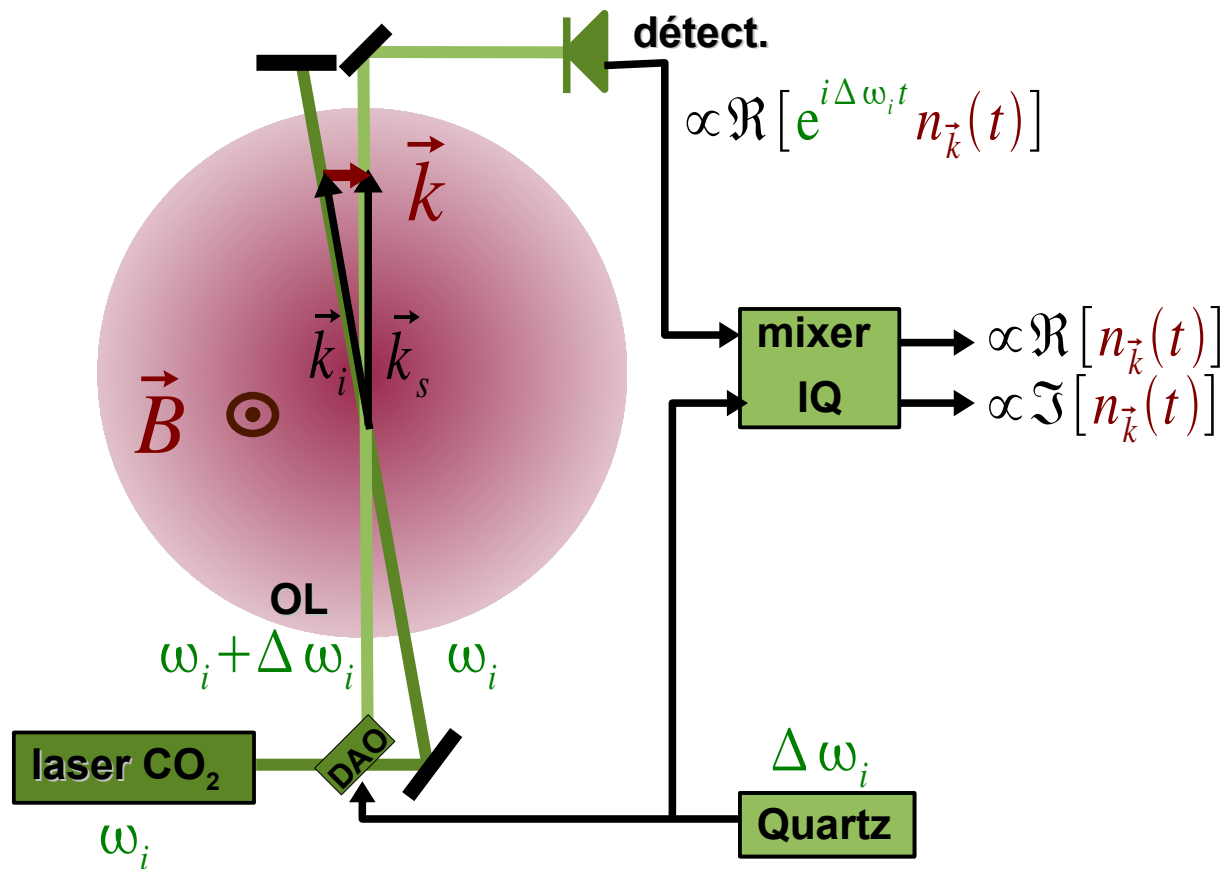
Laser CO₂ : $\lambda_i = 10,6 \mu m$

Diffusion vers l'avant : $0,45 \leq \theta \leq 4,5 mrad$

Gamme de longueur d'onde : $0,2 \leq \lambda \leq 2 cm$

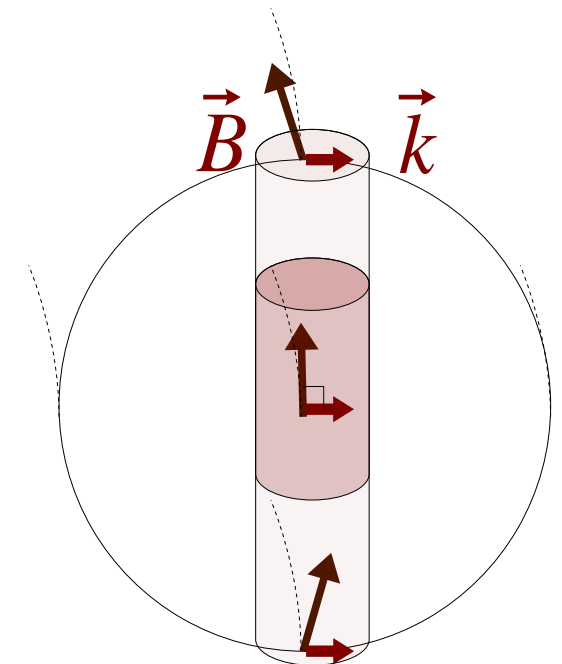
les faisceaux traversent le tokamak

la résolution en k est optimale. $dk/k \leq 0,1$



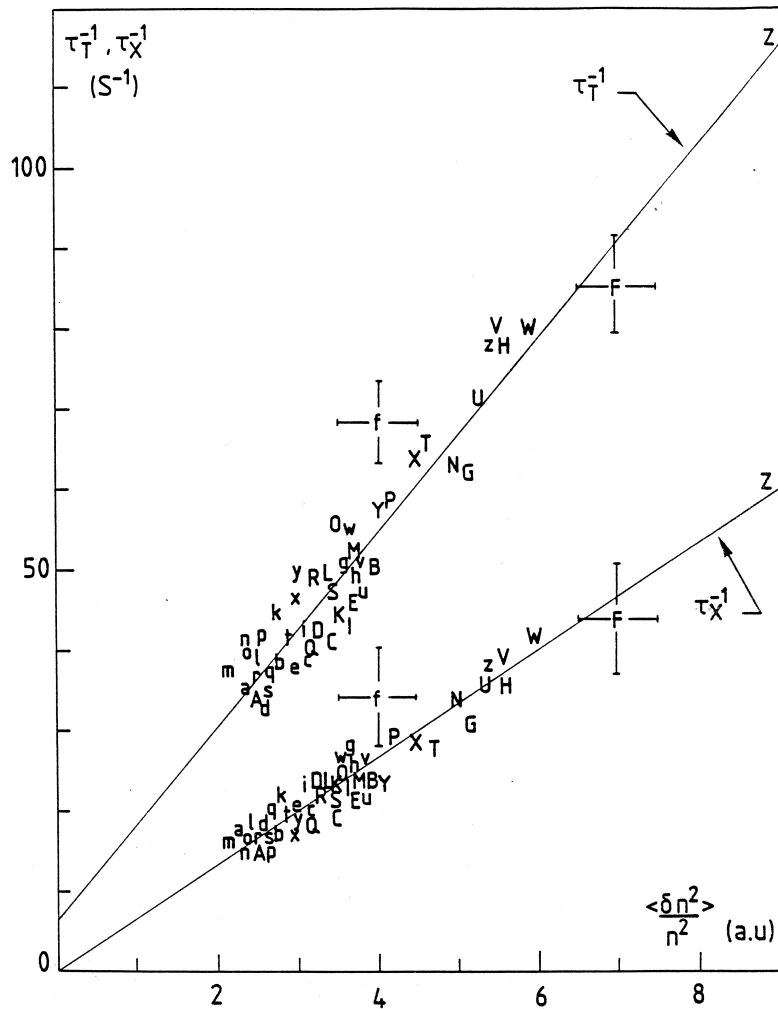
Truc et al., Rev. of Scientific Instruments, **63**(7), p 3716 (1992)

Le volume de diffusion croise tout le plasma
 la condition $\vec{k} \perp \vec{B}$ permet de limiter le volume de diffusion



Confinement et microturbulence

$$\tau_E^{-1}$$



Transport « néoclassique »

Pour estimer le confinement, les premiers modèles ne prenaient en compte que le **transport** produit par les **collisions** entre particules.

Le transport de l'énergie mesuré était 10 à 100 fois grand que prévu : il est « **anormal** ».

La diffusion collective a montré que le confinement était détérioré quand le taux de turbulence augmentait

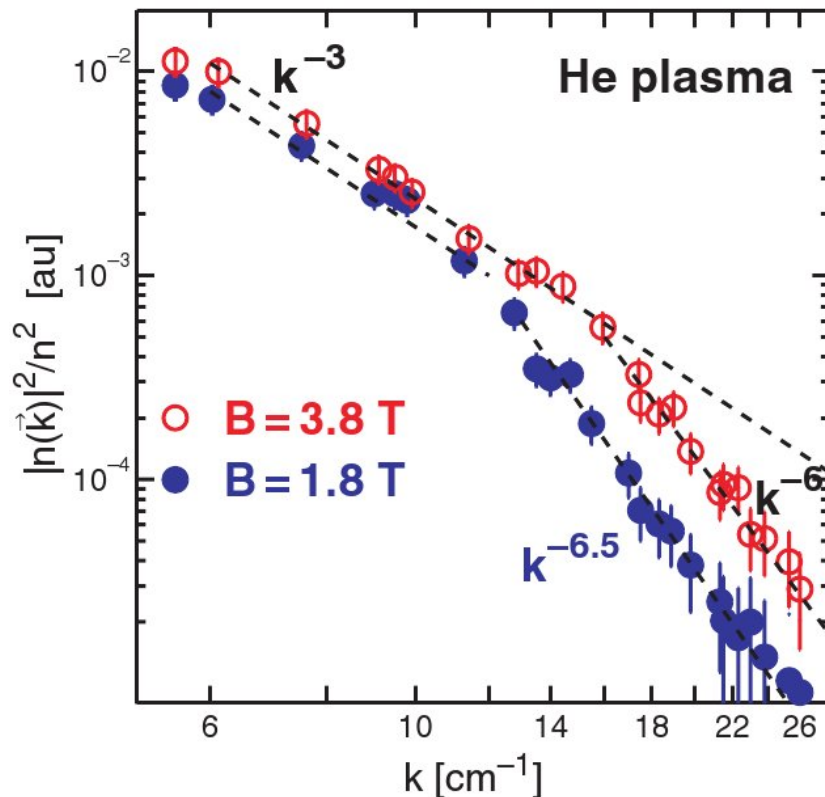
Ce transport anormal détériore le confinement. Il faut alors construire des Tokamaks plus grand pour atteindre l'allumage du réacteur.

$$\langle \delta n^2 \rangle / n^2$$

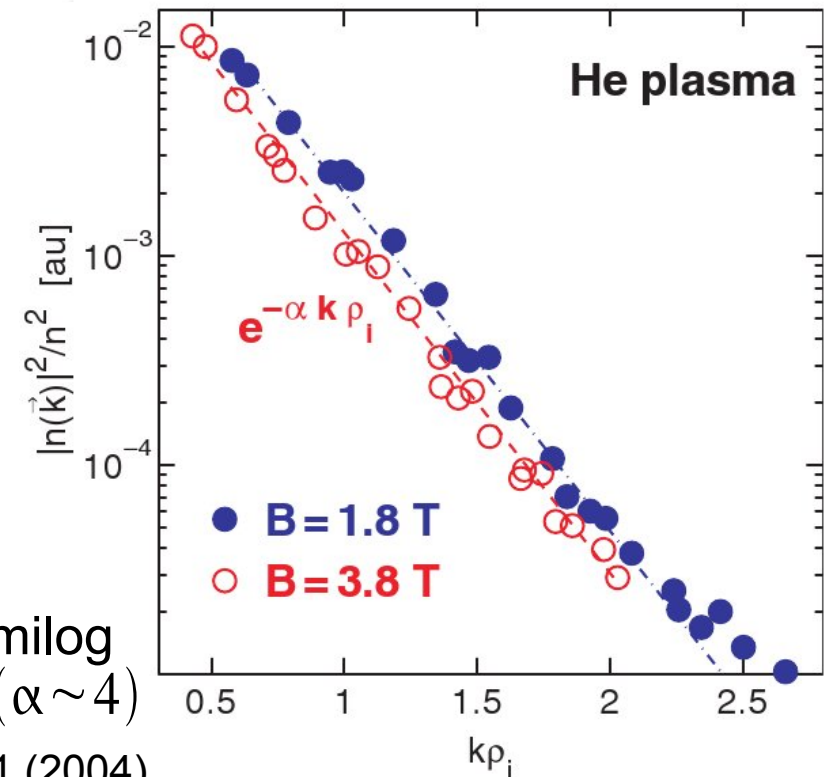
Spectre en nombre d'onde de la turbulence

$$S_{\vec{k}}(\vec{k}) = \langle |n_{\vec{k}}(t)|^2 \rangle_T \quad \text{Facteur de forme statique des fluctuations}$$

En turbulence fluide, le facteur de forme suit une loi de puissance : $S_{\vec{k}}(\vec{k}) \propto k^{-11/3}$
 (la densité est vue comme un contaminant passif dans la cascade de Kolmogorov).



En microturbulence dans les tokamaks, la loi de puissance n'est pas universelle : il y a une cassure à une échelle proche de ρ_{ci}



Les mêmes données représentées en échelle semilog montrent une loi exponentielle de pente : $-\alpha \rho_{ci}$ ($\alpha \sim 4$)

Hennequin et al., Rev. of Scientific Instruments, **75**, 10, p 3881 (2004)

Rétrodiffusion micro-ondes

Antenne micro-onde (rétrodiffusion)

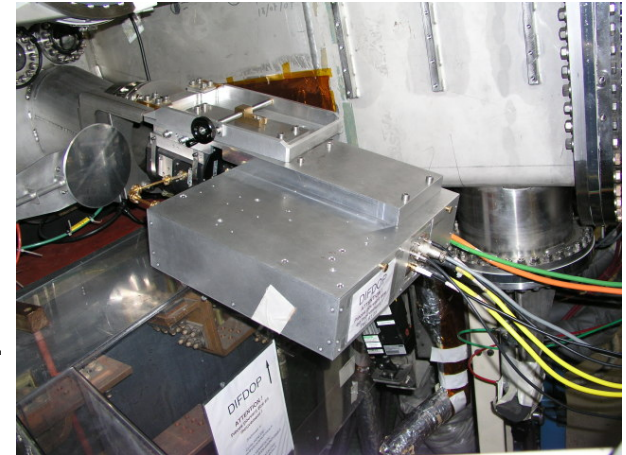
À la différence de la réflectométrie, l'antenne est **inclinée** pour éviter la réflexion. (On parle néanmoins de réflectométrie Doppler)

Aux longueurs d'onde choisies, le faisceau est réfléchi par le coeur du plasma.

La **rétrodiffusion est exacerbée** au niveau de la couche de réflexion. La résolution spatiale est correcte (qq cm).

La résolution en k est bonne (si les faisceaux ne divergent pas trop).

La **longueur d'onde de diffusion** dépend de la fréquence de la source F_i et de α l'angle d'inclinaison de l'antenne par rapport au plasma.



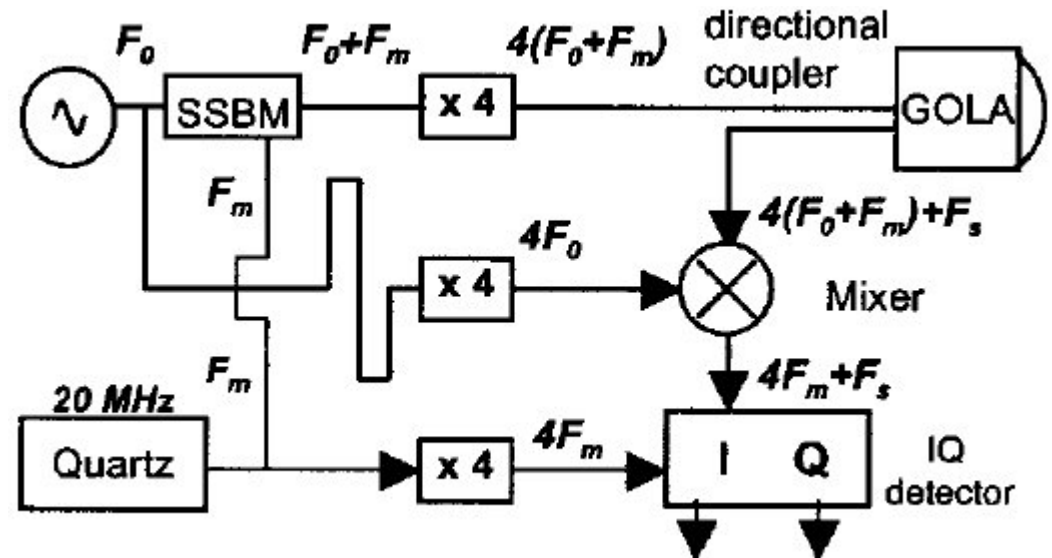
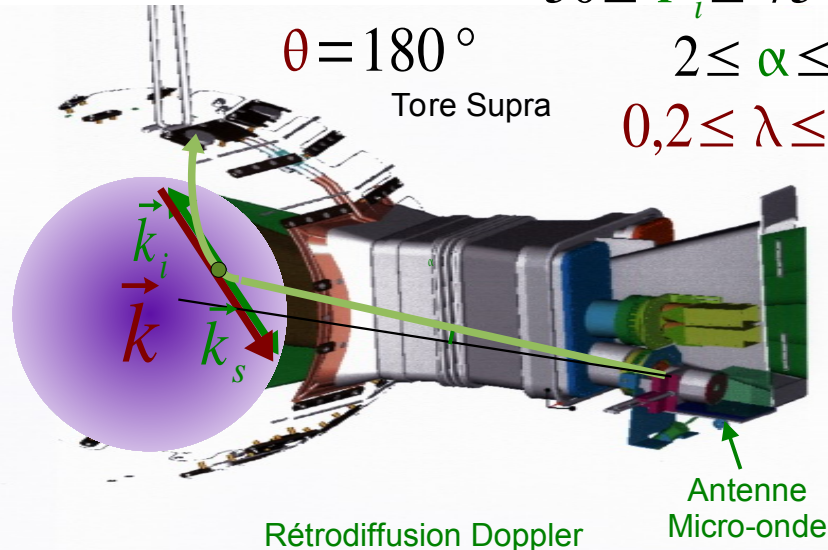
$$50 \leq F_i \leq 75 \text{ GHz } \textit{mode } 0$$

$$\theta = 180^\circ$$

Tore Supra

$$2 \leq \alpha \leq 10^\circ$$

$$0,2 \leq \lambda \leq 2 \text{ cm}$$



Hennequin et al., Rev. of Scientific Instruments, **75**, 10, p 3881 (2004)

Tracé de faisceau

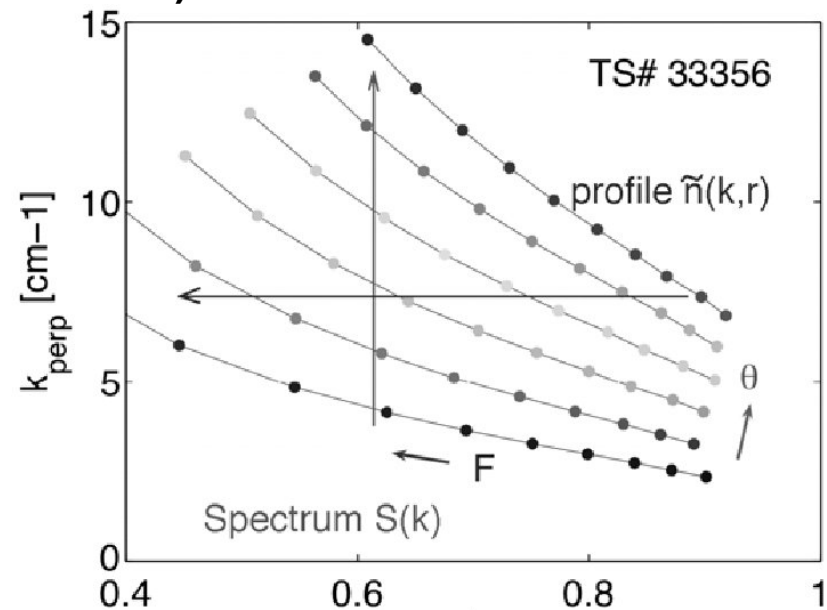
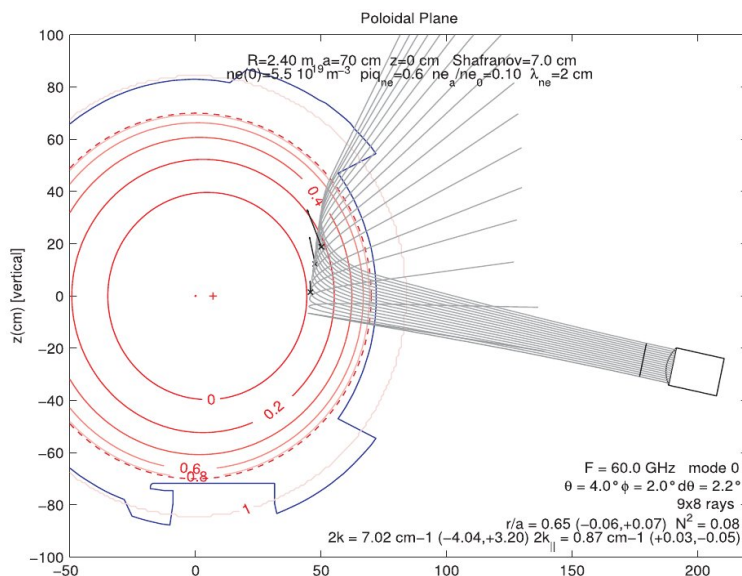
De fait, l'indice optique du plasma varie beaucoup pour l'onde émise.

Pour connaître la position et le nombre d'onde à la coupure, un tracé de rayon est nécessaire (approximation WKB)

Pour vérifier la condition $\vec{k} \perp \vec{B}$, une simulation 3D est nécessaire.

Pour estimer la taille du volume de réflexion, l'ensemble du faisceau est simulé (avec sa divergence)

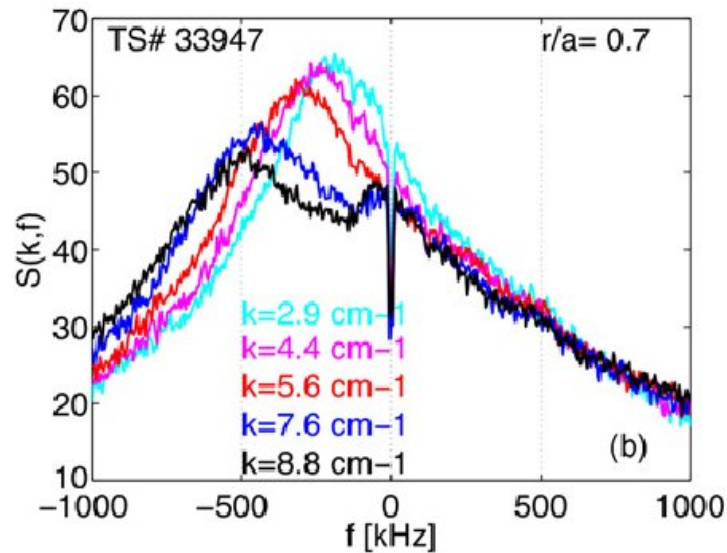
Ce calcul doit être effectué pour chaque mesure : **le plasma doit être correctement paramétré (géométrie, équilibre, profil de densité...)**



Le diagnostic permet de mesurer un spectre en k à une position déterminée, ou un profil radial (partiel) du niveau de turbulence à k fixé, à condition de faire un scan de l'angle d'inclinaison et de la fréquence de la source.

Honoré et al., Nuclear Fusion, **46**, p S809 (2006)

Vitesse perpendiculaire des fluctuations



Série de spectres fréquentiels cv

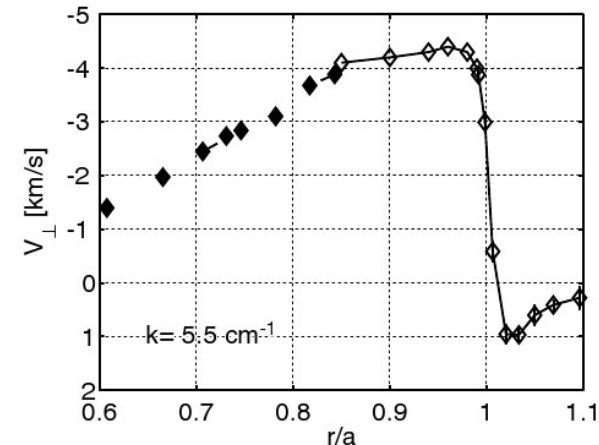
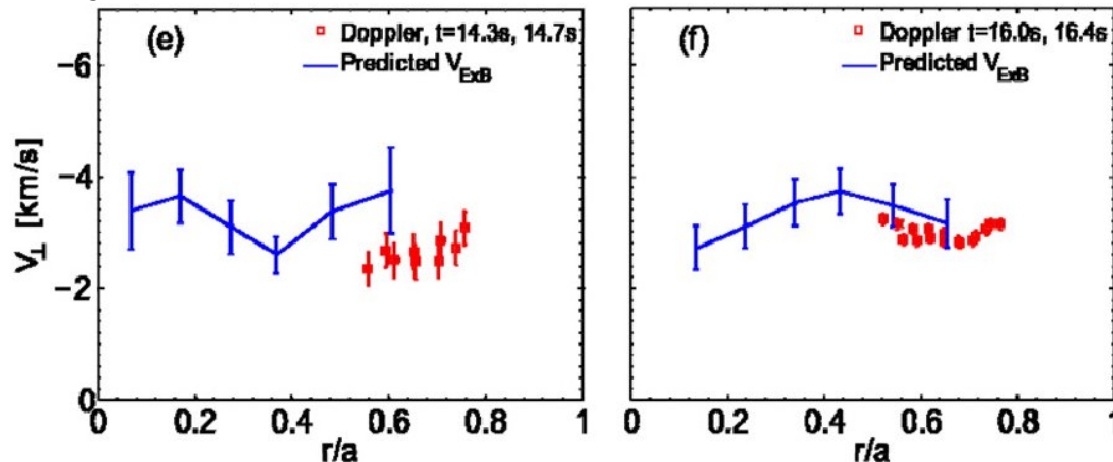
Bonne localisation : une seule bosse

Série de k pour une position donnée :

Il s'agit bien d'effet Doppler : la vitesse est la même pour chaque k

La vitesse Doppler est proche de la vitesse ExB projetée sur la direction de k

Comme E_r s'inverse au bord, la vitesse Doppler s'inverse aussi au bord



Hennequin et al., Nuclear Fusion, **46**, p S771 (2006)

Bibliographie

J. Wesson, Tokamaks, 3rd edition, Clarendon Press Oxford (2004)

Chap. 2 : Plasma physics

Chap. 3 : Equilibrium

J. P. Freidberg, Plasma Physics and Fusion Energy, Cambridge Univ. Press (2008)

Chap. 8 : Single particle motion in a plasma

Chap. 11 : Macroscopic Equilibrium

W. M. Stacey, Fusion Plasma Physics, Wiley-Vch (2005)

Chap. 2 : Motion of Charged particles

Chap. 6 : Plasma equilibria

J.-M. Rax, Physique des Tokamaks, Éditions de l'École polytechnique (2011)

Chap. 6 : Confinement Orbital

Chap. 7 : Magnétohydrodynamique

Constantes physiques

$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$: constante de Boltzmann

$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$: constante de Planck

$C = 2,99 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$: vitesse de la lumière dans le vide

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$: permittivité du vide

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$: perméabilité du vide

$q_e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$: charge élémentaire

$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$: masse de l'électron

$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$: rayon classique de l'électron

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$: nombre d'Avogadro

$m_u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$: unité de masse atomique

- Grandeurs standard

$T_0 = 273,15 \text{ K}$: température standard de l'air (0°C)

$P_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$: pression standard de l'air

$n_0 = 2,69 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$: densité moléculaire d'un gaz parfait à T_0 et P_0

- Unités

$1 \text{ Torr} = \frac{1,013 \cdot 10^5}{760} \text{ Pa} = 133,3 \text{ Pa}$: pression correspondant à 1 mm de mercure

$1 \text{ eV} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} \text{ K} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ K}$