

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear**



**TESIS DOCTORAL**

**Estudio de fluctuaciones de temperatura y densidad en  
el borde del plasma en dispositivos Tokamak y  
Stellarator**

TESIS DOCTORAL

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

**María Rosa Balbín Chamorro**

Director:

**Carlos Hidalgo**

**Madrid, 2002**

ISBN: 978-84-669-0383-7



\* 5 3 0 9 5 4 2 7 8 1 \*  
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

# **Estudio de Fluctuaciones de Temperatura y Densidad en el borde del Plasma en Dispositivos Tokamak y Stellarator**

Memoria presentada por  
María Rosa Balbín Chamorro  
para optar al grado de  
Doctor en Ciencias Físicas

Una vez terminado este trabajo quisiera expresar mi agradecimiento a todas las personas que lo han hecho posible:

A Carlos Hidalgo, mi director de tesis, me gustaría agradecer su pasión por la física, que siempre ha querido transmitirme. Debo agradecerle también su constante preocupación por procurarme una formación científica y profesional lo más completa posible y su afán por implicarme en todas las nuevas ideas y tareas que han ido surgiendo a lo largo de estos años.

A Isabel García-Cortés, M<sup>a</sup> Angeles Pedrosa y Marian Ochando quiero agradecerles todo el trabajo, que ha sido mucho, con el que han contribuido a la elaboración de esta tesis. Quiero agradecerles también el buen ambiente de trabajo que saben crear a su alrededor, las horas de discusión común intentando desentrañar lo que los datos querían decirnos y su capacidad de trabajo "sistemático".

A Louis Giannone quiero agradecer las horas de trabajo compartido y toda su dedicación, fundamentalmente durante mis comienzos en Alemania cuando todo me era extraño.

Al equipo técnico del tokamak TJ-I y del stellarator Wendelstein 7-AS quisiera agradecer su profesionalidad y su disponibilidad a la hora de "tener listo para ayer lo que se les encargará mañana". A todos mis compañeros del CIEMAT y del Max Planck Institut por las discusiones provechosas y por todas las horas que "han perdido" intentando hacerme entender la física del plasma. A Carlos, Mariangeles, Marian y Teresa quiero agradecer el cuidado y detalle con que han revisado este manuscrito.

Por último quisiera agradecer al profesor Mario Soler su paciencia y dedicación como ponente de esta tesis.

María Rosa Balbín Chamorro

# Indice

Objetivos y resumen de este trabajo .....	1
<b>Capítulo 1: La fusión nuclear por confinamiento magnético .....</b>	<b>3</b>
1.1 La fusión nuclear .....	5
1.2 Dispositivos de confinamiento magnético .....	7
1.2.1 Características generales .....	7
1.2.1.1 La configuración magnética del tokamak .....	8
1.2.1.2 La configuración magnética del stellarator .....	11
1.2.2 Física de los dispositivos de confinamiento magnético .....	12
1.2.2.1 Calentamiento .....	14
1.2.2.2 Densidad .....	15
1.2.2.3 Radiación .....	16
1.2.2.4 El borde del plasma .....	17
1.2.2.5 Transporte .....	19
1.2.2.6 Modelos de turbulencia en el borde del plasma .....	23
1.2.3 El tokamak TJ-I .....	28
1.2.4 El stellarator Wendelstein 7-AS .....	29
<b>Capítulo 2: Técnicas de medida y de procesado de señales .....</b>	<b>33</b>
2.1 Sondas de Langmuir .....	35
2.1.1 La curva característica de una sonda de Langmuir .....	36
2.1.2 Efectos del campo magnético y del tamaño de la sonda en la curva característica .....	40
2.2 Técnicas de análisis espectral como herramienta de diagnóstico de fluctuaciones en plasmas .....	43
2.2.1 Análisis espectral por transformada de Fourier .....	43
2.2.2 Cálculo del transporte debido a fluctuaciones .....	46
<b>Capítulo 3: Resultados .....</b>	<b>49</b>

3.1 Medida de fluctuaciones de temperatura electrónica: la sonda de Langmuir con barrido rápido .....	52
3.1.1 Dispositivo experimental .....	53
3.1.2 Análisis de datos .....	57
3.1.3 Fluctuaciones aparentes de temperatura. Análisis de errores .....	63
3.2 Medida de las fluctuaciones de temperatura y de su estructura espacial en el stellarator Wendelstein 7-AS .....	70
3.2.1 Barrido en frecuencias .....	70
3.2.2 Estructura radial de la turbulencia .....	72
3.2.3 Fluctuaciones de temperatura en condiciones de alto campo.....	81
3.3 Fluctuaciones de temperatura en el tokamak TJ - I .....	87
3.3.1 Dispositivo experimental .....	88
3.3.2 Análisis de datos .....	89
3.3.3 Comparación de los niveles de fluctuación en la densidad y la temperatura .....	89
3.3.4 Posibles mecanismos que generan fluctuaciones de temperatura .....	91
3.4 Correlación entre los niveles de turbulencia y la radiación total en el tokamak TJ-I .....	94
3.4.1 Configuración experimental .....	95
3.4.2 Modificación de la turbulencia con la radiación .....	96
3.4.3 Inestabilidad térmica .....	101
<b>Capítulo 4: Conclusiones y trabajos motivados por los resultados de esta tesis .....</b>	<b>105</b>
4.1 Conclusiones .....	107
4.2 Próximos trabajos motivados por los resultados de esta tesis. ....	110
Referencias .....	111

## Objetivos y resumen de este trabajo

Las características de los plasmas confinados magnéticamente en dispositivos tokamak y stellarator han mejorado notablemente durante las dos últimas décadas. Esta mejora se ha conseguido, fundamentalmente, aumentando el tamaño de los dispositivos de confinamiento e incrementando la potencia de los sistemas de calentamiento del plasma.

En los últimos años, tanto el desarrollo de un gran número de modelos teóricos como la caracterización fenomenológica de los plasmas de fusión han permitido un mayor conocimiento de los parámetros físicos relevantes para la fusión nuclear (equilibrio macroscópico, estabilidad, calentamiento...). Sin embargo, todavía no se tiene una comprensión adecuada de los mecanismos físicos responsables de las pérdidas de partículas y de energía en los dispositivos de confinamiento magnético. El cálculo de las pérdidas de partículas y de energía inducidas por colisiones de coulomb teniendo en cuenta los efectos de órbitas de las partículas en el campo magnético (denominado transporte neoclásico) proporciona valores notablemente inferiores a los observados experimentalmente. Por este motivo se dice que el transporte es anómalo.

Uno de los retos más importantes con que se enfrenta la investigación en fusión nuclear es avanzar en la comprensión de las causas responsables del transporte anómalo en plasmas confinados magnéticamente. Actualmente se considera la turbulencia electromagnética del plasma como el mecanismo que, con mayor probabilidad, es responsable del transporte anómalo en la región externa del plasma.

Experimentos realizados en diferentes dispositivos de confinamiento magnético (tokamaks, stellarators,...) sugieren que la estructura de la turbulencia en la región externa del plasma es muy semejante en todos ellos, independientemente del tipo de configuración magnética y de las dimensiones del dispositivo. Este resultado parece indicar que la turbulencia podría estar controlada por parámetros locales del plasma más que por parámetros globales. Por esta razón, profundizar en el estudio, caracterización y comparación de las fluctuaciones magnéticas y electrostáticas en diferentes dispositivos es de gran importancia para la consecución de la fusión nuclear como fuente de energía rentable.

El objetivo de este trabajo ha sido profundizar en el conocimiento de los mecanismos físicos que generan las inestabilidades responsables de los altos niveles de turbulencia obser-

vados en la región del borde del plasma en dispositivos tokamak y stellarator. Esta tesis se ha centrado fundamentalmente en el estudio de la turbulencia electrostática en la región más externa del plasma del tokamak TJ-I y del stellarator Wendelstein 7-AS y en el desarrollo de técnicas experimentales para la medida de fluctuaciones en esa zona.

El programa de investigación se ha desarrollado en el período de 1991 a 1994 con el siguiente esquema de trabajo:

a) Puesta en marcha de técnicas experimentales para la medida de la temperatura electrónica y de sus fluctuaciones en el borde del plasma, usando sondas de Langmuir. Este punto se ha concretado en el desarrollo de la "sonda de Langmuir con barrido rápido" que permite caracterizar la densidad, la temperatura electrónica y el potencial del plasma con resoluciones espacial y temporal adecuadas para el estudio de la turbulencia electrostática. Esta parte del trabajo se encuentra descrita en el apartado 3.1 de esta memoria.

b) Con el fin de contribuir a la clarificación de los posibles mecanismos físicos generadores de turbulencia en el borde del plasma, se han caracterizado los niveles de fluctuaciones de la densidad y la temperatura electrónica, sus propiedades espectrales y la estructura espacial de la turbulencia en una zona próxima a la última superficie cerrada de flujo de campo magnético. Los resultados de este trabajo se presentan en los apartados 3.2 (en el caso del stellarator Wendelstein 7-AS) y 3.3 (en el caso del tokamak TJ-I).

c) Una parte importante de este trabajo se ha centrado en la comparación de los resultados experimentales obtenidos con los modelos teóricos propuestos para explicar la turbulencia observada en la región del borde de plasmas confinados magnéticamente. Las inestabilidades inducidas por mecanismos de física atómica, en particular las inducidas por la radiación, son posibles candidatas para explicar los elevados niveles de turbulencia observados en el borde del plasma. Con la finalidad de cuantificar la relevancia de las inestabilidades inducidas por radiación, se ha realizado un estudio de la influencia de la radiación en los niveles de fluctuaciones de la densidad y la temperatura electrónica en el tokamak TJ-I. Los resultados obtenidos se presentan en el apartado 3.4.

# **Capítulo 1: La fusión nuclear por confinamiento magnético**



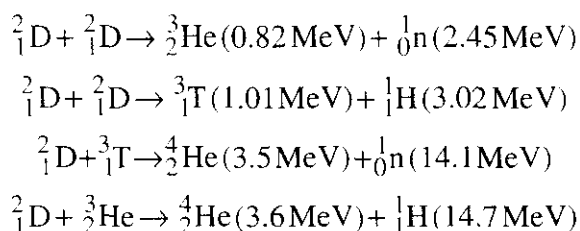


## 1.1 La fusión nuclear

El objetivo a largo plazo de la investigación en fusión nuclear es la obtención de una nueva fuente de energía que reemplace a los combustibles fósiles y a la fisión nuclear como recursos básicos. La motivación se encuentra no sólo en el interés de contar con formas alternativas de energía sino, además, en hacer posible una disminución de la incidencia medio-ambiental del consumo de los combustibles fósiles y de los reactores de fisión nuclear (con el problema de las fugas radiactivas y del almacenamiento de los residuos).

La posibilidad de usar la fusión de núcleos como fuente de energía proviene de las propiedades de la energía de ligadura de los nucleones dentro de los núcleos. Las fuerzas nucleares, que sólo actúan a distancias del orden de los radios nucleares, son siempre atractivas e independientes de la carga eléctrica y mucho más intensas que las fuerzas coulombianas. Además, son prácticamente independientes del número másico excepto en el caso de núcleos muy ligeros o muy pesados para los que la energía de ligadura de los nucleones es menor que la energía de ligadura de los núcleos de número másico intermedio [Enge83]. Al fusionar dos núcleos muy ligeros en uno más pesado debe quedar disponible la energía procedente de la diferente energía de ligadura de los reactivos y de los productos, que aparece en forma de energía cinética de los productos resultantes de la reacción. La fisión emplea el mismo principio rompiendo un núcleo muy pesado en dos más ligeros, siendo la energía liberada en este proceso inferior a la energía liberada en los procesos de fusión.

Las reacciones de fusión consideradas más frecuentemente, por requerir energías más fácilmente alcanzables y por la accesibilidad del combustible, son:



Para que puedan tener lugar estas reacciones hay que calentar los componentes a temperaturas lo suficientemente elevadas como para que la energía cinética de los reactivos pueda superar la barrera de repulsión coulombiana entre los protones de los diferentes núcleos. Estudiando las secciones eficaces de las reacciones anteriores se puede observar que

la reacción deuterio-tritio es la más prometedora, al ser la más probable a las energías más bajas, a partir de las cuales empiezan a ser posibles las reacciones de fusión (en el rango de temperaturas entre 10 keV<sup>1</sup> y 100 keV) [Enge83]. A estas temperaturas tan elevadas la materia aparece en forma de plasma o gas ionizado.

El criterio que determina las condiciones necesarias para el "encendido" nuclear de un plasma en un reactor de fusión fue formulado por Lawson. El criterio de Lawson expresa la necesidad de que la potencia generada en el reactor sea lo suficientemente elevada como para compensar la energía suministrada, suponiendo que el calentamiento se realiza reaprovechando una fracción de toda la energía perdida por el plasma.

Minimizar las pérdidas de energía del plasma requiere optimizar el aislamiento térmico del mismo. Una medida del aislamiento térmico del plasma viene dada por el tiempo de confinamiento de la energía,  $\tau_e$ , que representa el tiempo que tarda el plasma en perder su energía una vez que se interrumpen las fuentes de calentamiento.

La verificación del criterio de Lawson en un reactor de fusión por confinamiento magnético con un combustible consistente en una mezcla deuterio-tritio requiere mantener un plasma lo suficientemente denso ( $n_i \approx (2-3) \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), a la temperatura adecuada ( $T_i \approx 20 \text{ keV}$ ) y durante un tiempo suficientemente largo ( $\tau_e \approx 1 \text{ s}$ ). Estas condiciones implican  $n\tau_e > 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ .

Un requerimiento más restrictivo según el cual toda la potencia de calentamiento es suministrada enteramente por la energía cinética de las partículas producidas en las reacciones de fusión nos lleva al criterio de ignición. Dado que los neutrones escapan del plasma y que sólo se dispone de la energía de las partículas  ${}^4_2\text{He}$  para calentar el plasma y mantener su temperatura ( $T_i \approx 20 \text{ keV}$ ), el criterio de ignición exige valores de  $n\tau_e > 1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ , que son más de dos veces superiores a los valores estimados por el criterio de Lawson.

Una introducción general a la física del plasma con aplicaciones a la fusión nuclear se encuentra en los libros *Plasma Physics, Basic Theory with Fusion Applications* de K. Nishikawa y M. Wakatani [Nishikawa94], *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research* editado por R.D. Gill [Gill81] y *Tokamaks* de J.A. Wesson [Wesson87].

---

<sup>1</sup> A lo largo de esta tesis se darán las temperaturas en eV:  $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^4 \text{ K}$

## 1.2 Dispositivos de confinamiento magnético

Para la consecución de la fusión nuclear como fuente rentable de energía, actualmente se estudian dos vías alternativas: la fusión por confinamiento magnético y la fusión por confinamiento inercial. En los estudios de fusión por confinamiento inercial. [Duderstadt82], se intenta verificar el criterio de Lawson manteniendo un plasma de alta densidad ( $\approx 10^{31} \text{ m}^{-3}$ ) durante un tiempo muy pequeño ( $\approx 10^{-9} \text{ s}$ ), mientras que en los estudios de fusión por confinamiento magnético se persigue mantener confinado un plasma de densidad menor ( $\approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) durante un tiempo más largo ( $\approx 1 \text{ s}$ ). Una presentación muy completa de la física del plasma confinado magnéticamente se encuentra en el libro *Plasma Physics for Nuclear Fusion* de N. Miyamoto [Miyamoto80].

En este capítulo se describen las características generales de los dispositivos de confinamiento magnético tokamak y stellarator, así como algunos de los elementos que intervienen en la descripción de los plasmas en estos dispositivos. Finalmente, se describen el tokamak TJ-I y el stellarator Wendelstein 7-AS.

### 1.2.1 Características generales

Los plasmas poco ionizados no se distinguen prácticamente de un gas ordinario, mientras que los gases altamente o totalmente ionizados presentan características completamente diferentes. Los plasmas manifiestan propiedades colectivas debido a que las fuerzas de interacción entre sus componentes son de naturaleza electromagnética y, por tanto, de largo alcance.

Un plasma verifica la condición de cuasineutralidad. Esto quiere decir que la densidad de cargas positivas es aproximadamente igual a la densidad de cargas negativas. De no ser así aparecerían campos eléctricos muy intensos que afectarían a la estabilidad del sistema.

Una característica fundamental del comportamiento de un plasma es su capacidad de apantallar los potenciales eléctricos que se le aplican debido a que las cargas eléctricas que lo constituyen se pueden mover libremente. Al introducir una carga,  $e$ , en un plasma, esta

quedará apantallada a una distancia  $\lambda_D$ , denominada longitud de Debye:

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío,  $T_e$  es la temperatura electrónica en eV y  $n_e$  la densidad de electrones [Chen84].

Si el plasma se encuentra en presencia de un campo magnético, el movimiento de las partículas cargadas podrá descomponerse en una traslación a lo largo de la línea de campo más una rotación en torno a ella [Chen84]. El movimiento a lo largo de la línea de campo se denomina movimiento del centro guía. La rotación en torno al centro guía tiene lugar con un radio de giro  $\rho_L$ , denominado radio de Larmor:

$$\rho_L = \frac{m v_{\perp}}{|q| B}$$

donde  $v_{\perp}$  es la componente de la velocidad perpendicular al campo magnético  $B$ ,  $q$  es la carga y  $m$  la masa de la partícula considerada. Esta rotación tiene una frecuencia llamada frecuencia ciclotrónica,  $\omega_c$ :

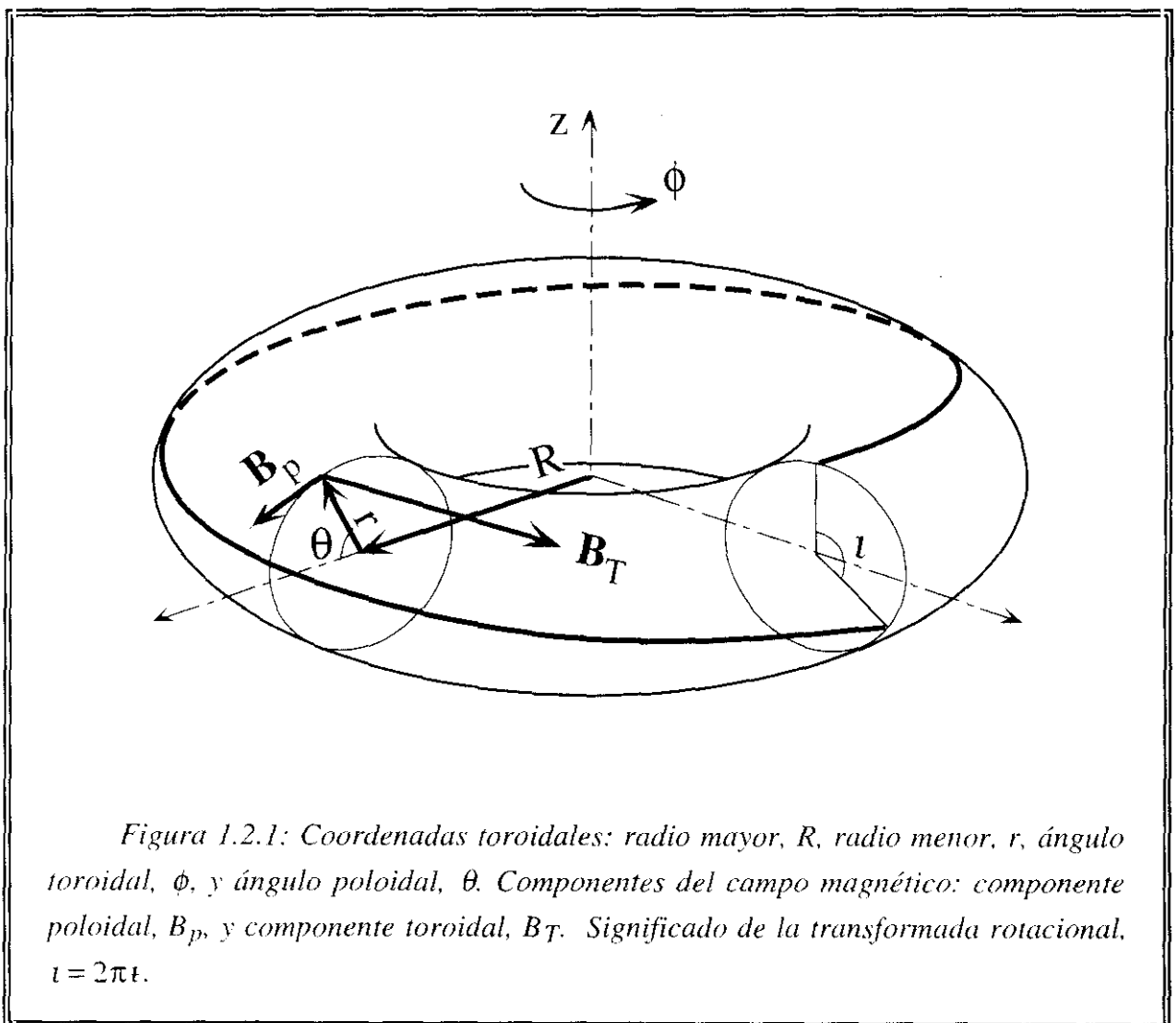
$$\omega_c = \frac{|q| B}{m}$$

Una introducción general a la física del plasma se encuentra en el libro *Plasma Physics and Controlled Fusion* de F. Chen [Chen84].

### 1.2.1.1 La configuración magnética del tokamak

Un tokamak es un dispositivo de confinamiento magnético de simetría toroidal. El campo magnético puede descomponerse en sus componentes toroidal y poloidal. La componente toroidal del campo magnético es la dominante y se genera mediante corrientes en bobinas exteriores al plasma. Sin embargo, este campo por si solo no es suficiente para confinar el plasma. En presencia de un campo magnético puramente toroidal, los iones y electrones se ven sometidos a derivas en sentidos opuestos, generadas por la no uniformidad del campo magnético (deriva  $\mathbf{B} \times \nabla B$  [Chen84]). En estas condiciones aparece un campo eléctrico vertical que combinado con el campo magnético toroidal da lugar a un desplazamiento radial del plasma (deriva  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  [Chen84]). Para alcanzar condiciones de

equilibrio se precisa un campo magnético poloidal adicional que, de alguna manera, "cortocircuita" el campo eléctrico. En un tokamak este campo lo produce la corriente toroidal del plasma. Esta corriente se induce en el plasma al actuar como secundario de un transformador. La estructura del campo magnético resultante es helicoidal. Para alcanzar el equilibrio, esta configuración requiere además la presencia de un campo magnético vertical aplicado exteriormente que se acople con la corriente del plasma y produzca una fuerza hacia dentro en la dirección del radio mayor del toroide. En la figura 1.2.1 se muestran las coordenadas empleadas habitualmente en la descripción de los dispositivos tokamak así como las componentes poloidal y toroidal del campo magnético.



Para que el sistema esté en equilibrio es necesario que el campo magnético sea tal que de lugar a un conjunto infinito de superficies magnéticas anidadas toroidales (concéntricas en la dirección toroidal). Las líneas de campo, siguiendo un recorrido helicoidal, cubren

ergódicamente la superficie magnética correspondiente. Estas superficies magnéticas cerradas son las denominadas superficies de flujo y son, además, superficies de presión constante y superficies de corriente (en el sentido de que las líneas de corriente se encuentran siempre sobre la superficie).

El ángulo que forma la hélice descrita por las líneas de campo magnético con la dirección toroidal varía con la distancia al eje menor del toro, aumentando hacia el borde. Este ángulo suele expresarse en términos del factor de seguridad,  $q$ , que recibe ese nombre por el papel que juega en la estabilidad de la configuración magnética. Valores grandes de  $q$  proporcionan buena estabilidad. El valor de  $q$  se calcula a partir de la ecuación de la línea de campo y se llega a que [Wesson87]:

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{R} \frac{B_\phi}{B_p} ds$$

donde  $ds$  es la distancia recorrida en la dirección poloidal al recorrer un ángulo toroidal,  $d\phi$ ,  $B_p$  y  $B_\phi$  son las componentes poloidal y toroidal del campo magnético respectivamente y la integral se realiza sobre un circuito poloidal alrededor de la superficie de flujo. El factor de seguridad proporciona el número de vueltas toroidales recorridas en una vuelta poloidal de la línea de campo. Cuando  $a/R \ll 1$ , siendo  $a$  y  $R$  el radio menor y el radio mayor del tokamak respectivamente, el valor de  $q$  se puede aproximar por [Wesson87]:

$$q \approx \frac{r B_\phi}{R_0 B_\theta}$$

El inverso de factor de seguridad se denomina transformada rotacional,  $\iota = 1/q$  y suele emplearse en la descripción de los dispositivos tipo stellarator. La forma práctica de calcular la transformada rotacional es emplear las ecuaciones de las líneas de campo para seguir la trayectoria de una línea durante un número muy grande de tránsitos toroidales. En la figura 1.2.1 se muestra también el significado geométrico de la transformada rotacional.

Por razones de estabilidad es necesario que se verifique  $q > 1$  en todo el plasma. No obstante, incluso verificándose esta condición, puede haber regiones de inestabilidad en los puntos donde el factor de seguridad sea un cociente de números enteros,  $q(r) = m/n$ , pues las líneas de campo dejan de cubrir ergódicamente la superficie magnética y se cierran sobre sí mismas al cabo de  $m$  tránsitos toroidales, generando "islas" magnéticas. La extensión radial

de estas islas se puede minimizar mediante la cizalladura de las líneas de campo magnético<sup>2</sup> que viene dada por la variación radial de  $q$ .

La eficiencia con que el campo magnético confina al plasma se expresa con el coeficiente  $\beta$ :

$$\beta \approx \frac{P}{B^2/2\mu_0}$$

que es, de forma aproximada, el cociente de la presión cinética entre la presión magnética.

Otro parámetro empleado en el estudio del equilibrio en tokamaks es la razón de aspecto,  $A$ , que para un tokamak de sección circular viene dada por  $R/a$  siendo  $R$  el radio mayor y  $a$  el radio menor.

Una exposición muy completa de las características del tokamak y de la física propia de estas máquinas se encuentra en el libro *Tokamaks* de J.A. Wesson [Wesson87].

### 1.2.1.2 La configuración magnética del stellarator

Un stellarator es también un dispositivo de confinamiento magnético toroidal, en el que la componente poloidal de campo magnético se genera mediante corrientes que circulan en bobinas externas. Esta configuración magnética no es necesariamente axisimétrica (las componentes toroidal y poloidal del campo dependen del ángulo toroidal  $\phi$ ), lo que complica tanto el estudio teórico como experimental. Por otro lado, la ausencia de corriente toroidal en el plasma permite operar en estado estacionario y evita la presencia de las inestabilidades asociadas a la corriente del plasma como posible fuente de energía libre.

En este caso, la razón de aspecto,  $A$ , es el cociente del promedio toroidal del radio mayor dividido por el promedio, calculado sobre una superficie de flujo, del radio menor.

Al igual que en los tokamaks, en los stellarators se pueden desarrollar inestabilidades magnetohidrodinámicas (MHD) en las superficies de flujo en las cuales  $t$  toma valores racionales y el perfil radial de la cizalladura magnética es un parámetro importante para determinar la estabilidad de la configuración y para reducir el tamaño de las islas magnéticas. En un stellarator la cizalladura se caracteriza globalmente por la variación de la transformada

---

<sup>2</sup>Denominado *magnetic shear* en la literatura.



rotacional a través de todo el perfil,  $\Delta t = t_a - t_0$  ó,  $\Delta t/t_0$  siendo  $t_0$  y  $t_a$  los valores de la transformada rotacional en el eje magnético (superficie de flujo degenerada que encierra un volumen cero) y en el borde del plasma respectivamente.

Consideramos una superficie magnética  $\psi$ . El perfil radial de volumen específico,  $V'(\psi)$  (donde la prima denota derivada con respecto a  $\psi$ ), representa el volumen diferencial de un tubo de flujo magnético en la región de confinamiento. Se puede cuantificar de la forma:

$$V'(\psi) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int \frac{dl}{B}$$

a lo largo de una línea de campo durante  $N$  tránsitos toroidales. Junto con la cizalladura magnética, el perfil radial de volumen específico,  $V'(\psi)$ , es importante para determinar la estabilidad MHD: en las regiones donde la derivada local promediada sobre la superficie de flujo es negativa,  $V''(\psi) < 0$ , se dice que la configuración tiene un pozo magnético y en caso contrario,  $V''(\psi) > 0$ , se dice que la configuración tiene una colina magnética.

Modificando los valores de la transformada rotacional y del pozo magnético se pueden obtener diferentes tipos de configuraciones magnéticas con diferentes regímenes de equilibrio, estabilidad y transporte.

Una presentación muy completa de las características propias de los stellarators y de la física asociada a ellos se encuentra en la revisión de B. Carreras y colaboradores [Carreras88].

## 1.2.2 Física de los dispositivos de confinamiento magnético

En un reactor de fusión el producto de la densidad de iones,  $n_i$ , por el tiempo de confinamiento de la energía,  $\tau_e$ , debe estar, según el criterio de ignición, en torno a  $(1.5 - 3) \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$ . La temperatura de los iones,  $T_i$ , debe ser de 10 keV a 20 keV. El producto de fusión  $n_i \tau_e T_i$  deberá estar por tanto próximo a  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{keVs}$ . Los últimos experimentos realizados con combustible consistente en una mezcla de deuterio y tritio han demostrado que es posible alcanzar valores del producto  $n_i \tau_e T_i \approx 5.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{keVs}$  en el tokamak TFTR [Hawryluk94] y  $n_i \tau_e T_i \approx 7.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{keVs}$  en el tokamak JET [Jet92]. El valor que este producto alcanza en los dispositivos de confinamiento magnético se ha incrementado un factor 100 en los últimos 20 años. Este avance se ha conseguido aumentando el tamaño de los

dispositivos, incrementando la potencia de calentamiento del plasma, reduciendo las pérdidas radiativas en el centro del plasma y disminuyendo el transporte de partículas y de energía.

La forma más sencilla de calentar el plasma en una configuración tokamak consiste en aprovechar el efecto Joule asociado a la corriente del plasma. Sin embargo, para alcanzar las temperaturas requeridas es necesario recurrir a procedimientos de calentamiento adicional, como la inyección de haces de átomos neutros o el calentamiento por radiofrecuencias.

Existen varias posibilidades para controlar la densidad de plasmas confinados magnéticamente. Lo más sencillo consiste en introducir el gas desde la región periférica del plasma mediante una válvula de inyección de gas controlada. También se emplea combustible adicional, como la inyección de haces de átomos neutros o la inyección de proyectiles de hidrógeno sólido<sup>3</sup>, para poder alcanzar densidades-mayores.

En un reactor, el plasma estará compuesto por una mezcla D-T además del He resultante de las reacciones de fusión. En la práctica, debido a la inevitable interacción del plasma con la cámara de vacío que lo contiene, en el plasma penetran muchas impurezas que pueden hacer aumentar excesivamente las pérdidas de energía por radiación en la región de ignición.

Sin embargo, las pérdidas por radiación son deseables fuera de la zona de confinamiento, ya que ayudan a aliviar el problema del exceso de carga térmica al que están sometidas pequeñas áreas de la cámara de vacío con las que el plasma interacciona de forma preferente. Las propiedades del transporte de partículas y de energía en la región periférica del plasma son, por tanto, muy importantes para determinar las características globales y el comportamiento de los dispositivos de fusión por confinamiento magnético.

Experimentalmente se ha observado que empleando calentamiento adicional y/o con un buen acondicionamiento de la pared se puede acceder a un régimen de confinamiento en el que se reduce la pérdida de partículas y energía en tokamaks [Wagner82] y stellarators [Wagner93b]. Este cambio en las propiedades del confinamiento se cree que está relacionada con la presencia de campos eléctricos y con las propiedades del transporte en el borde del plasma (que parece ser la zona que limita las pérdidas de energía desde el centro hacia el exterior). Este modo de confinamiento mejorado se denomina modo-H, mientras que el modo normal de operación con calentamiento adicional se denomina modo-L. No obstante, todavía no se tiene una comprensión completa de los mecanismos físicos responsables del transporte

---

<sup>3</sup>Denominados *pellets* en la literatura.

en los distintos modos de confinamiento, por lo que se dice que el transporte es anómalo. Se considera que la turbulencia del plasma puede ser una de las causas fundamentales del transporte anómalo.

A continuación se describen brevemente algunos de los elementos que constituyen lo que podríamos denominar la física de los plasmas en los dispositivos de confinamiento magnético y que son empleados a lo largo de esta tesis: calentamiento (sección 1.2.2.1), densidad (1.2.2.2), radiación (1.2.2.3), borde del plasma (1.2.2.4), transporte (1.2.2.5) y turbulencia (1.2.2.6).

### 1.2.2.1 Calentamiento

En los dispositivos tokamak el calentamiento del plasma se realiza aprovechando el efecto Joule asociado a la corriente eléctrica que fluye en el plasma (calentamiento óhmico) y que, como se ha explicado en la sección 1.2.1.1, genera el campo magnético poloidal necesario para conseguir el equilibrio del plasma. Sin embargo, dado que la resistividad del plasma se reduce al aumentar su temperatura [Chen84], la eficiencia del calentamiento óhmico disminuye al incrementarse la temperatura del plasma. Por esta razón, tanto en los tokamaks como en los dispositivos sin corriente (stellarators) se hace necesario utilizar procedimientos de calentamiento auxiliar que permitan alcanzar temperaturas relevantes para los reactores de fusión. Los métodos más empleados son los siguientes:

a) Calentamiento con haces de partículas neutras (NBI<sup>4</sup>): Iones de hidrógeno o deuterio, previamente acelerados en el rango de energías de 10 keV a 100 keV, son neutralizados e inyectados dentro del plasma donde, como resultado de colisiones con las partículas del plasma (colisiones con electrones, con iones o intercambio de carga con otros iones), los átomos neutros se ionizan quedando atrapados en el campo magnético. En dispositivos relevantes para el estudio de los futuros reactores de fusión (de grandes dimensiones y elevadas temperaturas) se requieren haces de partículas neutras de energía elevada (más de 300 keV) para asegurar su penetración hasta la región central del plasma.

b) Calentamiento por radiofrecuencias: se transfiere energía al plasma lanzando un haz de ondas electromagnéticas de frecuencia adecuada desde una fuente remota. Las ondas electromagnéticas en plasmas experimentan una gran variedad de absorciones no colisionales

---

<sup>4</sup>Del inglés *Neutral Beam Injection*

debidas a la existencia de diversas resonancias onda-partícula, de tal manera que la transferencia de energía al plasma se hace progresivamente más eficaz al ir elevando la temperatura.

### 1.2.2.2 Densidad

En la operación normal de cualquier dispositivo de confinamiento magnético es imprescindible reabastecer el plasma. De no ser así (excepto en el caso de que haya un reciclado elevado como se explicará posteriormente), el tiempo de duración del plasma sería sólo del orden del tiempo de confinamiento de las partículas, que es el tiempo que, en promedio, tarda una partícula que se encuentra en el interior del plasma en escapar a la pared del dispositivo de confinamiento. Habitualmente se emplean simultáneamente varias técnicas de reabastecimiento.

#### a) Reabastecimiento desde el borde:

La inyección de gas<sup>5</sup> a través de una válvula es la técnica básica de realimentación del plasma. Es el método más sencillo y proporciona muy buenos resultados ya que produce un aumento rápido de la densidad y permite mantener el plasma durante varias decenas de veces el tiempo de confinamiento de las partículas. Las partículas neutras inyectadas desde la región periférica del plasma, tienen una longitud de penetración pequeña, del orden de 1 cm a 10 cm, y son ionizadas rápidamente, de forma que la realimentación de la densidad de la descarga se realiza desde la zona exterior del plasma (borde del plasma) hacia la región interior de confinamiento (centro).

#### b) Reabastecimiento desde el interior:

La inyección de haces de átomos neutros muy energéticos proporciona no sólo calentamiento sino, además, reabastecimiento de la densidad de la descarga. La penetración del haz depende de su energía y de la densidad del plasma, de forma que la deposición de partículas puede tener lugar en diferentes posiciones radiales según las condiciones del plasma.

La inyección de proyectiles de hidrógeno sólido<sup>6</sup> consiste en lanzar a gran velocidad

---

<sup>5</sup>Denominado *gas puffing* en la literatura.

<sup>6</sup>Denominado *pellet injection* en la literatura.

pequeños proyectiles de deuterio o hidrógeno en estado sólido. Una vez dentro del plasma, el flujo de partículas energéticas del plasma funde el proyectil, e ioniza rápidamente los átomos que lo constituyen. La penetración del proyectil depende de la velocidad de inyección, del tamaño del mismo y de las condiciones del plasma.

### 1.2.2.3 Radiación

Las impurezas pueden afectar a la operación de un dispositivo tokamak/stellarator de muchas maneras. Los efectos más importantes son las pérdidas adicionales de energía por radiación y la dilución del combustible (nucleos de impurezas sustituyen a los protones o deuterones haciendo disminuir  $n_i$  para que se mantenga la quasineutralidad del plasma). La mayor parte de la energía que pierde el plasma en forma de radiación emitida por las impurezas que contiene se debe a procesos de frenado<sup>7</sup>, a recombinaciones y a transiciones electrónicas radiativas entre niveles atómicos.

La radiación de frenado,  $P_{br}$ , es consecuencia de interacciones coulombianas de los electrones con los iones. En un plasma de hidrógeno con impurezas de una sola especie la radiación de frenado viene dada por:

$$P_{br} \propto Z^2 n_e n_z T_e^{1/2}$$

donde  $Z$  es el estado de carga del ion y  $n_z$  la densidad de dicho ion. Si se tienen impurezas de diferentes especies habrá que considerar la contribución de cada una de ellas a  $P_{br}$ . Una forma de evaluar la radiación de frenado es a través de la carga efectiva,  $Z_{eff}$ . Esta se define:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_{z_i} Z_i^2}{\sum_i n_{z_i} Z_i},$$

y representa el factor en el que la radiación de frenado de un plasma contaminado excede a la que se tendría en el caso de un plasma de hidrógeno puro con la misma densidad electrónica,  $n_e$ . (vease por ejemplo [Hutchinson87]).

Análogamente, la densidad de potencia radiada por recombinaciones se expresa:

$$P_{rec} \propto n_e n_z T_e^{-1/2} f(Z)$$

---

<sup>7</sup>Denominado *bremstrahlung* en la literatura.

Las pérdidas radiativas debidas a transiciones electrónicas entre niveles de energía se pueden calcular para cada especie según la expresión:

$$P_r = n_e n_z I_z$$

donde el parámetro de radiación<sup>8</sup>,  $I_z$ , es una función de la temperatura electrónica para cada impureza [Post77]. Para el análisis de  $P_r$  se suele considerar un estado estacionario y en equilibrio corona, que se define como aquel estado en el que la población de cada impureza permanece constante y está determinada por las secciones eficaces para transiciones excitadas colisionalmente y que decaen radiativamente. En la práctica, los iones raramente se encuentran en equilibrio corona. Esto produce un aumento de la radiación por encima de los niveles calculados.

En general, se encuentra que las impurezas ligeras radian de forma muy eficiente a temperaturas bajas, <50 eV, típicas del borde de tokamaks y stellarators, mientras que las impurezas más pesadas lo hacen a temperaturas mayores, típicas del centro. Las características cualitativas de las impurezas de Z alta, a temperaturas relevantes para un reactor, hacen necesaria su exclusión de la zona de confinamiento del plasma.

#### 1.2.2.4 El borde del plasma

El borde del plasma puede estar determinado por un limitador material o por la propia configuración magnética. En el primer caso, la última superficie cerrada de flujo es aquella más próxima al limitador que no llega a interferir con él. Si el borde del plasma está determinado por la configuración magnética, existe una superficie de flujo que separa la zona de confinamiento, con superficies de flujo anidadas, de la zona en que las líneas de campo magnético llenan ergodicamente un volumen. Esta superficie de flujo se denomina separatriz.

En la región exterior del plasma fuera de la última superficie cerrada de flujo existe un estrato denominado capa exterior (SOL<sup>9</sup>), donde las líneas de campo son abiertas. En esta región, los gradientes de densidad y de temperatura están determinados por el balance del transporte radial, perpendicular a las líneas de campo magnético, y el transporte paralelo a las líneas de campo, a su vez determinado por la existencia de un sumidero de partículas y de energía (por ejemplo el limitador). La información experimental más básica del borde la

---

<sup>8</sup>Denominado *cooling rate* en la literatura.

<sup>9</sup>Del inglés *Scrape-Off Layer*

proporcionan los perfiles radiales de densidad y de temperatura electrónica,  $n_e(r)$  y  $T_e(r)$ .

Supondremos, para simplificar, que el SOL está generado por un limitador que actúa como sumidero de partículas y de energía y que limita la extensión radial del plasma. La eficacia con que el limitador actúa como sumidero es inversamente proporcional a la longitud de conexión,  $L_c$ , que es la distancia que las partículas del plasma deben recorrer a lo largo de la línea de campo del SOL para alcanzar el limitador. Como el recorrido libre medio de las partículas es generalmente menor que  $L_c$  se suele emplear un modelo de fluido para describir el movimiento de las partículas del plasma dentro del tubo de flujo magnético subtendido por el limitador. Aunque en algunos casos es más adecuada una descripción cinética, se ha comprobado que las diferencias entre las predicciones de los modelos colisionales y los no colisionales son mínimas.

El limitador normalmente domina sobre todos los otros sumideros de partículas y energía que puedan considerarse en esta región, como la radiación de impurezas, la ionización y la excitación de átomos neutros. Es posible, por tanto, simular el SOL considerando que el transporte perpendicular al campo,  $\mathbf{B}$ , es la única fuente de partículas y energía y que el limitador es el único sumidero. En estas condiciones, igualando el flujo de partículas<sup>10</sup> perpendicular a las líneas de campo al flujo de partículas paralelo, que es el que alcanza el limitador, se puede estimar la longitud característica del perfil de densidad,  $\lambda_n \approx (2D_\perp L_c / c_s)^{1/2}$  donde  $D_\perp$  es el coeficiente de transporte de partículas perpendicular (en la dirección radial) y  $c_s \approx [k(T_e + T_i)/m_i]^{1/2}$  es la velocidad acústica iónica. De esta expresión se puede obtener el coeficiente de transporte de partículas perpendicular,  $D_\perp$ , una vez determinados experimentalmente  $n_e(r)$ ,  $T_e$  y  $T_i$ .

Cuando el limitador no es el sumidero predominante, para realizar el balance de partículas y de energía hay que incluir los efectos de los átomos neutros, las impurezas y los gradientes de temperatura paralelos a las líneas de campo [Stangeby90].

En la mayoría de los dispositivos de confinamiento magnético se consigue confinar el plasma durante un tiempo que es, al menos, un orden de magnitud superior al tiempo de confinamiento de las partículas. Esto se debe a que cada ion del plasma viaja al limitador o a la pared del dispositivo y regresa al plasma muchas veces durante el tiempo que dura una descarga. Este proceso se denomina reciclado. La razón del flujo de partículas que regresa de

---

<sup>10</sup>Donde el flujo de partículas se define como el número de partículas que atraviesa la unidad de área en la unidad de tiempo

la pared entre el flujo de partículas que incide en esta se denomina coeficiente de reciclado. Los flujos de partículas y de radiación incidentes pueden liberar gas adsorbido en la pared y dar lugar a coeficientes de reciclado significativamente superiores a la unidad. De esta forma es posible, en ocasiones, realimentar la descarga sin que sea necesario emplear ninguna fuente externa de gas. El reciclado depende del flujo de partículas incidente, de su energía, del material y temperatura de la pared del dispositivo y del estado de su superficie.

Una buena introducción general a los conocimientos teóricos y experimentales sobre el borde del plasma se encuentra en el resumen de P.C. Stangeby y G.M. McCracken [Stangeby90].

### 1.2.2.5 Transporte

La comprensión de la naturaleza del transporte del plasma es el problema de investigación básica más importante al que se enfrenta la investigación en fusión nuclear. Dado el limitado conocimiento de los mecanismos físicos responsables del transporte en plasmas (las teorías clásicas y neoclásicas no dan cuenta de todas las propiedades del transporte; el transporte es anómalo y posiblemente dominado por la turbulencia del plasma) la extrapolación de los estudios realizados en los dispositivos en operación en la actualidad hacia dispositivos tipo reactor se fundamenta en leyes semiempíricas.

El mecanismo físico que origina el transporte "clásico" es el de colisiones de Coulomb binarias. Las trayectorias de las partículas pueden describirse como una combinación de la traslación de su centro guía a lo largo de las líneas de campo magnético más una rotación en torno al centro guía perpendicular a la línea de campo y con radio de giro igual al radio de Larmor. Como consecuencia de las colisiones de Coulomb los centros guía de las partículas que colisionan saltan de una órbita centrada en una línea de campo sobre una superficie magnética a otra órbita centrada en otra línea de campo sobre otra superficie magnética distinta.

Se pueden estimar los coeficientes de difusión de las partículas y la energía del plasma aplicando el modelo del camino aleatorio en el que se supone que las partículas del plasma experimentan un gran número de colisiones aleatorias no correlacionadas, con una frecuencia de colisión  $\nu$  y una distancia de salto característica  $l$ . En estas condiciones, el coeficiente de difusión viene dado por  $D \approx l^2 \nu$ .

En la difusión clásica perpendicular a un campo magnético recto y uniforme, la



distancia de salto característica será el radio de Larmor de los electrones,  $\rho_e$ , y la frecuencia con que ocurrirán los saltos será del orden de la frecuencia de colisión electrón-ión,  $\nu_{ei}$ . Dado que las colisiones entre partículas de la misma especie dan lugar a una difusión perpendicular al campo muy pequeña [Chen87], el coeficiente de difusión clásico de partículas puede escribirse como  $D_{\perp} \approx \rho_e^2 \nu_{ei}$ . Análogamente, en el caso de los iones y teniendo en cuenta que  $m_i \nu_{ie} = m_e \nu_{ei}$  (vease por ejemplo [Elliott93]) y que  $\rho_i/\rho_e = (m_i/m_e)^{1/2}$  se obtiene que  $D_{\perp e} = D_{\perp i}$ . Así pues, el transporte clásico es intrínsecamente ambipolar, es decir, los iones y los electrones se difunden a la misma velocidad y se mantiene la cuasineutralidad.

Para calcular el coeficiente de transporte paralelo al campo magnético se toma como distancia de salto el recorrido libre medio de las partículas  $\lambda = v_t/\nu$ , siendo  $v_t$  la velocidad térmica  $v_t \approx (kT/m)^{1/2}$ .

En el caso del transporte de energía hay que considerar también las colisiones entre partículas de la misma especie (ion-ion y electrón-electrón). Teniendo en cuenta los órdenes de magnitud de las correspondientes frecuencias de colisión, se puede concluir que la conducción perpendicular de energía está dominada por los iones,  $\chi_i = (m_i/m_e)^{1/2} \chi_e$  (por ser el radio de Larmor de los iones mayor que el de los electrones) y que el transporte de energía paralelo al campo magnético es varios órdenes de magnitud superior al transporte perpendicular (vease por ejemplo [Stringer93]).

La geometría tóroidal del campo magnético da lugar a dos efectos nuevos que la teoría clásica no considera. Estos efectos hacen aumentar el transporte del plasma por encima de los valores clásicos y hay que tenerlos en cuenta para calcular los coeficientes de difusión.

a) El centro guía de la mayor parte de las partículas del plasma se desplaza, simplemente, a lo largo de las líneas de campo magnético. Son las denominadas partículas pasantes. Sin embargo, y dado que en un tokamak la intensidad del campo magnético toroidal varía en la dirección del radio mayor como  $1/R$ , siendo  $R$  el radio mayor del plasma (de forma que la intensidad del campo magnético es mayor en la zona interior del toro que en la parte externa), una parte de las partículas es "reflejada" antes de alcanzar la zona interior de alto campo, debido a la constancia de la energía cinética y del invariante adiabático  $\mu = v_{\perp}^2/2B$ , siendo  $v_{\perp}$  la componente de la velocidad perpendicular al campo magnético. Son las denominadas partículas atrapadas. La fracción de partículas atrapadas es aproximadamente  $\varepsilon^{1/2} = (r/R)^{1/2}$ , donde  $r$  es el radio menor del plasma.

b) La no uniformidad del campo magnético da lugar a la aparición de velocidades de deriva de las partículas (deriva  $\mathbf{B} \times \nabla B$ , deriva de curvatura). En el caso de un tokamak, en el

que la componente dominante del campo magnético es la componente toroidal, la velocidad de deriva es vertical. Esta velocidad de deriva introduce un desplazamiento del centro guía en la dirección del radio mayor. Para partículas pasantes esta deriva da lugar a órbitas del centro guía circulares, que se encuentran desplazadas horizontalmente hacia afuera con respecto a la superficie magnética correspondiente. Para partículas atrapadas esa deriva da lugar a órbitas del centro guía de tipo banana, con una anchura radial  $\Delta r \approx \varepsilon^{-1/2} q \rho$ , siendo  $q$  el factor de seguridad y  $\rho$  el radio de Larmor. La frecuencia con que se completa una de estas órbitas está dada por  $\nu_b \approx \varepsilon^{1/2} \nu_t / qR$ , llamada frecuencia de salto<sup>11</sup>.

La comparación de  $\nu_b$  con la frecuencia de colisión clásica,  $\nu$ , define tres diferentes regímenes de confinamiento:

i) Régimen banana o no colisional.  $\nu_b \gg \nu$ : Si la frecuencia de colisión es suficientemente pequeña, una partícula completará muchas órbitas banana antes de chocar con otra. La dispersión colisional fuera de la región de partículas atrapadas tendrá lugar con una frecuencia efectiva  $\nu/\varepsilon$ . El proceso de difusión perpendicular al campo magnético tendrá lugar para la fracción de partículas atrapadas  $\varepsilon^{1/2}$ , con un tamaño de salto igual a la anchura de la órbita banana. Teniendo en cuenta todos los factores, se obtiene un coeficiente de difusión  $D_b \approx D_c \varepsilon^{-3/2} q^2$ , siendo  $D_c$  el coeficiente de difusión clásico.

ii) Régimen de Pfirsch-Schlüter o colisional.  $\nu_b \ll \nu$ : Las colisiones son demasiado frecuentes como para permitir a una partícula pasante realizar un tránsito completo alrededor del toro. En este caso es apropiado emplear para el plasma una descripción de fluido que proporciona un coeficiente de difusión  $D_{PS} \approx q^2 D_c$ .

iii) Régimen *plateau*: En este régimen las colisiones son demasiado frecuentes como para permitir que una partícula atrapada pueda completar una órbita banana, pero las partículas pasantes pueden realizar muchos tránsitos alrededor del toro antes de colisionar con otras partículas. La mayor contribución al transporte procede del grupo de partículas pasantes con velocidad paralela relativamente pequeña para las que su frecuencia de colisión efectiva es comparable a su frecuencia de tránsito en torno al toro. El coeficiente de difusión del régimen *plateau*,  $D_p$ , tiene un valor intermedio entre  $D_b$  y  $D_{PS}$  y es aproximadamente independiente de la frecuencia de colisión.

Una deducción detallada de los procesos de transporte neoclásico se encuentra en

---

<sup>11</sup>Denominada *bounce frequency* en la literatura.

[Hinton76].

La clasificación anterior es válida para electrones e iones. En la práctica, la separación de carga que aparece en los sistemas no axisimétricos induce campos eléctricos para que se mantenga la cuasineutralidad. Los coeficientes de difusión de energía aumentan en los tres regímenes en factores similares a los obtenidos para los coeficientes de difusión de partículas y las pérdidas están dominadas en este caso por pérdidas iónicas.

Sin embargo, hay evidencia experimental de que el transporte en tokamaks y stellarators no presenta un comportamiento neoclásico: para los electrones, el transporte térmico en el borde es típicamente dos órdenes de magnitud superior al predicho neoclásicamente y la difusión de partículas es varias veces mayor que la neoclásica.

Este aumento del transporte de partículas y energía por encima de las predicciones neoclásicas se denomina transporte anómalo y es muy importante entender su origen si se quiere asegurar la viabilidad de un reactor de fusión por confinamiento magnético. Debido a la naturaleza anómala del transporte, el alcanzar las condiciones necesarias para un reactor nuclear de fusión ( $n_i T_i \tau_e \geq 3 \times 10^{21}$  keVm<sup>-3</sup>s) requiere la construcción de grandes, y por consiguiente costosos, dispositivos, como se pone de manifiesto en las dimensiones del dispositivo ITER ( $R = 7.75$  m,  $a = 2.8$  m,  $I_p = 25$  MA). ITER es el primer experimento que pretende demostrar que es posible alcanzar las condiciones de reactor.

Las explicaciones consideradas como más plausibles para explicar los mecanismos físicos responsables del transporte anómalo están relacionadas con la presencia de inestabilidades en el plasma que dan lugar a un estado turbulento.

Para intentar explicar los procesos de transporte anómalo en dispositivos de confinamiento magnético se consideran las fluctuaciones correlacionadas de densidad, temperatura, campo eléctrico, campo magnético y densidad de corriente. Los campos eléctricos fluctuantes pueden producir transporte a través de las superficies magnéticas cerradas (mediante fuerzas proporcionales a  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ) y las fluctuaciones de campo magnético pueden romper las superficies magnéticas cerradas y reconectarlas con otras, de forma que las partículas del plasma tienen la posibilidad de escapar a lo largo de las líneas de campo perturbadas.

Normalmente se describen las perturbaciones en los parámetros del plasma mediante una superposición de ondas planas o de paquetes de onda que se propagan, de forma que se puede hacer el estudio de su comportamiento en términos de modos de Fourier [Smith73]. El

estado turbulento del plasma es aquel en el que muchos modos diferentes se encuentran excitados simultáneamente. Su característica principal es la irreproducibilidad y por este motivo, la turbulencia se estudia de forma estadística.

El modelo neoclásico asume que la densidad  $n_e$ , el campo eléctrico,  $\mathbf{E}$ , la temperatura,  $T_e$ , el campo magnético,  $\mathbf{B}$ , y la densidad de corriente,  $\mathbf{j}$ , son estacionarios. Denominamos a las fluctuaciones respectivas de estas magnitudes como  $\tilde{n}_e$ ,  $\tilde{\mathbf{E}}$ ,  $\tilde{T}_e$ ,  $\tilde{\mathbf{B}}$  y  $\tilde{\mathbf{j}}$ . Ignorando asimetrías poloidales y toroidales y suponiendo que la frecuencia,  $\omega$ , de las fluctuaciones en los parámetros del plasma es muy inferior a la frecuencia ciclotrónica iónica,  $\omega_{ci}$ , los flujos radiales de partículas y energía debidos a la turbulencia electrostática y magnética estarán dados por [Wootton90]:

$$\Gamma_r = \frac{\langle \tilde{E}_\theta \tilde{n}_e \rangle}{B_\phi} - \frac{\langle \tilde{j}_\parallel \tilde{B}_r \rangle}{-eB_\phi}$$

$$Q_r = \frac{3}{2} k n_e \frac{\langle \tilde{E}_\theta \tilde{T}_e \rangle}{B_\phi} + \frac{3}{2} k T_e \Gamma + g_2 \left( \frac{\tilde{B}_r}{B_\phi} \right) \nabla T_e$$

(1.2.2.5a)

donde  $\Gamma$  se refiere al flujo de partículas y  $Q$  al de energía, el subíndice  $r$  denota la dirección radial,  $\theta$  la dirección poloidal y  $\phi$  la dirección toroidal,  $k$  es la constante de Boltzmann y la forma exacta de la función  $g_2$  depende de los parámetros del plasma. Los corchetes indican promedio sobre todos los posibles estados del sistema.

Los flujos de energía y partículas generados por las fluctuaciones magnéticas medidas en el borde del plasma son insuficientes para dar cuenta del transporte observado y, en general, no suelen considerarse en esa zona [Wootton90]. Esta es la razón por la que este trabajo se ha centrado únicamente en el estudio de fluctuaciones de naturaleza electrostática.

### 1.2.2.6 Modelos de turbulencia en el borde del plasma

Hay una amplia variedad de mecanismos generadores de turbulencia en el borde del plasma. Se pueden clasificar en: mecanismos específicos del SOL (que dependen explícitamente de la geometría de líneas de campo abiertas), mecanismos específicos del borde del plasma (que dependen de las condiciones del plasma en la región del borde pero que pueden darse en líneas de campo abiertas o cerradas), y mecanismos generales que pueden darse en cualquier región del plasma [Cohen94].

Las teorías de turbulencia en el borde del plasma deben ser capaces de describir los resultados experimentales obtenidos en esa región. En general se observa que hay fluctuaciones de la densidad y del potencial del plasma suficientemente altas y suficientemente correlacionadas como para explicar el transporte radial medido en el borde del plasma [Liewer85]. Se observa también que la longitud de correlación de las fluctuaciones a lo largo de las líneas de campo es del mismo orden que la longitud de conexión de esas mismas líneas de campo (en la región de líneas de campo abiertas) [Niedermeyer91]. Por último, hay que tener también en cuenta las asimetrías poloidales observadas en distintos dispositivos [Rudyj89], [Tynan94].

a) Consideraremos en primer lugar los mecanismos específicos del SOL:

Uno de los mecanismos más sencillos es la desestabilización de modos debida a la curvatura de las líneas de campo "incompletas". El efecto de la curvatura se estudia desde el punto de vista magnetohidrodinámico. Entre los más relevantes se encuentran los modos de intercambio, llamados también modos estriados<sup>12</sup>, que son inducidos por el gradiente de presión en la zona de de curvatura magnética no favorable, que se define como aquella en la que  $\nabla B \cdot \nabla P > 0$ . En la figura 1.2.2 se muestra una descripción intuitiva del mecanismo que los produce. Como ya se ha mencionado, cuando las cargas de un plasma se mueven en presencia de un campo magnético no uniforme, sus centros guía experimentan derivas que las separan de sus trayectorias naturales a lo largo de las líneas de campo magnético. Estas derivas, que tienen sentidos opuestos para iones y electrones, dan lugar a una separación de cargas que origina un campo eléctrico perpendicular al campo magnético y a su gradiente. En un tokamak el campo magnético disminuye al aumentar el radio mayor y esta inhomogeneidad induce un campo eléctrico en la dirección vertical. Aparece una fuerza debida a la interacción  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  en la dirección del radio mayor que tiende a estabilizar las posibles perturbaciones de presión en la zona interior del toro y a desestabilizarlas en la zona exterior. Estos modos, además de ser estabilizados en la zona de curvatura magnética favorable, son también estabilizados por la cizalladura magnética ( $dq/dr \neq 0$ ). La cizalladura magnética hace que la separación de cargas no sea efectiva, debido al retorcimiento de las líneas de campo que "cortocircuita" el campo eléctrico [Nishikawa94]. Cuando el parámetro  $\beta$  es alto pueden aparecer inestabilidades de tipo balón<sup>13</sup>. Los modos balón también son modos de intercambio producidos por gradientes de presión y que tienen una gran amplitud en la zona de mala curvatura [Liewer85]. En el SOL puede haber regiones cuya curvatura,

<sup>12</sup>Denominados *flute modes* en la literatura.

<sup>13</sup>Denominados *ballooning modes* en la literatura.

promediada a lo largo de la línea de campo entre los puntos de contacto con las paredes, sea desestabilizante. Sobre esas líneas de campo se pueden desarrollar este tipo de modos de intercambio.

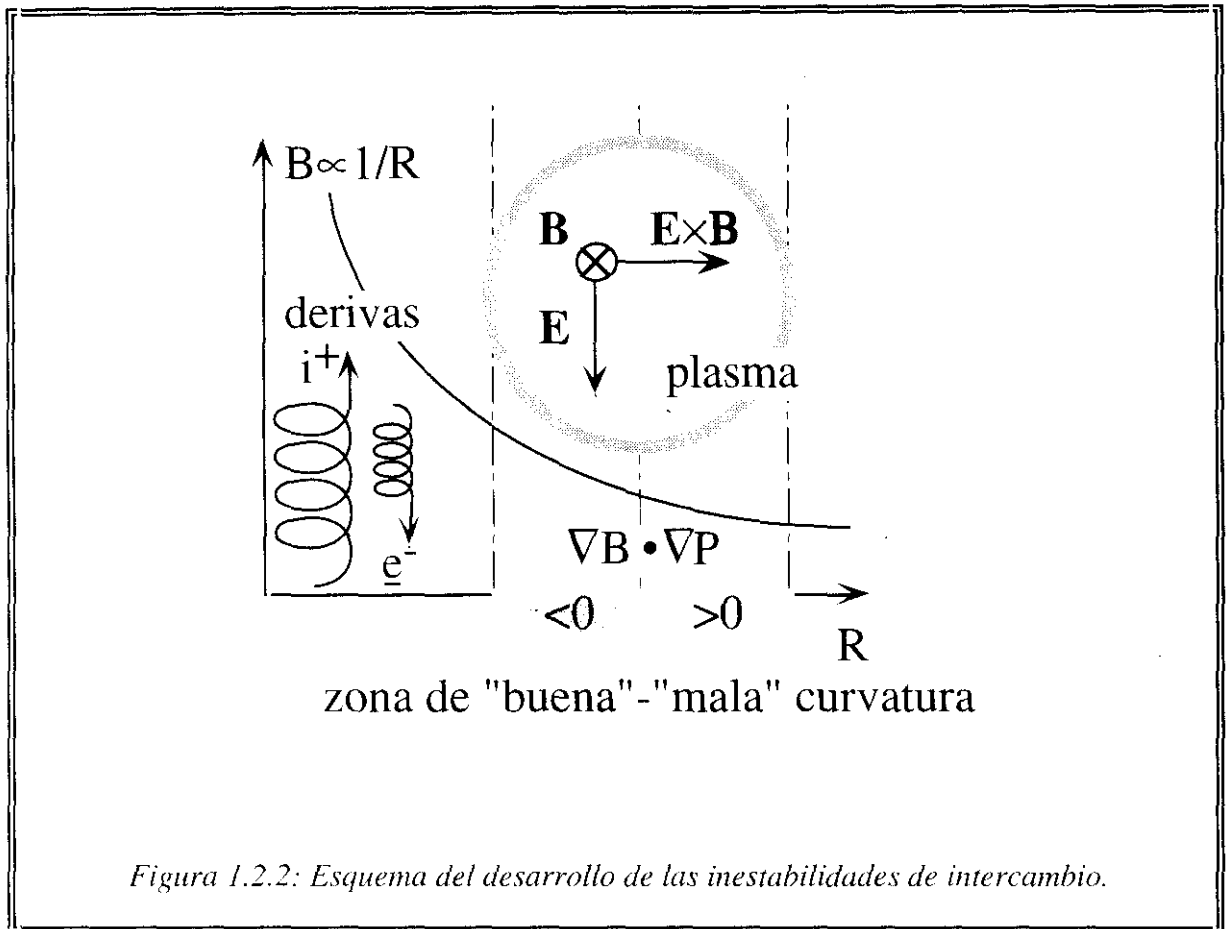


Figura 1.2.2: Esquema del desarrollo de las inestabilidades de intercambio.

Las inestabilidades por efectos de curvatura se suprimirían si el contacto del plasma con las paredes no fuera resistivo. Por el contrario, este contacto sí es disipativo porque se realiza a través de una capa disipativa de Debye (que es la interfase entre el plasma y la pared). La capa de Debye puede influir en la estabilidad a lo largo de toda la línea de campo debido a que las longitudes de correlación de las fluctuaciones observadas a lo largo de las líneas de campo son del orden de la longitud de conexión de un limitador a otro. Los modos que tienen en cuenta los efectos de la capa de Debye han sido estudiados por X. Garbet y colaboradores [Garbet91] y A.V. Nedospasov [Nedospasov89]. Garbet considera no sólo el mecanismo de curvatura e impedancia del estrato de contacto del plasma con la pared sino también el efecto de deriva de polarización (es una deriva de las partículas del plasma que se produce cuando hay un campo eléctrico que varía con el tiempo en un plasma magnetizado [Chen84]). M. Endler y colaboradores [Endler93], [Endler94] han incluido en estos modelos los efectos de

las fluctuaciones de temperatura.

Todos estos modelos predicen un aumento de la turbulencia en la zona de bajo campo de un tokamak y una reducción en la zona de alto campo. Estas predicciones se corresponden bien con las observaciones experimentales [Rudyj89], [Tynan94].

Otro mecanismo específico del SOL es la rotación del plasma relativa a las paredes conductoras de los extremos del tubo de flujo magnético subtendido por ellas [Berk91], [Berk93]. La inestabilidad aparece de la compensación de las corrientes de polarización con las corrientes que se pierden por los extremos del tubo de flujo magnético [Cohen94]. Se puede describir cualitativamente de la siguiente manera [Mattor94]: a lo largo de todo un tubo de flujo magnético, cuyos extremos están en contacto con las paredes, se produce una perturbación del potencial del plasma que genera un campo eléctrico en torno a el tubo que, por mecanismos de interacción  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , desplaza electrones más o menos energéticos en la dirección del gradiente de temperatura. De esta forma se introduce una perturbación en la temperatura electrónica. Esta perturbación modifica la presión en el tubo de flujo, que hace que se modifique el potencial en la capa de contacto del tubo de flujo con la pared, de forma que se intensifica la perturbación en el potencial del tubo. Por este motivo, esta inestabilidad se denomina inestabilidad de gradiente de temperatura.

b) Consideraremos a continuación mecanismos específicos del borde pero no restringidos al SOL. Estos mecanismos incluyen mecanismos radiativos y de ionización que son importantes dada la concentración relativamente elevada de átomos neutros e impurezas en el borde.

Se han incluido los efectos de la radiación en el estudio de modos de rizado (son modos de tipo MHD para cuyo estudio hay que considerar la corriente paralela al campo magnético y el gradiente de resistividad del plasma) [Thayer87] [Thayer90] y en el estudio de ondas de deriva (que aparecen al desestabilizar las ondas de presión en un plasma que se encuentra en un campo magnético no rectilíneo) [Drake87] [Drake88] [Ware92] y se predice que, en ambos casos, aumentará el nivel de fluctuaciones. El ritmo de crecimiento de las inestabilidades radiativas, como se denomina a las que incluyen los efectos de la radiación, está dado por [Thayer90]:

$$\gamma = \frac{2n_z}{3} \left( \frac{2I_z}{T_e} - \frac{dI_z}{dT_e} \right) - k_{\parallel}^2 \kappa_{\parallel}$$

donde  $I_z$  es el parámetro de radiación descrito en la sección 1.2.2.3,  $n_z$  es la densidad de cada

impureza considerada,  $T_e$  es la temperatura electrónica,  $k_{\parallel}$  es el número de onda paralelo de la perturbación y  $\kappa_{\parallel}$  es el coeficiente de conductividad térmica paralela. El primer término de esta ecuación es siempre desestabilizante y procede de la perturbación en la densidad. Si existe algún mecanismo que ligue la densidad y temperatura locales, como por ejemplo el balance de presión, un descenso en la temperatura local produce un aumento en la densidad local y por tanto un aumento en la radiación. El aumento de la perturbación a partir de una perturbación inicial en la densidad se denomina inestabilidad radiativa de condensación. Si una caída en la temperatura local hace aumentar el nivel de radiación ( $dI_{\nu}/dT < 0$ ) la temperatura caerá más aún, de forma que el sistema es inestable. Este tipo de inestabilidad se conoce como inestabilidad radiativa térmica. La conductividad térmica paralela es siempre estabilizante. En general se encuentra que hay un espectro ancho de modos radiativos que son inestables en el borde del plasma.

Se ha estudiado el efecto de la concentración de impurezas en los niveles de fluctuaciones introduciendo diferentes especies de impurezas en el plasma. Se observa un aumento sustancial de los niveles de fluctuaciones del potencial del plasma y un aumento del transporte [Hidalgo91a] en acuerdo cualitativo con las predicciones teóricas de los modelos que incluyen los efectos de la radiación.

Como la radiación de impurezas produce fluctuaciones de temperatura, el nivel de fluctuaciones de temperatura puede llegar a ser superior al nivel de fluctuaciones de densidad.

Otros efectos también relacionados con la radiación pueden influir en las características de las fluctuaciones como son el gradiente de  $Z_{eff}$ , la ionización de neutros y el intercambio de carga [Zhang92].

Debemos señalar que, en la actualidad, hay una discusión abierta sobre la consistencia de la formulación de los modelos que describen la relación entre la turbulencia y los procesos radiativos y de ionización debido a que la escala temporal de crecimiento de las microinestabilidades asociadas a ellos es comparable a la escala temporal de evolución del equilibrio [Ross94a], [Ware94], [Ross94b].

c) Por último mencionaremos que muchos de los mecanismos que se han considerado para explicar el transporte en el centro del plasma pueden operar también en el SOL (aunque normalmente aparecen modificados de alguna manera a causa de la geometría abierta de las líneas de campo) y en el borde del plasma. Estos incluyen, por ejemplo, modos debidos a gradientes de temperatura iónica, ondas de deriva y modos resistivos debidos a la curvatura. Se pueden estudiar desde el punto de vista cinético [Nishikawa94] o empleando análisis de



tipo magnetohidrodinámico (MHD) [Bateman80], [Freidberg82].

Se han propuesto muchas teorías para explicar los niveles de fluctuaciones y de transporte observados. Una buena introducción general al estudio de inestabilidades que pueden aparecer en plasmas confinados magnéticamente se encuentra en [Nishikawa94]. Sucesivas revisiones y resúmenes del estado de la teoría y el experimento a lo largo de los últimos diez años se encuentran en [Liewer85], [Wootton90] y [Nedospasov92].

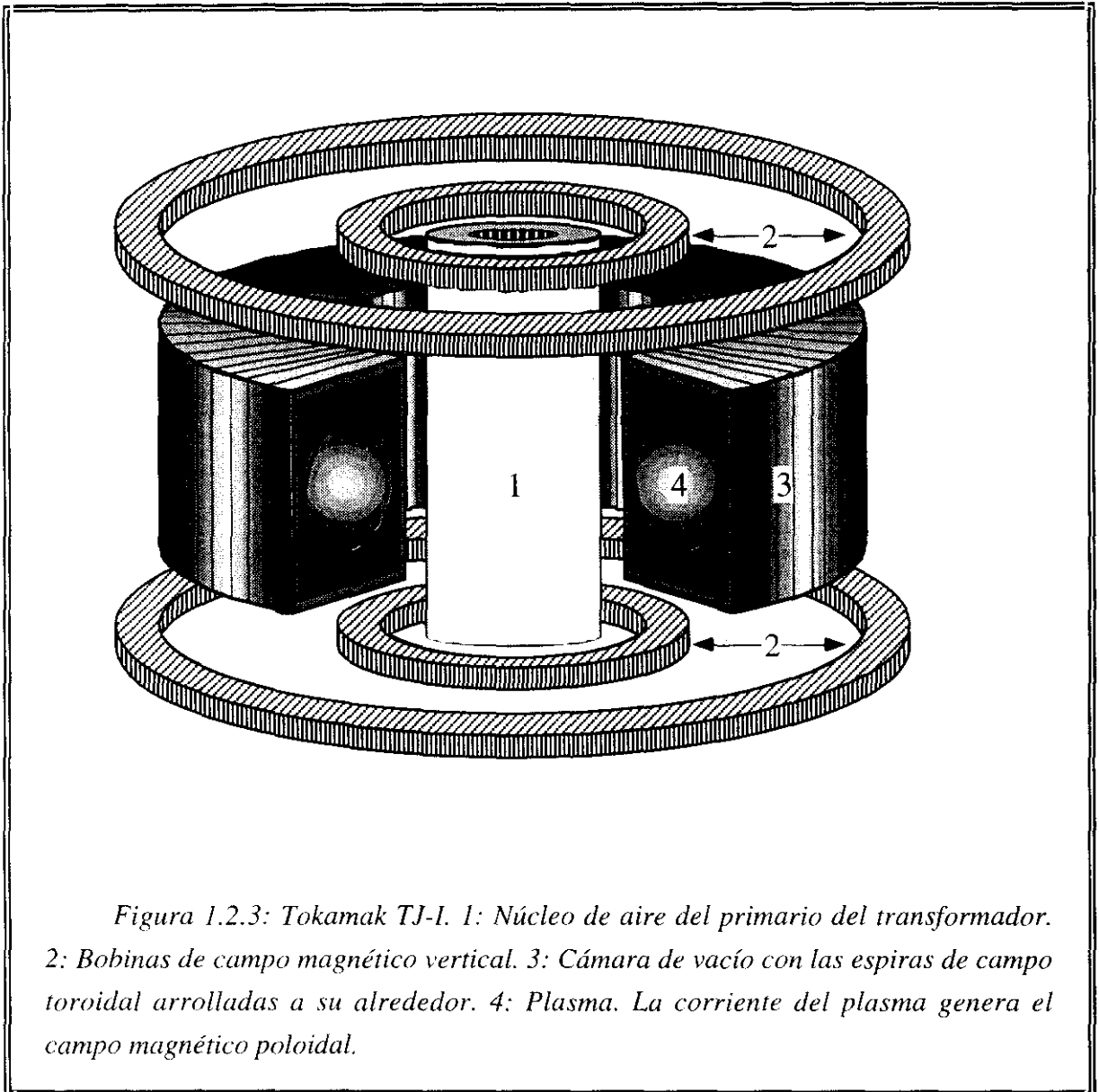
### 1.2.3 El tokamak TJ-I

El tokamak TJ-I [Pardo87a] es un dispositivo de confinamiento magnético de plasmas en operación desde 1983 en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (C.I.E.M.A.T.) de Madrid. Por sus características técnicas, es un dispositivo muy adecuado para el trabajo en una amplia gama de áreas de investigación con interés en fusión nuclear: estudios básicos de confinamiento (campos eléctricos, transporte de impurezas, efecto isotópico), física del borde del plasma, estudios de turbulencia (física atómica y fenómenos no lineales), estudios de interacción plasma-pared y desarrollo de nuevos diagnósticos de plasmas.

Las características generales del dispositivo TJ-I son: radio mayor  $R = 0.3$  m, radio menor  $a = 0.1$  m, razón de aspecto  $A = 3$ , corriente del plasma  $I_p = 20$  kA - 60 kA, campo magnético toroidal  $B = 0.8$  T - 1.5 T, duración del pulso de plasma de 30 ms. Parámetros obtenidos en descargas típicas de TJ-I son [Pardo87a], [Pardo87b], [Rodríguez95]: tensión por vuelta en el máximo de corriente,  $V_l = 3$  V, temperatura electrónica central,  $T_e(0)$ , de 300 eV, densidad electrónica central,  $n_e(0)$ , de  $(1 - 4) \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>,  $Z_{eff}$  de 2 - 4, y tiempo de confinamiento de la energía,  $\tau_e$ , del orden de 0.3 ms

En la figura 1.2.3 se muestra un esquema simplificado de la máquina. La cámara de vacío es de acero inoxidable con una sección rectangular de 0.1 m de anchura por 0.12 m de altura y actúa como limitador toroidal. La corriente del plasma se genera al actuar el plasma como secundario de un transformador con núcleo de aire y con bobinas centrales que actúan como primario del mismo transformador. La presencia de corrientes transitorias en el primario induce la corriente del plasma. El campo toroidal se genera mediante bobinas arrolladas en la dirección poloidal. Hay además 4 bobinas de campo vertical que permiten modificar la posición del plasma.

El tokamak TJ-I sólo emplea calentamiento óhmico con potencias de calentamiento en el rango de 100 kW.



## 1.2.4 El stellarator Wendelstein 7-AS

El stellarator Wendelstein 7-AS [Renner89], [Ringler90], [Weller91], del Instituto Max-Planck de Física del Plasma (I.P.P.) en Garching (Alemania), fue diseñado para conseguir una optimización de la configuración magnética y mejorar así las propiedades de estabilidad,

equilibrio y transporte del plasma.

Las características generales del dispositivo Wendelstein 7-AS son: radio mayor  $R = 2$  m, radio menor  $a = 0.2$  m, razón de aspecto  $A = 10$ , campo magnético toroidal  $B = 1.2$  T - 2.5 T, energía almacenada  $W_m \approx 5$  MJ, duración del pulso de plasma de hasta 3.0 s, rango de variación de  $\iota = 0.2 - 0.6$ , cizalladura global,  $|\iota_a - \iota_0|/\iota_0$ , muy baja y pozo magnético en el rango de -1.5 a +1.

En la figura 1.2.4 se muestra un esquema simplificado del sistema de bobinas y del plasma del stellarator Wendelstein 7-AS. Su configuración magnética se obtiene mediante un sistema de bobinas modulares que confieren al plasma una periodicidad  $M = 5$ . Cada periodo consta de nueve bobinas modulares alabeadas además de dos bobinas planas de campo toroidal que junto con las de campo vertical permiten variar de forma muy amplia la configuración magnética.

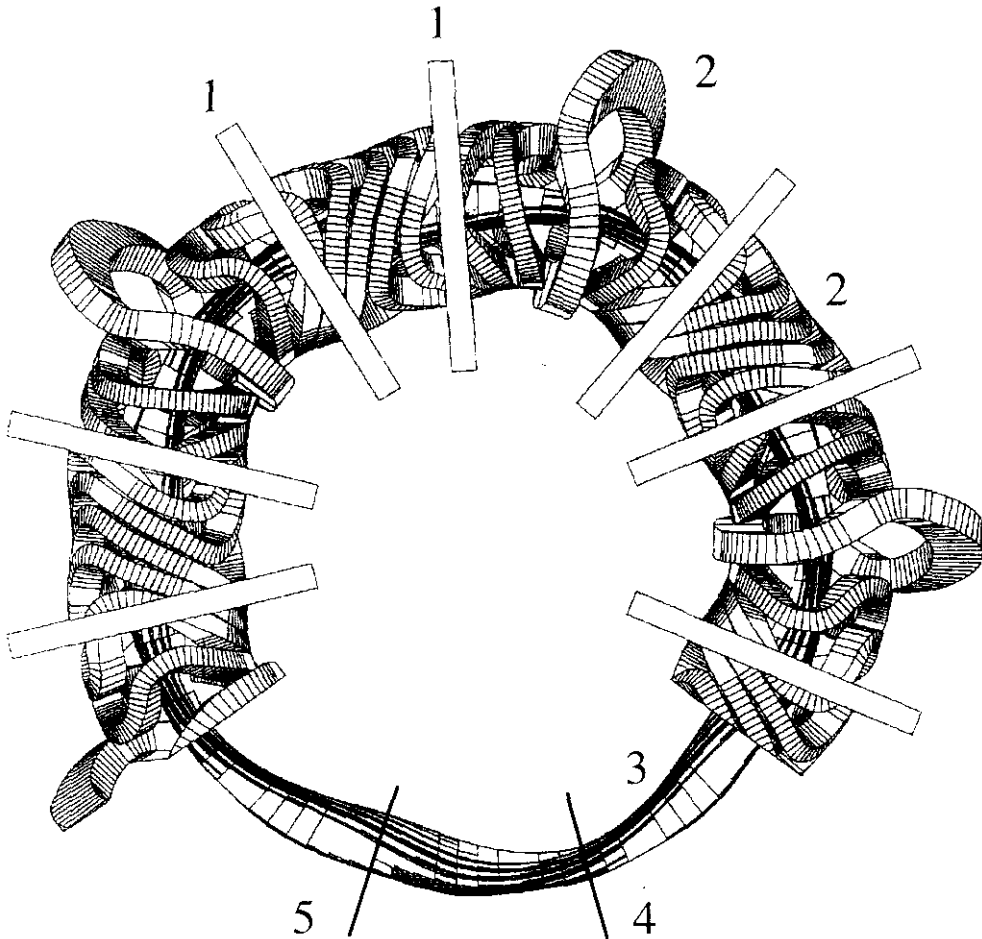
La configuración magnética del stellarator W7-AS se caracteriza por una transformada rotacional moderada, poca cizalladura, variación  $\int dl/B$  reducida y pozo magnético estabilizante. La baja cizalladura hace posible evitar completamente los valores resonantes de orden bajo de la transformada rotacional. Los perfiles de  $\iota$  y de  $V'$  pueden modificarse empleando los campos toroidales y verticales auxiliares.

En Wendelstein 7-AS se emplea habitualmente calentamiento adicional por radiofrecuencias (ECRH<sup>14</sup>) y NBI. Se dispone de cuatro osciladores tipo girotrón de frecuencia 70 GHz con una potencia de 200 kW cada uno y pulsos que emiten ondas electromagnéticas de 3 s de duración. Otro girotrón, que trabaja a la misma frecuencia y potencia pero con un pulso de duración de 0.1 s, permite trabajar en modo pulsado. El ángulo de incidencia del haz de microondas se puede controlar mediante un conjunto de espejos móviles que permiten modificar, a su vez, tanto la dirección y magnitud de la corriente inducida en el plasma, como la posición radial de deposición de la potencia. Las máximas temperaturas centrales alcanzadas con este método de calentamiento son  $T_e \approx 2.8$  keV y  $T_i \approx 0.4$  keV. Se dispone además de otro girotrón de 0.5 MW de potencia y de 140 GHz de frecuencia que permite calentar plasmas de mayor densidad durante 1 s. La bifurcación a modo H de confinamiento se ha alcanzado empleando este último girotrón [Wagner93b]. Para la inyección de átomos neutros se dispone de dos inyectores tangenciales al campo magnético y en sentidos opuestos con una potencia total de hasta 1.5 MW. Con ellos se pueden conseguir

---

<sup>14</sup>Del inglés *Electron Cyclotron Resonant Heating*.

densidades electrónicas superiores a la densidad de corte impuesta por los girotrones de ECRH a 70 GHz llegándose a alcanzar valores de densidad próximos a  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ .



*Figura 1.2.4: Stellarator Wendelstein 7-AS. 1: Bobinas planas de campo toroidal. 2: Bobinas alabeadas de campo poloidal. 3: Plasma. 4: Sección elíptica. 5: Sección triangular.*



## **Capítulo 2: Técnicas de medida y de procesado de señales**



## 2.1 Sondas de Langmuir

La sonda de Langmuir es una de las técnicas más adecuada para el diagnóstico del borde del plasma. Desde 1924, en que fueron empleadas por Langmuir, las sondas han proporcionado y siguen proporcionando la mayor parte de la información que se tiene de los parámetros del borde del plasma en diferentes tipos de dispositivos [Chen65], [Matthews94]. Una sonda de Langmuir es un pequeño electrodo metálico, normalmente una varilla, que se introduce dentro del plasma. En una configuración de "sonda simple", el electrodo se conecta a una fuente de tensión capaz de mantenerlo polarizado a diferentes potenciales positivos y negativos respecto a un potencial de referencia. Cuando la superficie que se emplea como referencia del potencial es suficientemente grande (se suele tomar como referencia la cámara de vacío que contiene al plasma), la corriente recogida por la sonda proporciona información sobre la densidad electrónica, la temperatura electrónica y el potencial del plasma, con muy buena resolución espacial.

Afortunadamente, la perturbación causada en el plasma por la presencia de la sonda es muy localizada para un rango muy amplio de condiciones del plasma. Así pues, el electrodo puede actuar realmente como una sonda en el sentido de que su presencia no modifica las magnitudes que pretende medir.

Desde el punto de vista experimental, las sondas de Langmuir son dispositivos muy simples. Por el contrario, la teoría de sondas es extremadamente complicada [Chen65], [Sanmartin70], [Stangeby82], [Carlson93]. Esta dificultad es consecuencia de la propia naturaleza de las sondas, que presentan superficies materiales en contacto directo con el plasma donde las ecuaciones que describen el comportamiento del plasma cambian su carácter. En particular, la condición de cuasineutralidad, que se verifica en el centro del plasma, deja de ser válida en la región de la interfase plasma-pared. Esto da lugar a la aparición de una capa superficial entre la sonda y el plasma<sup>15</sup>, donde las densidades electrónica e iónica son diferentes y pueden por tanto generarse y mantenerse campos eléctricos intensos.

---

<sup>15</sup>Denominado *sheath* en la literatura.



## 2.1.1 La curva característica de una sonda de Langmuir

La figura 2.1.1 muestra la curva característica de una sonda de Langmuir obtenida al medir la corriente recogida por la sonda cuando esta se encuentra polarizada a diferentes potenciales con respecto al potencial de la superficie de referencia.

Como consecuencia de las diferentes movilidades de los electrones y de los iones, en el instante de insertar la sonda en el plasma no se compensan los flujos de ambos, de forma que se acumula un exceso de electrones en la superficie, que adquiere un potencial (denominado potencial flotante),  $\phi_{fl} \approx kT_e$ , negativo respecto al potencial del plasma. La mayor parte de este potencial aparece a pocas longitudes de Debye ( $\lambda_D \approx 3 \times 10^{-5}$  m en las condiciones del borde del plasma del tokamak TJ-I y del stellarator Wendelstein 7-AS) de la superficie de la sonda [Stangeby86]. Se genera así un campo eléctrico que, por una parte, repele a la mayor parte de los electrones que se aproximan a la sonda por movimientos aleatorios y, por otra, acelera a los iones hacia la superficie de esta. En estas condiciones la corriente colectada por la sonda de Langmuir es cero y se dice que la sonda está "flotando". La figura 2.1.2 muestra la variación espacial de algunos parámetros del plasma en la proximidad de la interfase plasma-pared de una sonda flotante [Stangeby90].

Cuando la sonda se polariza a un potencial por encima del potencial del plasma,  $V > V_p$  (región III de la figura 2.1.1), el flujo de electrones no se encuentra retardado y la corriente de saturación electrónica o corriente electrónica máxima,  $I_s^-$ , será [Stangeby90]:

$$I_s^- = \frac{1}{4} n_e \bar{c}_e A e \quad (2.1.1a)$$

donde  $A$  es el área de colección de la sonda,  $e$  es la unidad de carga del electrón,  $n_e$  es la densidad electrónica y  $\bar{c}_e = (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}$  es la velocidad térmica electrónica. Esta estimación no es completamente válida en plasmas fuertemente magnetizados [Stangeby90].

En la zona exponencial de la característica, para  $V < V_p$  (región II de la figura 2.1.1), los electrones se encuentran sometidos a un campo de retardo. Suponiendo una distribución maxwelliana para las energías de los electrones, se obtiene [Stangeby86]:

$$I = I_s^- \exp\left[\frac{e(V - V_p)}{kT_e}\right]$$

En plasmas fuertemente magnetizados es necesario introducir alguna corrección a la expresión anterior como se verá más adelante [Stangeby90].

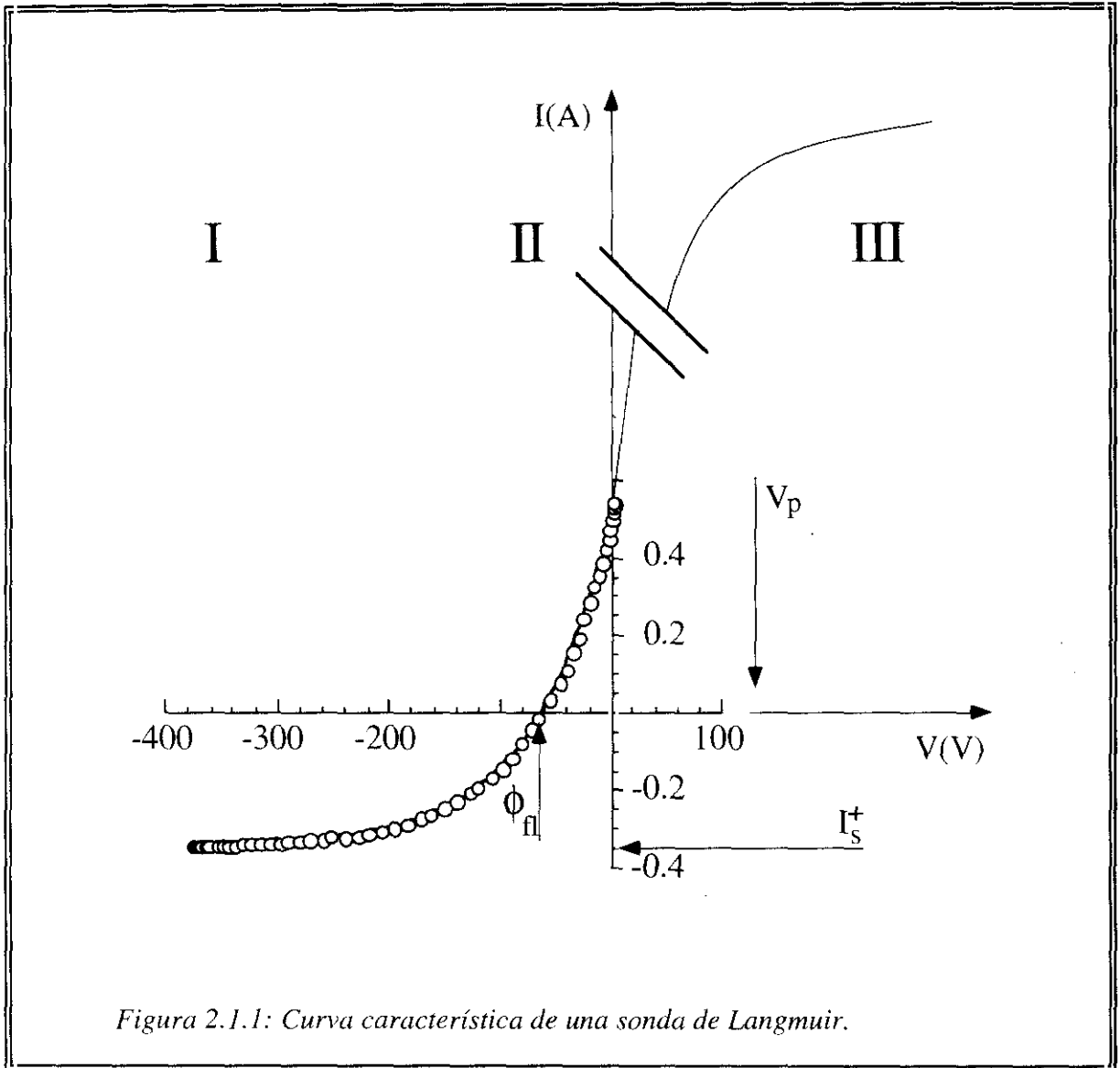


Figura 2.1.1: Curva característica de una sonda de Langmuir.

Podría esperarse que la expresión de la corriente de saturación iónica,  $I_s^+$ , para  $V \ll V_p$  (región I de la figura 2.1.1) fuese análoga a la de la corriente de saturación electrónica,  $I_s^-$ , pero no es así. El flujo de iones a una superficie polarizada a un potencial muy negativo con respecto al potencial del plasma se puede expresar como [Stangeby86]:

$$I_s^+ \approx 0.5 n_e c_s A e \quad (2.1.1b)$$

donde  $c_s = [k(T_e + T_i)/m_i]^{1/2}$  es la velocidad acústica de los iones y se supone que los iones

tienen  $Z = 1$ . La explicación de este comportamiento inesperado se encuentra en que la presencia de la sonda es más perturbativa para los iones que para los electrones. Para potenciales inferiores al potencial del plasma,  $V < V_p$ , la mayor parte de la tensión aplicada a la sonda aparece como una caída de potencial a través de una capa muy delgada entre el colector y el plasma (la capa) cuya anchura es del orden de la longitud de Debye. Pero este apantallamiento del campo eléctrico no es perfecto. Existe una "precapa" que penetra en el plasma [Stangeby82], atrapando a los iones y repeliendo a los electrones (figura 2.1.2). La caída de tensión en la precapa es aproximadamente del orden de  $0.5kT_e/e$  de manera que la densidad en el borde de la capa es aproximadamente  $0.5n_0$  [Stangeby90]. Por tanto, los iones en la precapa se encuentran sometidos a una fuerza debida al gradiente de presión y a una fuerza electrostática que se suma a la anterior. Para los electrones las dos fuerzas se cancelan casi exactamente, de forma que sigue siendo válida la hipótesis de distribución no perturbada de electrones, como aparece implícitamente en el uso del factor de Boltzmann. La distribución iónica se encuentra muy perturbada y no es válida la hipótesis de distribución maxwelliana en el borde de la capa. Los iones son acelerados hasta la velocidad acústica [Stangeby86]. Por el mismo motivo, la validez de la expresión obtenida para la corriente electrónica de la sonda es cuestionable a partir de potenciales superiores al potencial del plasma,  $V > V_p$ , pues la distribución maxwelliana de electrones se encuentra, en esa región, también muy perturbada [Stangeby90]. De hecho, la colección de corriente electrónica en la región de saturación puede perturbar mucho el plasma y la interpretación de esta zona de la curva característica es complicada incluso en plasmas no magnetizados [Pitts90].

La corriente total colectada por la sonda es la suma de la corriente iónica y la electrónica,  $I = I_s^+ + I^-$ . A tensiones iguales al potencial flotante,  $V = \phi_{fl}$ , las corrientes electrónicas e iónicas se compensan verificándose  $|I^-| = I_s^+$ . Como el potencial flotante está bien definido en la curva característica, es conveniente ajustar la curva medida a la expresión:

$$I = I_s^+ \left( 1 - \exp \left[ e \frac{(V - \phi_{fl})}{kT_e} \right] \right) \quad (2.1.1c)$$

Teniendo en cuenta que la sonda está "flotando" ( $V = \phi_{fl}$ ) cuando se igualan las corrientes y considerando la emisión secundaria de electrones de la superficie de la sonda,  $\gamma_e$ , podemos obtener una expresión que relaciona el potencial flotante con el potencial del plasma [Stangeby82]:

$$\phi_{fl} = \frac{kT_e}{2e} \ln \left[ 2\pi \frac{m_e}{m_i} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \gamma_e)^{-2} \right]$$

(2.1.1d)

Por ejemplo, en un plasma de hidrógeno con  $T_e = T_i$  y  $\gamma_e = 0$ , se tiene que  $\phi_{fl} = -2.49 kT_e/e$ .

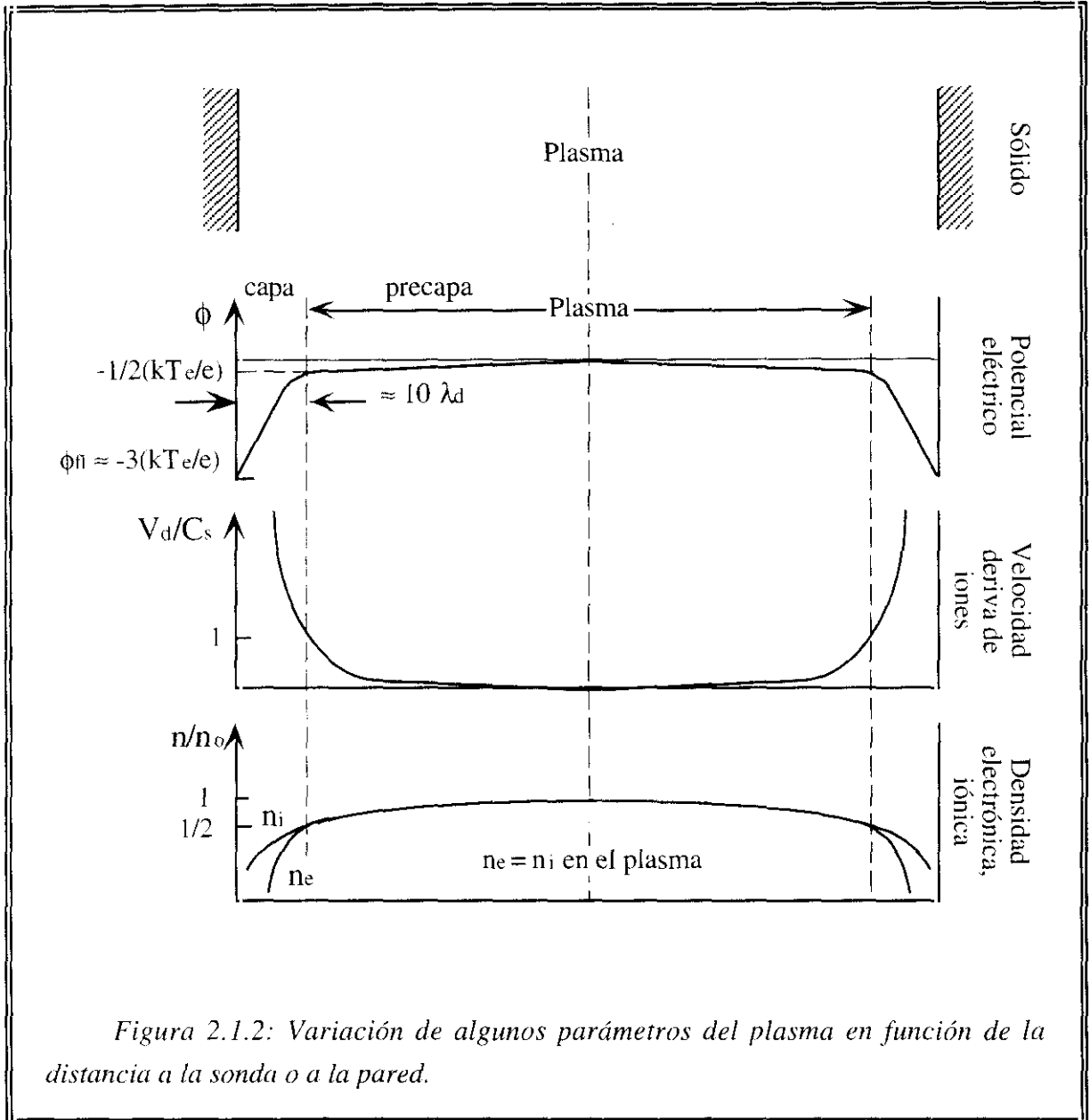


Figura 2.1.2: Variación de algunos parámetros del plasma en función de la distancia a la sonda o a la pared.

## 2.1.2 Efectos del campo magnético y del tamaño de la sonda en la curva característica

La interpretación de las señales obtenidas con una sonda de Langmuir depende en gran medida de la relación entre los radios de Larmor de los electrones y de los iones del plasma,  $\rho_{e,i}$ , y el tamaño característico de la sonda,  $d$ .

En el caso de plasmas magnetizados, el movimiento de las partículas a lo largo de las líneas de campo magnético es mucho más rápido que el movimiento perpendicular a ellas. La superficie sólida de la sonda actúa como sumidero de partículas y reduce la densidad a lo largo del tubo de flujo magnético subtendido por ella. El gradiente de densidad resultante es perpendicular al campo magnético y proporciona, por difusión, el flujo de partículas requerido para el balance de partículas. En las condiciones de densidad y temperatura electrónica del borde del plasma puede despreciarse generalmente la generación neta de partículas dentro del tubo de colección (por ionización, por ejemplo) frente al término de difusión perpendicular que hace que las partículas lleguen al tubo de colección desde el plasma [Stangeby90]. Podemos considerar dos configuraciones distintas, pero relacionadas; la sonda y el SOL (el SOL ha sido descrito en la sección 1.2.2.4). En la configuración de SOL aparecen dos superficies sólidas en cada uno de los extremos del tubo de flujo magnético. En la configuración de sonda no hay más que una superficie sólida como se muestra en la figura 2.1.3. Debido a la gran diferencia entre los flujos paralelo ( $\Gamma_{\parallel}$ ) y perpendicular ( $\Gamma_{\perp}$ ) al campo, la sonda reduce la densidad del plasma sobre una distancia  $L_p$  a lo largo del campo magnético que se denomina longitud de colección o de perturbación. El valor de  $L_p$  puede calcularse de forma aproximada haciendo uso de la expresión del balance de flujos [Stangeby82]:

$$\Gamma_{\parallel} d^2 \approx \frac{1}{2} n_e c_s d^2 = \Gamma_{\perp} 4d L_p \approx D_{\perp} (\nabla_{\perp} n_e) 4d L_p \approx D_{\perp} \frac{n_e}{d} 4d L_p$$

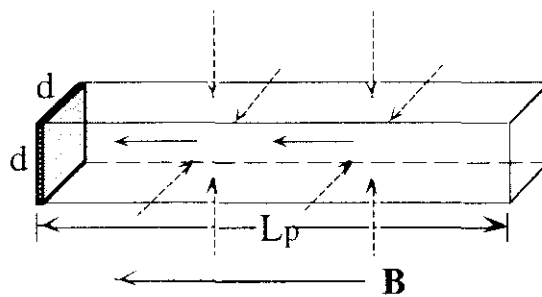
donde  $D_{\perp}$  es el coeficiente de difusión perpendicular. De esta forma

$$L_p \approx d^2 c_s / 8 D_{\perp} \tag{2.1.2a}$$

Por ejemplo, en el caso de sondas de dimensión,  $d = 1 \times 10^{-3}$  m, y con las condiciones del borde del plasma  $T_e = T_i = 30$  eV,  $c_s \approx 0.5 \times 10^5$  ms<sup>-1</sup> y  $D_{\perp} \approx 1$  m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> se obtiene  $L_p \approx 12 \times 10^{-3}$  m. En el borde, la longitud de onda de una perturbación en el plasma medida a lo largo de la línea de campo es, al menos, un orden de magnitud superior a la longitud de

perturbación calculada para sondas de este tamaño [Wootton90], de forma que se puede considerar que la medida es local.

Cuando la longitud del tubo de colección o de perturbación supera a la longitud de conexión con el limitador se interfiere en el proceso de colección natural de partículas. En estas condiciones se introduce un grado más de dificultad en la interpretación de los resultados experimentales [Stangeby84].



*Figura 2.1.3: Geometría de la colección de partículas. A partir de los flujos perpendicular y paralelo se puede determinar la longitud de colección o de perturbación,  $L_p$ , de la sonda.*

Otro aspecto a considerar en la interpretación de las medidas realizadas con sondas de Langmuir es el área de colección efectiva  $A_{ef}$ . Se dice que se verifica la condición de campo magnético "fuerte" cuando  $\rho_e < d < \rho_i$ , mientras que se verifica la condición de campo magnético "muy fuerte" cuando  $d > \rho_{e,i}$ . En el régimen de campo magnético muy fuerte podemos esperar que, independientemente del área de la sonda, se verifique  $A_{ef} = A_{\perp}$ , donde  $A_{\perp}$  es el área de la sonda proyectada perpendicularmente al campo magnético. En máquinas pequeñas, donde las sondas no suelen operar en régimen de campo magnético muy fuerte, surgen incertidumbres en el valor de  $A_{ef}$  porque  $\rho_i > A_{\perp}$ . Para obtener un valor bien definido de  $A_{ef}$  y de esta forma una medida precisa de la densidad electrónica, es aconsejable emplear sondas lo suficientemente grandes como para operar en el régimen de campo magnético muy fuerte, aunque así se tienen longitudes de colección mayores, con los consiguientes problemas de interpretación [Stangeby84].

En un plasma de deuterio no magnético el valor teórico del cociente de la corriente de

saturación electrónica entre la corriente de saturación iónica toma valores  $I_s^-/I_s^+ \approx 35$ . La discrepancia más evidente entre el comportamiento teórico de una sonda de Langmuir descrito anteriormente y el observado experimentalmente se encuentra en la gran reducción del cociente de corrientes de saturación medido, que toma típicamente valores entre 5 y 10 [Tagle87], [Stangeby84]. Por otra parte, la zona de transición de la curva característica (región II en la figura 2.1.1) no se encuentra exactamente descrita por un comportamiento estrictamente exponencial [Tagle87], [Buchenauer88]. En el régimen de saturación electrónica la longitud de colección de la sonda es presumiblemente mayor que la anteriormente calculada,  $L_p^e \approx \bar{c}_e d^2 / D_{\perp}^e$ , donde  $D_{\perp}^e$  no es necesariamente igual al coeficiente de transporte perpendicular empleado en la situación que considera la colección de iones [Stangeby90]. Una posible explicación para la reducción del cociente  $I_s^-/I_s^+$  se basa en considerar las colisiones que sufren los electrones al recorrer el tubo de colección de longitud  $L_p^e$ ; la fricción con los iones hace disminuir el flujo de electrones que se dirigen a la sonda a valores por debajo de  $1/4 n_e \bar{c}_e$ . Se ha calculado que [Stangeby82]:

$$I_s^- = \left( \frac{r'}{1+r'} \right) \frac{1}{4} n_e \bar{c}_e e A$$

donde  $r'$  es un factor de reducción dado por:

$$r' = 2 \left( \frac{\lambda_{ei}}{d} \right) \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \left( \frac{D_{\perp}^e}{D_{\parallel}^e} \right)^{1/2} \quad (2.1.2b)$$

siendo  $\lambda_{ei}$  el recorrido libre medio de colisión electrón-ión y  $D_{\parallel}^e$  el coeficiente de difusión electrónica paralelo [Tagle87]. Se puede razonar que no es sólo la corriente de saturación electrónica la que se ve reducida sino la corriente electrónica en general, a cualquier potencial de polarización de la sonda. Sin embargo, es posible encontrar un potencial de corte  $V_c$ , hasta el que se puede ajustar la curva característica a una exponencial de forma correcta [Tagle87], [Buchenauer88].

Un resumen de los últimos avances en la teoría y la interpretación de las sondas de Langmuir en presencia de campos magnéticos se encuentra en el trabajo de G.F. Matthews [Matthews94].

## 2.2 Técnicas de análisis espectral como herramienta de diagnóstico de fluctuaciones en plasmas

El problema de analizar e interpretar las señales fluctuantes asociadas a inestabilidades y turbulencia en plasmas se puede abordar intentando identificar los diferentes modos implicados, investigando la interacción entre ellos, si la hay, y estudiando la correlación entre las fluctuaciones de diferentes parámetros del plasma para estimar la incidencia de la turbulencia en el transporte anómalo.

El primer problema que surge es que se desconoce un modelo físico completo que describa, incluso de forma aproximada, las perturbaciones a estudiar. Normalmente se asume un modelo de turbulencia que describe las perturbaciones en los parámetros del plasma como una superposición de ondas planas o de paquetes de ondas que se propagan, de forma que se puede hacer el análisis de las señales en términos de modos de Fourier [Smith73], [Smith74]. En cualquier caso, cada vez parece más verosímil la hipótesis de que la turbulencia del plasma debe describirse como un sistema caótico desarrollado [Ruelle91]. Por tanto, habrá que tener precaución con las conclusiones obtenidas bajo la hipótesis de turbulencia descrita como superposición de modos de Fourier. Otro problema que aparece en el estudio de la turbulencia en plasmas se debe a que se trabaja con magnitudes que fluctúan en el tiempo y en el espacio. Asumiendo el modelo de superposición de modos de Fourier, para caracterizar cada una de las ondas de interés que pueden estar presentes simultáneamente en el plasma hay que ser capaz de medir su amplitud, su frecuencia,  $\omega$ , y su vector de onda,  $k$ . Además,  $k$  y  $\omega$  no son independientes sino que están ligados por una relación de dispersión,  $k = k(\omega)$ , que no se conoce previamente. La correlación y la fase entre las diferentes magnitudes fluctuantes proporciona información sobre el transporte inducido por la turbulencia y los posibles mecanismos generadores de ella.

### 2.2.1 Análisis espectral por transformada de Fourier

Supongamos que  $g_1(t)$  y  $g_2(t)$  representan dos señales fluctuantes en dos puntos espaciales separados. Para poder emplear la técnica de la transformada rápida de Fourier para



el análisis espectral, FFT (Fast Fourier Transform) [Ramirez85], es necesario en primer lugar digitalizar las señales a estudiar para luego calcular su transformada discreta de Fourier empleando una subrutina adecuada [NAG91]. Denominaremos  $G_1(\omega)$  y  $G_2(\omega)$  a las respectivas transformadas de Fourier. El espectro de potencia cruzada resultante se calcula de la forma:

$$P_{12}(\omega) = G_1^*(\omega)G_2(\omega)$$

donde el asterisco denota la función compleja conjugada. Como  $P_{12}(\omega)$  es en general complejo, puede expresarse en términos del espectro de potencia coincidente,  $C_{12}(\omega)$ , y de cuadratura,  $Q_{12}(\omega)$ , o, de forma alternativa, en términos de su amplitud,  $|P_{12}(\omega)|$ , y su fase,  $\theta_{12}(\omega)$ .

$$P_{12}(\omega) = C_{12}(\omega) + iQ_{12}(\omega)$$

$$P_{12}(\omega) = |P_{12}(\omega)|e^{i\theta_{12}(\omega)}, \quad |P_{12}(\omega)| = |G_1(\omega)||G_2(\omega)|, \quad \theta_{12}(\omega) = \theta_2(\omega) - \theta_1(\omega)$$

Los espectros de potencia de  $g_1(t)$  y  $g_2(t)$  se calculan de la forma:

$$P_{11}(\omega) = G_1^*(\omega)G_1(\omega) = |G_1(\omega)|^2 \quad \text{y} \quad P_{22}(\omega) = G_2^*(\omega)G_2(\omega) = |G_2(\omega)|^2$$

Vemos que los espectros de potencia son reales y positivos y constituyen una densidad espectral de potencia.

Otra función que es muy útil en el estudio experimental de fluctuaciones del plasma es el espectro de coherencia,  $\gamma_{12}(\omega)$ , que se calcula en términos de los espectros de potencia y del espectro de potencia cruzada de la forma:

$$\gamma_{12}(\omega) = \frac{|P_{12}(\omega)|}{[P_{11}(\omega)P_{22}(\omega)]^{1/2}}$$

Observamos que  $\gamma_{12}$  es un espectro de amplitud cruzada normalizado con los espectros de potencia de las señales que se estudian. Si la coherencia es cero para una frecuencia particular se dice que las señales son incoherentes a esa frecuencia. Por el contrario, cuando la coherencia es uno para una frecuencia particular se dice que las señales son coherentes a esa frecuencia. Para valores intermedios de la coherencia entre cero y uno se dice que las señales son parcialmente coherentes.

Bajo la hipótesis de turbulencia descrita como superposición de modos de Fourier, es

posible calcular  $k(\omega)$  a partir de la fase del espectro de potencia cruzada de dos señales obtenidas en dos posiciones espaciales separadas una distancia  $\Delta r$  [Smith74]:

$$k(\omega) = \frac{\theta_{12}}{\Delta r}$$

Se puede demostrar que, bajo la hipótesis de turbulencia estacionaria y homogénea y que puede ser descrita como superposición de paquetes de ondas, el cálculo de  $k(\omega)$  empleando sólo dos posiciones espaciales es válido [Beall82], [Iwama79], [Levinson84]. Este tipo de descripción de la turbulencia es el modelo básico propuesto por muchas teorías.

El conocimiento de la frecuencia  $\omega$  y del número de onda  $k$  permite el cálculo de la velocidad de fase,  $v_f = \omega/k$ , de cada onda.

Al calcular digitalmente el espectro de potencia, las  $N$  componentes discretas del espectro estarán separadas por la anchura mínima de frecuencia  $\Delta f = 1/T$ , siendo  $T$  la duración del intervalo de medida. En este caso, la varianza estadística en las estimaciones espectrales es muy grande y se manifiestan como una gran cantidad de variaciones rápidas en el espectro de potencia. Para reducir el error a un nivel aceptable el espectro debe ser suavizado o promediado sobre varias anchuras de frecuencia mínima adyacentes. Esto va acompañado de una pérdida de resolución en frecuencias. La anchura espectral vendrá dada por  $\Delta F = \Delta f m$  siendo  $m$  el número de frecuencias adyacentes sobre las que se promedia. Como resultado, el espectro suavizado consistirá en  $N/m$  puntos separados  $\Delta F$ . Para determinar cuál es el suavizado adecuado hay que llegar a un equilibrio entre la reducción del nivel de ruido y la pérdida de resolución en frecuencias.

El espectro de potencia cruzado debe suavizarse de forma ordenada para asegurar que no se pierde la información de la fase. Se suaviza primero el espectro coincidente y el de cuadratura sobre  $m$  bandas de frecuencia adyacentes, se calcula entonces el módulo y la fase del espectro cruzado de potencia y por último se calcula la coherencia.

Podemos resumir las expresiones de las varianzas de las cantidades espectrales aquí estudiadas [Smith74]. Las funciones suavizadas se señalan con una "tilde":

$$\text{Var}\left[\left|\hat{P}_{12}(\omega_k)\right|\right] \approx \left(\frac{1}{2m}\right) \left|\hat{P}_{12}(\omega_k)\right|^2 \left[1 + \frac{1}{|\tilde{\gamma}_{12}(\omega_k)|^2}\right]$$

$$\text{Var}[\hat{\theta}_{12}(\omega_k)] \approx \left(\frac{1}{2m}\right) \left[ \frac{1}{|\hat{\gamma}_{12}(\omega_k)|^2} - 1 \right]$$

$$\text{Var}[|\hat{\gamma}_{12}(\omega_k)|] \approx \left(\frac{1}{2m}\right) \left[ 1 - |\hat{\gamma}_{12}(\omega_k)|^2 \right]^2$$

Vemos que en todos los casos, la varianza de cualquiera de las cantidades de interés disminuye al aumentar  $m$ . Además, en las dos últimas expresiones, la varianza disminuye a medida que la coherencia promediada tiende a la unidad. Es decir, cuanto mayor sea la coherencia en una banda de frecuencias mejores serán las estimaciones espectrales en esa banda.

Se puede dar también una estimación del valor mínimo de la coherencia estadísticamente significativa [Bloomfield76]:

$$\gamma_{\min} = \sqrt{1 - 20^{-1/(m-1)}} \quad (2.2.1a)$$

## 2.2.2 Cálculo del transporte debido a fluctuaciones

El punto de partida es la expresión del flujo de partículas debido a fluctuaciones electrostáticas (fórmula 1.2.2.5a), que ha sido ya descrito en la sección 1.2.2.5:

$$\langle \tilde{n} \tilde{v} \rangle = \frac{\langle \tilde{n} \tilde{E} \rangle}{B}$$

donde  $\tilde{v}$ ,  $\tilde{n}$  y  $\tilde{E}$  son las fluctuaciones en la velocidad de las partículas, en la densidad y en el campo eléctrico respectivamente,  $B$  es el campo magnético estático, mientras que los corchetes significan promedio temporal. Si el estudio se realiza en dispositivos con geometría toroidal, se asocia  $\tilde{v}$  con  $\tilde{v}_r$ ,  $\tilde{E}$  con  $\tilde{E}_\theta$  y  $B$  con  $B_\phi$ . No se considera aquí el origen del espectro de fluctuaciones, sólo se estudia el problema de relacionar las propiedades espectrales de las fluctuaciones con el transporte de partículas perpendicular a los campos magnéticos confinantes. El caso del transporte de energía debido a fluctuaciones correlacionadas de temperatura y campo eléctrico,  $\langle \tilde{T}_e \tilde{E} \rangle / B$ , se razona exactamente igual.

Será necesario hacer uso de la relación entre la función de correlación cruzada (en el

espacio de tiempos) y el espectro de potencia cruzado (en el espacio de frecuencias) y tener en cuenta las propiedades de simetría del espectro de Fourier [Ramirez85]. En muchas situaciones experimentales es más fácil medir las fluctuaciones del potencial  $\tilde{\phi}$ , que las fluctuaciones del campo eléctrico. Por este motivo asumimos que  $\tilde{E} = -\nabla\tilde{\phi}$  y que las fluctuaciones de densidad y de potencial pueden representarse por la superposición de modos de Fourier. De esta forma es posible expresar el promedio temporal  $\langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle$  de la forma [Powers74]:

$$\langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle = \frac{1}{B} \langle \tilde{n}\tilde{E} \rangle = \frac{2}{B} \int_0^\infty k(\omega) |\gamma_{n\phi}(\omega)| \text{sen}[\alpha_{n\phi}(\omega)] |P_{nn}(\omega)P_{\phi\phi}(\omega)|^{1/2} d\omega$$

donde  $\alpha_{n\phi}(\omega)$  es la fase cruzada entre las fluctuaciones de densidad y las de potencial para cada frecuencia,  $\omega$ .

La integral en la ecuación anterior indica que, en principio, todas las frecuencias pueden contribuir al transporte del plasma. Si se considera una banda espectral estrecha de anchura  $\delta\omega$  y centrada en  $\omega$  podemos decir a partir de la ecuación anterior que la contribución al flujo de partículas de esa banda de frecuencias promediada en el tiempo estará dado por:

$$\langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle_{\delta\omega} \equiv \frac{k(\omega)}{B} |\gamma_{n\phi}(\omega)| \text{sen}[\alpha_{n\phi}(\omega)] n_{rms} \phi_{rms}$$

donde  $n_{rms}$  y  $\phi_{rms}$  denotan los valores cuadráticos medios (rms<sup>16</sup> o desviación típica) de las fluctuaciones de densidad y de potencial en la banda de frecuencias de anchura  $\delta\omega$  en torno a  $\omega$ . Es decir:

$$n_{rms} = \sqrt{2P_{nn}(\omega)\delta\omega}$$

$$\phi_{rms} = \sqrt{2P_{\phi\phi}(\omega)\delta\omega}$$

---

<sup>16</sup>Del Inglés *root mean square*.



## **Capítulo 3: Resultados**



En este capítulo se describen los resultados experimentales que configuran la contribución original de esta memoria. La presentación de los resultados obtenidos se ha estructurado de la siguiente manera:

i) La descripción de la técnica experimental desarrollada para medir fluctuaciones de temperatura en el borde del plasma, y denominada genéricamente como "sonda de Langmuir con barrido rápido", se describe en el apartado 3.1.

ii) La aplicación de este método a la medida de la temperatura electrónica y sus fluctuaciones en el borde del plasma del stellarator Wendelstein 7-AS se describe en el apartado 3.2.

Los resultados presentados en estos dos apartados han sido publicados bajo los títulos *Measurement of density and temperature fluctuations using a fast swept Langmuir probe*, por R. Balbín, C. Hidalgo, M.A. Pedrosa, I. García-Cortés, J. Vega, en *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4605 (1992); *Density, potential and temperature fluctuations in Wendelstein 7-AS and Asdex*, por R. Balbín, A. Carlson, M. Endler, L. Giannone, C. Hidalgo, H. Niedermeyer, A. Rudyj, G. Theimer en *19th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*. Innsbruck. Proc. 16C(II), 783 (1992) y *Density, temperature and potential fluctuations measurements by the swept Langmuir probe technique in Wendelstein 7-AS* por L. Giannone, R. Balbín, H. Niedermeyer, M. Endler, G. Herre, C. Hidalgo, A. Rudyj, G. Theimer, Ph. Verplanke y W7-AS Team en *Phys. Plasmas* **1**, 3614 (1994).

iii) Los resultados obtenidos al medir las fluctuaciones de densidad y temperatura electrónica en el borde del plasma del tokamak TJ-I se describen en el apartado 3.3.

Estos resultados han sido publicados en bajo el título *Experimental evidence of significant temperature fluctuations in the plasma edge region of the TJ-I tokamak* por C. Hidalgo, R. Balbín, M.A. Pedrosa e I. García-Cortés en *Phys. Rev. Letters*, Vol. **69**, 1205 (1992).

iv) Finalmente, los estudios sobre la correlación entre los niveles de radiación y las fluctuaciones de temperatura realizados en el tokamak TJ-I se discuten en el apartado 3.4.

Estos resultados han sido publicados bajo el título *Edge turbulence and total radiation in the TJ-I tokamak* por M.A. Ochando, M.A. Pedrosa, R. Balbín, I. García-Cortés y C. Hidalgo en *Phys. Fluids B*. Vol. **5**, 4051 (1993).



### **3.1 Medida de fluctuaciones de temperatura electrónica: la sonda de Langmuir con barrido rápido**

Como ya se ha comentado en el apartado 2.1, la medida de la curva característica de una sonda de Langmuir permite evaluar la densidad, la temperatura electrónica y el potencial del plasma con una resolución temporal determinada por la velocidad de barrido de la tensión aplicada.

La caracterización de la turbulencia del plasma (es decir, la medida de las fluctuaciones de temperatura, densidad y potencial) requiere que la frecuencia de barrido de la sonda sea superior a las frecuencias típicas de la turbulencia. En el caso del stellarator Wendelstein 7-AS y del tokamak TJ-I las frecuencias medias de las fluctuaciones del plasma se encuentran en el rango de 50 kHz a 150 kHz. Por esta razón, la frecuencia de barrido de la sonda debe ser superior a los 200 kHz.

A pesar de la complicación técnica que supone barrer una sonda a frecuencias suficientemente elevadas como para poder considerar que los parámetros del plasma son estacionarios durante el tiempo de un barrido, este método de medida presenta la ventaja de permitir determinar los parámetros fundamentales del plasma, la correlación entre ellos y sus fases cruzadas en la misma posición dentro del plasma, eliminando algunas de las incertidumbres asociadas a otras técnicas.

Inicialmente se realizaron medidas de las fluctuaciones de temperatura con una sonda doble barrida a frecuencias en torno a 10 kHz. La magnitud de las fluctuaciones y la coherencia entre las distintas variables fluctuantes se calcula ajustando la curva corriente-tensión medida a la expresión de la curva característica de una sonda doble [Robinson69], [Lin89]. La limitación de este método se encuentra en la hipótesis inherente de que los gradientes de las magnitudes fluctuantes entre sondas se pueden despreciar. Si se tienen en cuenta estos gradientes el número de parámetros de ajuste se incrementa excesivamente, haciendo que esta técnica sea poco fiable [Carlson90].

Otro método para medir la temperatura electrónica media local consiste en el empleo

simultáneo de tres sondas dispuestas en la configuración conocida como "triple sonda" [Sin-Li65]. Esta configuración no permite determinar con fiabilidad el nivel de fluctuaciones de temperatura debido a los errores introducidos por el desfase que existe entre las señales medidas en las diferentes sondas. Con la finalidad de resolver este problema se ha propuesto una nueva configuración de triple sonda [Tsui92]: mediante una interpolación lineal de los parámetros fluctuantes se corrigen los errores debidos a los desfases. La dificultad experimental de este método se encuentra en la necesidad de tener que posicionar todas las sondas sobre la misma superficie de flujo, a una distancia menor que la longitud de onda de la perturbación que se quiere medir y evitando los efectos perturbativos de unas sondas sobre otras.

Recientemente se ha propuesto medir las de fluctuaciones de temperatura haciendo uso de la naturaleza no lineal de la curva característica de la sonda de Langmuir: es posible deducir la temperatura electrónica a partir de la intensidad relativa de los dos primeros armónicos de la curva característica de una sonda de Langmuir barrida sinusoidalmente [Nieuwenhove88] [Ivanov93].

La medida de fluctuaciones de temperatura con una sonda de Langmuir con barrido rápido también presenta dificultades experimentales considerables [Liewer86], pero la necesidad de disponer de un amplificador de banda ancha y de un sistema de adquisición de datos de muestreo rápido se ve compensada por la posibilidad de medir las fluctuaciones de la densidad, del potencial del plasma y de la temperatura electrónica y de sus coherencias y fases relativas simultáneamente en una posición espacial. Esta técnica, que fue probada inicialmente en el tokamak TJ-I [Balbín92a], ha sido desarrollada y empleada como diagnóstico de fluctuaciones de temperatura en el bode del plasma del stellarator Wendelstein 7-AS.

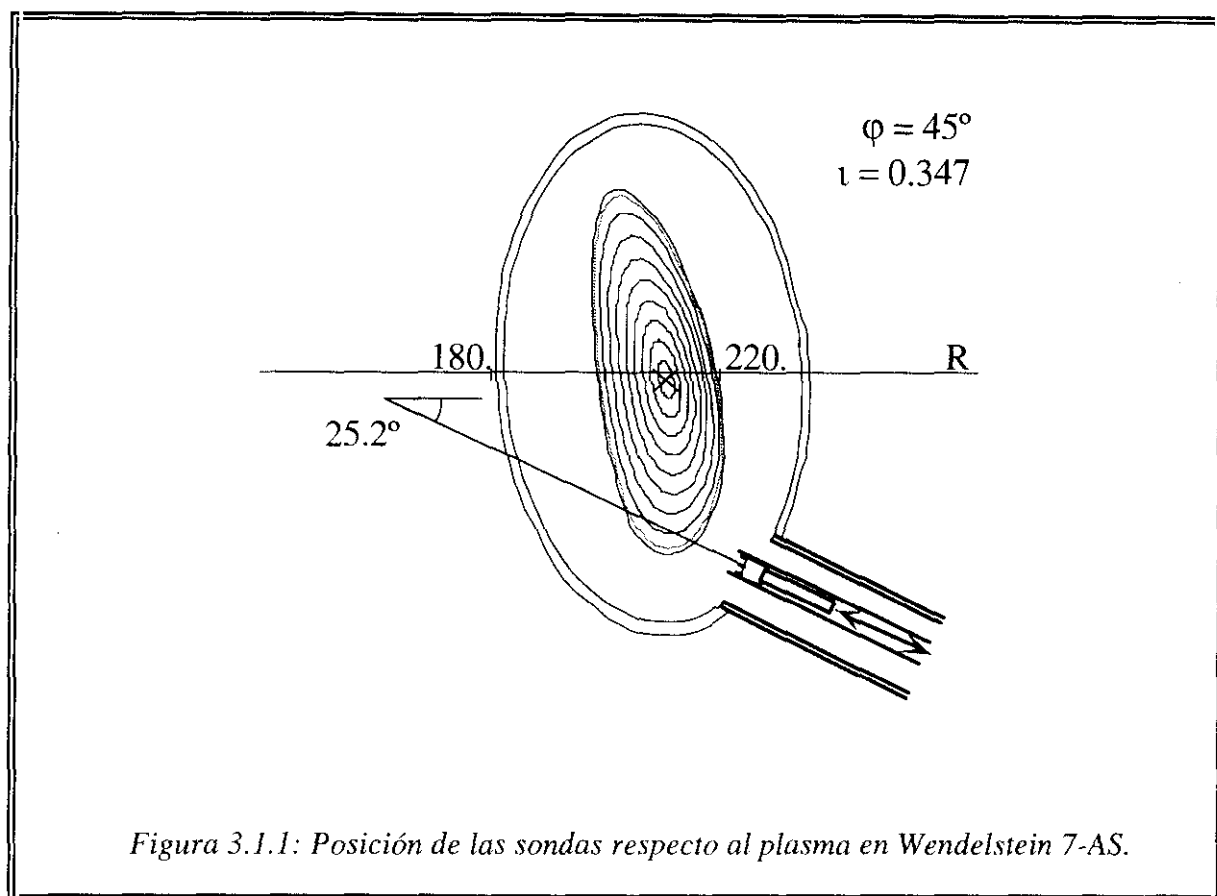
### 3.1.1 Dispositivo experimental

Las medidas de fluctuaciones de la corriente de saturación iónica<sup>17</sup>,  $I_s$ , del potencial flotante,  $\phi_{fl}$ , y de la temperatura electrónica,  $T_e$ , se realizaron en el borde del plasma del

---

<sup>17</sup>A partir de este capítulo se emplearán indistintamente los términos "corriente de saturación" y "corriente de saturación iónica", así como  $I_s^+ \equiv I_s$

stellarator Wendelstein 7-AS con una sonda de movimiento rápido<sup>18</sup> en la dirección que se muestra en la figura 3.1.1. Esta sonda de movimiento rápido dispone de un conjunto de 19 sondas de Langmuir. Las sondas son de grafito, de 2 mm de longitud y 0.9 mm de diámetro y se encuentran separadas 2 mm en la dirección poloidal. Empleando un mecanismo neumático, la sonda de movimiento rápido realiza barridos radiales de 10 cm en 150 ms. De esta forma queda limitado el flujo de calor a las sondas de Langmuir es aceptable, posibilitando la medida de los parámetros del plasma en la región interna del plasma próxima al borde ( $r < r_S$  siendo  $r_S$  la posición de la última superficie cerrada de flujo).

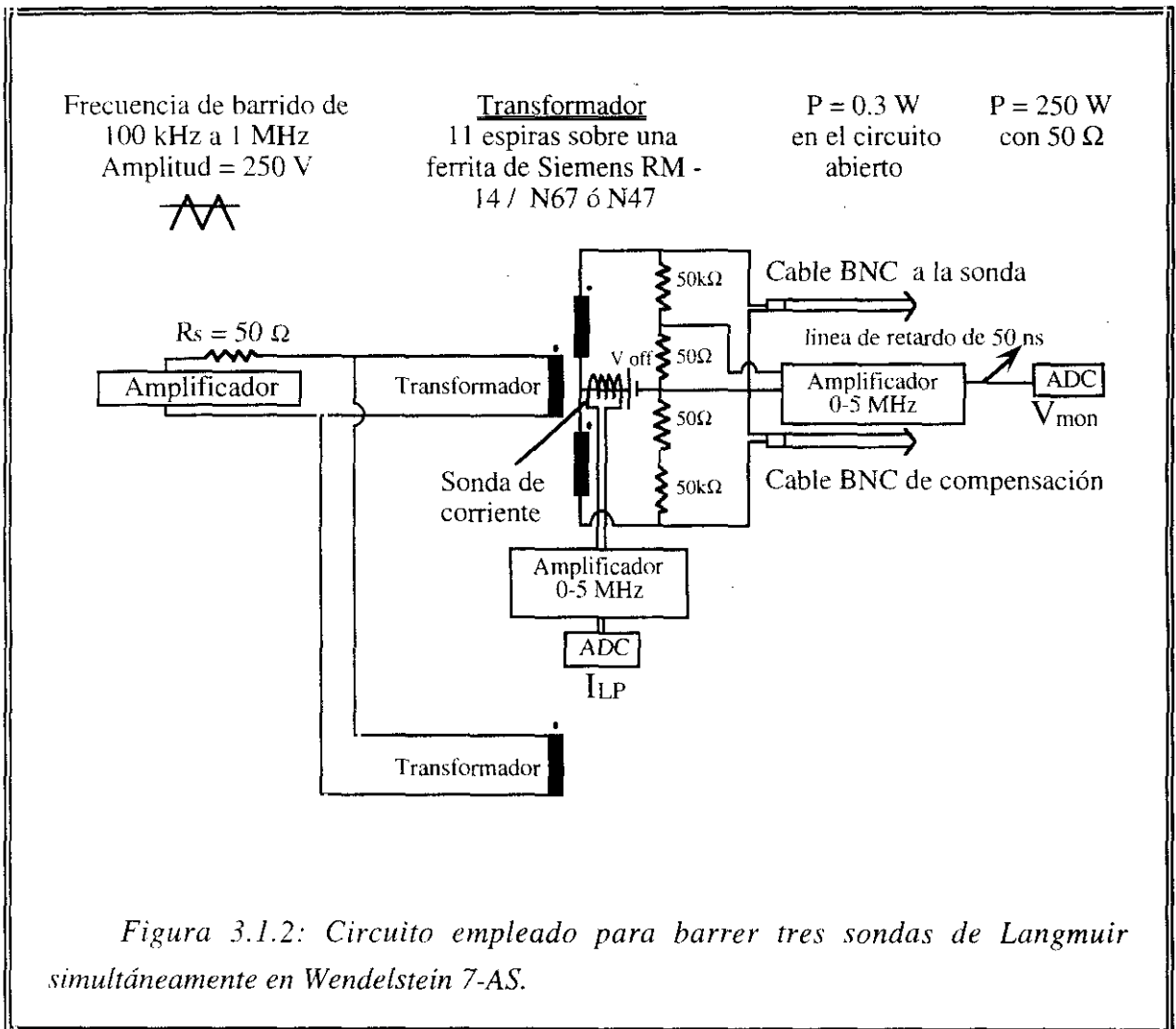


En este experimento se barrieron simultáneamente tres sondas de Langmuir. La curva característica de cada una de ellas se obtuvo barriendo la tensión aplicada a la sonda en un rango de frecuencias de 400 kHz a 1 MHz. En la Figura 3.1.2 se muestra el sistema de acoplo, a través de un transformador, del amplificador de banda ancha (Amplifier Research; 1000 W desde 10 kHz hasta 220 MHz) con una de las sondas de Langmuir. Mediante un cable coaxial

<sup>18</sup>Denominada *Fast Reciprocating Langmuir Probe* en la literatura.

de compensación, de longitud similar al que conecta el transformador a la sonda, se consigue cancelar las corrientes capacitivas que aparecen en el circuito. Esta compensación es esencial dado que las frecuencias ( $\approx 400$  kHz) y las amplitudes ( $\approx 100$  V) de la tensión de barrido son tales que las corrientes capacitivas resultantes ( $\approx 100$  mA) son comparables a la corriente de saturación iónica medida.

Un elemento imprescindible del circuito de medida es la tensión  $V_{off}$  (en el rango de 0 V a -200 V), necesaria para evitar que se alcance el régimen de saturación electrónica de la curva característica y minimizar así la perturbación inducida en ese régimen por las sondas en el plasma [Pitts90].



Efectivamente, experimentos realizados con una tensión  $V_{off} = 0$  y alcanzando la región de saturación electrónica de la curva característica, pusieron de manifiesto una dependencia

de los parámetros medidos (temperatura y densidad) con la frecuencia y la amplitud de barrido de la tensión [Balbín92b]. Concluimos que el plasma estaba siendo perturbado al observar histéresis en la curva característica que introducía una variación sistemática del orden del 10% en los parámetros deducidos al considerar separadamente las curvas obtenidas con tensión creciente y las obtenidas con tensión decreciente. En esos experimentos la corriente de saturación electrónica era del orden de 0.5 A, aproximadamente de 15 a 20 veces mayor que la corriente de saturación iónica. Experimentos realizados durante la campaña experimental de julio de 1994 han demostrado que la densidad, la temperatura electrónica y el potencial del plasma medidos con una sonda de Langmuir con barrido rápido aparecen perturbados fuertemente cuando se barre simultáneamente la tensión aplicada a otra sonda, separada de ella 4 mm en la dirección poloidal, hasta la zona de corriente de saturación electrónica de la curva característica a frecuencias entre 1 kHz y 20 kHz.

Se emplearon amplificadores de bajo ruido y banda ancha para llevar la señal del monitor de la tensión aplicada y la señal de salida de la sonda de corriente (Tektronix AM503A) al sistema de adquisición de datos (osciloscopio digital Nicolet de 8 bites: Modelo Pro60GM). Para una frecuencia típica de barrido de 400 kHz la frecuencia de muestreo es de 50 MHz. Los 256 kB de memoria disponible permiten el análisis de 5 ms de la descarga. Los datos consisten en aproximadamente 4000 rampas de tensión-corriente con unos 60 puntos por rampa de tensión creciente o decreciente.

El circuito de medida fue probado introduciendo una resistencia, cuyo valor estaba en el rango de las impedancias esperadas del plasma, y posteriormente un diodo en el lugar de la sonda. La impedancia deducida de las medidas de corriente y tensión proporcionó los valores correctos con menos de un 5% de error hasta una frecuencia de barrido de 2 MHz. Durante el experimento se ha encontrado que los armónicos superiores de la curva característica de Langmuir, cuya contribución aumenta al disminuir la temperatura del plasma (que en este caso correspondían a posiciones radiales  $\approx 1$  cm fuera de la última superficie cerrada de flujo), excitaban la resonancia de cuarto de longitud de onda<sup>19</sup> (de aproximadamente 7 MHz) en el circuito de medida cuando se barría la sonda a frecuencias superiores a 800 kHz. Por esta razón, los experimentos realizados para estudiar la dependencia de los parámetros del plasma medidos con la frecuencia de barrido sólo pudieron realizarse en la región del plasma próxima a la última superficie cerrada de flujo ( $r \leq r_S$ ) donde la temperatura es lo suficientemente alta ( $\approx 50$  eV) como para evitar la contribución de los armónicos superiores de la curva

---

<sup>19</sup>Denominada *quarter wavelength* en la literatura.

característica de la sonda.

Condiciones típicas del borde del plasma en Wendelstein 7-AS, en la posición de la última superficie cerrada de flujo, son temperaturas  $T_e = T_i \approx 50$  eV y densidad  $n_e \approx 0.20 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  para descargas de deuterio y campo magnético,  $B = 1.28$  T. En este caso, la frecuencia ciclotrónica iónica,  $\omega_{ci}$  es de 60 MHz, la frecuencia electrónica del plasma,  $\omega_{pe}$ , es de 70 GHz y la frecuencia iónica del plasma,  $\omega_{pi}$ , es de 1 GHz. Como la frecuencia de barrido de la sonda es muy inferior a las frecuencias típicas del plasma, se espera que los flujos de electrones y de iones colectados estén en fase con la tensión aplicada.

El recorrido libre medio de los electrones,  $\lambda_{ei}$ , se estima que es inferior a 30 m en la última superficie cerrada de flujo y aproximadamente 15 m en una superficie situada radialmente 1 cm fuera de la última superficie cerrada de flujo, donde se supone que  $T_e = T_i \approx 30$  eV y  $n_e \approx 0.15 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . En estas condiciones,  $\lambda_{ei}$  es, respectivamente, mucho menor y comparable a la longitud de conexión de la sonda con el limitador sobre la línea de campo en la que la sonda está posicionada, de forma que se evita el problema de que la sonda pueda encontrarse a la sombra del limitador. Teniendo en cuenta que la longitud de colección o de perturbación de las sondas,  $L_p$  (fórmula 2.1.2a), de Wendelstein 7-AS es de aproximadamente 1 cm, los electrones que entran, por difusión radial, en el tubo de flujo subtendido por la sonda no sufren colisiones dentro del volumen de colección. Por esta razón (si la sonda permanece polarizada a potenciales menores que el potencial del plasma), la distribución de energías electrónicas no se ve perturbada. Por tanto, es posible medir la temperatura de la distribución electrónica en intervalos temporales inferiores al tiempo de colisión electrón-electrón, dado que los electrones han entrado en el volumen de colección previamente termalizados y su distribución no se modifica.

### 3.1.2 Análisis de datos

Para realizar el análisis de datos de forma correcta es necesario tener en cuenta las posibles perturbaciones introducidas en el plasma al barrer la tensión aplicada a una sonda (por ejemplo, corrientes de polarización y perturbación inducida en el plasma al polarizar la sonda en la región de saturación electrónica) y evaluar su influencia en la curva I-V medida. Además, hay que tener en cuenta que la curva característica de una sonda de Langmuir no siempre presenta un comportamiento exponencial (apartado 2.1.2) debido a la reducción de la corriente electrónica cuando la sonda está en presencia de un campo magnético. Es necesario,

por tanto, hacer un estudio detallado de la región de la curva característica que es más adecuada para la determinación de los parámetros del plasma.

Una sonda barrida genera un campo eléctrico variable con el tiempo, por lo que hay que estudiar la posible relevancia de las corrientes de polarización [Nedospasov94]. Según Nedospasov las corrientes de polarización empezarán a ser comparables a las corrientes medidas por la sonda cuanto esta sea barrida a frecuencias superiores a una frecuencia crítica,  $\omega_p$ , que depende de la frecuencia iónica ciclotrónica,  $\omega_{ci}$ , de la superficie de la sonda,  $A$ , del radio de Larmor de los iones,  $\rho_i$ , y de la longitud de conexión al limitador,  $L_c$ , de la siguiente manera:

$$\omega_p \approx \frac{\omega_{ci} A}{L_c \rho_i}$$

Considerando los parámetros del plasma del tokamak TJ-I y del stellarator Wendelstein 7-AS, esta frecuencia es del orden de 100 kHz y 10 kHz respectivamente. Dado que las frecuencias de barrido de la tensión consideradas son superiores a la frecuencia crítica,  $\omega_p$ , evaluada por Nedospasov, si los efectos de corrientes de polarización fueran apreciables deberían introducir un desfase de tipo capacitivo no despreciable entre la tensión aplicada y la corriente medida, que no hemos observado en nuestros resultados experimentales (sección 3.2).

La densidad de corriente de polarización,  $j_p$ , viene dada por [Chen84]:

$$j_p = \frac{n_e m_i}{B^2} \frac{dE_{\perp}}{dt}$$

donde  $E_{\perp}$  es la componente del campo eléctrico perpendicular al campo magnético, y  $m_i$  es la masa de los iones. Se puede estimar su valor de manera sencilla suponiendo que se aplican a la sonda tensiones sinusoidales con frecuencia angular  $\omega$  y amplitud  $V_0 = 2kT_e/e$ , y suponiendo que el espesor de la capa en presencia de un campo magnético es igual al radio de Larmor de los iones,  $\rho_i$  [Chodura92]. En este caso:

$$j_p = \frac{2\omega}{\omega_{ci}} n_e e \left( \frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}$$

La densidad de corriente de polarización,  $j_p$ , es aproximadamente un orden de magnitud menor que la densidad de corriente de saturación iónica,  $I_s^+/A$ , para las frecuencias empleadas en el experimento. La corriente de polarización total depende entonces de la longitud de colección de corriente de polarización a lo largo del tubo de flujo subtendido por

la sonda, por lo que se requiere un tratamiento completo del problema teórico para dar una respuesta cuantitativa.

En cualquier caso, el método más sencillo para determinar la relevancia de las corrientes de polarización consiste en evaluar experimentalmente la dependencia de la corriente de saturación iónica con la frecuencia de barrido de la tensión aplicada a la sonda y el desfase entre las señales temporales de la tensión aplicada y la corriente medida. Estos experimentos se han realizado en Wendelstein 7-AS y los resultados se presentan en la sección 3.2.1.

Se analiza ahora el comportamiento no exponencial de la curva característica. Ya se ha comentado en el apartado 2.1.2 que en presencia de un campo magnético se puede caracterizar la reducción del flujo de electrones a una sonda mediante el factor de reducción,  $r'$  [Stangeby82], [Tagle87] cuya expresión (fórmula 2.1.2b) puede simplificarse de la forma siguiente [Stangeby86]:

$$r' = 6 \times 10^{15} \frac{T_e^{0.75} [eV]}{n_e [m^{-3}] d [m]}$$

donde  $d$  es el diámetro de la sonda si los valores de los parámetros del plasma se dan en las unidades indicadas. Para las condiciones del borde del plasma de Wendelstein 7-AS en las proximidades de la última superficie cerrada de flujo ( $n_e \approx 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e \approx 50 \text{ eV}$ ,  $d = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$ ), se deduce un valor para el factor de reducción  $r' = 50$ . En este caso, la colección de corriente de saturación electrónica no difiere de forma significativa de la calculada en ausencia de campo magnético ( $r' \rightarrow \infty$ ). La corriente de saturación iónica,  $I_s^+$ , también mantiene el valor calculado en ausencia de campo magnético.

Otra forma de verificar que la reducción de la corriente electrónica es poco significativa consiste en comprobar que el cociente de corrientes de saturación iónica y electrónica se ajusta a la predicción teórica. Empleando los parámetros del plasma de la última superficie cerrada de flujo, el radio de Larmor del electrón,  $\rho_e$ , es 0.02 mm y el de los iones de deuterio,  $\rho_i$ , es 1.08 mm. Siendo el radio de la sonda,  $\rho_s = 0.45 \text{ mm}$ , y la longitud de la sonda,  $l = 2 \text{ mm}$ , el área que hay que considerar para la colección de corriente electrónica es el área proyectada de la sonda ( $4\rho_s l$ ), mientras que, para la colección de iones hay que considerar el área total ( $2\pi\rho_s l$ ). Ya se ha comentado en el apartado 2.1.2 que uno de los problemas de interpretación de datos obtenidos con sondas de Langmuir en presencia de un campo magnético, que aparece cuando el tamaño de las sondas es menor que el radio de Larmor de los iones, es la tendencia a sobreestimar la densidad electrónica deducida a partir de la corriente de saturación iónica. El área efectiva de colección de la sonda aumenta por efecto



del tamaño finito del radio de Larmor de los iones y el empleo del área proyectada subestima el área real [Stangeby84]. El cociente teórico de áreas de colección para una sonda de radio  $\rho_s$ , con  $\rho_e < \rho_s < \rho_i$ , como es nuestro caso, y longitud  $l$  será:

$$\frac{A_e}{A_i} = \frac{4}{2\pi}$$

Experimentalmente observamos que  $I_s^- / I_s^+$  toma valores entre 15 y 20, mientras que el valor esperado en nuestro caso para plasmas de deuterio es:

$$\frac{I_s^-}{I_s^+} \approx \left( \frac{A_e}{A_i} \right) \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \approx 21$$

donde se ha hecho uso de las fórmulas (2.1.1a) y (2.1.1b). Por tanto, se observa que la corriente electrónica no se ve significativamente reducida con lo que cabe esperar que mantenga su comportamiento exponencial a pesar de estar en presencia de un campo magnético.

Por tanto, la ventaja de emplear sondas pequeñas reside en que la corriente electrónica colectada por la sonda mantiene su comportamiento exponencial por encima del potencial flotante. La desventaja se encuentra en el hecho de que el área efectiva de colección de iones, y por tanto la densidad, queda indeterminada.

La curva característica medida para cada uno de los barridos de la tensión se ha ajustado expresando la corriente total de la sonda como (fórmula 2.1.1c):

$$I = I_s^+ \left( 1 - \exp \left\{ \frac{V - \phi_{fl}}{kT_e} \right\} \right) \quad (3.1.2a)$$

donde  $I_s^+$ ,  $\phi_{fl}$  y  $T_e$  son los parámetros de ajuste. Las magnitudes relevantes a determinar después del ajuste de cada una de las rampas son el potencial del plasma,  $V_p$ , y la densidad electrónica,  $n_e$ , tal y como se ha explicado en el apartado 2.1 (fórmulas 2.1.1b y 2.1.1c).

Se ha estudiado el efecto de modificar el potencial de corte,  $V_c$  (o potencial hasta el que se ajusta la curva característica) en el rango  $(V_c - \phi_{fl})/kT_e \approx 0 - 2$ . En este rango, los valores obtenidos para la temperatura y sus fluctuaciones no son sensibles a  $V_c$  [Balbín92a]. La curva característica se ajusta siempre hasta un potencial  $V_c \approx \phi_{fl} + kT_e$ , donde se ha comprobado que los errores de ajuste son mínimos y el valor de la temperatura obtenido es estable al variar

la tensión máxima de ajuste,  $V_c$ . Este resultado no contradice los resultados anteriores obtenidos en JET [Tagle87], donde se observa que  $V_c \approx \phi_{fl}$  es el más adecuado. Comparando ambos resultados comprobamos que, efectivamente, cuanto mayor es el tamaño de las sondas mayor es la desviación respecto del comportamiento exponencial de la curva característica cuando se analiza la curva I-V hasta tensiones superiores al potencial flotante.  $V_c > \phi_{fl}$ .

Recordemos que el potencial flotante,  $\phi_{fl}$ , es el potencial al que la corriente neta recogida por la sonda se hace cero y se puede calcular (fórmula 2.1.1d):

$$V_p - \phi_{fl} = 2.52 kT_e \text{ (hidrógeno)}$$

$$V_p - \phi_{fl} = 2.87 kT_e \text{ (deuterio)}$$

donde se ha supuesto  $T_e = T_i$ , se ha tenido en cuenta el cociente de las áreas teóricas de colección de iones y electrones y se ha supuesto que el coeficiente de emisión secundaria de electrones de la sonda es cero [Stangeby90].

En la figura 3.1.3a se muestra un ejemplo típico de tensión aplicada y corriente medida por la sonda frente al tiempo. En este experimento la frecuencia de barrido de la tensión aplicada era de 400 kHz de forma que se realizaba cada barrido en 1.2  $\mu$ s. Para el análisis de la señal se empleó una subrutina de ajuste no lineal por el método de mínimos cuadrados, que proporciona los valores de  $I_s^+$ ,  $\phi_{fl}$  y  $T_e$  así como una estimación de la varianza de estos parámetros de ajuste [NAG91], [Wolberg67]. En la figura 3.1.3b se muestra el ajuste de una de las curvas características obtenidas. En la figura 3.1.3c se muestra un histograma típico del error de ajuste de  $T_e$  en tanto por ciento. Es necesario que el error de ajuste medio en la temperatura (que en este caso es de 1.9%) sea pequeño, ya que, como veremos a continuación, es uno de los factores que determinan el nivel mínimo de fluctuaciones de temperatura que puede ser medido.

En la figura 3.1.3a se aprecia que no hay desfase entre la tensión aplicada y la corriente de la sonda como se esperaría en el caso de corrientes de polarización no despreciables [Nedospasov94]. Además, se observa que no hay histéresis en la curva característica en la rama electrónica, como predicen las simulaciones realizadas con un modelo de fluido para el caso de sondas muy próximas al limitador [Bergmann94]. La temperatura obtenida con rampas de tensión creciente no difiere de la obtenida con rampas de tensión decreciente dentro de la barra de error del ajuste por mínimos cuadrados.

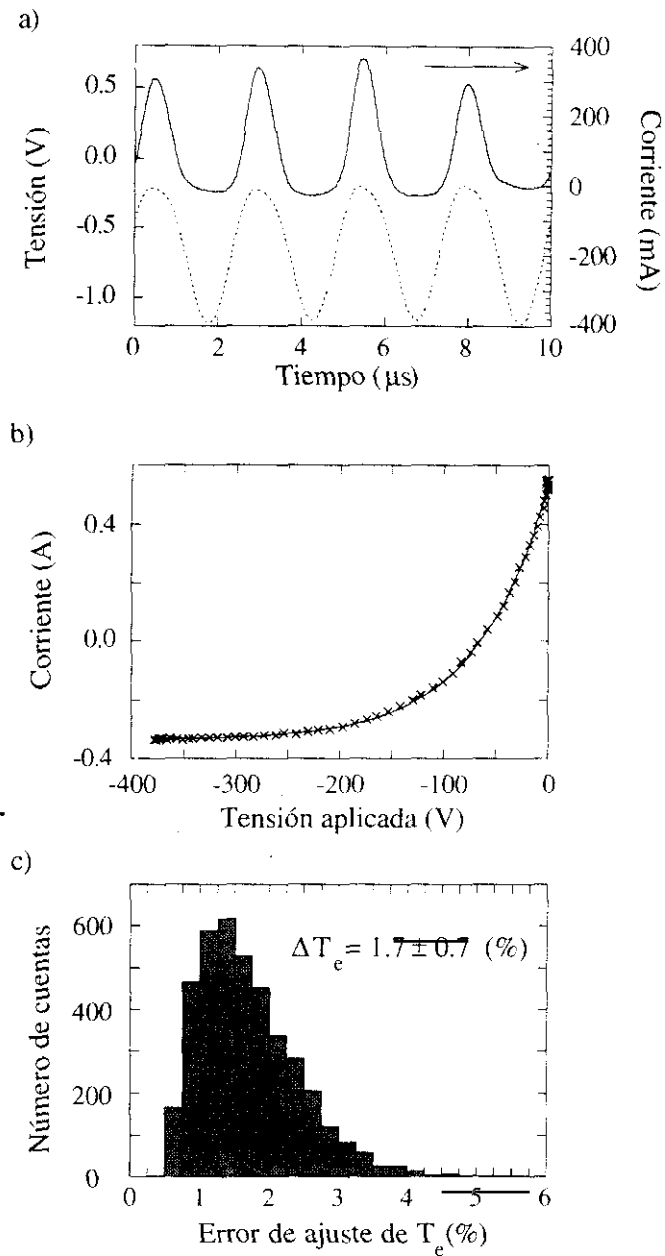


Figura 3.1.3: a) Tensión aplicada y corriente medida frente al tiempo para una sonda barrida a 400 kHz. b) Ajuste de la curva característica para los mismos datos. c) Histograma del error de ajuste en la temperatura, medido en %.

### 3.1.3 Fluctuaciones aparentes de temperatura. Análisis de errores

En el análisis de errores de los resultados experimentales hay que tener en cuenta el error de ajuste (procedente del ajuste no lineal por el método de mínimos cuadrados) y las fluctuaciones aparentes de temperatura. Las fluctuaciones aparentes de temperatura fueron definidas por P.C. Liewer como las fluctuaciones de temperatura no reales que se obtienen experimentalmente si hay fluctuaciones de la densidad y del potencial durante el tiempo de un barrido [Liewer86]. En este apartado se realiza un estudio detallado para cuantificar cómo se modifican los resultados y cómo debemos interpretarlos en el caso de que las fluctuaciones aparentes de temperatura no sean despreciables.

Se ha señalado que las variaciones del potencial y de la densidad del plasma durante el tiempo de un barrido del potencial de polarización aplicado a la sonda pueden introducir fluctuaciones aparentes de temperatura al ajustar la curva característica. Derivando logarítmicamente la expresión empleada para el ajuste de la curva (fórmula 3.1.2a) podemos estimar el nivel de fluctuaciones aparentes de temperatura:

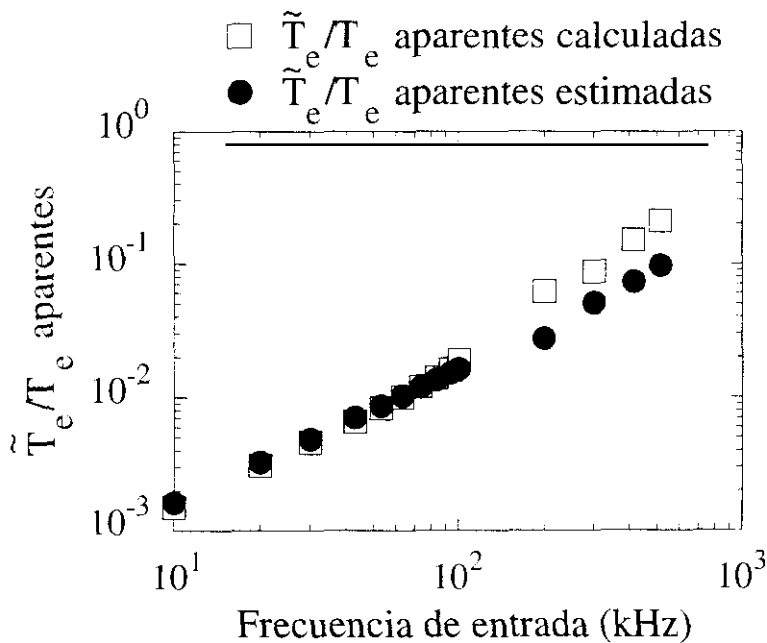
$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{\bar{n}_{norm} T_e \bar{f}_n}{f_R \Delta V} + \frac{\bar{\phi}_{flnorm} T_e \bar{f}_\phi}{f_R \Delta V} \quad (3.1.3a)$$

donde  $\bar{n}_{norm}$  y  $\bar{\phi}_{flnorm}$  son las fluctuaciones de densidad y de potencial flotante normalizadas,  $\bar{f}_n$  y  $\bar{f}_\phi$  son las frecuencias medias de la densidad y del potencial flotante,  $f_R$  es la frecuencia de barrido de la tensión y  $\Delta V$  es la amplitud de la misma. El error en el cálculo de las fluctuaciones de temperatura se puede estimar como la suma del error de ajuste más el nivel de fluctuaciones aparentes. Este error es una cota inferior para el nivel de fluctuaciones de temperatura que se puede medir con esta técnica.

Se han realizado simulaciones numéricas para determinar cuantitativamente hasta qué punto queda limitada la interpretación de las medidas obtenidas experimentalmente debido a la presencia de fluctuaciones aparentes de temperatura.

Una primera aproximación consiste en considerar fluctuaciones monocromáticas de densidad y potencial del plasma de diferentes frecuencias y amplitudes. Con estas señales iniciales y una tensión de polarización de la sonda sinusoidal, de amplitud y frecuencia dadas, se simula la corriente que mediría una sonda de Langmuir en esas condiciones. Las señales de

corriente y tensión de barrido resultante se analizan entonces en la forma habitual. La figura 3.1.4 muestra los niveles de fluctuaciones aparentes de temperatura obtenidos a partir de un 10% de fluctuaciones monocromáticas en la densidad y un 20% en el potencial, al ir variando la frecuencia de las fluctuaciones iniciales y para una frecuencia de barrido de la tensión aplicada de 400 kHz. Se muestra en la misma gráfica el error estimado o cota mínima de fluctuaciones que pueden ser medidas, calculado con la fórmula (3.1.3a). Se observa que el acuerdo entre los valores estimados y los calculados es muy bueno hasta 100 kHz. El desacuerdo que aparece por encima de esta frecuencia no es significativo, ya que los resultados experimentales muestran que no se observan frecuencias medias de las fluctuaciones de la densidad y del potencial flotante por encima de 100 kHz. Si así fuera, habría que emplear frecuencias de barrido superiores.



*Figura 3.1.4: Niveles de fluctuaciones aparentes de temperatura calculados variando la frecuencia de la perturbación en la densidad y en el potencial del plasma. Se presentan también los niveles estimados.*

El siguiente estudio considera fluctuaciones del potencial del plasma y de la densidad electrónica de espectro ancho y no correlacionadas, ambas con una frecuencia media de 100

kHz, con una temperatura constante  $T_e = 90$  eV y valores medios de la corriente de saturación y del potencial flotante de 260 mA y -120 V respectivamente, similares a los valores obtenidos experimentalmente.

Las señales fluctuantes se simulan considerando que su espectro decae exponencialmente y que sus fases son aleatorias y no correlacionadas. Aprovechando las propiedades de simetría del espectro de una señal real se calculan por transformada inversa de Fourier las señales de densidad y potencial muestreadas a una frecuencia de 50 MHz. Con estos datos se generan curvas características de una sonda de Langmuir barrida a 500 kHz con 200 V de amplitud en la tensión de barrido y un  $V_{off}$  de -200 V. Estas curvas se ajustan entonces siguiendo el procedimiento habitual y se puede determinar el espectro y el nivel de fluctuaciones de temperatura aparente a partir de los valores no constantes de temperatura obtenidos.

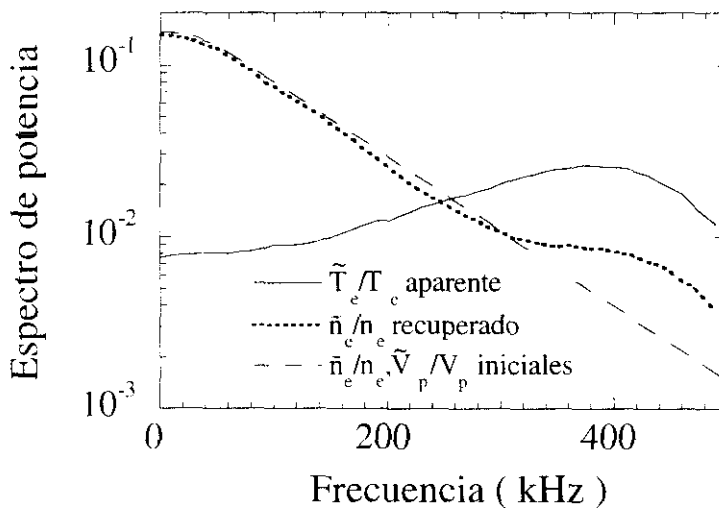


Figura 3.1.5: Espectro inicial de fluctuaciones de densidad junto con los espectros obtenidos, tras el análisis, de las fluctuaciones de densidad y de las fluctuaciones aparentes de temperatura.

En la figura 3.1.5 se muestra el espectro de densidad y potencial considerado inicialmente y el obtenido después del análisis, así como el espectro de fluctuaciones aparentes de temperatura que se obtiene suponiendo que la temperatura es constante. Las fluctuaciones aparentes de temperatura distorsionan el espectro a altas frecuencias. Se han realizado también simulaciones incluyendo un nivel inicial de fluctuaciones de temperatura además de las fluctuaciones de densidad y de potencial del plasma. En ese caso se recuperan bien los espectros de fluctuaciones de la densidad, del potencial del plasma y de la temperatura en la zona de bajas frecuencias.

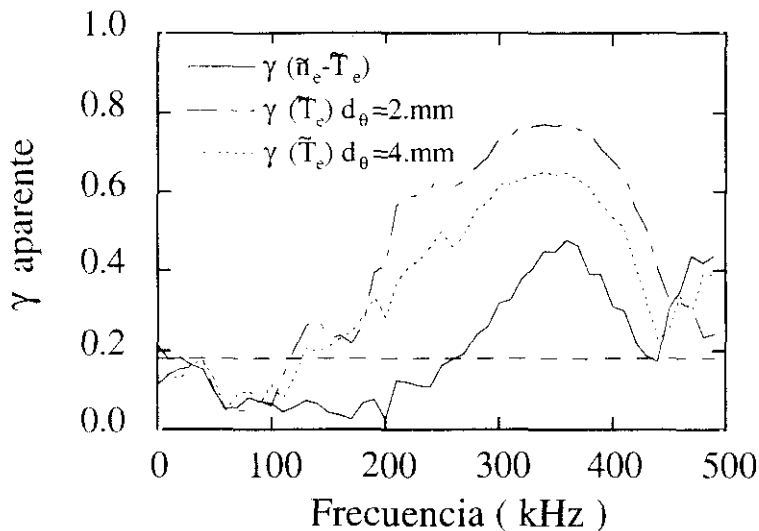
Se han realizado simulaciones con diferentes frecuencias medias y con diferentes niveles de fluctuaciones del potencial del plasma y de la densidad. Se ha llegado a la conclusión de que el nivel de fluctuaciones aparentes de temperatura depende tanto del cociente entre la frecuencia de barrido y la frecuencia media de las fluctuaciones,  $f_R/\bar{f}_n$ , como del nivel de las fluctuaciones. Con un nivel de fluctuaciones normalizadas de  $\tilde{n}_e/n_e = \tilde{\phi}_f/T_e = 0.1$ , el nivel calculado de fluctuaciones aparentes de temperatura normalizadas es del 3 %. Suponiendo que sólo hay fluctuaciones de la densidad o sólo hay fluctuaciones del potencial del plasma, el valor calculado de fluctuaciones aparentes es del 3 % y 2 % respectivamente.

Medidas de la correlación espacial de la corriente de saturación iónica con el potencial flotante muestran un máximo a una distancia poloidal típica de 1 cm. A partir de estas observaciones se ha propuesto un modelo de vórtice turbulento [Endler92]. Este modelo explica la correlación espacial positiva (negativa) observada en términos de "colinas" ("valles") de potencial del plasma que genera una deriva  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  que "tira" ("empuja") de la presión en la región de alta (baja) densidad del perfil radial de densidad. Según este modelo cabe esperar una coherencia espacial alta en las fluctuaciones de temperatura y una correlación alta entre las fluctuaciones de densidad y las de temperatura. Para estudiar la influencia de las fluctuaciones aparentes de temperatura en el transporte y en la coherencia espacial de las fluctuaciones de temperatura reales se ha considerado también el caso de fluctuaciones de densidad y potencial del plasma inicialmente correlacionadas.

Las señales fluctuantes han sido simuladas a partir del modelo del vórtice turbulento que genera fluctuaciones de densidad correlacionadas espacialmente, inducidas por las fluctuaciones del potencial del plasma interaccionando con el campo magnético. Esta correlación entre densidad y potencial hace aumentar el nivel de fluctuaciones aparentes de temperatura.

Simulando fluctuaciones de densidad y potencial totalmente correlacionadas, el nivel de fluctuaciones aparentes de temperatura normalizadas es de 8 %. En la figura 3.1.6 se muestra la coherencia espacial de las fluctuaciones aparentes de temperatura en función de la frecuencia; la coherencia aumenta a altas frecuencias ( $> 200$  kHz). Aparece también una correlación entre las fluctuaciones aparentes de temperatura y las fluctuaciones de densidad en el mismo rango de frecuencias.

Debemos tener en cuenta que estos niveles de fluctuaciones aparentes de temperatura calculados son sólo una cota superior del nivel de fluctuaciones aparentes reales ya que el experimento que se describe en la sección 3.2 demuestra que la densidad y el potencial no están completamente correlacionadas como supone la simulación de partida.



*Figura 3.1.6: Coherencia espacial de las fluctuaciones aparentes de temperatura generadas por fluctuaciones de densidad y de potencial espacialmente correlacionadas. En la misma gráfica se muestra la correlación entre las fluctuaciones de densidad y las fluctuaciones aparentes de temperatura. Los niveles obtenidos representan una cota superior a los esperados en el caso experimental.*



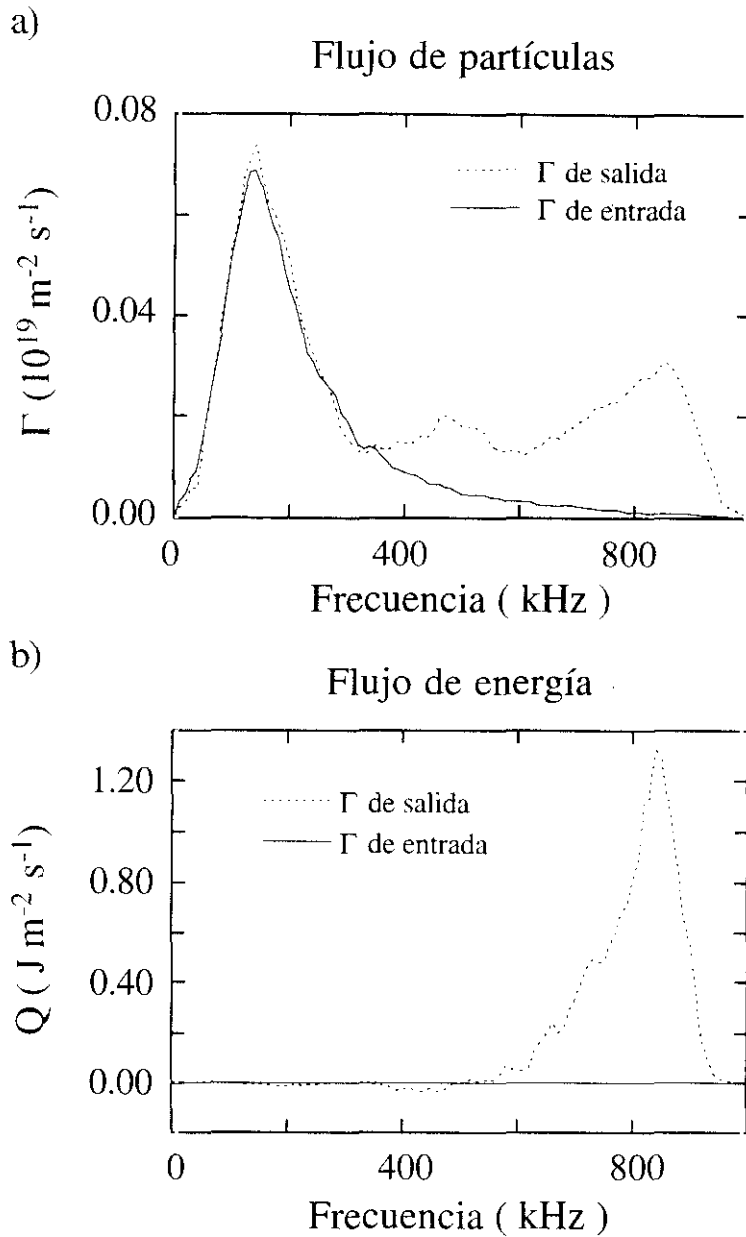


Figura 3.1.7: a) Comparación del flujo de partículas inducido por la turbulencia antes de la simulación (entrada) con el obtenido considerando las fluctuaciones aparentes de temperatura (salida). b) Lo mismo para el flujo de energía. Las simulaciones corresponden al caso de una sonda barrida a 1 MHz.

En la última simulación se barre la tensión de la sonda a 1 MHz. El transporte de partículas que se produce por fluctuaciones correlacionadas de la densidad y del potencial del plasma, así como la ausencia de transporte de energía producido por la correlación de fluctuaciones de temperatura (no existentes inicialmente) y del potencial del plasma, se reproducen muy bien a bajas frecuencias. En la zona de altas frecuencias son las fluctuaciones aparentes de temperatura las que dominan el espectro y pueden inducir a estimaciones de la coherencia y del transporte que no son reales, como se observa en las gráficas 3.1.7a y 3.1.7b.

En conclusión, aunque las fluctuaciones aparentes de temperatura electrónica pueden llegar a ser significativas ( $\approx 5\%$ ) en el rango de altas frecuencias ( $> 200$  kHz), su contribución a la zona de bajas frecuencias (zona de frecuencias relevantes para el transporte) es despreciable y consecuentemente su presencia no impide la medida de la coherencia espacial de las fluctuaciones ni el cálculo del transporte inducido por las fluctuaciones.

## 3.2 Medida de las fluctuaciones de temperatura y de su estructura espacial en el stellarator Wendelstein 7-AS

En este capítulo se presenta un estudio sistemático de las fluctuaciones de temperatura electrónica, medidas con sondas de Langmuir con barrido rápido (sección 3.1), en la región del borde del plasma del stellarator Wendelstein 7-AS.

Los experimentos se realizaron en plasmas calentados por ECRH (70 GHz) con una potencia inyectada de 200 kW - 400 kW, densidad electrónica central  $n_e \approx 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , campo magnético  $B = 1.28 \text{ T} - 2.5 \text{ T}$  y transformada rotacional  $\iota(a) \approx 0.33$ .

Se pueden clasificar los resultados obtenidos en tres secciones. En la primera se muestran los valores medios y los niveles de fluctuaciones obtenidos con una sonda con barrido rápido en función de la frecuencia de barrido de la tensión aplicada a la sonda. Estos resultados permiten estudiar el posible efecto de las corrientes de polarización o de las fluctuaciones aparentes de temperatura en los valores obtenidos de los parámetros. En la segunda parte se muestra la dependencia radial de los valores medios obtenidos, de los niveles de fluctuaciones y de las propiedades espectrales en plasmas con campo magnético  $B = 1.28 \text{ T}$ . Finalmente, en la última sección se muestran resultados obtenidos en plasmas con campo magnético  $B = 2.5 \text{ T}$ .

### 3.2.1 Barrido en frecuencias

Se ha estudiado la influencia de la frecuencia del barrido del potencial aplicado a la sonda de Langmuir en los valores medios y niveles de fluctuaciones normalizados de la temperatura electrónica, del potencial flotante y de la corriente de saturación. Las medidas se realizaron en el SOL, en una posición próxima a la última superficie cerrada de flujo. Como se ilustra en la figura 3.2.1, los valores medios ( $I_s$ ,  $T_e$ ,  $\phi_f$ ) y los niveles de fluctuaciones normalizadas ( $\tilde{I}_s/I_s$ ,  $\tilde{T}_e/T_e$ ,  $\tilde{\phi}_f/T_e$ ) son independientes de la frecuencia de barrido en el rango de 400 kHz a 1 MHz.

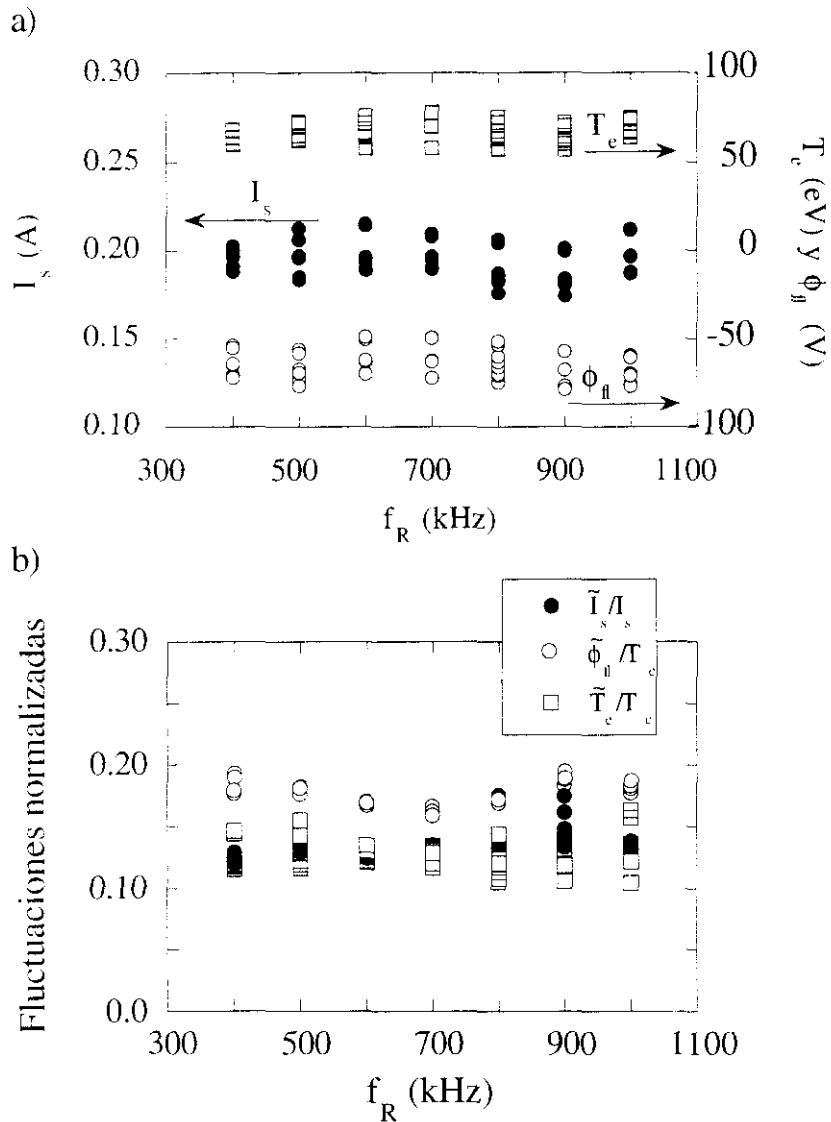


Figura 3.2.1: a) Valores medios de la corriente de saturación, del potencial flotante y de la temperatura electrónica, medidos con una sonda barrida, frente a la frecuencia de barrido. b) Niveles normalizados de fluctuaciones de las mismas magnitudes.

Este resultado tiene dos implicaciones importantes. En primer lugar, la independencia

de los valores obtenidos para la corriente de saturación  $I_s$ , con la frecuencia de barrido de la sonda, demuestra que las corrientes de polarización, inducidas por la variación temporal de la tensión aplicada, son despreciables. Además, la presencia de corrientes de polarización introduciría un desfase entre la tensión aplicada y la corriente medida que dependería de la frecuencia de barrido de la tensión aplicada a la sonda. Este desfase dependiente de la frecuencia de barrido no se ha observado experimentalmente.

En segundo lugar, la independencia de los niveles de fluctuaciones  $\tilde{T}_e/T_e$  de la frecuencia de barrido indica que las fluctuaciones aparentes de temperatura no perturban de forma significativa la medida de  $\tilde{T}_e/T_e$ .

### 3.2.2 Estructura radial de la turbulencia

Los perfiles radiales de los valores medios de la densidad electrónica,  $n_e$ , la temperatura electrónica,  $T_e$ , y el potencial flotante,  $\phi_{fl}$ , así como de los niveles de fluctuaciones normalizadas,  $\tilde{n}_e/n_e$ ,  $\tilde{T}_e/T_e$ ,  $\tilde{\phi}_{fl}/T_e$ , medidos con la técnica de la sonda barrida rápida, con una frecuencia de barrido  $f_R = 400$  kHz, se presentan en la figura 3.2.2. La posición radial se representa normalizada con respecto a la posición de la capa de cizalladura de la velocidad<sup>20</sup>,  $a_s$ , que se define como el punto donde la velocidad poloidal de propagación de las fluctuaciones cambia de signo, pasando del sentido de deriva de los iones en la posición radial más externa al sentido de deriva de los electrones en la posición radial más interna. La posición de la capa de cizalladura de la velocidad determina un radio característico del plasma relacionado con la posición de la última superficie cerrada de flujo [Hidalgo91b]. Se observa que el valor de la densidad aumenta de  $0.05 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  en el SOL a  $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  en el borde del plasma dentro de la última superficie cerrada de flujo, mientras que la temperatura aumenta de 10 eV a 80 eV en esas mismas regiones. Estos resultados están en buen acuerdo con medidas obtenidas con técnicas convencionales como la triple sonda. Se ha podido comprobar que las sondas polarizadas a tensión fija, para medir la corriente de saturación iónica de forma estática, "emitían" [Chen65] antes que las sondas barridas, en la posición radial más interna de medida ( $r/a_s \approx 0.9$ ). Esto indica que se puede reducir la carga de calor a las sondas eligiendo de forma adecuada la tensión de barrido.

<sup>20</sup>Denominada *velocity shear layer* en la literatura.

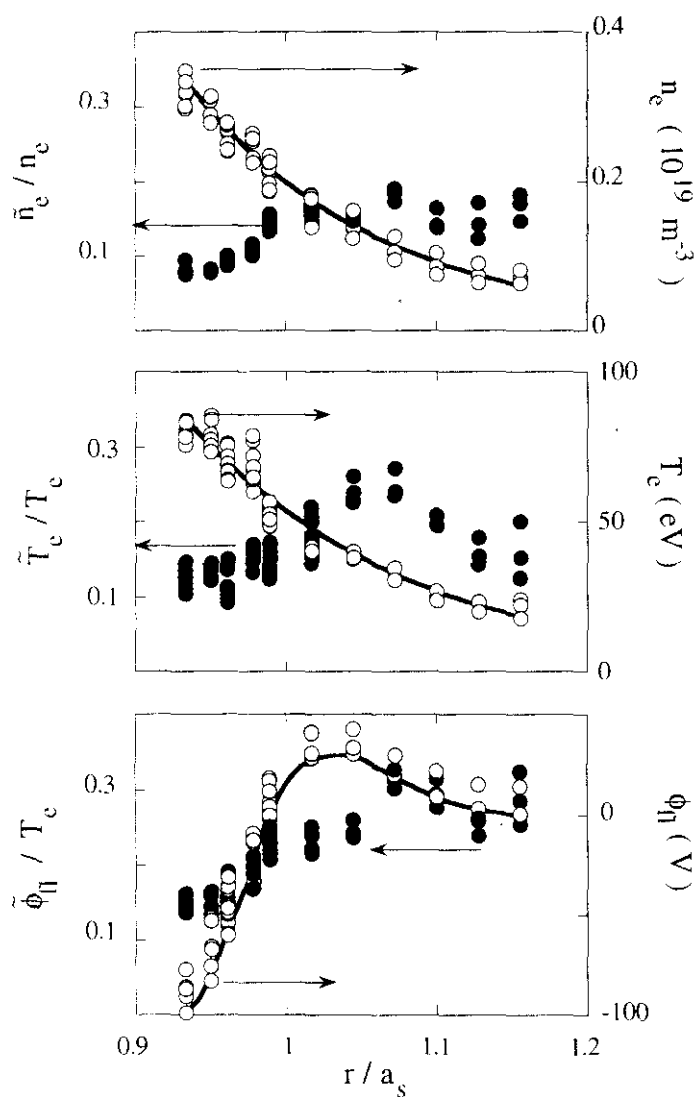


Figura 3.2.2: Perfiles radiales de la densidad electrónica, de la temperatura electrónica, del potencial flotante y de sus niveles de fluctuaciones normalizados, medidos con una sonda barrida rápida.

Los perfiles de los niveles de fluctuaciones de densidad y temperatura muestran niveles de fluctuaciones semejantes que decrecen para  $r/a_s \leq 1$ , alcanzando un valor  $\tilde{n}_e/n_e \approx \tilde{T}_e/T_e \approx 10\%$  en la posición radial más interna de medida,  $r/a_s \approx 0.94$ .

En la figura 3.2.3 se muestran los espectros de potencia de las fluctuaciones de densidad, temperatura y potencial flotante obtenidos en dos posiciones radiales diferentes,  $r/a_s > 1$  y  $r/a_s < 1$ . Se observa que los espectros de fluctuaciones de densidad y de potencial caen a altas frecuencias más rápidamente que el espectro de fluctuaciones de temperatura

Barriendo simultáneamente tres sondas separadas en la dirección poloidal se puede determinar la coherencia espacial de las fluctuaciones en esa dirección. La distancia poloidal entre las sondas es de 2 mm. En la figura 3.2.4 se observa que la coherencia espacial de las fluctuaciones de densidad, temperatura y potencial flotante, medida en dos posiciones radiales, dentro ( $r/a_s = 0.94$ , figura 3.2.4a) y fuera ( $r/a_s = 1.02$ , figura 3.2.4b) de la capa de cizalladura de la velocidad, disminuye al aumentar la distancia entre sondas, como es de esperar. La coherencia en la dirección poloidal disminuye también al mover la sonda radialmente hacia afuera. Las fluctuaciones de temperatura presentan un nivel de coherencia espacial estadísticamente significativo y las simulaciones realizadas para estudiar la influencia de las fluctuaciones aparentes de temperatura (sección 3.1) demostraron que estas no introducían efectos espúreos a bajas frecuencias. En la misma gráfica se señala con una línea de trazos el nivel de coherencia estadísticamente significativo calculado según la fórmula (2.2.1a).

En la figura 3.2.5 se muestra la correlación entre la densidad,  $n_e$ , y la temperatura,  $T_e$ , en dos posiciones radiales diferentes fuera ( $r/a_s = 1.02$ ) y dentro ( $r/a_s = 0.94$ ) de la capa de cizalladura de la velocidad. Se puede observar que hay un nivel de coherencia estadísticamente significativo a bajas frecuencias y que ese nivel disminuye al mover la sonda radialmente hacia afuera.

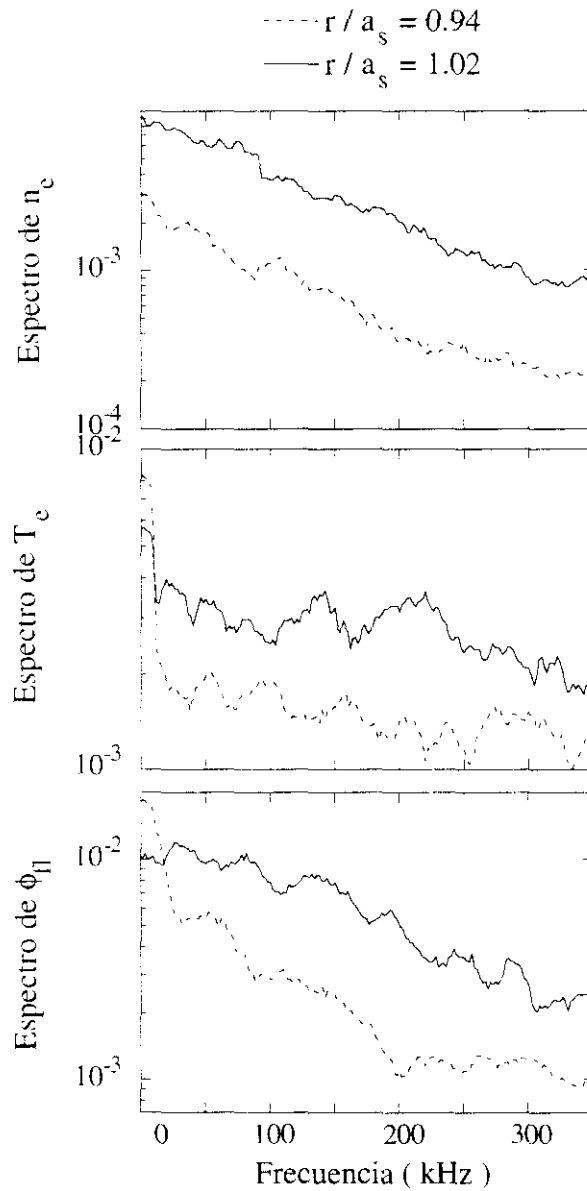


Figura 3.2.3: Espectros de Fourier de la densidad, la temperatura y el potencial flotante en dos posiciones radiales: dentro y fuera de la capa de cizalladura.



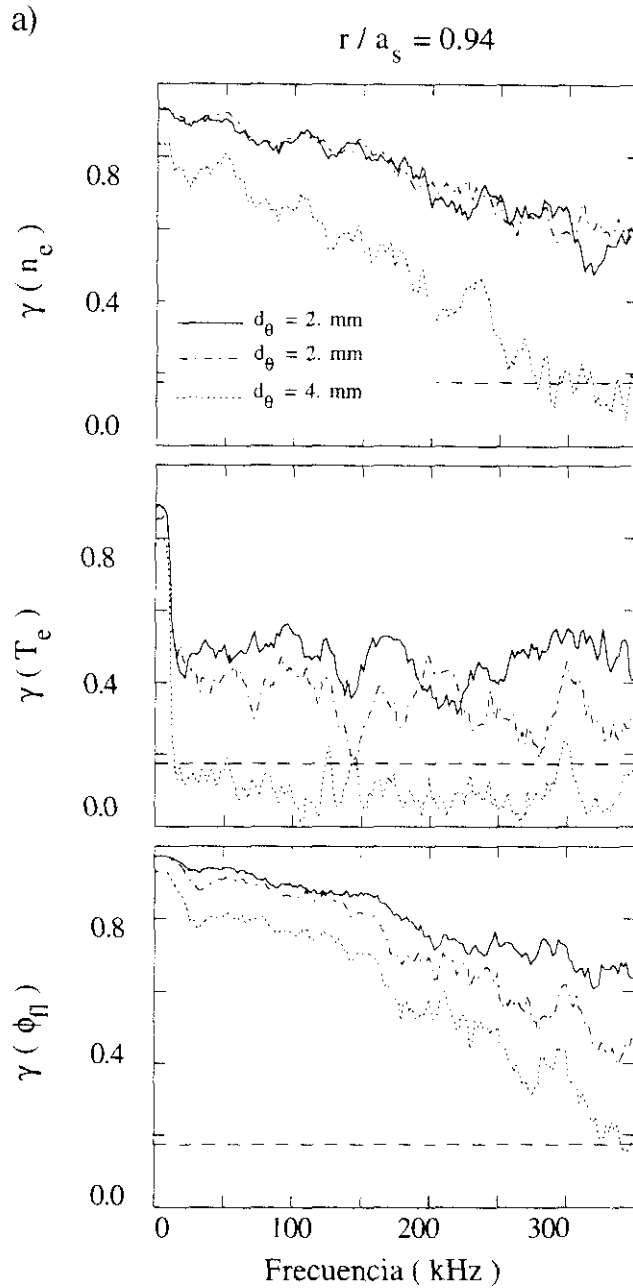


Figura 3.2.4a: Coherencia espacial de las fluctuaciones de densidad, temperatura y potencial flotante, medida dentro de la capa de cizalladura de la velocidad para distintas distancias poloidales entre sondas.

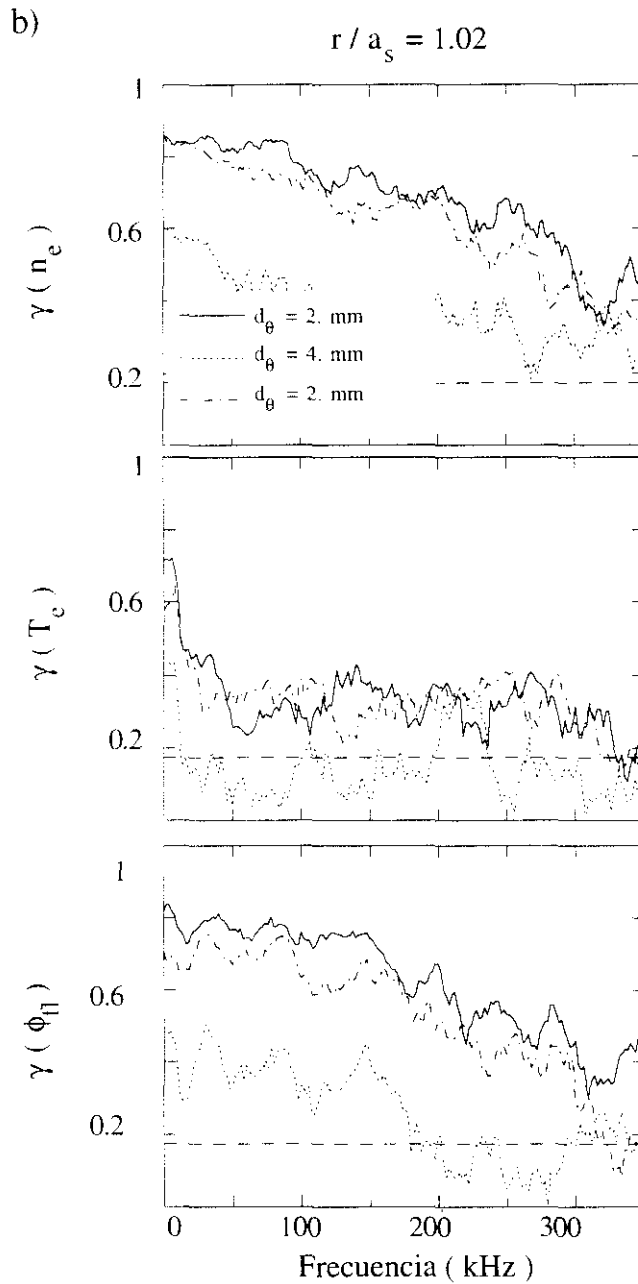


Figura 3.2.4b: Coherencia espacial de las fluctuaciones de densidad, temperatura y potencial flotante, medida fuera de la capa de cizalladura de la velocidad para distintas distancias poloidales entre sondas.

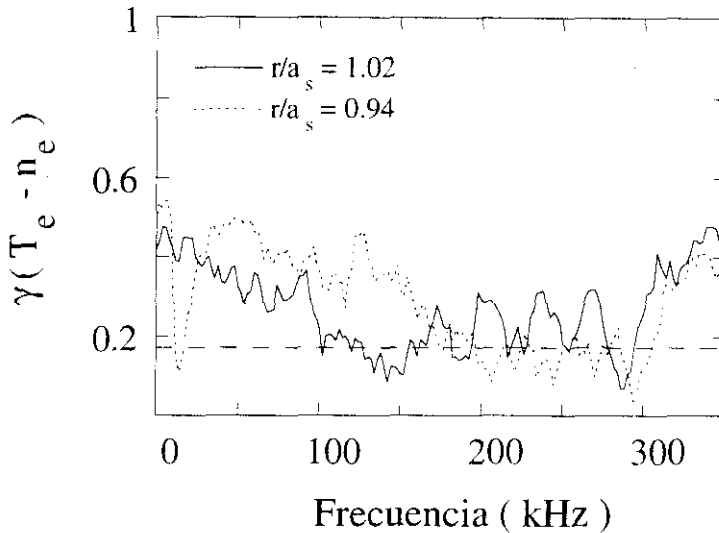
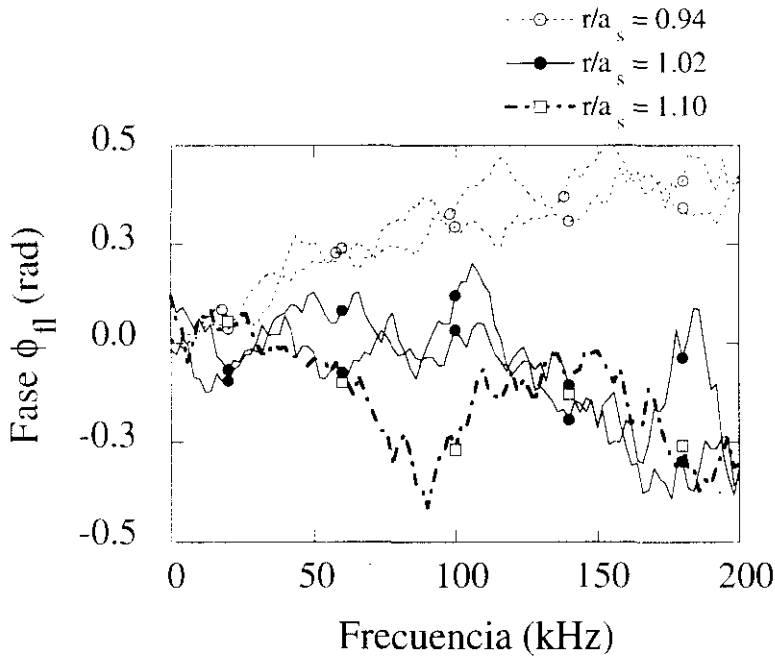


Figura 3.2.5: Correlación entre las fluctuaciones de la densidad y las de la temperatura en función de la frecuencia, en dos posiciones radiales diferentes: dentro y fuera de la capa de cizalladura.

En la figura 3.2.6 se muestra la fase cruzada entre las fluctuaciones del potencial flotante medido en dos posiciones separadas 2 mm en la dirección poloidal y en tres posiciones radiales diferentes ( $r/a_s = 0.94, 1.02$  y  $1.10$ ). La fase está bien definida sólo en el rango de frecuencias de alta potencia espectral. Se observa también que la fase cruzada cambia de signo al cruzar la capa de cizalladura de la velocidad. El mismo resultado se obtiene considerando la fase cruzada entre las fluctuaciones de la corriente de saturación. Comprobamos de esta manera que la velocidad de propagación de las fluctuaciones está bien definida, y que se reproducen los resultados obtenidos con técnicas convencionales de medida (sondas flotantes y en saturación iónica) [Balbín92b]. A pesar de que la fase se encuentra bien definida en el caso de las fluctuaciones de potencial flotante y de corriente de saturación, no sucede lo mismo con la fase determinada a partir de las fluctuaciones de temperatura. La fase cruzada no está bien definida y los errores son mayores. Esto es debido a la baja coherencia espacial obtenida para las fluctuaciones de temperatura cuando se consideran distancias

poloidales entre sondas de 2 mm.



*Figura 3.2.6: Fase cruzada de las fluctuaciones de dos potenciales flotantes medidos en dos posiciones separadas 2 mm en la dirección poloidal y en tres posiciones radiales diferentes.*

El diferente nivel de coherencia espacial observado en la densidad y la temperatura, así como las diferentes longitudes de correlación poloidal que se deducen de la gráfica 3.2.4, pueden ser debidas, o bien a una mala relación señal-ruido, o bien a la presencia de algún mecanismo físico que desacople las fluctuaciones de la densidad y de la temperatura. Una posible interpretación se basa en la diferencia de escalas temporales en el transporte de energía y de partículas a lo largo de las líneas de campo. Si la temperatura se equilibra a lo largo del tubo de flujo en un tiempo inferior a lo que tarda en producirse la deriva  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  se podría reducir el nivel de correlación entre  $\tilde{T}_e$  y  $\tilde{n}_e$  predicho por el modelo del vórtice turbulento [Endler92]. Se necesitan simulaciones detalladas para aclarar este punto. Otra posibilidad es considerar efectos de partículas atrapadas cuya presencia podría modificar de alguna manera los niveles de correlación entre las fluctuaciones de densidad y las de

temperatura electrónica.

Por último, se ha calculado el transporte radial de partículas debido a fluctuaciones correlacionadas de densidad y campo eléctrico. No se han considerado las fluctuaciones de temperatura pero, empleando los valores medidos simultáneamente en una única posición poloidal, se han podido evitar las incertidumbres en las fases cruzadas entre la densidad y el potencial. Los resultados se muestran en la figura 3.2.7 donde se presenta el flujo medido en tres posiciones radiales ( $r/a_s = 0.94, 1.02$  y  $1.10$ ). El transporte radial fuera de la última superficie cerrada de flujo disminuye al mover la sonda radialmente hacia afuera debido a que predomina el transporte paralelo a las placas del limitador que actúa como sumidero de partículas y energía.

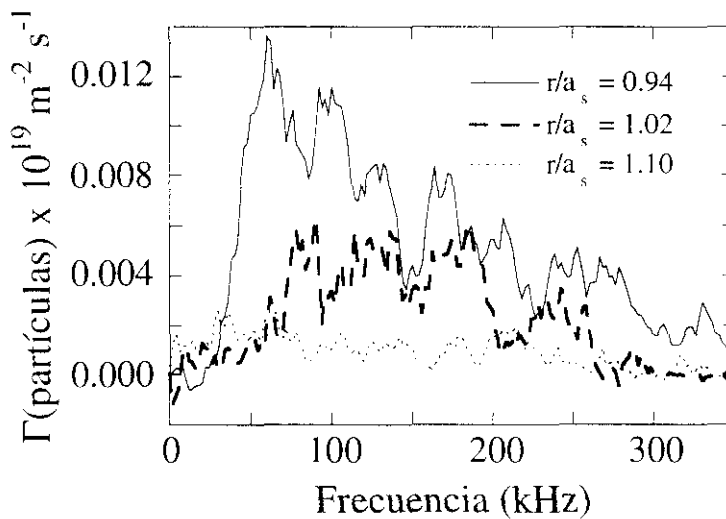


Figura 3.2.7: Flujo radial de partículas inducido por la turbulencia.

Como información complementaria mencionaremos que se han realizado medidas del nivel de fluctuaciones de temperatura en el centro del plasma de Wendelstein 7-AS mediante la técnica de radiometría correlacionada y se han obtenido valores de los niveles de fluctuaciones del 0.5% al 1.% [Sattler94]. Además, mediante el empleo de un reflectómetro

heterodino se han medido también los niveles de fluctuaciones normalizadas de densidad observándose valores típicos del 2% en un radio normalizado  $r/a = 0.7$  [Estrada93] [Hartfuss94]. Se ha podido comprobar que los niveles de fluctuaciones de densidad en el borde obtenidas con el reflectómetro coinciden con las obtenidas con las sondas [Estrada93]. Las medidas existentes hasta ahora en distintos dispositivos muestran un rango de variación muy amplio con fluctuaciones de temperatura comparables [Bengston90], [Vayakis90] y menores [Tsui92], [Lin89] que las fluctuaciones de densidad.

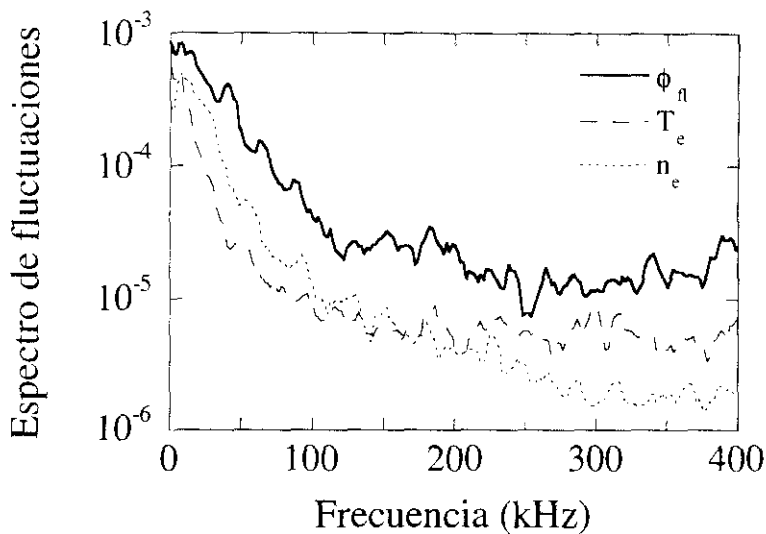
### 3.2.3 Fluctuaciones de temperatura en condiciones de alto campo

En la campaña experimental del verano de 1994 se realizaron medidas a campo  $B = 2.5$  T. Los experimentos se realizaron en plasmas calentados con ECRH (70 GHz) con una potencia inyectada de 400 kW, densidad electrónica central  $n_e \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  y transformada rotacional  $\iota(a) \approx 0.34$ . De los experimentos presentados en la sección anterior a estos, además del campo magnético toroidal, ha variado la geometría de los limitadores en un intento de simetrizar toroidalmente el SOL. En este caso se barrieron simultáneamente 4 sondas separadas 2 mm en la dirección poloidal. La tensión aplicada a la sonda se barría con una frecuencia de 500 kHz. La posición radial de la sonda en este experimento fue aproximadamente  $r - a_s \approx \underline{2} \text{ cm} \pm 1 \text{ cm}$ .

Los niveles de fluctuaciones obtenidos para la densidad y la temperatura son aproximadamente del 20%, similares a los obtenidos en el barrido radial con campo  $B = 1.28$  T en una posición radial equivalente. Por el contrario, y como se muestra en la figura 3.2.8, los espectros de fluctuaciones de la densidad, la temperatura y el potencial flotante son mucho más estrechos (con las frecuencias medias por debajo de 50 kHz).

Se ha estudiado la coherencia poloidal entre las señales fluctuantes de las cuatro sondas. La figura 3.2.9a muestra el resultado obtenido para las señales de dos sondas separadas 2mm en la dirección poloidal. Se han representado simultáneamente la coherencia espacial entre las fluctuaciones de densidad, las de temperatura y las de potencial flotante con objeto de enfatizar la similitud del comportamiento turbulento de los tres parámetros. Para todos ellos la coherencia es estadísticamente significativa a frecuencias por debajo de 30 kHz. En la gráfica 3.2.9b se muestra la fase cruzada entre las fluctuaciones medidas en las dos posiciones y se

observa que está bien definida incluso a frecuencias superiores a las que presentan coherencia estadísticamente significativa. El comportamiento de las fluctuaciones de temperatura es similar al de las fluctuaciones de densidad y del potencial, y la velocidad poloidal de propagación de las fluctuaciones que se deduce de la fase cruzada es de  $0.2 \times 10^3$  m/s para los tres parámetros medidos.



*Figura 3.2.8: Espectros de Fourier de las fluctuaciones de densidad, potencial flotante y temperatura del plasma para  $B = 2.5$  T.*

En la figura 3.2.10a se muestra la correlación entre las fluctuaciones de densidad y las fluctuaciones de temperatura medidas con una sonda. Se observa que es estadísticamente significativa a frecuencias por debajo de 100 kHz. En ese rango de frecuencias, la fase cruzada entre las fluctuaciones de densidad y las de temperatura está bien definida y es próxima a cero (figura 3.2.10b).

Por último, hemos calculado los flujos de partículas y de energía. El potencial del plasma,  $V_p$ , se ha calculado a partir del potencial flotante,  $\phi_f$  y de la temperatura,  $T_e$ , obtenidos del ajuste de la curva característica, mediante la expresión:

$$V_p = \phi_{fl} + \alpha T_e$$

(3.2.3a)

donde  $\alpha$  es un parámetro que varía entre 2 y 3 dependiendo del modelo teórico que se considere [Stangeby86].

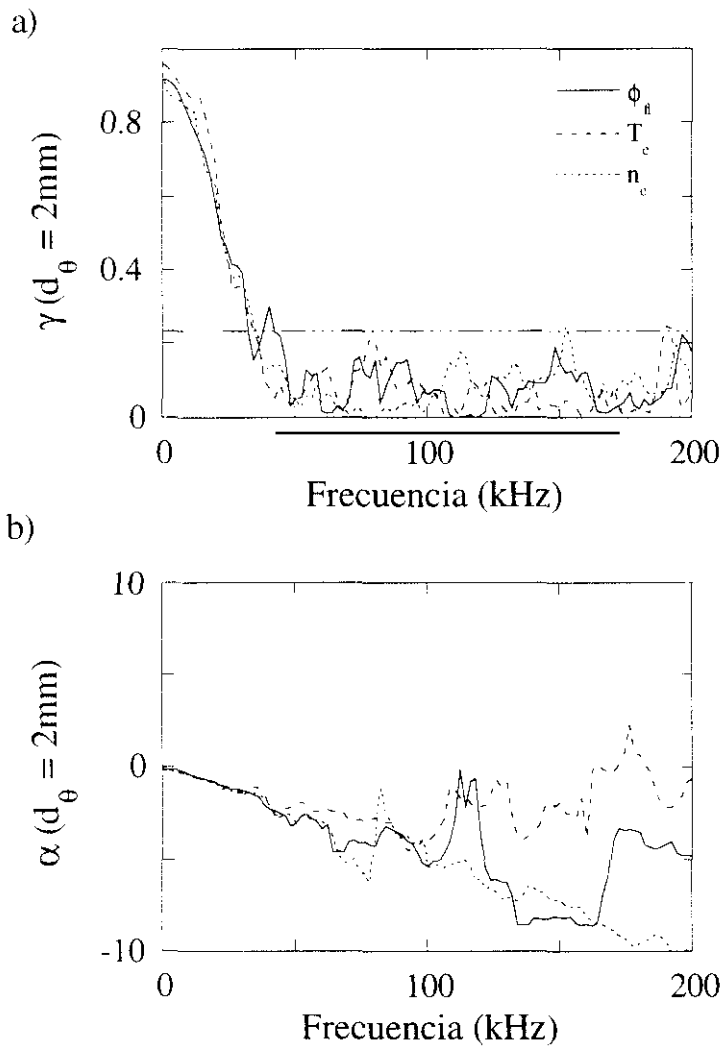


Figura 3.2.9: a) Coherencia espacial de las fluctuaciones de densidad, potencial flotante y temperatura y b) fase cruzada de las fluctuaciones medidas con dos sondas separadas 2 mm en la dirección poloidal.



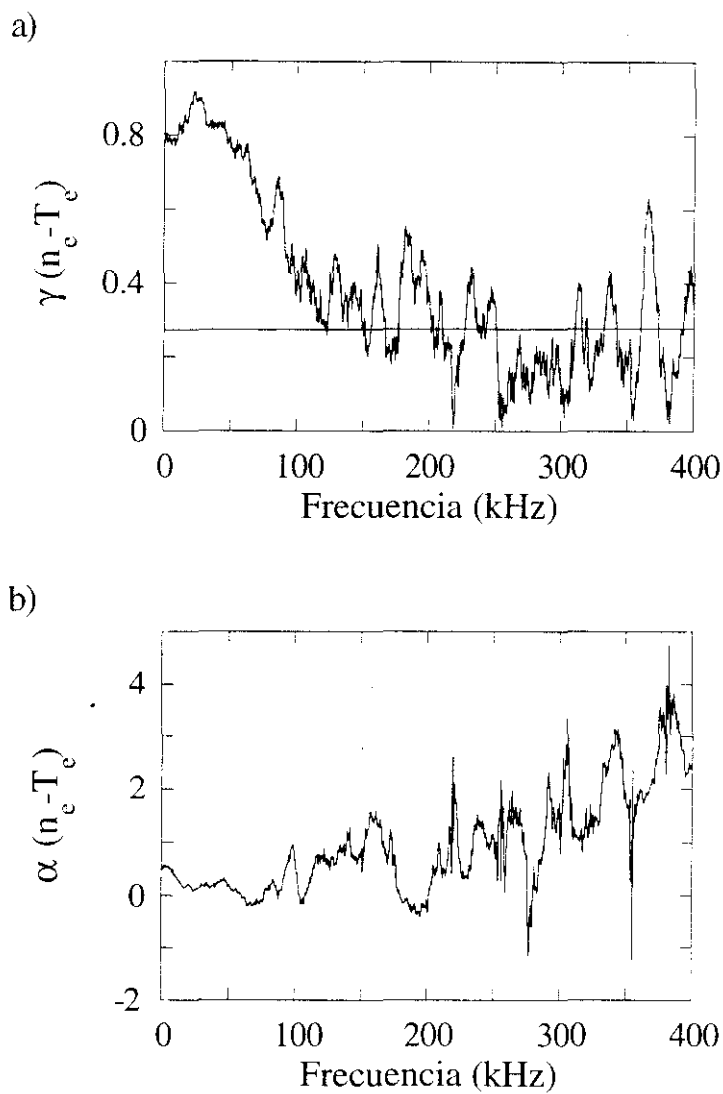


Figura 3.2.10: a) Correlación entre las fluctuaciones de densidad y temperatura y b) fase cruzada entre las mismas.

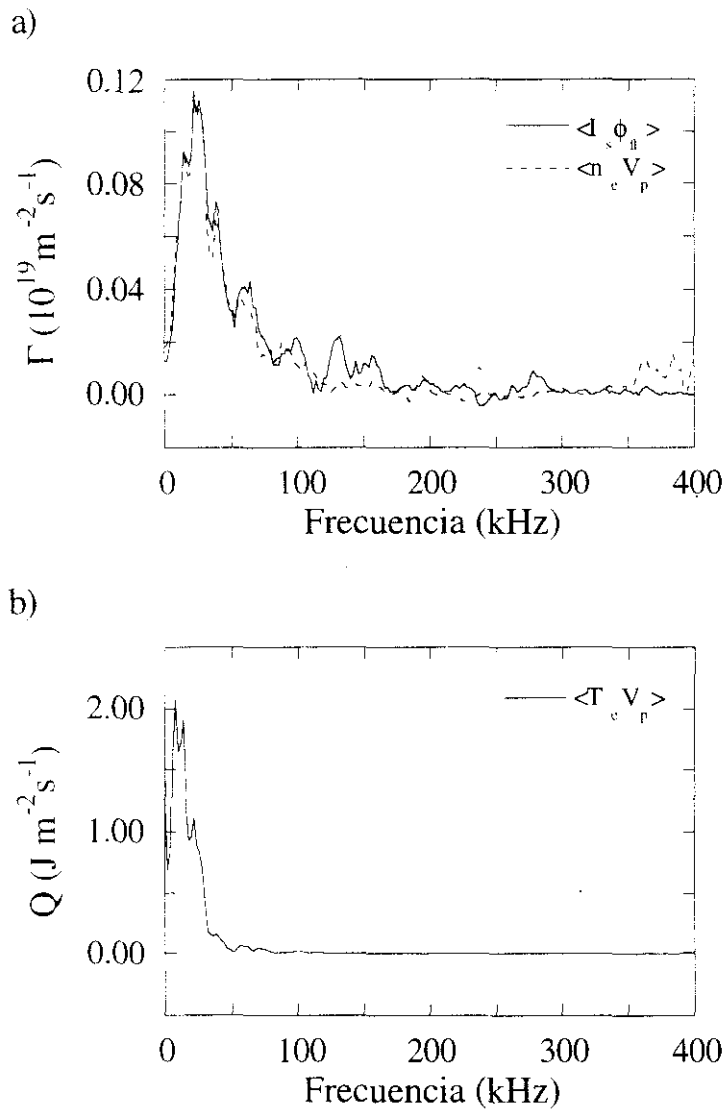


Figura 3.2.11: a) Flujo de partículas inducido por la turbulencia considerando fluctuaciones de temperatura despreciables ( $\langle \tilde{I}_s \tilde{\phi}_f \rangle$ ) y no despreciables ( $\langle \tilde{n} \tilde{V}_p \rangle$ ) b) Flujo de energía debido a fluctuaciones correlacionadas del campo eléctrico y de la temperatura ( $\langle \tilde{T}_e \tilde{V}_p \rangle$ ).

En la figura 3.2.11a se muestra el transporte de partículas. Se representan simultáneamente el transporte de partículas calculado asumiendo fluctuaciones de temperatura despreciables (se calcula el campo eléctrico a partir del potencial flotante y las fluctuaciones de densidad sólo dependen de las fluctuaciones de la corriente de saturación) y el transporte de partículas considerando las fluctuaciones de temperatura (se calcula el campo eléctrico a partir del potencial del plasma tomando  $\alpha = 2$  en la fórmula 3.2.3a para el cálculo de  $V_p$  y la densidad,  $n_e \propto I_s \sqrt{T_e}$ ). El transporte de partículas presenta un máximo entre 20 kHz y 30 kHz para hacerse despreciable por encima de 100 kHz. Integrando el espectro del transporte sobre todas las frecuencias se obtienen valores totales del transporte de partículas debido a turbulencia electrostática en torno a  $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . El transporte de partículas calculado incluyendo las fluctuaciones de temperatura es igual al calculado considerando que son despreciables. Este resultado se debe a que la fase entre las fluctuaciones de densidad y las de temperatura es cero en el rango de frecuencias que contribuyen de forma significativa al transporte.

En la figura 3.2.11b se presenta el comportamiento espectral del transporte de energía debido a fluctuaciones de temperatura y de campo eléctrico correlacionadas (en este caso  $Q$  no incluye el sumando  $\propto k T_e \langle \tilde{E} \tilde{n} \rangle$  de la fórmula 1.2.2.5a). Igual que el espectro del transporte de partículas, el espectro de transporte de energía presenta un máximo a bajas frecuencias (por debajo de la resolución en frecuencias del experimento, que es de 10 kHz) para hacerse despreciable a frecuencias por encima de 50 kHz. Integrando el espectro del transporte de energía debido a fluctuaciones de temperatura y campo eléctrico correlacionadas y, teniendo en cuenta el término convectivo de la fórmula 1.2.2.5a, se calcula que el transporte total de energía debido a la turbulencia electrostática es de aproximadamente  $200 \text{ Wm}^{-2}$  en una posición radial aproximadamente 1 cm - 3 cm fuera de la última superficie cerrada de flujo. Estos resultados son comparables a los que se han obtenido en TEXT mediante el análisis de los perfiles de densidad y temperatura y la termografía del limitador [Wootton90]

La medida simultánea, mediante el empleo de la técnica de la sonda de Langmuir con barrido rápido, de las fluctuaciones de campo eléctrico y las fluctuaciones de temperatura electrónica ha permitido, por primera vez, cuantificar el transporte de energía con resolución espectral.

### 3.3 Fluctuaciones de temperatura en el tokamak TJ - I

Aunque no se ha desarrollado un modelo teórico capaz de describir de forma satisfactoria todas las características de la turbulencia del borde del plasma, se considera que las inestabilidades radiativas son posibles candidatas para explicar, al menos de forma parcial, los niveles de fluctuaciones observados [Hidalgo91a], [Drake87], [Drake88], [Thayer87], [Zhang92], [Ware92], [Leboeuf91] (sección 1.2.2.5).

Se sabe que la fuerte dependencia de la densidad de potencia radiada por transiciones de línea de los iones de impurezas,  $P_r$ , con la temperatura electrónica puede en ocasiones generar inestabilidades radiativas. Las pérdidas por radiación de impurezas se pueden expresar como  $P_r^c = n_e n_z I_z$ , siendo  $n_e$  y  $n_z$  las densidades electrónica y de impurezas respectivamente e  $I_z$  el coeficiente de radiación, que es función de la temperatura electrónica y su relación funcional con  $T_e$  depende de la impureza considerada. Hay dos mecanismos que contribuyen de forma simultánea a las inestabilidades radiativas. Un descenso en la temperatura produce un aumento en las pérdidas radiativas provocando un descenso aún mayor de la temperatura en la región del plasma donde  $dI_z/dT_e$  es negativa; es el mecanismo conocido como inestabilidad térmica. Además, si suponemos que hay algún mecanismo de acoplo entre la temperatura y la densidad, un descenso en la temperatura electrónica supone un aumento de la densidad, lo que hace aumentar las pérdidas radiativas; es el mecanismo denominado inestabilidad de condensación.

La presencia de inestabilidades radiativas implica, necesariamente, que los niveles relativos de fluctuaciones de temperatura,  $\tilde{T}_e/T_e$ , sean significativos (comparables a los de densidad electrónica,  $\tilde{n}_e/n_e$ ). No obstante, la observación de niveles significativos de  $\tilde{T}_e/T_e$  es sólo una condición necesaria pero no suficiente para concluir que las inestabilidades radiativas son relevantes, dado que, hay otros mecanismos que pueden dar lugar a niveles de fluctuaciones de temperatura importantes (por ejemplo, partículas atrapadas). En el caso de inestabilidades de condensación se espera que haya un acoplo significativo entre las fluctuaciones de densidad y las de temperatura. En estas condiciones el valor de la fase cruzada entre las fluctuaciones de densidad y las fluctuaciones de temperatura puede dar una información fundamental para identificar inestabilidades de condensación excluyendo otros

posibles mecanismos [Carreras94], [Charlton94]. Por esta razón, la comparación entre los niveles de fluctuaciones en la densidad y en la temperatura y la medida de su fase relativa puede proporcionar información clave para el entendimiento de los mecanismos que producen la turbulencia en el borde del plasma.

En esta sección se muestra la primera evidencia experimental, obtenida en el tokamak TJ-I, de la existencia de fluctuaciones de temperatura del mismo orden que las fluctuaciones de densidad ( $\tilde{T}_e/T_e \approx \tilde{n}_e/n_e$ ) y que fluctúan en fase próxima a oposición con las fluctuaciones de densidad en el borde del plasma ( $r < a_s$ ).

### 3.3.1 Dispositivo experimental

Se han medido las fluctuaciones de densidad y temperatura electrónica en el borde del plasma del tokamak TJ-I empleando la técnica de la sonda de Langmuir con barrido rápido. Las medidas se realizaron en plasmas con calentamiento óhmico, con campo magnético  $B = 1$  T, densidad media central  $n_e \approx (1 - 2) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  y con corriente del plasma  $I_p = 30$  kA. La cámara de vacío actúa como limitador toroidal. La radiación de impurezas en el borde está dominada por impurezas de carbón y de oxígeno. La  $Z_{eff}$  típica es del orden de 3 [Pardo87a].

El sistema de sondas consiste en una distribución cuadrada de cuatro sondas de Langmuir ( $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ ), con sondas de 2 mm de longitud y 0.4 mm de diámetro. Se emplea un amplificador de banda ancha (1 MHz) y de 75 W de potencia que proporciona una tensión de barrido de 150 V de amplitud a una frecuencia de barrido de 300 kHz a una de las sondas. En este experimento se resolvió el problema de las corrientes capacitivas conectando la sonda de medida de la corriente (Tektronix AM503A) muy cerca de la sonda de Langmuir. De esta forma se reducen las corrientes capacitivas minimizando la longitud del cable en que se producen. Las medidas se digitalizaron a 5 MHz empleando un digitalizador CAMAC con 12 bits de resolución.

Se emplearon dos de las sondas alineadas en la dirección perpendicular al campo magnético local para medir la velocidad poloidal de fase de las fluctuaciones, deducida de las fluctuaciones del potencial flotante de las sondas. Esta medida proporciona la posición radial de la capa de cizalladura de la velocidad,  $a_s$ , que se considera asociada a la última superficie cerrada de flujo y que se ha tomado como punto de referencia de la posición para estas medidas. La importancia de la posición de la capa de cizalladura en la turbulencia del borde

ha sido señalada en trabajos realizados en el stellarator ATF que demuestran que la estructura de la turbulencia parece ser diferente dentro ( $r < a_s$ ) y fuera ( $r > a_s$ ) de la capa de cizalladura [Hidalgo91b].

### 3.3.2 Análisis de datos

Se ha estudiado qué parte de la curva característica de la sonda de Langmuir debe ser empleada para determinar la temperatura electrónica variando el potencial de corte,  $V_c$ , en el rango  $(V_c - \phi_{fl})/kT_e \approx 0 - 1$ . Al igual que en los experimentos realizados en Wendelstein 7-AS, los valores obtenidos para la temperatura y sus fluctuaciones no son sensibles a  $V_c$  en el rango  $0 < (V_c - \phi_{fl})/kT_e < 1$ . En este experimento se empleó  $(V_c - \phi_{fl})/kT_e \approx 0.5$ .

De nuevo consideramos los dos factores que contribuyen a la incertidumbre asociada a las fluctuaciones de temperatura electrónica medidas con la técnica de la sonda de Langmuir con barrido rápido. Se estima que la variación de los parámetros del plasma durante el tiempo de un barrido produce aproximadamente el 10% de fluctuaciones de aparentes temperatura. Esta estimación, se ha obtenido teniendo en cuenta los niveles de fluctuaciones de densidad y potencial del plasma ( $\bar{n}_e/n_e \approx \bar{\phi}_{fl}/T_e \approx 40\%$ ), su frecuencia media ( $\bar{f} \approx 80$  kHz) y la frecuencia de barrido de latencia aplicada a la sonda, siguiendo el método de estimación descrito en la sección 3.1.3 (fórmula 3.1.3a). Por otra parte, los errores de ajuste de los parámetros de la curva característica se encuentran en el rango del 5% al 10% para la corriente de saturación iónica y en torno al 10% o al 15% para la temperatura electrónica. Los errores acumulados indican que, en este experimento, sólo pueden ser resueltos niveles de fluctuaciones de corriente de saturación y de temperatura por encima del 10% y del 20% respectivamente.

### 3.3.3 Comparación de los niveles de fluctuación en la densidad y la temperatura

La figura 3.3.1 muestra los niveles de fluctuaciones obtenidos para la densidad,  $\bar{n}_e/n_e$ , la temperatura,  $\bar{T}_e/T_e$ , y la corriente de saturación de la sonda,  $\bar{I}_s/I_s$ , en la región del borde del plasma ( $r < a_s$ ). Estas medidas se representan frente a la densidad local,  $n_e$ , calculada a

partir de los datos de la sonda. La densidad local puede considerarse como un monitor de la posición radial. Las medidas corresponden a posiciones radiales más internas cuanto mayor sea la densidad local. En este experimento las medidas se realizaron en el rango radial de  $r/a_s \approx 0.9 - 1$ .

Los niveles de fluctuaciones de temperatura medidos son del 40%, comparables a las fluctuaciones de densidad.

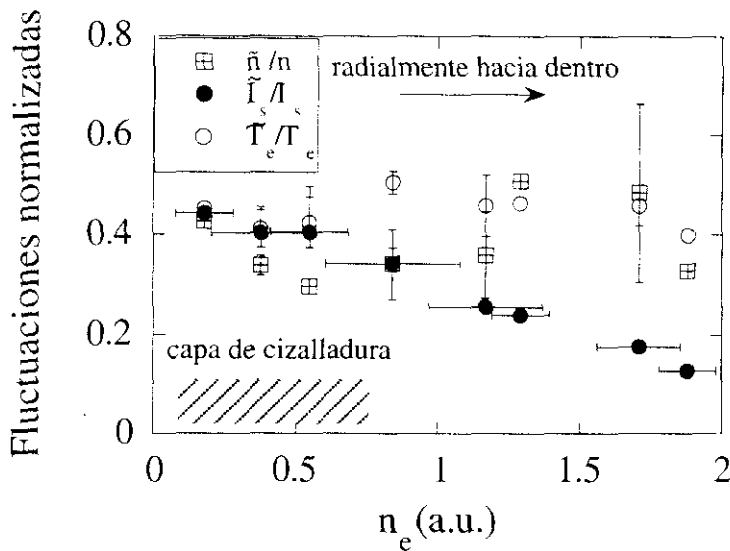


Figura 3.3.1: Niveles normalizados de las fluctuaciones de densidad, corriente de saturación y temperatura, medidos con una sonda barrida en el interior de la capa de cizalladura de la velocidad.

Las fluctuaciones en la corriente de saturación iónica disminuyen al mover la sonda radialmente hacia el interior. Este resultado es común a todos los dispositivos estudiados, independientemente de su configuración magnética y de su tamaño [Wooton90]. Es de destacar que, mientras los niveles de fluctuaciones de los tres parámetros son similares en la proximidad de la capa de cizalladura de la velocidad ( $r \approx a_s$ ), las fluctuaciones de corriente de saturación iónica son menores que las de densidad y las de temperatura en la región del borde

del plasma ( $r < a_s$ ). Los niveles de fluctuaciones medidos son significativamente superiores a las incertidumbres máximas estimadas. Además, el fuerte desacople que se observa entre las fluctuaciones de temperatura, cuyo nivel permanece constante, y las fluctuaciones de corriente, cuyo nivel cae al entrar en el plasma, indica que las fluctuaciones de temperatura medidas no son debidas a fluctuaciones aparentes, que seguirían el comportamiento de las fluctuaciones de corriente de saturación. Teniendo en cuenta que la corriente de saturación iónica es proporcional a la densidad y a la raíz cuadrada de la temperatura, este resultado señala que la densidad y la temperatura fluctúan en fase próxima a oposición.

Los niveles de fluctuación de la corriente de saturación iónica vienen dados por:

$$\left(\frac{\tilde{I}_s}{I_s}\right)^2 = \left(\frac{\tilde{n}}{n}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\tilde{T}_e}{T_e}\right)^2 + \frac{\langle\tilde{n}\tilde{T}_e\rangle}{nT_e}$$

donde  $\langle\tilde{n}\tilde{T}_e\rangle$  es el término de correlación entre las fluctuaciones de densidad y las fluctuaciones de temperatura. De la expresión anterior se deduce que  $\tilde{I}_s/I_s \approx \tilde{n}/n_e$  sólo cuando  $\tilde{T}_e/T_e \ll \tilde{n}/n_e$ . Por el contrario, cuando las fluctuaciones de densidad y temperatura estén fuertemente correlacionadas, con  $\tilde{n}/n_e \approx \tilde{T}_e/T_e$  y  $\alpha_{nT_e} \approx \pi$ , se verificará que  $\tilde{I}_s/I_s \approx 0.5\tilde{T}_e/T_e$ , de forma consistente con los resultados que se muestran en la figura 3.3.1

El análisis de Fourier de las fluctuaciones de la corriente de saturación, la temperatura y la densidad obtenidas muestra que las fluctuaciones que dominan el espectro tienen frecuencias inferiores a los 100 kHz (como se ve en la figura 3.3.2) y que, efectivamente, para la zona de frecuencias relevante del espectro, la fase cruzada de las fluctuaciones de densidad y de temperatura es próxima a  $\pi$ .

### 3.3.4 Posibles mecanismos que generan fluctuaciones de temperatura

Mientras la presencia de inestabilidades térmicas requiere que se cumpla la condición  $dI_z/dT_e < 0$ , el parámetro relevante para la existencia de inestabilidades de condensación es el valor de  $n_z I_z$ , siendo  $n_z$  la densidad de impurezas e  $I_z$  el coeficiente de radiación. Por tanto, la existencia de radiación, que se da en todos los dispositivos, y algún tipo de mecanismo de acoplo entre la densidad y la temperatura son las únicas condiciones requeridas para la existencia de mecanismos de condensación.



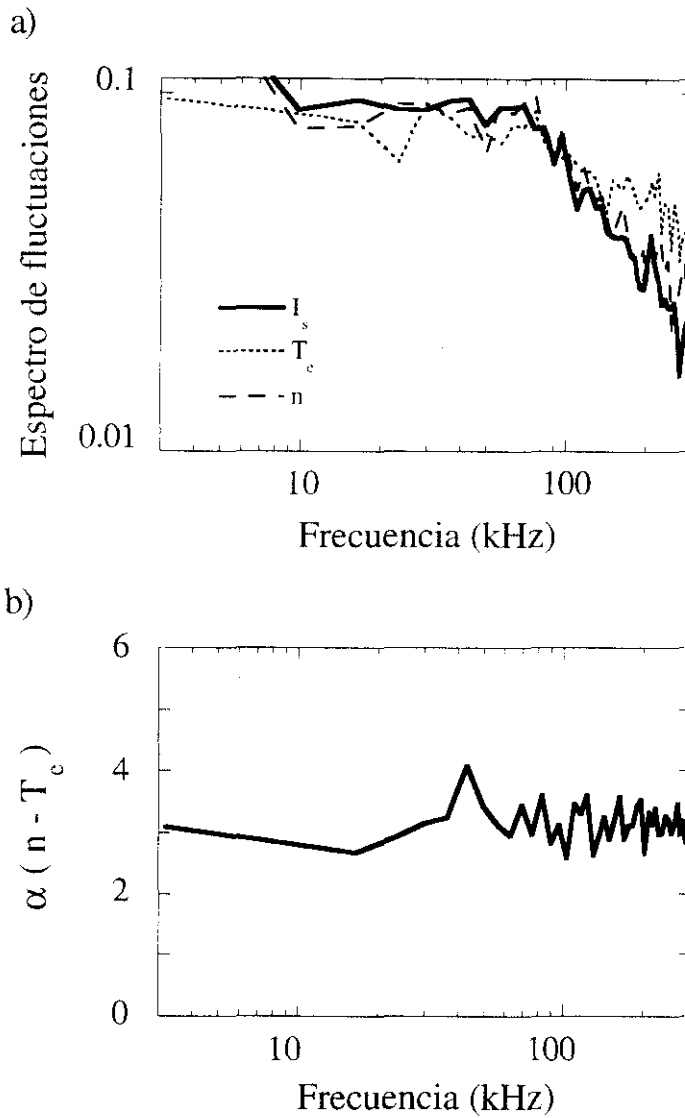


Figura 3.3.2: a) Espectro de las fluctuaciones de densidad, temperatura y corriente de saturación obtenidos dentro de la capa cizalladura de velocidad del tokamak TJ-I con una sonda barrida rápida. b) Fase cruzada entre las fluctuaciones de densidad y las de temperatura obtenida en la misma posición.

El hecho de que en este experimento se verifiquen ambas condiciones hace que las inestabilidades de condensación puedan considerarse candidatas para explicar parcialmente las características de la turbulencia del borde del plasma del tokamak TJ-I. Sin embargo, aunque la existencia de fluctuaciones de temperatura significativas puede ser un indicador de la presencia de inestabilidades radiativas, otros modelos podrían también predecir fluctuaciones de temperatura notables bajo hipótesis realistas. Por tanto, es necesario realizar un estudio sistemático de la correlación entre la radiación y los niveles de turbulencia para clarificar la influencia de este tipo de inestabilidades en la turbulencia del borde.

### 3.4 Correlación entre los niveles de turbulencia y la radiación total en el tokamak TJ-I

Ya se ha mencionado en la sección 1.2.2.5 que las inestabilidades radiativas pueden ser mecanismos que expliquen de forma parcial los niveles de turbulencia observados en el borde del plasma. Determinar la importancia de las inestabilidades radiativas (de condensación y térmicas) como mecanismos generadores de turbulencia es fundamental para clarificar los procesos responsables del transporte anómalo en el borde del plasma de dispositivos tokamak y stellarator.

La existencia de un acoplo significativo entre las fluctuaciones de densidad y las fluctuaciones de temperatura (en oposición de fase) y la presencia de radiación (presente en todos los dispositivos de confinamiento magnético) son condición necesaria para la existencia de inestabilidades de condensación. Se ha señalado su posible existencia en el apartado anterior. La correlación entre las fluctuaciones de densidad y temperatura se está estudiando también en otros dispositivos: se ha encontrado evidencia de la existencia de fluctuaciones de temperatura casi en oposición de fase con las fluctuaciones de densidad en el Texas Experiment Tokamak, TEXT, [Tsui92] mediante el empleo de una triple sonda modificada y en el *reverse field pinch*<sup>21</sup> REPUTE-I [Ji91].

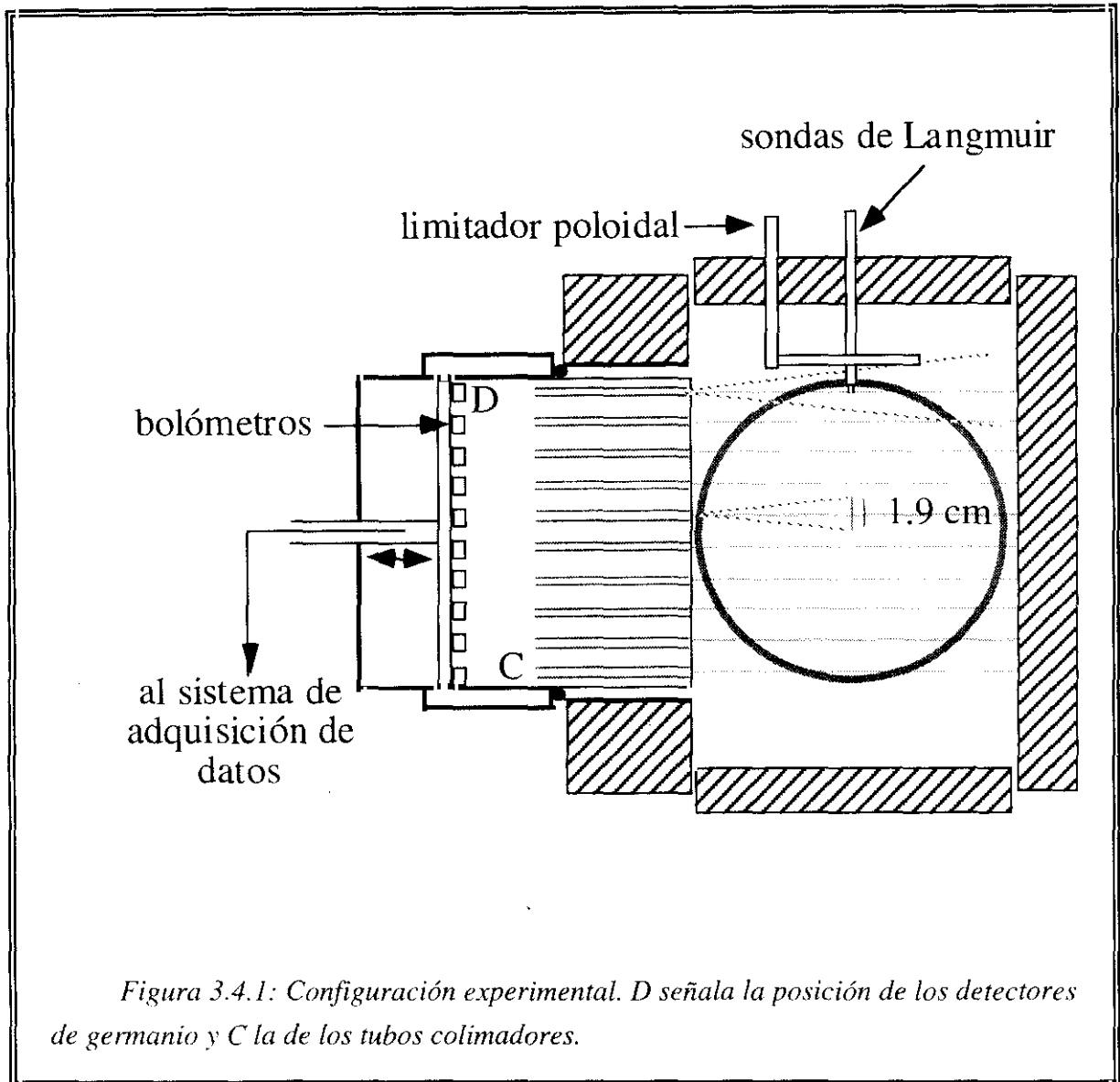
Las inestabilidades térmicas, muy sensibles al perfil de radiación, son muy difíciles de estudiar con sondas porque la zona donde se verifica que  $dI_z(T_e)/dT_e < 0$  (siendo  $I_z$  el coeficiente de la radiación de impurezas) se encuentra normalmente en la región interior del plasma ( $r \ll a_s$ ) y es difícilmente accesible con las sondas. Sin embargo, en algunas condiciones, las inestabilidades térmicas pueden contribuir a la turbulencia producida por radiación de forma más dominante que las inestabilidades de condensación.

En este capítulo se estudia la correlación entre niveles de turbulencia y niveles de radiación en configuraciones en las que la inestabilidad térmica pueda predominar sobre la inestabilidad de condensación.

---

<sup>21</sup> Autoestricción de campo invertido. Es un tipo de dispositivo de confinamiento magnético de simetría toroidal.

### 3.4.1 Configuración experimental



Se han medido las fluctuaciones de densidad y temperatura en el borde del plasma del tokamak TJ-I mediante sondas de Langmuir. Las medidas se han realizado en plasmas con calentamiento óhmico, con campo magnético  $B = 1$  T, densidad media central  $n_e \approx 1.0 - 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  y corriente del plasma  $I_p \approx 40$  kA. Se ha empleado una distribución cuadrada de cuatro sondas de Langmuir ( $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ ) de 2 mm de longitud y 0.4 mm de diámetro. Para medir las fluctuaciones de temperatura se empleó una de las sondas en la configuración de sonda con barrido rápido con una frecuencia de barrido de la tensión aplicada a la sonda de

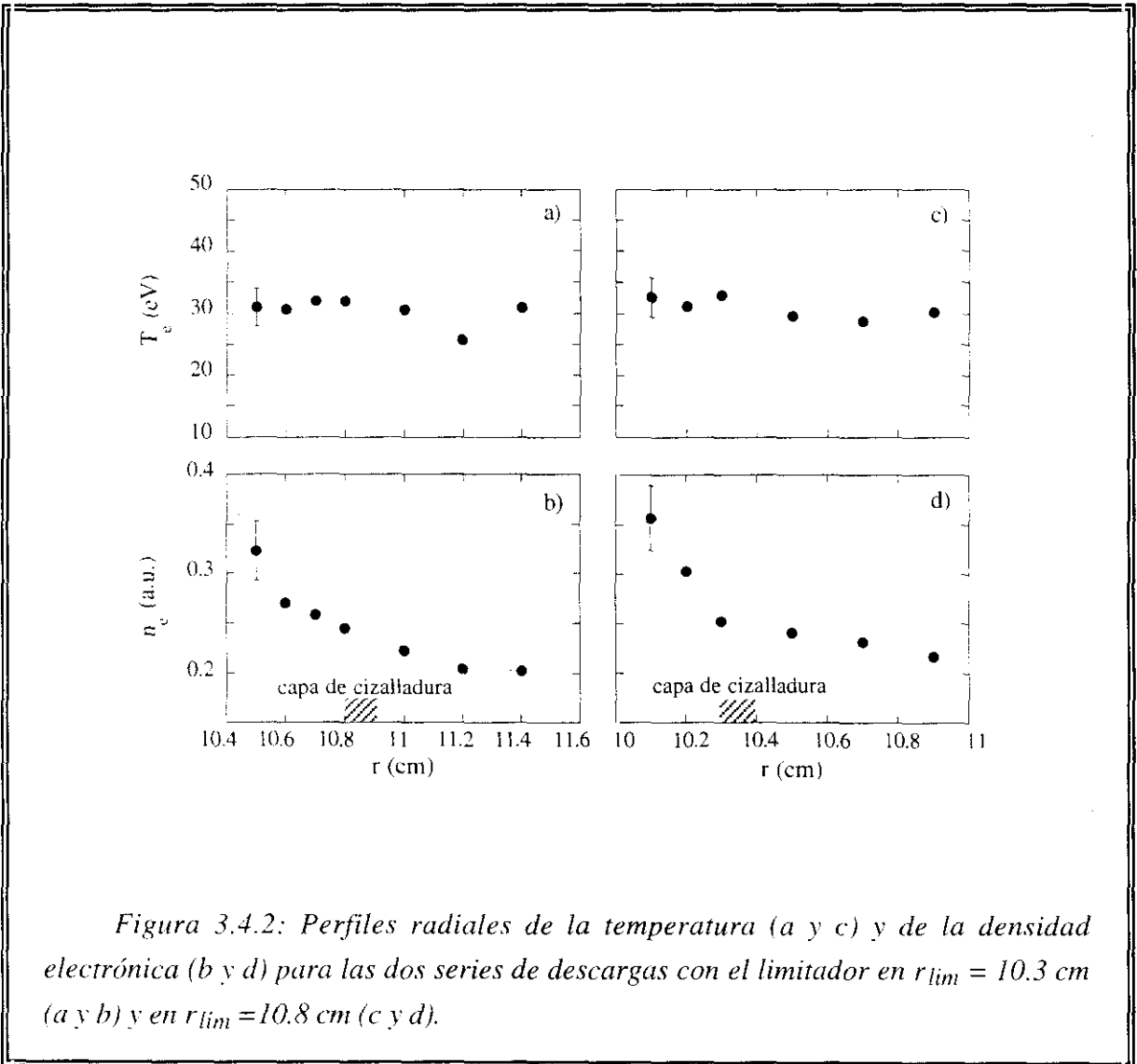
400 kHz. Se emplearon otras dos sondas alineadas en la dirección poloidal para medir el potencial flotante y la velocidad poloidal de propagación de las fluctuaciones. La cuarta sonda se empleó para medir la corriente de saturación iónica como sonda polarizada, aplicando una tensión fija de -180 V. Se han comparado las medidas de la corriente de saturación iónica y del potencial flotante así como sus niveles de fluctuaciones y los espectros, obtenidos con el método de la sonda con barrido rápido con los obtenidos con los métodos de sondas en régimen de saturación iónica o flotando. Los resultados en ambos casos son similares.

En la figura 3.4.1 se muestra la configuración experimental empleada para estos estudios. Los perfiles radiales de radiación total se han medido mediante bolometría. Se utilizan 10 bolómetros (distribuidos como se muestra en la figura) cuya resolución espacial en el centro del plasma es de aproximadamente 2 cm. Los detectores, (bolómetros de germanio [Jäckel88]), se disponen en geometría paralela y en la misma sección poloidal que las sondas. Junto a las sondas se situó un limitador poloidal de acero inoxidable. Esta configuración experimental permite obtener una fuerte interacción del plasma con el limitador en el volumen común de visión del detector superior de la distribución de bolómetros y de las sondas de Langmuir. Los perfiles de radiación se modifican cambiando la posición del limitador. De esta manera se puede aumentar o disminuir de manera controlada el flujo de impurezas, según el limitador se encuentre en posiciones radiales más o menos internas, aumentando o disminuyendo de esta manera el nivel de radiación total, principalmente en el borde del plasma.

### 3.4.2 Modificación de la turbulencia con la radiación

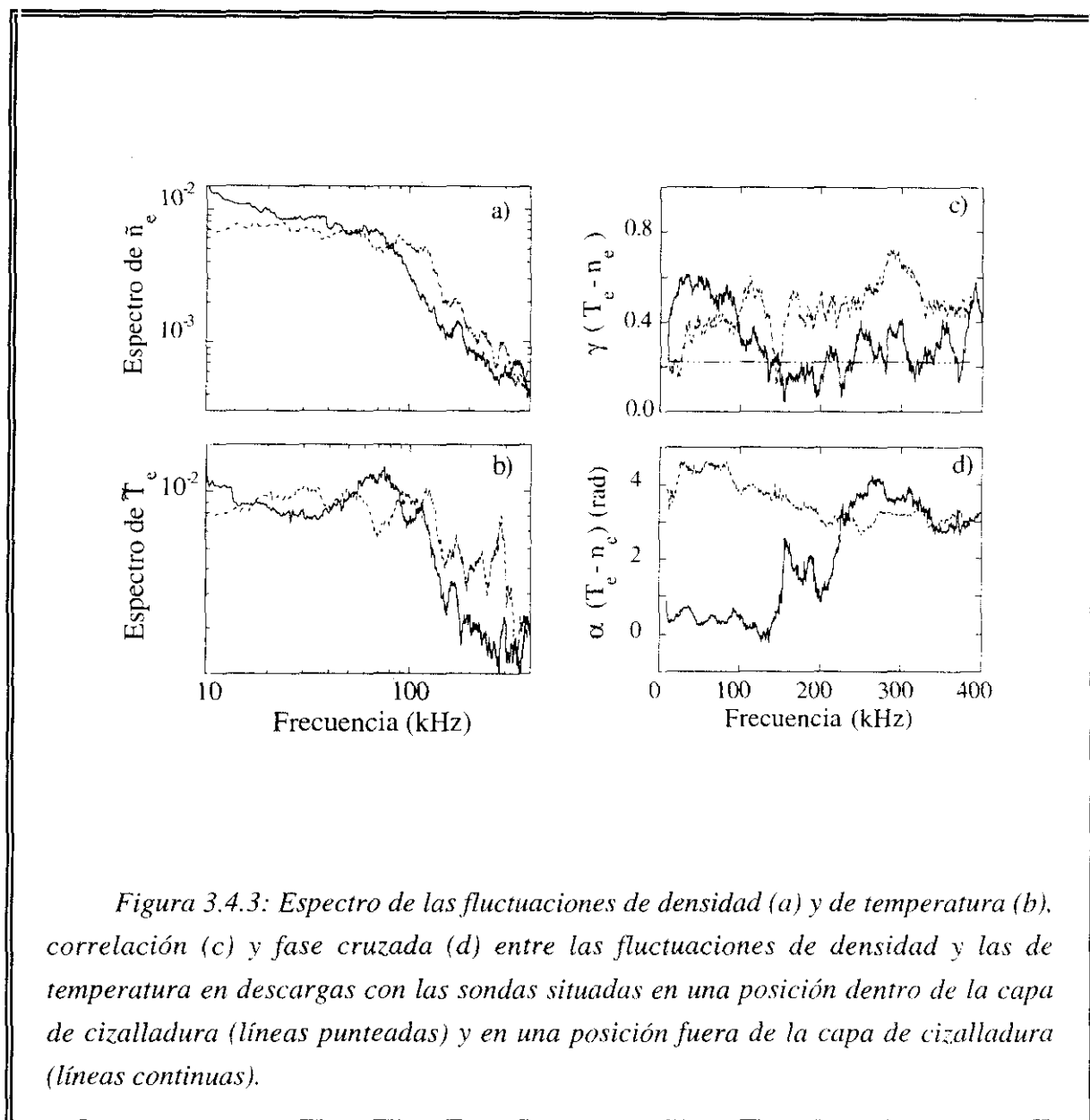
Se han estudiado dos series de descargas reproducibles. El limitador se encuentra situado en  $r_{lim} = 10.8$  cm en la primera serie y en  $r_{lim} = 10.3$  cm en la segunda serie. La figura 3.4.2 muestra los perfiles radiales de la densidad y de la temperatura electrónica frente a la posición radial de la sonda,  $r$ , referida al centro de la cámara, para las dos series de descargas. Los perfiles radiales de la densidad y la temperatura electrónica en el borde no cambian significativamente al variar la posición del limitador. Los perfiles de densidad son claramente más abruptos en el borde del plasma dentro del limitador ( $r < r_{lim}$ ) que en el exterior del plasma fuera del limitador ( $r > r_{lim}$ ). Por el contrario, los perfiles de temperatura son muy planos y no parecen ser afectados por el limitador.

El análisis espectral de las fluctuaciones de densidad y temperatura, medidas con la técnica de la sonda barrida rápida, muestra que las fluctuaciones dominantes tienen frecuencias inferiores a 100 kHz. En la figura 3.4.3 se representan los espectros, la correlación,  $\gamma_{nT}$ , y la fase cruzada,  $\alpha_{nT}$ , entre  $\tilde{n}_e/n_e$  y  $\tilde{T}_e/T_e$ .  $\alpha_{nT}$  es cero en la posición  $r/r_{lim} > 1$  y próxima a oposición ( $\pi$ ) en la posición  $r/r_{lim} < 1$ , en el rango de frecuencias donde la correlación se encuentra por encima del nivel mínimo estadísticamente significativo (que en este caso es próximo a 0.2). Es en este rango donde además la potencia del espectro es mayor.



Para estudiar cómo influyen los cambios de la radiación del borde, inducidos por la presencia del limitador, sobre el nivel de turbulencia hemos comparado el comportamiento de

las fluctuaciones medidas en descargas de las dos series. En ambas series las sondas se situaron a la misma distancia relativa con respecto al limitador.



La figura 3.4.4 muestra la evolución temporal del perfil radial de integrales de línea de la radiación total en descargas con el limitador situado a 10.8 cm (baja interacción plasma-limitador) y 10.3 cm (alta interacción plasma-limitador). Como se puede ver, los perfiles de pérdidas de potencia permanecen básicamente inalterados, con excepción de la señal del detector superior. En ambos casos las pérdidas procedentes del borde superior aumentan a lo largo de toda la descarga debido a un aumento de la interacción del plasma con el limitador, en especial cuando el limitador está situado en la posición 10.3 cm.

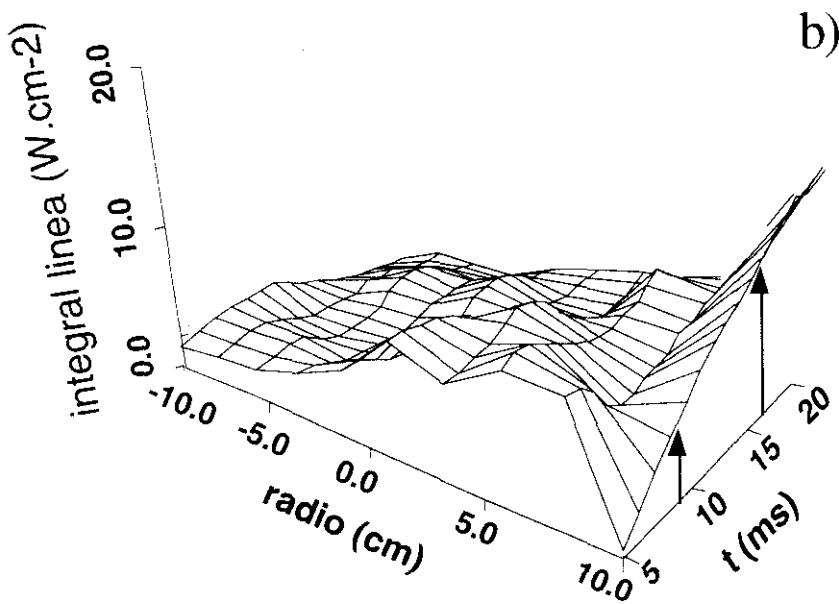
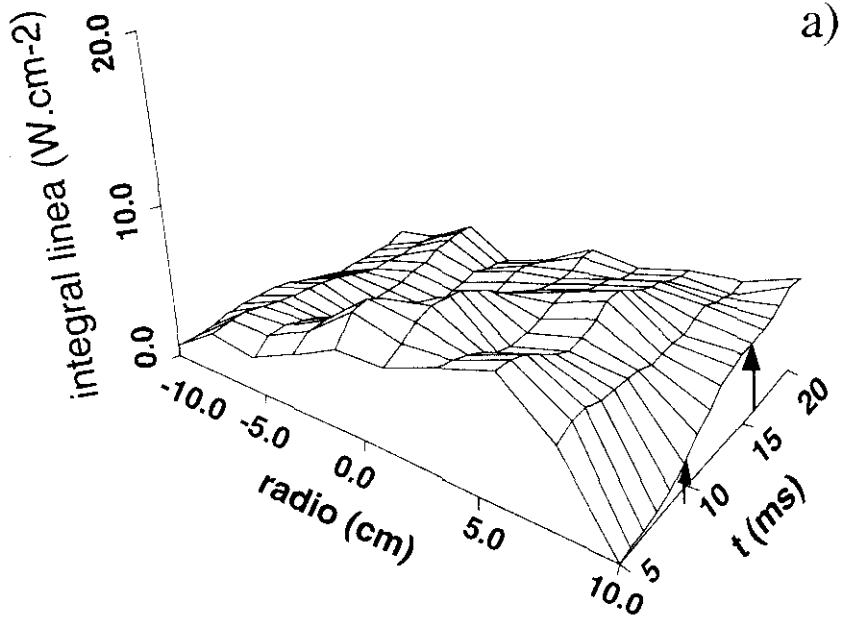


Figura 3.4.4: Evolución temporal de los perfiles radiales de emisividad integrada a lo largo de 10 cuerdas de visión para descargas con el limitador situado en (a) 10.8 cm y (b) 10.3 cm.



Debido a que en el plasma estudiado hay una fuerte asimetría entre la parte superior y la parte inferior del plasma, en lugar de la inversión de Abel habitual, se ha empleado el código de reconstrucción EBITA [Navarro91] para calcular los perfiles de emisividad local. Se puede desestimar la contribución a las señales de los bolómetros de las partículas cargadas que alcanzan los detectores a través de los colimadores. Además, el flujo de neutros producidos por intercambio de carga frente a los detectores puede considerarse constante en las dos situaciones. Por tanto, el aumento observado en las señales de los bolómetros se debe a un aumento de la radiación de impurezas cerca del limitador.

La figura 3.4.5 muestra la evolución temporal de la densidad y la radiación total en el borde del plasma y de la emisión de  $H_\alpha$  durante las descargas de las dos series. Las sondas estaban situadas a 2 mm del limitador, dentro de la cuerda de visión del bolómetro superior. Los intervalos temporales de interés son los comprendidos entre flechas en la figura 3.4.4.

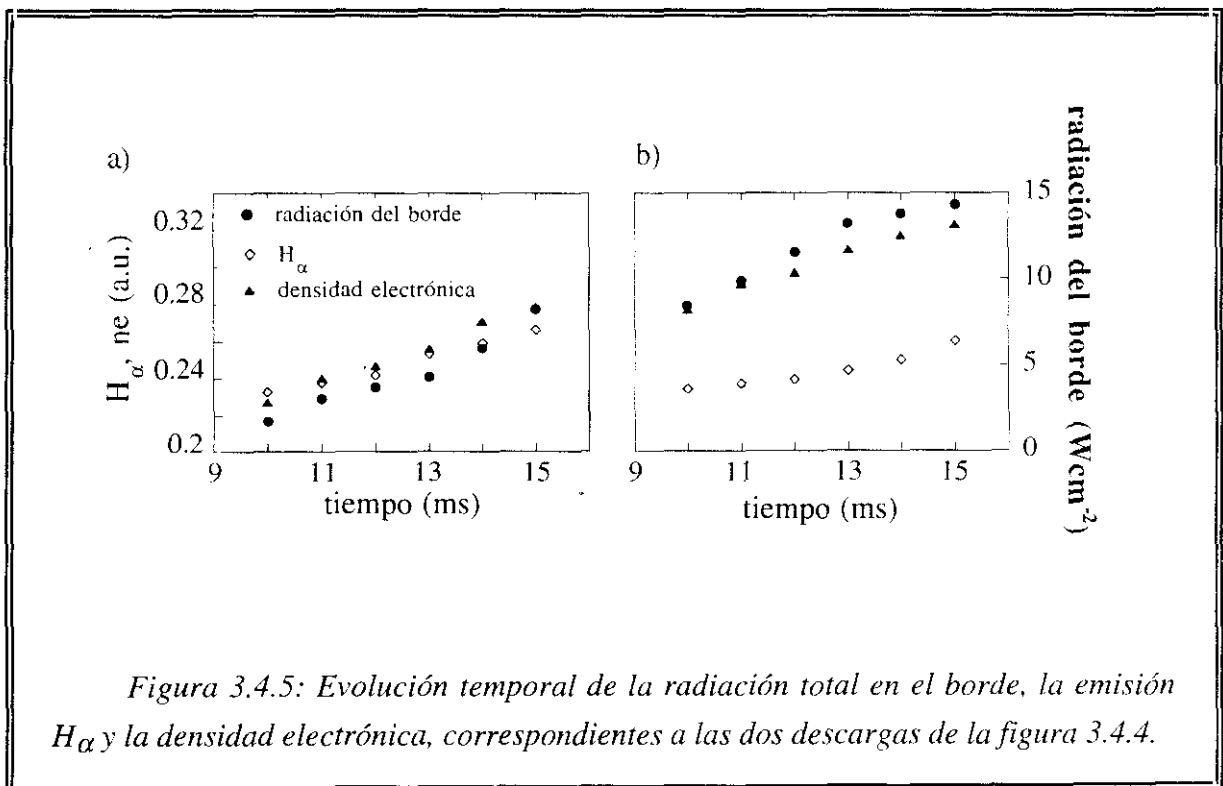


Figura 3.4.5: Evolución temporal de la radiación total en el borde, la emisión  $H_\alpha$  y la densidad electrónica, correspondientes a las dos descargas de la figura 3.4.4.

En la figura 3.4.6a, se presenta el nivel normalizado de fluctuaciones de corriente de saturación,  $\tilde{I}_s/I_s$ , de densidad  $\tilde{n}_e/n_e$  y de temperatura electrónica  $\tilde{T}_e/T_e$  frente a la radiación del borde en las dos descargas antes mencionadas. Podemos distinguir tres regiones diferenciadas. La región I es la zona de menor radiación en el borde, en la cual los niveles de fluctuaciones de las tres magnitudes son similares. Al aumentar la radiación en las proximidades del

limitador (región II), las fluctuaciones de temperatura aumentan mientras que las fluctuaciones de densidad y de corriente disminuyen, resultando el cociente  $(\tilde{T}_e/T_e)/(\tilde{n}_e/n_e)$  del orden de 2. Sin embargo, y aunque los niveles de radiación son notablemente superiores en la región III (hasta casi un factor 3 más altos que en la región II), los niveles de fluctuaciones de los tres parámetros permanecen constantes. La figura 3.4.6b muestra los perfiles reconstruidos de la emisividad total correspondientes a estas tres regiones. Se puede ver que el máximo de radiación se mueve hacia el borde superior del plasma de forma que  $dP_r(r)/dr$  (siendo  $P_r(r)$  la potencia radiada) cambia de positivo a negativo cerca del limitador.

### 3.4.3 Inestabilidad térmica

Teniendo en cuenta que el enfriamiento por radiación de impurezas produce fluctuaciones de temperatura electrónica, los altos valores de fluctuaciones de temperatura encontrados en el tokamak TJ-I señalan el posible papel de la inestabilidad radiativa como mecanismo de generación de turbulencia en el borde.

Aunque la densidad y la temperatura fluctúan en fase próxima a oposición en la zona del borde del plasma en una posición más interior que la del limitador, la ausencia de dependencia del nivel de fluctuaciones de temperatura con la potencia total radiada en el borde del plasma sugiere que, o bien en estas condiciones experimentales las inestabilidades de condensación, si están presentes, no son el término dominante en la generación de turbulencia, o bien que la relación funcional entre niveles de fluctuaciones y radiación es no lineal.

Como se ha mencionado antes, en estos experimentos se observa que el cociente  $(\tilde{T}_e/T_e)/(\tilde{n}_e/n_e)$  tiende a aumentar al hacerse más abrupto el perfil de radiación cerca del limitador (es decir, cuando  $dP_r(r)/dr$  tiende a ser negativo). Una vez que el gradiente del perfil de radiación ha aumentado en el borde superior del plasma, no se observa ninguna relación entre la potencia radiada ( $P_r \approx n_e n_z I_z$ ) y los niveles de fluctuaciones medidos en el borde. Además, y teniendo en cuenta que las fluctuaciones de temperatura pueden ser mayores que las fluctuaciones de densidad en la zona del plasma donde se verifica que  $dI_z(T_e)/dT_e$  es el término dominante de la turbulencia (inestabilidad térmica), la correlación observada entre el perfil de radiación en el borde y los niveles de fluctuaciones señala que las inestabilidades térmicas podrían ser un mecanismo generador de turbulencia importante en la zona superior del plasma del TJ-I con esta configuración experimental.

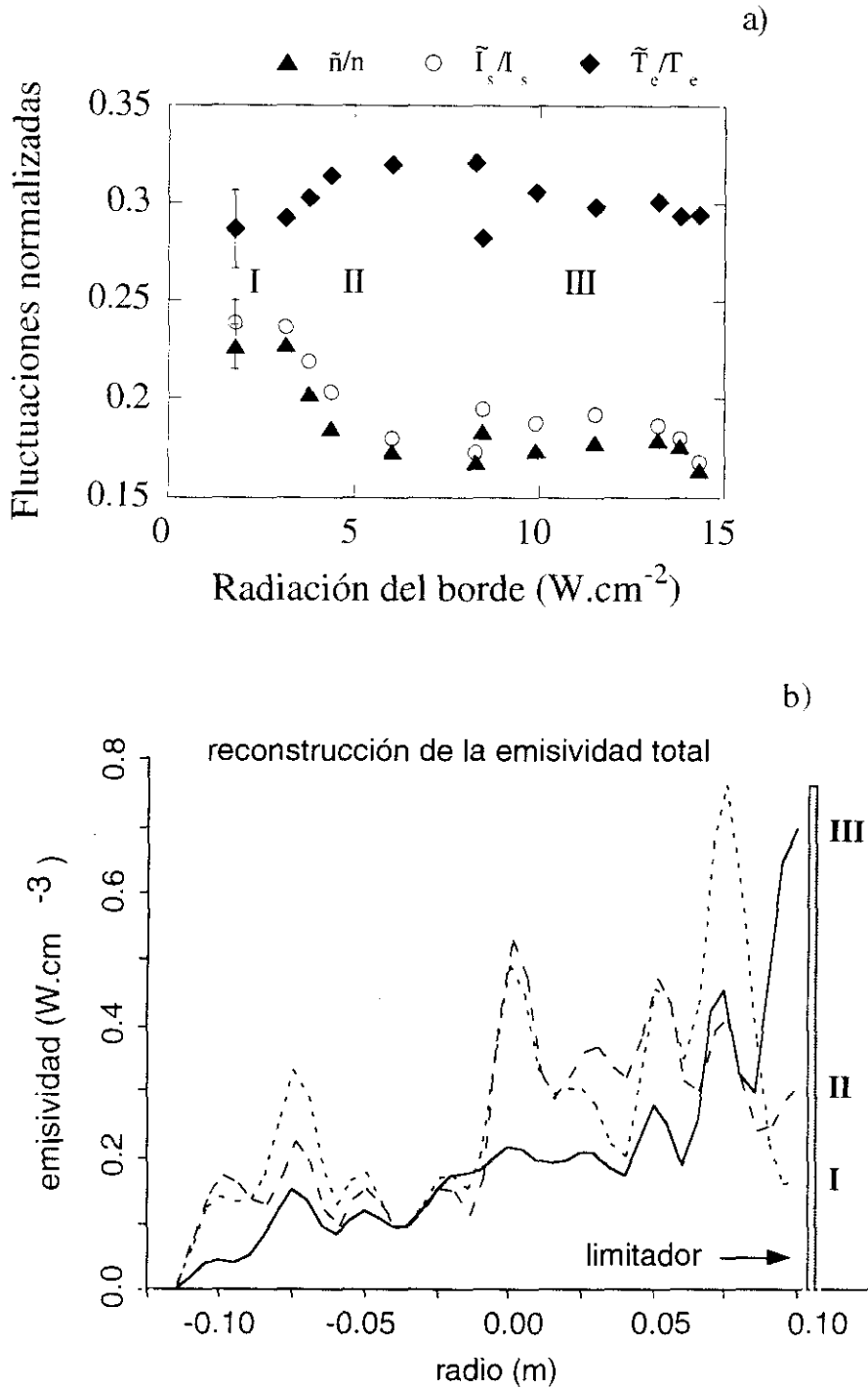


Figura 3.4.6: a) Fluctuaciones normalizadas de la densidad, la corriente de saturación y la temperatura electrónica en función de la radiación del borde. b) Perfiles radiales de emisividad total de las tres zonas señaladas en la figura (a).

Por otra parte, debemos señalar que los niveles de fluctuaciones (especialmente los de densidad electrónica), medidos en este experimento en la proximidad de la capa de cizalladura de la velocidad en la región superior del plasma del tokamak, son significativamente inferiores a los observados en el experimento descrito en el apartado anterior, que se obtuvieron en la parte exterior del plano ecuatorial. Por tanto, estos resultados muestran la evidente existencia de fuertes asimetrías poloidales en la turbulencia del borde del tokamak TJ-I. Esto está de acuerdo con resultados experimentales obtenidos en otros dispositivos que sugieren que hay que considerar la presencia simultánea de otros mecanismos generadores de inestabilidad como, por ejemplo, los efectos de curvatura [Tynan94], [Rudyj90].

Finalmente, se debe enfatizar que es muy interesante estudiar la relación entre turbulencia y radiación en dispositivos relevantes para el desarrollo de reactores, en donde puede llegar a ser necesario el enfriamiento del borde forzado por radiación para prevenir el exceso de carga térmica sobre las paredes.



## **Capítulo 4: Conclusiones y trabajos motivados por los resultados de esta tesis**



## 4.1 Conclusiones

a) Se ha desarrollado una técnica experimental para la medida simultánea de las fluctuaciones de temperatura electrónica, las fluctuaciones de densidad y las fluctuaciones de potencial en el borde del plasma, basada en una sonda de Langmuir a la que se le aplica una tensión que varía en el tiempo con una frecuencia superior a las frecuencias de dichas fluctuaciones.

Se han estudiado en detalle los límites de operación de esta técnica, impuestos por la física básica del propio diagnóstico (corrientes de polarización, efectos del campo magnético, tamaño de las sondas y perturbación del plasma al alcanzar la región de corriente de saturación electrónica) y se han realizado simulaciones detalladas para cuantificar el error en las medidas.

La sonda con barrido rápido ha reproducido los resultados obtenidos previamente con técnicas convencionales (sondas polarizadas en la región de corriente de saturación iónica y sondas flotantes). Por la variada y completa información que proporciona (medida simultánea de las fluctuaciones de varios parámetros del plasma con muy buena resolución espacial), ha demostrado ser una técnica muy eficaz para la caracterización detallada de la turbulencia en el borde del plasma. Es, además, la única técnica que está siendo empleada de forma rutinaria y fiable para la medida de fluctuaciones de temperatura en dicha región del plasma.

b) Se ha aplicado esta técnica para la caracterización de la turbulencia en el borde del plasma del tokamak TJ-I y del stellarator Wendelstein 7-AS. En ambos casos se ha observado que el nivel de fluctuaciones de temperatura es comparable al nivel de fluctuaciones de densidad, ( $\tilde{T}_e/T_e \approx \tilde{n}_e/n_e$ ).

c) La existencia de fluctuaciones de temperatura en el borde del plasma hace necesaria la reinterpretación de las medidas realizadas hasta la fecha empleando sondas de Langmuir. Los flujos de partículas debidos a fluctuaciones electrostáticas han sido siempre calculados bajo la hipótesis de fluctuaciones de temperatura despreciables. Los resultados obtenidos en el tokamak TJ-I y el stellarator Wendelstein 7-AS señalan que es imprescindible medir las fluctuaciones de temperatura si se quiere conseguir una descripción completa de la turbulencia en el borde del plasma.



d) Se han realizado análisis detallados del comportamiento espectral de las fluctuaciones de temperatura en el borde del plasma del stellarator Wendelstein 7-AS y del tokamak TJ-I .

En el caso del stellarator Wendelstein 7-AS se ha realizado un barrido radial en torno a la última superficie cerrada de flujo con tres sondas de Langmuir con barrido rápido simultáneamente. De esta forma se ha podido caracterizar la coherencia espacial de las fluctuaciones de densidad, temperatura y potencial flotante.

Se han determinado también la correlación entre las fluctuaciones de densidad y las de temperatura electrónica,  $\gamma_{nT}$ , y la fase entre ellas,  $\alpha_{nT}$ , las cuales proporcionan información fundamental acerca de los mecanismos generadores de la turbulencia en el borde del plasma. En los experimentos realizados en el stellarator Wendelstein 7-AS se ha observado que las fluctuaciones de temperatura electrónica y las fluctuaciones de densidad se encuentran en fase en la región del plasma exterior a la posición de la capa de cizalladura (SOL). En los experimentos realizados en el tokamak TJ-I se observa que la densidad y la temperatura también fluctúan en fase en el SOL ( $r > a_s$ ), mientras que fluctúan en fase próxima a oposición en el borde del plasma ( $r < a_s$ ).

En los experimentos realizados en el stellarator Wendelstein 7-AS se ha observado que el comportamiento espacial y espectral de la turbulencia se modifica dependiendo de las condiciones del experimento ( $B = 1.28$  T y  $B = 2.5$  T). En el caso de campo magnético  $B = 1.28$  T se observa que la turbulencia de la densidad y la temperatura se encuentran prácticamente desacopladas mientras que en el caso de  $B = 2.5$  T las fluctuaciones de densidad y temperatura se encuentran muy correlacionadas y fluctúan prácticamente en fase en la región del SOL. En este último caso se ha podido calcular el transporte de partículas debido a la turbulencia electrostática y se ha observado que los resultados obtenidos al tener en cuenta las fluctuaciones de temperatura no difieren de los obtenidos considerando que las fluctuaciones de temperatura son despreciables. También se ha podido determinar, por primera vez, el transporte de energía debido a las fluctuaciones correlacionadas de temperatura electrónica y campo eléctrico. Estos resultados demuestran que es posible hacer un estudio bien fundamentado del transporte turbulento de energía en el borde del plasma.

e) Los elevados niveles de fluctuaciones de temperatura obtenidos sugieren que, en determinadas condiciones, las inestabilidades radiativas pueden desempeñar un papel importante como mecanismos generadores de turbulencia en el borde.

Los resultados obtenidos en el tokamak TJ-I en una configuración experimental muy específica (alta interacción plasma-limitador con el consiguiente aumento del flujo de

impurezas en el borde) han puesto de manifiesto una correlación entre el perfil de radiación de impurezas y el nivel de fluctuaciones de densidad y temperatura. Esto sugiere que la turbulencia, en este caso particular, puede estar parcialmente producida por inestabilidades radiativas de tipo térmico.

En cualquier caso, no conviene descartar otros mecanismos que pueden también inducir niveles de fluctuaciones de temperatura notables. Queda abierto, de esta manera, un campo de trabajo muy amplio.

## 4.2 Próximos trabajos motivados por los resultados de esta tesis.

Se pretende realizar medidas sistemáticas con sondas de Langmuir con barrido rápido en distintas condiciones experimentales, con el propósito de obtener más datos experimentales que permitan validar o invalidar diferentes modelos teóricos del borde del plasma (radiación, ionización, efectos de partículas atrapadas,...). Se planean campañas experimentales para medir fluctuaciones de temperatura mediante la técnica de la sonda de Langmuir con barrido rápido desarrollada en este trabajo de tesis doctoral en el stellarator Wendelstein 7-AS (Garching, Alemania), en el tokamak TEXTOR (Jülich, Alemania), en el tokamak COMPASS (Culham, UK), en la Universidad de Wisconsin (EEUU) y en el torsatrón TJ-IU en operación en el CIEMAT (Madrid).

Por otra parte, es imprescindible realizar un estudio comparativo sistemático entre las distintas técnicas propuestas para la medida de fluctuaciones de temperatura con sondas de Langmuir (conclusiones del *1st Edge turbulence working group*<sup>22</sup> reunido en Madrid en septiembre de 1994). Esta comparación se realizará en estrecha colaboración entre las comunidades de fusión de Europa y EEUU. Así mismo, es necesario contrastar los resultados obtenidos empleando sondas de Langmuir con otras técnicas experimentales que se fundamenten en principios físicos diferentes (por ejemplo, mediante haces de He).

Finalmente, es importante aumentar la frecuencia de barrido de la sonda hasta el rango de los MHz (conclusiones del *2nd Edge turbulence working group: electron temperature fluctuations*<sup>23</sup> reunido en Garching en febrero de 1995). En este caso es necesario clarificar la física de una sonda de Langmuir barrida a frecuencias próximas a la frecuencia ciclotrónica iónica,  $\omega_{ci}$ , (efectos de polarización, efectos de capacidad del estrato que conecta el plasma con la sonda, efectos de inercia de los iones,...). Para ello se están desarrollando trabajos teóricos y experimentales en la Universidad de Cantabria y el Instituto Max-Planck (Garching). En este sentido es necesario también modificar la filosofía de la electrónica necesaria para el barrido de la tensión aplicada a las sondas de Langmuir. Se está trabajando en ello en el CIEMAT (Madrid), en Culham (UK) y en el Instituto Max-Planck (Garching).

---

<sup>22</sup>1° Grupo europeo de trabajo de turbulencia en el borde del plasma.

<sup>23</sup>2° Grupo europeo de trabajo de turbulencia en el borde del plasma: fluctuaciones de temperatura electrónica.

## Referencias

- [Balbín92a] *Measurement of density and temperature fluctuations using a fast-swept Langmuir probe.* R. Balbín, C. Hidalgo, M.A. Pedrosa, I. García-Cortés and J. Vega, Rev. Sci. Instrum. **63**, 749 (1992)
- [Balbín92b] *Density, potential and temperature fluctuations in Wendelstein 7-AS and Asdex.* R. Balbín, A. Carlson, M. Endler, L. Giannone, C. Hidalgo, H. Niedermeyer, A. Rudyj, G. Theimer, 19th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Innsbruck) **II**, 783 (1992)
- [Bateman80] *MHD instabilities.* G. Bateman. MIT Press (1980)
- [Beall82] *Estimation of wavenumber and frequency spectra using fixed probe pairs.* J.M. Beall, Y.C. Kim, J. Powers, J. Appl. Phys. **53**, 3933 (1982)
- [Bendat71] *Random data: Analysis and measurement procedures.* J.S. Bendat, A.G. Piersol. John Wiley and Sons, Inc. (1971)
- [Bengston90] *A comparison of fluctuations and transport in the scrape-off layer of a limiter (TEXT) and a divertor (ASDEX) tokamak.* R.D. Bengtson, M. Bessenrodt-Weberpals, A. Carlson, K.W. Gentle, L. Giannone, Y.J. Kim, H. Lin, J. Neuhauser, H. Niedermeyer, T.L. Rhodes, Ch.P. Ritz, A. Rudyj, N. Tsois, A.J. Wootton, 17th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Amsterdam) **III**, 1460 (1990)
- [Bergmann94] *Hysteresis of HF probe characteristics at  $\omega \ll \omega_{ci}$ .* A. Bergmann, 1st Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas. Berlín, Alemania (1994)
- [Berk91] *Temperature-gradient instability induced by conducting end walls.* H.L. Berk, D.D. Ryutov, Yu.A. Tsidulko, Phys. Fluids B **3**, 1346 (1991)
- [Berk93] *Electron temperature gradient induced instability in tokamaks scrape-off layers.* H.L. Berk, R.H. Cohen, D.D. Ryutov, Yu.A. Tsidulko, X.Q. Xu, Nucl. Fusion **33**, 263 (1993)

- [Bloomfield76] *Fourier analysis of time series: an introduction*. P. Bloomfield, Ed. John Wiley and Sons. NY (1976)
- [Buchenauer88] *Analysis of Langmuir probe measurements from the Tandem Mirror Experiment Upgrade (TMX-U)*. D. Buchenauer, A.W. Molvik, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1887 (1988)
- [Carlson90] *The limitations of measurements of the local wavenumber*. A. Carlson, A. Rudyj and ASDEX-Team, 17th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Amsterdam) **IV**, 1676 (1990)
- [Carlson91] *Simultaneous measurement of 3 fluctuating plasma parameters*. A. Carlson, L.Giannone and ASDEX-Team, 18th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Berlin) **IV**, 305 (1991)
- [Carlson93] *Langmuir probes in strong magnetic fields*. A. Carlson, P. Grigull, K. Günter, D. Hildebrandt, M. Laux, P. Pech, D. Reiner, M. Weinlich, H. Wolff, 20th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Lisboa) **III**, 1103 (1993)
- [Carreras88] *Progress in stellarator / heliotron research*. B.A. Carreras, G. Grieger, J.H. Harris, J.L. Johnson, J.F. Lyon, O. Motojima, F. Rau, H. Renner, J.A. Rome, K. Uo, M. Wakatani, H. Wobig. Nucl. Fusion **28**, 1613 (1988)
- [Carreras94] *Radiation driven turbulence at the plasma edge*. B. Carreras, 1st Edge turbulence working group. Madrid (1994)
- [Cohen94]. *Physics of tokamak scrape-off layer confinement*. R.H. Cohen en *Research trends in physics: New ideas in tokamak confinement*. (M.N. Rosenbluth et al., Eds.) La Jolla International School of Physics. The Institute for Advanced Physics Studies (1994)
- [Charlton94] *Radiation-driven turbulence at the plasma edge in toroidal devices*. L.A. Charlton, J.N. Leboeuf, B.A. Carreras, V.E. Lynch. en prensa.
- [Chen65] *Electric probes in plasma diagnosis techniques*. F.F. Chen. (R.H. Huddletone, S.L. Leonard, Eds.) Academic Press, Londres (1965)

- [Chen84] *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. F.F Chen. vol. 1, Plasma Physics, 2nd ed. New York Plenum. (1984)
- [Chodura92] *Sheath potential at a target with almost parallel magnetic field*. R. Chodura, 19th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Innsbruck) **II**, 871 (1992)
- [Drake87] *Marfes: radiative condensation in tokamak edge plasma*. J.F. Drake, Phys. Fluids **30**, 2429 (1987)
- [Drake88] *Radiative instabilities in a sheared magnetic field*. J.F. Drake, L. Sparks, G. Van Hoven, Phys. Fluids **31**, 813 (1988)
- [Duderstadt82] *Inertial confinement fusion*. J.J. Duderstadt, G.A. Moses. Ed. John Wiley and Sons, 1982.
- [Elliott93] *Plasma kinetic theory*. J.A Elliott en *Plasma physics, an introductory course*. R. Dendy ed. Cambridge University Press (1993)
- [Endler92] *Attempt to model the edge turbulence of a tokamak as a random superposition of eddys*. M. Endler, G. Theimer, A. Carlson, L. Giannone, H. Niedermeyer, A. Rudyj and the ASDEX-team, 19th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Innsbruck) **II**, 787 (1992)
- [Endler93] *Experimental and theoretical investigation of density and potential fluctuations in the scrape-off layer of ASDEX*. M. Endler, L. Giannone, H. Niedermeyer, A. Rudyj, G. Theimer and the ASDEX team, 20th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Lisboa) (1993)
- [Endler94] *Experimentelle Untersuchung und Modellierung elektrostatischer Fluktuationen in den Abschälsschichten des Tokamak ASDEX und des Stellarators Wendelstein 7-AS*. M. Endler. Tesis doctoral. Technische Universität München (1994). Report IPP III/197
- [Enge83] *Introduction to nuclear physics*. H.A. Enge. Addison-Wesley (1983)
- [Estrada93] *Estudios de turbulencia en el stellarator W7-AS mediante reflectometría*

*de microondas con detección heterodina de banda ancha.* T. Estrada. Tesis Doctoral. Universidad de Cantabria (1993)

- [Freidberg82] *Ideal magnetohydrodynamic theory of magnetic fusion systems.* J.P. Freidberg, Rev. Mod. Phys. **54**, 801 (1982)
- [Gill81] *Plasma physics and nuclear fusion research.* Editado por R.D. Gill. Academic Press (1981)
- [Garbet91] *A model for the turbulence in the scrape-off layer of tokamaks.* X. Garbet, L. Laurent, J.P. Roubin, A. Samain, Nucl. Fusion **31**, 967 (1991)
- [Hartfuss94] *Broadband heterodyne reflectometer at the W7-AS stellarator.* H.J. Hartfuss, T. Estrada, M. Hirsch, T. Geist, J. Sanchez, Rev. Sci. Instrum. **65**, 2284 (1994)
- [Hawryluk94] *Review of recent D-T experiments from TFTR.* R.J. Hawryluk et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1994) IAEA-CN-60/A-1-I-1
- [Hidalgo91a] *Influence of impurities on edge turbulence and transport in TEXT.* C. Hidalgo, Ch.P. Ritz, T.L. Rhodes, W.L. Rowan, P.H. Diamond, H. Lin, D.R. Thayer, A.J. Wootton, Nucl. Fusion **31**, 1661 (1991)
- [Hidalgo91b] *Plasma fluctuations near the shear layer in the ATF toratron.* C. Hidalgo, J.H. Harris, T. Uckan, J.D. Bell, B.A. Carreras, J.L. Dunlap, G.R. Dyer, Ch.P. Ritz, A.J. Wootton, M.A. Meier, T.L. Rhodes, K. Carter, Nucl. Fusion **31**, 1471 (1991)
- [Hinton76] *Theory of plasma transport in toroidal confinement systems.* F.L. Hinton, R.D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys., **48**, 239 (1976)
- [Hutchinson87] *Principles of plasma diagnostics.* I.H. Hutchinson. Cambridge University Press (1987)
- [Ivanov93] *Electron temperature fluctuation measurements with high temporal resolution in the TEXTOR boundary plasma.* R.S. Ivanov, A.N. Chernilevsky, U. Samm, R. van Nieuwenhove, G. van Oost, Phys Rev. Lett. A **11**, 288 (1993)

- [Iwama79] *Estimation of wavenumber spectrum parameters from fixed probe-pair data.* N. Iwama, Y. Ohba, T. Tsukishima, J. Appl. Phys. **50**, 3197 (1979)
- [Jäckel88] *A fast bolometer for the stellarator W7-AS.* H.J. Jäckel, G. Kühner, J. Perchemeier. **IPP 2/291** (1988)
- [Jet92] *Fusion energy production from a deuterium-tritium plasma in the JET tokamak.* JET Team, Nucl. Fusion **32**, 187 (1992)
- [Ji91] *Fluctuation and electron-heat transport in a reversed-field pinch plasma.* H. Ji, H. Toyama, K. Miyamoto, S. Shinohara, A. Fujisawa, Phys. Rev. Lett. **67**, 62 (1991)
- [Laframboise76] *Theory of a cylindrical probe in a collisionless magnetoplasma.* J. Laframboise, J. Rubinstein, Phys. Fluids **19**, 1900 (1976)
- [Leboeuf91] *TEXT tokamak edge turbulence modelling.* J.N. Leboeuf, D.K. Lee, B.A. Carreras, N. Dominguez, J.H. Harris, C.L. Hedrick, C. Hidalgo, J.A. Holmes, J. Ruiten, P.H. Diamond, A.S. Ware, Ch.P. Ritz, A.J. Wootton, W.L. Rowan, R.V. Bravenec, Phys. Fluids B **3**, 2291 (1991)
- [Levinson84] *Space/time statistics of the turbulence in a tokamak edge plasma.* S.J. Levinson, J.M. Beall, E.J. Powers, R.D. Bengston, Nucl. Fusion **24**, 527 (1984)
- [Liewer85] *Measurements of microturbulence in tokamaks and comparison with theories of turbulence and anomalous transport.* P.C. Liewer, Nucl. Fusion **25**, 543 (1985)
- [Liewer86] *Temperature fluctuations and heat transport in the edge regions of a tokamak.* P. Liewer, J. McChesney, S. Zweben, R. Gould, Phys. Fluids **29**, 309 (1986)
- [Lin89] *Temperature fluctuations and transport in a tokamak edge plasma.* H. Lin, R. Bengston, Ch.P. Ritz, Phys. Fluids **B1**, 2027 (1989)
- [Matthews94] *Tokamak plasma diagnosis by electrical probes.* G.F. Matthews, Plasma Phys. Contr. Fusion **36**, 1595 (1994)
- [Mattor94] *Minimum enstrophy state in the tokamak scrape-off layer.* N. Mattor,



- R.H. Cohen, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **36**, 1115 (1994)
- [Miyamoto80] *Plasma physics for nuclear fusion*. N. Miyamoto. Cambridge, Mass. MIT Press. (1980)
- [NAG91] Numerical Algorithms Group Limited, NAG Library Manual, Mk. 15 (1991)
- [Navarro91] *Equilibrium-based iterative tomography technique for soft x-ray in stellarators*. A.P. Navarro, M.A. Ochando, A. Weller, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-19**, 569 (1991)
- [Nedospasov89] *Turbulence near wall in tokamaks*. A.V. Nedospasov, *Sov. J. Plasma Phys.* **15**, 659 (1989)
- [Nedospasov92] *Edge turbulence in tokamaks*. A.V. Nedospasov, *J. Nucl. Mater.*, 90 (1992)
- [Nedospasov94] *Some possible errors of measurements by probes in the SOL*. A. Nedospasov, 1st Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas. Berlín, Alemania (1994)
- [Niedermeyer91] *Multi-channel Langmuir probe and  $H_{\alpha}$  measurements of edge fluctuations on ASDEX*. H. Niedermeyer, A. Carlson, M. Endler, L. Giannone, A. Rudyj, G. Theimer, ASDEX team. 18th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Berlín) Part. **I**, 301 (1992)
- [Niedermeyer94] *Turbulent fluctuations in the scrape-off layer of the Asdex tokamak and the W7-AS stellarator*. H. Niedermeyer, 21st European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Montpellier) Part. **II**, 874 (1994)
- [Nieuwenhove88] *Novel langmuir probe technique for the real time measurement of electron temperature*. R. van Nieuwenhove, G. van Oost, *Rev.Sci. Instrum.* **59**, 1053 (1988)
- [Nishikawa94] *Plasma physics. Basic theory with fusion applications*. K. Nishikawa, M. Wakatani, 2nd ed. Springer-Verlag. Berlín (1994)
- [Pardo87a] *Análisis experimental del plasma TJ-I con técnicas de esparcimiento y*

*emisión de radiación.* C. Pardo, B. Zurro. CIEMAT-610, (1987)

- [Pardo87b] *Medida de perfiles de temperatura y densidad electrónica en el tokamak TJ-I con esparcimiento Thomson.* C. Pardo, B. Zurro. Anales de Física, B **82**, 290 (1987)
- [Pitts90] *Experimental test of Langmuir probe theory for strong magnetic fields.* R.A. Pitts, P.C. Stangeby, Plasma Phys. and Controll. Fusion **32**, 1237 (1990)
- [Post77] *Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas.* D.E. Post, R.V. Jensen, C.B. Tarter, W.H. Grasberger, W.A. Lokke. Atomic Data and Nuclear Data Tables **20**, 397 (1977)
- [Powers74] *Spectral techniques for experimental investigation of plasma diffusion due to polychromatic fluctuations.* E.J. Powers, Nucl. Fusion **14**, 749 (1974)
- [Ramirez85] *The FFT. Fundamentals and concepts.* R. W. Ramirez. Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J. 07632
- [Renner89] *Initial operation of the Wendelstein 7-AS advanced stellarator.* H. Renner, W7-AS team, NBI group, ICF group, ECRH group, Plasma Phys. Controll. Fusion **31**, 1579 (1989)
- [Ringler90] *Confinement studies on the Wendelstein 7-AS stellarator.* H. Ringler, U. Gasparino, G. Kühner, H. Maassberg, . Renner, F. Sardei, W7-AS team, NBI group, ECRH group, Plasma Phys. Controll. Fusion **32**, 933 (1990)
- [Robinson69] *Turbulent density fluctuations in Zeta.* D. Robinson, M. Rusbridge, Plasma Phys. **11**, 73 (1969)
- [Rodriguez95] *Estudio de electrones rápidos en el tokamak TJ-I: Determinación de sus características de confinamiento a partir del análisis de su radiación de frenado.* L. Rodríguez-Rodrigo. Tesis doctoral. Universidad Complutense de Madrid (1995)
- [Ross89] *On standard forms for transport equations and fluxes.* D.W. Ross, Comm. Plasma Phys. Controll. Fusion **12**, 155 (1989)

- [Ross94a] *Critique of atomic physics instability mechanisms: ionization-driven and radiative microinstabilities in the tokamak edge plasma.* D.W. Ross, Phys. Plasmas **1**, 2630 (1994)
- [Ross94b] *Response to "Comment on "Critique of atomic physics instability mechanisms: ionization-driven and radiative microinstabilities in the tokamak edge plasma" "[Phys.Plasmas 1, 2806 (1994)].* D.W. Ross, Phys. Plasmas **1**, 2808 (1994)
- [Rudyj89] *Investigation of low-frequency fluctuations in the edge plasma of Asdex.* A. Rudyj, R.D. Bengston, A. Carlson, L. Giannone, M. Kramer, H. Niedermeyer, Ch.P. Ritz, N. Tsois, The ASDEX team, 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Venecia) Proc. Vol. 13B, Part. **I**, 27 (1989)
- [Rudyj90] *Untersuchung transportrelevanter Fluktuationen in der Randschicht von ASDEX.* A. Rudyj. Tesis doctoral, Technische Universität München (1990). Report IPP III/160
- [Ruelle91] *Chance and Chaos.* D. Ruelle, Princeton University Press (1991)
- [Sanmartín70] *Theory of a probe in a strong magnetic field.* J.R. Sanmartín, Phys. Fluids **13**, 103 (1970)
- [Sattler94] *Experimental evidence for electron temperature fluctuations in the core plasma of the W7-AS stellarator.* S. Sattler, H. Hartfuss, W7-AS Team, Phys. Rev. Lett. **72**, 653 (1994)
- [Sin-Li65] *Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe.* Sin-Li Chen, T. Sekiguchi, J. Appl. Phys. **36**, 2363 (1965)
- [Smith73] *Experimental determination of the spectral index of a turbulent plasma from digitally computed power spectra.* D.E. Smith, E.J. Powers, Phys. Fluids **16**, 1373 (1973)
- [Smith74] *Fast Fourier transform spectral analysis techniques as a plasma fluctuation diagnostic tool.* D.E. Smith, E.J. Powers, G.S. Caldwell, IEEE Trans. in Plasma Sci., Vol. PS-2, 261 (1974)

- [Stangeby82] *Effect of bias on trapping probes and bolometers for tokamak edge diagnosis.* P. Stangeby, J. Phys. D: Applied Physics **15**, 1007 (1982)
- [Stangeby84] *DITE Langmuir probe results showing probe size and limiter shadow effects.* P.C. Stangeby, G.M. McCracken, S.K. Erents, G. Matthews, J. Vac. Sci. Technol. **A2(2)** (1984) 702.
- [Stangeby85] *Large probes in tokamak scrape-off plasmas. Analytic model for the collisionless scrape-off plasma.* P.C. Stangeby, Phys. Fluids **28**, 644 (1985)
- [Stangeby86] *The plasma sheath, physics of plasma-wall interactions in controlled fusion.* P.C. Stangeby, ed. D. Post, R. Behrisch, vol. 131 NATO ASI series, Series B, Physics, pag. 41-97, Plenum Press, 1986.
- [Stangeby90] *Plasma boundary phenomena in tokamaks.* P.C. Stangeby, G.M. McCracken, Nucl. Fusion **30** (1990) 1225.
- [Stringer93] *Transport in magnetically confined plasmas.* T.E. Stringer en *Plasma physics, an introductory course.* R. Dendy ed. Cambridge University Press (1993)
- [Tagle87] *Errors in measuring electron temperatures using a single Langmuir probe in a magnetic field.* J.A. Tagle, P.C. Stangeby, S. K. Erents, Plasma Phys. Contr. Fusion **29**, 297 (1987)
- [Thayer87] *Thermally driven convective cells and tokamak edge turbulence.* D.R. Thayer, P.H. Diamond, Phys. Fluids **30**, 3724 (1987)
- [Thayer90] *Thermally driven turbulence and transport in a sheared system.* D.R. Thayer, P.H. Diamond, Phys. Rev. Lett. **65**, 2784 (1990)
- [Tsui92] *A new scheme for Langmuir probe measurement of transport and electron temperature fluctuations.* H.Y.W. Tsui, R.D. Bengtson, G.X. Li, H. Lin, M. Meier, Ch. P. Ritz, A.J. Wootton, Rev Sci. Instrum. **63**, 4608 (1992)
- [Tynan94] *Towards a more complete picture of tokamak edge transport.* G. Tynan, L. Schmitz, R.W. Conn, P. Pribyl, R.J. Taylor en *Research trends in*