

## Capítulo 8

# Perfiles planos de la temperatura iónica en TJ-II

## 8.- Perfiles planos de la temperatura iónica en TJ-II

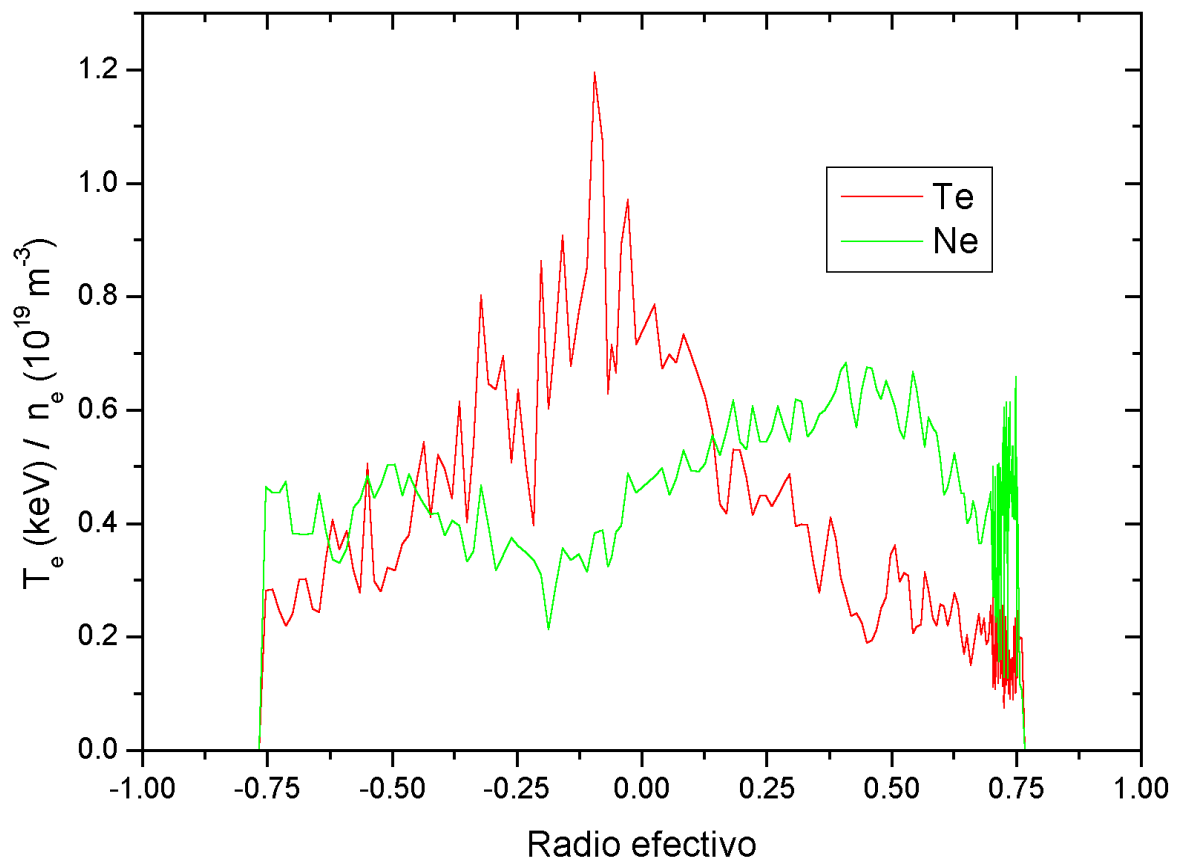
En los plasmas de TJ-II se ha observado repetidamente que cuando la densidad de línea está por debajo de  $1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  el perfil de la temperatura de los iones es plano en el centro, pero no se ha podido determinar a partir de que punto del plasma empieza a disminuir, pues el espectrómetro de intercambio de carga no permitía barrer todo el perfil radial del plasma.

En la última campaña experimental se ha mejorado el diagnóstico, de manera que ahora puede barrer todo el perfil radial del plasma, incluso en las configuraciones magnéticas mayores. Además puede medir fuera de la última superficie cerrada de flujo.

### 8.1.- Medidas experimentales

Utilizando una serie de descargas reproducibles se ha variado la posición a la que mide el espectrómetro y la energía de los iones que cuenta para obtener su temperatura en varias posiciones radiales. Como el perfil en el centro del plasma ya se sabe que generalmente es plano (ver capítulos anteriores en esta tesis) se optó por medir la temperatura a partir de un radio efectivo de 0.65 partiendo de la hipótesis de que la temperatura en el centro es igual a la medida en este punto. Se pretendía medir el punto a partir del cual la temperatura de los iones empezaba a decrecer.

Las mediciones se realizaron en la configuración 42\_100\_69 de radio menor medio 20.2 cm y volumen del plasma de aproximadamente  $1 \text{ m}^3$ . Se introdujo el limitador para mantener el tamaño y la forma del plasma. Esta configuración es una configuración de alto valor de la transformada rotacional ( $1/2\pi$ ), por encima de 2 en todo el perfil llegando a 2.2 en el borde. El calentamiento es de 400 kW de ondas ciclotrón-electrón. El gas utilizado es hidrógeno, pues la sección eficaz de intercambio de carga del helio es despreciable. La densidad media de línea es de aproximadamente  $0.75 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  y la temperatura de los electrones se sitúa por debajo de 1.2 keV en el centro mostrando un perfil picado, mientras que el perfil de densidad es ahuecado en el centro. Esto son valores comunes en los plasmas de TJ-II [Cas 00]. En la figura 8.1 se pueden ver los perfiles de temperatura y densidad electrónica medidos con el *scattering Thompson*.

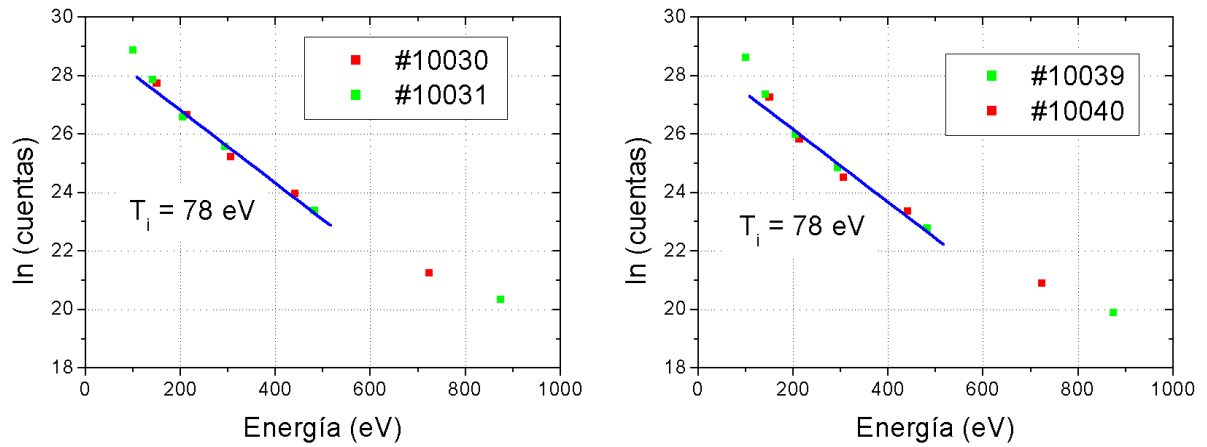


**Fig. 8.1.** Perfil de temperatura y densidad electrónicas para la descarga #10040, representativa de la serie de descargas utilizada para el cálculo de la temperatura de los iones.

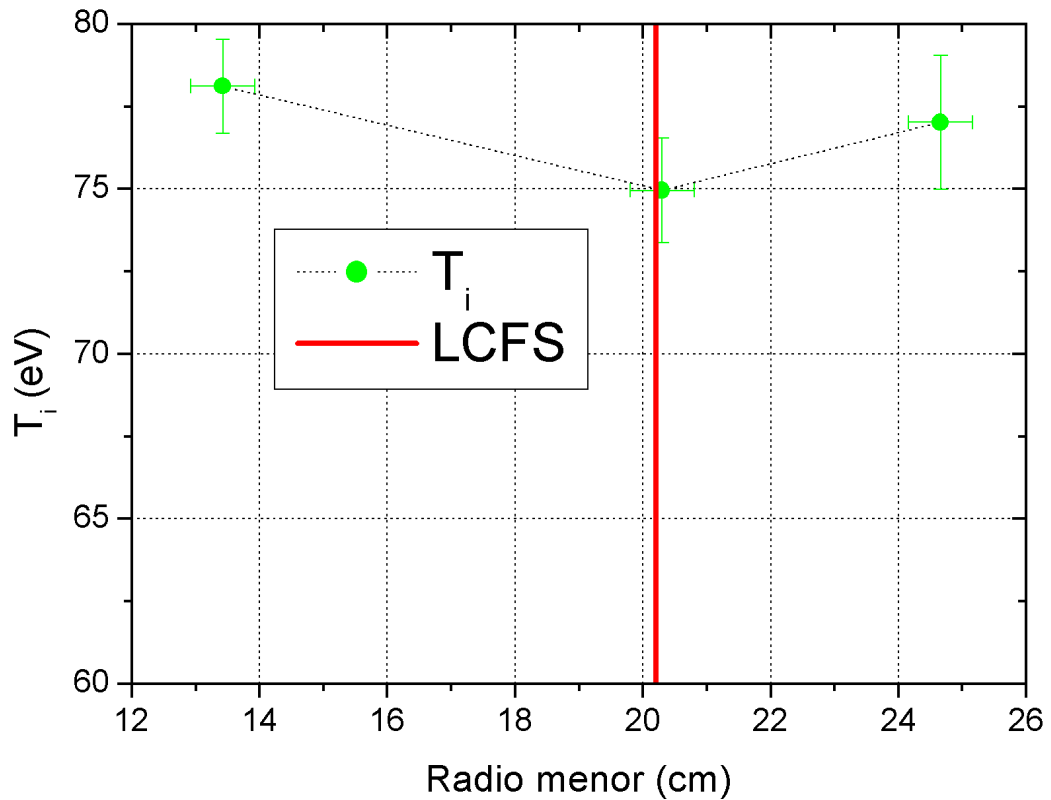
Para obtener mayor flujo de neutros en el espectrómetro la inyección de gas en la cámara de vacío se realiza en frente del colimador del diagnóstico. Para los cálculos se ha integrado la señal durante 50 ms. En la figura 8.2 puede verse el espectro de energía para dos puntos diferentes en el que se puede comprobar que la pendiente a partir de la que se calcula la temperatura de los iones es la misma para los dos casos aunque el número total de cuentas no lo sea. El intervalo de energías medido va entre 100 y 1300 eV en dos descargas reproducibles para cada punto. Para la regresión con que se calcula la temperatura de los iones se descarta la energía de 100 eV porque son neutros que provienen del borde y no del punto en que se está midiendo y las energías superiores a 600 eV porque el nivel de señal está por debajo del nivel de ruido de los detectores.

Como puede comprobarse en la figura 8.3 la temperatura de los iones se mantiene cuando la densidad ya ha caído (el radio efectivo de la figura 8.1 corresponde a 20.2 cm) e incluso fuera de la última superficie cerrada de flujo. Por otra parte sí que caen los flujos de los neutros contados fuera de la última superficie magnética cerrada respecto a los flujos medidos dentro de

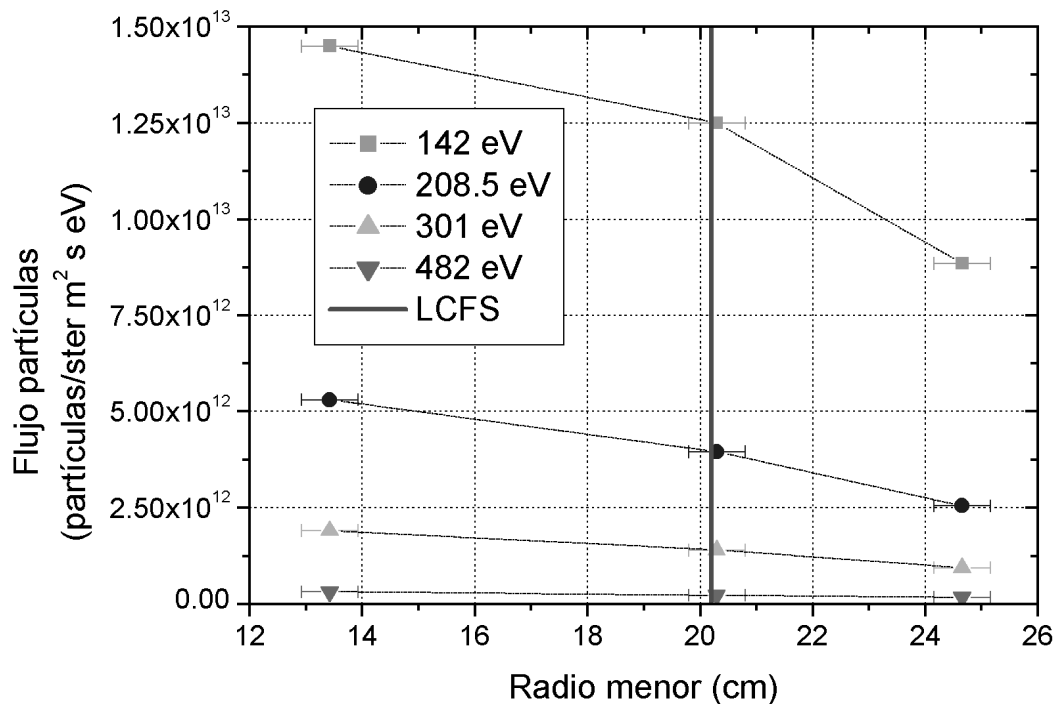
ésta. Esto puede verse en las figuras 8.3 y 8.4 donde se ha representado la temperatura y los flujos de diferentes energías en función del radio menor del plasma.



**Fig. 8.2.** Espectro de energía para dos puntos del plasma, dentro (izquierda) y fuera (derecha) de la última superficie de flujo cerrada. Para el cálculo de la temperatura se descartan los puntos de muy baja energía por provenir de neutros de la pared y los de alta por estar por debajo del nivel de ruido de los detectores.



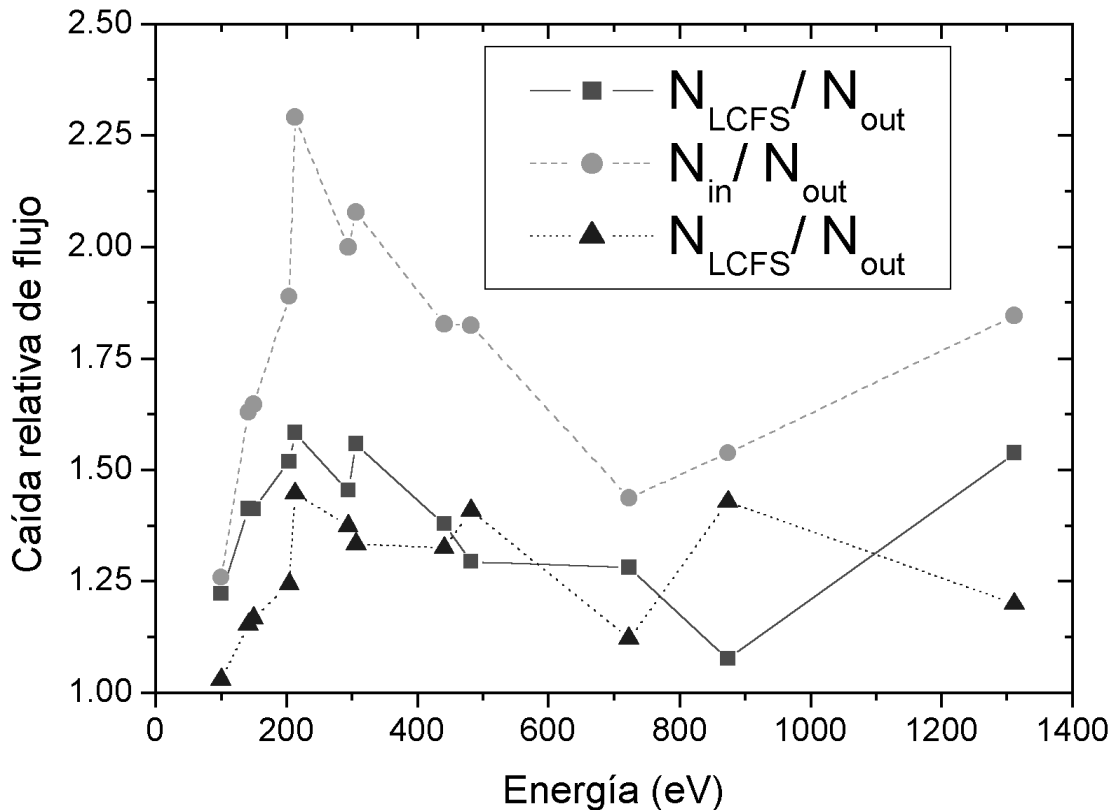
**Fig. 8.3.** Temperatura de los iones en los diferentes puntos del plasma. La línea LCFS marca la posición de la última superficie de flujo cerrada.



**Fig. 8.4.** Flujos de neutros de diferentes energías para los puntos donde se ha calculado la temperatura de los iones. La línea LCFS marca la posición de la última superficie de flujo cerrada.

La caída relativa de los flujos de neutros de intercambio de carga es diferente dependiendo de la energía que se observe. La máxima caída es para neutros de 200 eV, siendo la caída mínima para los de más baja energía. A partir de los 200 eV la tendencia es que para neutros de mayor energía la caída relativa de flujos es menor. También se comprueba que la caída es mucho más brusca fuera del plasma que justo en el borde. El que fuera del plasma haya una caída de densidad pero no la desaparición del mismo puede deberse a que más allá de la última superficie de flujo cerrada queda un plasma residual alimentado por las fugas de iones.

El que la máxima caída de flujos sea para neutros de 200 eV parece indicar que los neutros de esta energía son los mejor confinados en esta configuración. El flujo de neutros de menor energía no decae tanto porque estos neutros serían neutros que provienen principalmente del volumen del plasma de en frente del colimador y no del punto donde se está midiendo el espectro de energías. También es de esperar la menor caída de flujos para energías mayores de 200 eV, pues a mayor energía el radio de las órbitas de las partículas es mayor, a la vez que la colisionalidad disminuye con lo que no pueden cambiar de órbita. Estas órbitas mayores podrían implicar excursiones fuera de la última superficie de flujo cerrada.



**Fig. 8.5.** Caída relativa de los flujos de neutrones para los tres puntos estudiados. Los valores por debajo de 200 eV provienen de neutros de en frente del colimador del espectrómetro. Los que tienen energías superiores a 800 eV no se han tenido en cuenta por estar por debajo del nivel de ruido de los detectores.  $N_{in}$  es el flujo dentro de la última superficie de flujo cerrada;  $N_{LCFS}$  el flujo justo en esa superficie; y  $N_{out}$  el flujo fuera de la superficie.

## 8.2.- Análisis del transporte

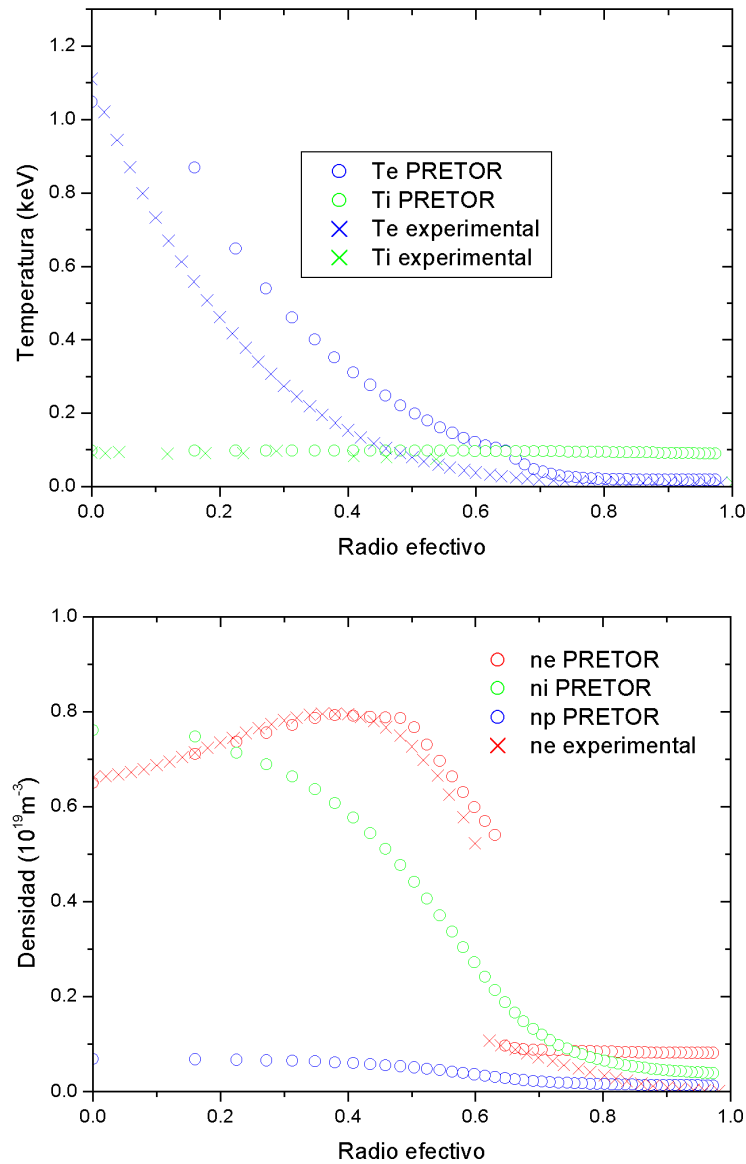
Con los datos aportados en el anterior apartado se ha completado la simulación del capítulo 7 con PRETOR-Stellarator, haciendo que el perfil de la temperatura iónica sea plano hasta el borde y no sólo hasta un radio efectivo de 0.65 con el mismo valor que la temperatura en el centro. El modelo Hinton-Hazeltine [Hin 76] con corrección Chang-Hinton [Cha 82], utilizado anteriormente, se ha visto que no es el correcto para la simulación, pues de su empleo resulta un perfil de temperatura decreciente con el radio, cuando se ha comprobado experimentalmente que éste es constante.

Para hacer la simulación se ha utilizado una adaptación del modelo Alcator C Mod [Gru 82]. Este es un modelo para el transporte de los electrones en un tokamak como es Alcator C pero la

adaptación introducida en el código es tal que sólo tiene en cuenta la densidad media de línea y le añade un perfil empírico, con lo que puede servir para los iones en TJ-II. El modelo implementado es el siguiente [Fon 01]:

$$\chi_i = \frac{0.2}{\langle n_e \rangle_{lin}} C_1 (C_1 + C_2 \rho^{C_3}) \quad (8.1)$$

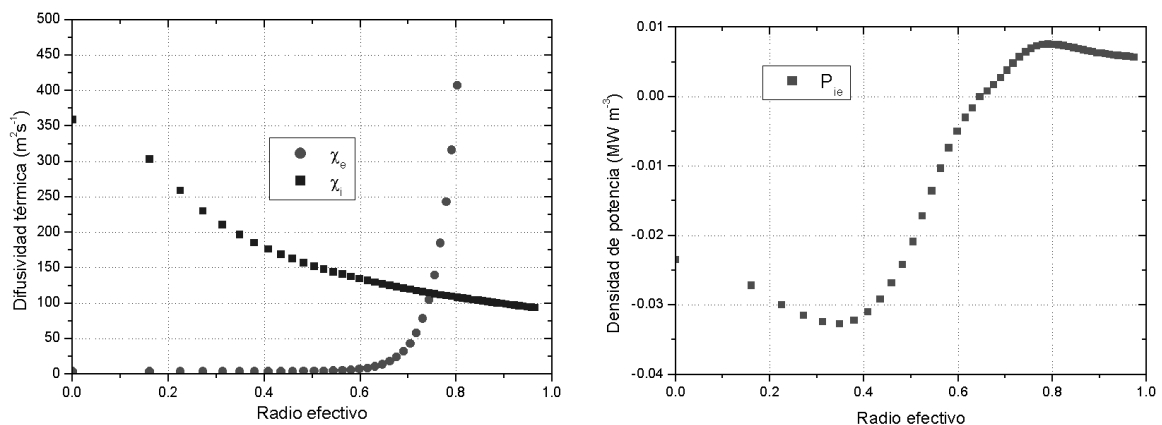
Donde  $\langle n_e \rangle_{lin}$  es la densidad media de línea;  $\rho$  es el radio efectivo del plasma; y  $C_i$  son diferentes constantes de ajuste para simular el perfil experimental.



**Fig. 8.6.** Perfiles de temperatura y densidad experimentales (aspas) y simulados con PRETOR-Stellarator.  $n_e$  es la densidad de electrones;  $n_i$  la densidad de iones; y  $n_p$  la densidad de impurezas.

En la figura 8.6 están representados los perfiles de temperatura y densidad, tanto experimentales como simulados. El perfil de temperatura electrónica simulada es algo más ancho del experimental, no es muy importante porque nos fijamos más en el transporte iónico, cuya simulación es más ajustada, siendo plano a lo largo de todo el perfil. En el caso de las densidades se ha impuesto que la densidad de los electrones ( $n_e$ ) sea la experimental, dejando evolucionar libremente la de los iones ( $n_i$ ) y la de las impurezas ( $n_p$ ), procurando que la de los iones sea similar a la de los electrones. Hacerla exactamente igual es muy difícil porque los modelos implementados en PRETOR-Stellarator no permiten la simulación de un perfil ahuecado como presentan esta serie de descargas. Debido a esta dificultad se ha optado porque la densidad en el centro sea igual a la máxima densidad electrónica y que la caída de densidad haga que las densidades en el borde del plasma sean similares.

Utilizando este modelo resulta un perfil de la difusividad térmica de los iones monótonamente decreciente, con un valor muy alto a lo largo de todo el perfil. El perfil de la temperatura de los electrones se ha simulado con el modelo empírico LHD, el utilizado usualmente en simulaciones de TJ-II. El valor de la difusividad térmica de los iones es mayor que la de los electrones en el centro, sucediendo lo inverso en el borde. El valor de la difusividad térmica de los electrones en el centro del plasma es de  $3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ , valor típico de las descargas de TJ-II, mientras que la difusividad térmica de los iones está siempre por encima de  $90 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ , alcanzando un máximo de unos  $350 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  en el centro del plasma.



**Fig. 8.7.** Difusividades térmicas electrónica e iónica calculadas con PRETOR-Stellarator (izquierda) y densidad de potencia de intercambio ion-electrón, también simulada con el código de cálculo (derecha).



En el balance de potencia se calcula que la potencia total perdida por radiación es de 24 kW, casi un 10% de la inyectada. Los electrones calientan a los iones en el centro, mientras que en el borde sucede lo contrario. De todos modos en el balance total de potencia los electrones calientan a los iones transfiriendo un 6% de la potencia inyectada, como es de esperar por el tipo de calentamiento.

La ecuación del flujo de calor de los iones es la siguiente [Str 98]:

$$q_i = -n_i \chi_i \nabla T_i + T_i n_i v_i \quad (8.2)$$

Donde  $q_i$  es el flujo de calor de los iones;  $n_i$  la densidad de los iones;  $\chi_i$  la difusividad térmica de los iones;  $T_i$  la temperatura de los iones; y  $v_i$  la velocidad de *pinch*. Esta velocidad de *pinch* es una velocidad perpendicular a las líneas de campo introducida *ad-hoc* que sirve para tener en cuenta los elementos de fuera de la diagonal de la matriz del transporte. Se ha de recalcar que el segundo sumando es un término convectivo que no tiene que ver con el transporte de partículas [Cal 87].

En este caso el gradiente de la temperatura es casi nulo, con lo que el valor de la difusividad térmica de los iones resulta extraordinariamente alto. Esto es un efecto numérico de la ecuación pues PRETOR-Stellarator sólo tiene en cuenta el primer término de la ecuación y considera  $v_i$  igual a cero. En principio no tiene sentido físico hablar de difusividad térmica de los iones cuando no hay gradiente que hace que exista esta difusividad. El hecho de que el modelo Alcator C Mod consiga reproducir el perfil experimental de la temperatura iónica es debido a que al depender del radio efectivo si se escogen adecuadamente las constantes empíricas del modelo se pueden obtener valores muy altos que compensan el casi inexistente gradiente de temperatura.

El término que parece dominar la transmisión de calor de los iones es el término convectivo dado por la velocidad de *pinch* de los iones.

### 8.3.- Discusión

Las partículas en un plasma según el tipo de órbitas que recorren pueden dividirse en partículas circulantes, partículas atrapadas y partículas atrapadas localmente.

Partículas circulantes son aquellas que dan toda la vuelta poloidal al plasma sin ser reflejadas en ningún punto. Las partículas antes de completar una vuelta poloidal al plasma se ven reflejadas debido a la no uniformidad del campo magnético entre la parte interior y exterior del toro. Las partículas atrapadas localmente también se ven reflejadas antes de dar toda la vuelta poloidal del plasma, en este caso por la no uniformidad del campo en los stellarators.

La reflexión de las partículas se produce por el efecto de espejo magnético. El valor del momento magnético es un invariante igual a [Poz 84]:

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (8.3)$$

Donde  $\mu$  es el momento magnético;  $m$  la masa de la partícula;  $v_{\perp}$  es la velocidad de la partícula perpendicular a las líneas de campo; y  $B$  es el campo magnético. Al ser invariante si crece el campo magnético la velocidad perpendicular también debe aumentar (se supone masa constante) para que la relación se mantenga. Si el campo crece mucho como el valor total de la velocidad también es constante, al aumentar la velocidad perpendicular la velocidad paralela puede llegar a hacerse cero, entonces la partícula se verá reflejada en ese punto, es lo que se llama efecto espejo magnético. En los tokamaks se produce porque las bobinas que producen el campo magnético toroidal están más juntas en el radio interior del toro que no en el exterior, con lo que el campo magnético es más intenso en la parte interior de la máquina. Cuando una partícula de la periferia del plasma se mueve a regiones más interiores del plasma verá campos magnéticos cada vez más intensos, si la velocidad paralela no es muy alta, al final se verá reflejada. El caso de las partículas atrapadas localmente es el mismo fenómeno pero dentro del campo magnético de los stellarators, éste tipo de máquinas tienen un campo magnético mucho más complejo que no el de los tokamaks con lo que tiene pozos magnéticos donde las partículas pueden ser

reflejadas si su velocidad paralela no es suficientemente grande. La forma de las órbitas de las partículas atrapadas hace que se conozcan como órbitas banana.

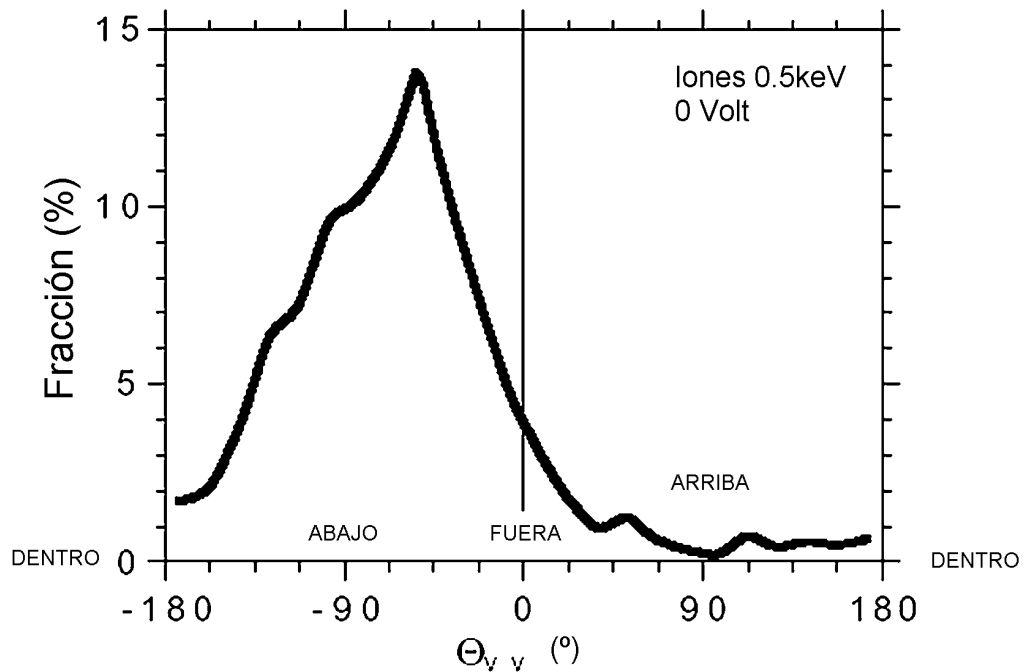
Los neutros analizados por el espectrómetro de intercambio de carga provienen de iones con una relación entre velocidad paralela y perpendicular de  $\tan^{-1} v_{\parallel}/v_{\perp} \leq 0.031$ . Este dato indica que las partículas que se están midiendo son partículas fuertemente atrapadas en pozos magnéticos, ya que la componente paralela de la velocidad es muy pequeña.

Al medir partículas fuertemente atrapadas sus órbitas serán órbitas tipo banana cuyo radio es grande comparado con la dimensión del radio menor del plasma. Al tener un gran radio las órbitas de las partículas hace que con unas pocas colisiones la energía contenida en los iones se uniformice a lo largo de todo el radio menor del plasma, dando lugar a los perfiles planos de la temperatura de los iones. Estas partículas atrapadas son las que hacen crecer las pérdidas convectivas que intervienen en la ecuación del flujo de calor.

Por otra parte la temperatura medida fuera de la última superficie cerrada de flujo puede ser consecuencia de los iones que se encuentran atrapados en líneas magnéticas no cerradas fuera del plasma. El que la temperatura en ambos casos sea la misma es debido a que por la posición y diseño del espectrómetro se cuentan iones atrapados, con velocidades perpendiculares mucho mayores que las paralelas. Al estar midiendo partículas con una fuerte componente de la velocidad perpendicular se puede seguir teniendo cuentas para calcular la temperatura de los iones, si la componente paralela fuere mayor las partículas podrían perderse al final de la línea magnética y de esta manera el espectrómetro no tendría suficiente señal en los canales de energía para poder realizar la regresión lineal a partir de la cual se calcula la temperatura de los iones.

El plasma residual que se ha medido fuera de la última superficie cerrada de flujo puede ser debido a las fugas de los iones, que es más acusada en la parte superior del plasma, que es donde ha medido con el espectrómetro. En la figura 8.8 puede verse el perfil de fugas de iones de 500 eV para una configuración con el campo magnético invertido en el que el máximo de fugas se tiene para la parte inferior [Gua 00b], en nuestro caso el campo magnético es estándar con lo que el máximo de fugas será en la parte superior. Para dilucidar esta cuestión es necesario realizar

más experimentos midiendo en los dos bordes del plasma, el superior y el inferior para ver si hay alguna diferencia de flujos y temperatura entre dos puntos simétricos del plasma.



**Fig. 8.8.** Pérdida de iones de la última superficie de flujo cerrada en función del ángulo poloidal. Esta figura es para campos magnéticos invertidos, con lo que para campos magnéticos estándar (caso que se está estudiando) el máximo de pérdidas se produce en la parte superior. [Gua 00bB]

## 8.4. - Conclusiones

En el presente capítulo de esta tesis se han realizado una serie de medidas y cálculos para investigar el perfil de temperatura iónica en TJ-II. Se ha comprobado que el perfil de la temperatura es plano más allá de la última superficie de flujo cerrada y que además se mantiene a pesar de la caída de la densidad. Una novedad ha sido la medida de la temperatura de los iones más allá de un radio efectivo de 0.65 para una configuración con un radio menor medio grande, no se había realizado hasta ahora por limitaciones en el dispositivo experimental.

Se ha realizado un estudio de transporte utilizando una adaptación del modelo Alcator C Mod, en el que se deduce que la difusividad térmica de los iones es muy alta, pero este resultado es poco significativo porque es un valor numérico que compensa el casi nulo gradiente de

temperatura iónica. Analizando la ecuación del flujo de energía se observa que el flujo viene dado principalmente por el flujo convectivo, que depende de la velocidad de *pinch*, que es una velocidad introducida en el flujo de calor de los iones y que normalmente no es tomada en cuenta por los códigos de cálculo.

Un resultado del presente capítulo ha sido la explicación del perfil plano dentro de la última superficie cerrada de flujo del plasma. Éste es plano por la magnitud del radio de las órbitas banana de los iones dentro del plasma, el radio es muy grande, con lo que los iones se distribuyen y mezclan rápidamente a lo largo de todo el perfil del plasma, resultando este perfil plano.

Otra aportación de la presente tesis ha sido la constatación de la existencia de un plasma residual fuera de la última superficie de flujo cerrada. Este hecho puede explicarse por el tipo de partículas que analiza el espectrómetro de intercambio de carga y la posición de los limitadores en TJ-II. Como analiza partículas fuertemente atrapadas, con una componente muy baja de la velocidad paralela a las líneas magnéticas las partículas de fuera de la última superficie magnética no tienen tiempo de llegar a los limitadores, que haría que las partículas se perdiesen, en cambio rebotan antes de llegar a los limitadores con lo que pueden medirse y calcular la temperatura, que resulta ser la misma que dentro del plasma, pues miden el mismo tipo de partículas.