Informes Técnicos Ciemat

1129

Diciembre, 2007

Transporte de Partículas en Plasmas ECRH del TJ-II

V. I. Vargas
D. López-Bruna
T. Estrada
J. Guasp
J.M. Reynolds
J.L. Velasco
J. Herranz

Asociación EURATOM / CIEMAT para Fusión - 107

Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesauro del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Catálogo general de publicaciones oficiales
http://www.060.es

Depósito Legal: M -14226-1995
ISSN: 1135 - 9420
NIPO: 654-07-077-0

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70
HELIAC STELLARATORS; HELICAL CONFIGURATION; PLASMA; TRANSPORT; COMPUTER CODES; PARTICLE MOBILITY; DIFFUSION; PLASMA DENSITY; PARTICLE SOURCES; TOKAMAK DEVICES; MONTE CARLO METHOD; ECR HEATING

Transporte de Partículas en Plasmas ECRH del TJ-II

Vargas, V.I.; López-Bruna, D.; Estrada, T.; Guasp, J.; Reynolds, J.M.;
Velasco, J.L.; Herranz, J.

24 pp. 12 figs. 35 refs.

Resumen:
Se presenta un estudio sistemático del transporte de partículas en los plasmas ECRH del TJ-II con distintas densidades. El objetivo es encontrar dependencias tanto del tiempo de confinamiento de partículas como de la difusividad electrónica con la densidad de línea. La información experimental consiste en los perfiles de temperatura electrónica, T_e (Thomson Scattering TS) y densidad, n_e, (TS y reflectómetro) y datos de gas inyectado medidos en descargas estacionarias. El perfil de la fuente de electrones, S_e, se obtiene mediante el código Monte-Carlo EIRENE. El análisis de balance de partículas se ha hecho enlazando los resultados de EIRENE con un modelo que reproduce los plasmas ECRH en condiciones estacionarias. En el recorrido de densidades estudiado ($0{,}58 \leq \langle n_e \rangle$ ($10^{19}m^{-3}$) $\leq 0{,}80$) se encuentran dos regiones de confinamiento separadas por una densidad umbral, $\langle n_e \rangle \approx 0{,}65\ 10^{19}m^{-3}$. Por debajo de ella el confinamiento es bajo, y al revés. Esto se refleja en la difusividad efectiva, De, que en el intervalo de validez de su estudio, $0{,}5 < \rho < 0{,}9$ siendo ρ el radio normalizado, decrece significativamente a partir de la densidad umbral. Los perfiles de D_e son planos para $\langle n_e \rangle \geq 0{,}63$ (10^{19} m^{-3}).

Particle Transport in ECRH Plasmas of the TJ-II

Vargas, V.I.; López-Bruna, D.; Estrada, T.; Guasp, J.; Reynolds, J.M.;
Velasco, J.L.; Herranz, J.

24 pp. 12 figs. 35 refs.

Abstract:
We present a systematic study of particle transport in ECRH plasmas of TJ-II with different densities. The goal is to find particle confinement time and electron diffusivity dependence with line-averaged density. The experimental information consists of electron temperature profiles, T_e (Thomson Scattering TS) and electron density, n_e, (TS and reflectometry) and measured puffing data in stationary discharges. The profile of the electron source, S_e, was obtained by the 3D Monte-Carlo code EIRENE. The analysis of particle balance has been done by linking the results of the code EIRENE with the results of a model that reproduces ECRH plasmas in stationary conditions. In the range of densities studied ($0.58 \leq \langle n_e \rangle$ ($10^{19}m^{-3}$) ≤ 0.80) there are two regions of confinement separated by a threshold density, $\langle n_e \rangle \approx 0.65\ 10^{19}m^{-3}$. Below this threshold density the particle confinement time is low, and vice versa. This is reflected in the effective diffusivity, D_e, which in the range of validity of this study, $0.5 < \rho < 0.9$ being ρ normalized plasma radius, decreased significantly above the threshold density. The profiles of D_e are flat for $\langle n_e \rangle \geq 0{,}63(10^{19}m^{-3})$.

TRANSPORTE DE PARTÍCULAS EN PLASMAS ECRH DEL TJ-II

V. I. VARGAS[1], D. LOPEZ-BRUNA[1], T. ESTRADA[1], J. GUASP[1], J. M. REYNOLDS[2], J. L. VELASCO[2 3], J. HERRANZ[1]

Índice

1. Introducción 1
2. Datos Experimentales 3
3. Método de análisis 6
3.1. Estimación de la difusividad de partículas 6
3.2. Estimación de las pérdidas directas 8
3.3. Estimación del tiempo de confinamiento de partículas 10
3.4. Estimación de la distribución de la fuente de electrones 12
4. Resultados: Barrido en densidad 13
4.1. Tiempo de confinamiento de partículas, fuente de electrones y velocidad de fuga 13
4.2. Coeficiente de difusión 14
5. Discusión y conclusiones 17
Apéndice A. Difusividad efectiva, Ec. 4 24
Apéndice B. Propagación de errores, Ec. 7 25
Agradecimientos 25
Referencias 25

1. Introducción

Recientemente, la dependencia de los perfiles de difusividad térmica electrónica respecto a la densidad, la transformada rotacional y la potencia absorbida en plasmas ECRH del TJ-II, se ha estudiado en base a los perfiles de densidad y temperatura electrónica obtenidos con el diagnóstico *Thomson Scattering* [1]. Se pretende ahora estudiar cómo cambian los perfiles de difusión de las partículas con la densidad electrónica en estos mismos plasmas. La principal dificultad estriba en determinar el término fuente; especialmente en una máquina como el TJ-II, donde los flujos por reciclado[1] desempeñan un papel muy importante dadas las características geométricas del plasma y de la cámara de vacío en la que está inmerso. Esta dificultad se afronta mediante el uso de un código Monte Carlo. El tiempo de confinamiento, una cantidad obligatoria para hallar los flujos de reciclado, se puede inferir de la quiescencia del plasma como se explicará más adelante.

[1]El termino de reciclado resume todos los procesos que involucran el intercambio de partículas y energía entre el plasma y las superficies de los materiales de una máquina de fusión, por ejemplo limitadores, paredes y divertores.

El transporte de partículas es uno de los procesos fundamentales en la física del transporte en plasmas confinados magnéticamente y, por consiguiente, lo es también para el futuro desarrollo de reactores de fusión. Aunque se ha estudiado ampliamente en plasmas de Tokamak, sigue tratándose de un área de intensa actividad tanto desde el punto de vista teórico como del experimental. En el caso de los *stellarators* encontramos trabajos recientes de análisis experimental en el W7-AS [2] y el LHD [3]. Sin embargo, y precisamente por la dificultad de estimar las fuentes, los trabajos que se han hecho sobre transporte experimental de partículas son pocos en comparación con los estudios de transporte experimental de energía.

Existen distintas técnicas experimentales mediante las cuales estimar coeficientes efectivos de difusión D, o factores de proporcionalidad entre el flujo y el gradiente de la magnitud que corresponda. Entre las técnicas más comunes están (i) usar perturbaciones de gas impulsivo [4] y (ii) perturbaciones sinusoidales periódicas [5]. En ambos casos se trata de estudios perturbativos. Otra posibilidad, como la usada en este trabajo, consiste en hacer balance de partículas en condiciones estacionarias. Este método considera el plasma en estado estacionario, por lo que la derivada temporal desaparece en la ecuación de continuidad, lo que permite obtener una difusividad efectiva a partir de los perfiles experimentales en condiciones estacionarias y la fuente de partículas.

En estudios realizados por el método de balance de partículas en el *Stellarator W7-AS* se ha observado una dependencia positiva de D con la potencia de calentamiento y negativa con el campo magnético toroidal, la transformada rotacional y la densidad en la región del gradiente de densidad [6, 7, 8, 9]. Por ejemplo, los estudios realizados en la región de líneas de campo no cerradas fuera del contenedor magnético, próxima a la pared de la cámara de vacío[2], llevan a un escalado de la difusividad en la forma $D \sim (P - P_{rad})^{0,85} \bar{n}_e^{-1,1}$ donde P_{rad} es la potencia radiada [10]. Otro estudio por este mismo método en el W7-AS predice un escalado de la forma $D \sim 1/n_e^2$ [11].

Más recientemente se han realizado experimentos de modulación de gas para estimar los coeficientes de transporte y sus dependencias en stellarators como el W7-AS [2] y el LHD [3]. En el primero los experimentos se realizaron a varias densidades, potencias de calentamiento y campos magnéticos, obteniéndose un escalado para los coeficientes de difusión en el centro del plasma en la forma $D \sim n_e^{-1,18\pm0,13} T_e^{0,69\pm0,22} B_t^{-0,51\pm0,22}$. En el caso de los experimentos realizados en LHD se obtuvieron valores de D y de v tanto en el centro como en el borde. Se encontró que los coeficientes de difusión tienen una dependencia positiva con la temperatura electrónica que cambia con el campo magnético toroidal utilizado tanto en el centro como en el borde del plasma.

Como se ha advertido, la determinación de la distribución de la fuente de electrones, S_e, es un requisito para el estudio del transporte de partículas por balance. Existen técnicas de estimación experimental de S_e basadas en modular el gas de entrada y medir por reflectometría las consecuencias en los perfiles de la densidad [12]. La creciente potencia de cálculo numérico ha

[2]Llamada en inglés *scrape-off layer* o, en sus siglas, SOL.

ido permitiendo considerar seriamente la alternativa de la obtención de la fuente de partículas mediante códigos Monte Carlo de transporte de neutros. En definitiva, estos cálculos se refieren al nivel microscópico y el perfil de la fuente electrónica viene de un número de procesos atómicos: (i) la ionización de neutros, átomos de H o moléculas H_2 al penetrar en el plasma; (ii) la ionización de impurezas y (iii) la recombinación del hidrógeno o las impurezas. Esta contribución de los neutros se calcula mediante los códigos de transporte de neutros previo conocimiento de los parámetros del plasma y de la geometría del dispositivo utilizado, tal y como haremos en adelante.

En este informe se presenta un estudio sistemático del transporte de partículas en los plasmas ECRH del TJ-II. El objetivo es encontrar dependencias tanto del tiempo de confinamiento de partículas como de la difusividad electrónica con la densidad. La información experimental consiste en los perfiles de temperatura electrónica, T_e, (Thomson Scattering, TS) y densidad, n_e, (TS y reflectómetro) medidos en descargas estacionarias. La distribución S_e se obtiene mediante el código Monte-Carlo EIRENE [13] adaptado a las condiciones del TJ-II [14]; esto es, se están considerando las peculiaridades geométricas, materiales y de operación del dispositivo TJ-II: las tasas de inyección de gas[3], la posición de los limitadores y el factor de reciclado. El análisis de balance de partículas se ha hecho enlazando los resultados de EIRENE con el sistema ASTRA[4] [15] de análisis del transporte, donde se trabaja con la geometría de vacío promediada a las superficies de flujo [16].

El contenido del informe se desglosa de la siguiente manera. En la sección 2 se da una breve referencia de los distintos perfiles y datos experimentales utilizados como parámetros de entrada en los distintos códigos. La Sec. 3 presenta una descripción del modelo de transporte y del método seguido para realizar el análisis. La Sec. 4 muestra los resultados obtenidos del estudio de D_e en el barrido en densidad, además de los resultados de tiempo de confinamiento de partículas y fuente de electrones. La Sec. 5 es la discusión y conclusiones del trabajo. En el Apéndice se presenta la obtención de la Ec. 4 y la propagación de errores para la Ec. 7.

2. Datos Experimentales

Las descargas analizadas en este trabajo corresponden a plasmas ECRH calentados con dos girotrones con una potencia nominal de calentamiento de 400 kW cada uno. El barrido en densidad consiste en 27 descargas con un valor de transformada rotacional en el borde $\iota_a = 1,65$ (correspondiente a la configuración 100_44_64 del diagrama de flexibilidad del TJ-II) y un volumen del plasma de 1,1 m^3. Los valores de la densidad de línea están en el recorrido de 0.58-0.80 $10^{19} m^{-3}$. Las descargas presentan condiciones estacionarias en la vecindad del tiempo en el que se dispara el diagnóstico TS. El número de descargas es reducido debido a las restricciones impuestas en el estudio, principalmente las que garantizan una suficiente homogeneidad

[3]A menudo llamado *puffing* de acuerdo con la nomenclatura inglesa. Consiste en la inyección de gas desde el borde del plasma. El gas neutro inyectado se ioniza al entrar en contacto con el plasma y pasa a formar parte de éste.

[4]ASTRA: Automatic System for TRansport Analysis.

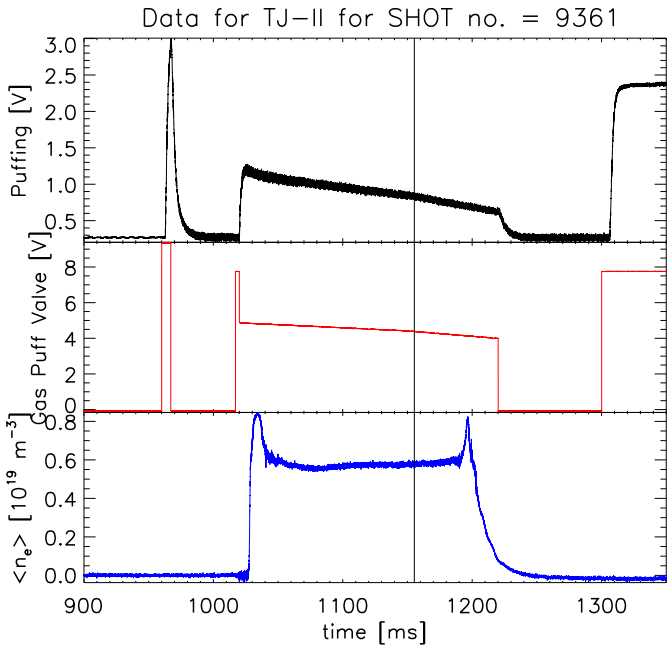


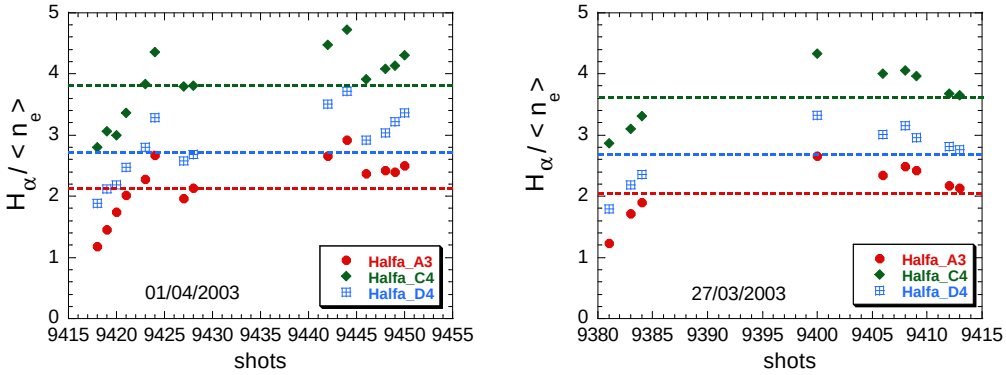
FIGURA 1. De arriba a abajo: Evolución temporal del gas inyectado, de la válvula de inyección de gas y de la densidad de línea para la descarga 9361 en plasmas ECRH del TJ-II. La línea sólida vertical representa el instante del disparo del diagnóstico TS.

en las condiciones que afectan a la fuente de partículas. Además, sólo se han analizado descargas en las que estuvieran disponibles los diagnósticos necesarios para el estudio, como p. ej. los perfiles del reflectómetro.

Los datos de inyección de gas se han tomado sistemáticamente en el instante de disparo del láser del diagnóstico *Thomson*. La figura 1 muestra una típica señal de gas inyectado, de voltaje en la válvula de inyección y de densidad de línea para una de las descargas utilizadas en el estudio. Después de hacer un pre-llenado de gas en la cámara de vacío, la típica forma de la señal de gas inyectado para una descarga de densidad constante en condiciones de pared borada consiste en un corto pulso al inicio de la primera fase del plasma para facilitar el arranque, seguido de una tasa de inyección aproximadamente constante (normalmente decae lentamente).

Una primera restricción en la selección de descargas ha consistido en buscar condiciones de factor de reciclado $R \approx 1$. Varios estudios experimentales indican que los plasmas ECRH del TJ-II con pared borada alcanzan tal condición unas diez descargas después de realizarse la descarga de limpieza[5]

[5]Descarga de resplandor, o *glow discharge* en inglés. Descarga eléctrica en un gas a baja presión producida entre dos electrodos o entre un electrodo y la cámara de vacío, que da lugar a un plasma de baja densidad y temperatura caracterizado por una emisión luminosa uniforme. En los dispositivos de fusión se emplea para realizar el acondicionamiento de la superficie interna de la cámara de vacío mediante su bombardeo por los iones del plasma generado.



(A) (B)

FIGURA 2. Evolución de la emisión H_α normalizada con la densidad de línea durante un día de operación del TJ-II. La línea discontinua representa el nivel de referencia utilizado según el monitor de H_α.

al inicio del día experimental [17]. De estos estudios también se infiere que la razón entre la intensidad de los monitores de radiación[6] H_α y la densidad de línea es buen indicador de las condiciones de reciclado. Para todas las descargas utilizadas se ha estimado este cociente $\mathrm{H}_\alpha/\bar{n}_e$ en el tiempo *Thomson*. Además de verificar la saturación a lo largo de un día de operación, estos datos se han utilizado como criterio de selección de las descargas. A modo de ejemplo, la figura 2 muestra dos días de operación y el cociente $\mathrm{H}_\alpha/\bar{n}_e$ obtenido en las descargas pertenecientes a un barrido en densidad. Sólo se han incluido en el estudio de transporte de partículas las que se encuentran por encima de un valor a partir del cual el cociente oscila (marcado con líneas horizontales para cada monitor H_α), circunstancia que se adscribe a la condición $R \approx 1$ de saturación de hidrógeno en la pared de la cámara de vacío. El nivel de referencia depende del monitor que se use (ver figura 2); pero dado el comportamiento similar, se ha usado normalmente el monitor H_α del sector 4 del TJ-II. Para mayor estabilidad en las condiciones de la pared, se rechazaron cualesquier descargas que se encontraran entre las cinco primeras del día de operación.

Otra condición restrictiva ha consistido en seleccionar sólo aquellas descargas cuyos limitadores se encontraran en la posición de la última superficie de flujo cerrada (LCFS[7]), o más retirados. Estos datos también se tienen en cuenta como entradas para EIRENE y se han obtenido de la base de datos relacional del TJ-II [18].

Hecha la selección de descargas, se leyeron de la base de datos del TJ-II los perfiles de temperatura y densidad electrónica del diagnóstico TS. Para

[6]Detectores, situados directamente sobre las ventanas de la cámara de vacío, basados en fotodiodos de Si con filtros interferenciales que permiten medir la emisión de radiación del hidrógeno para la primera transición de la serie de Balmer, H_α=656.3 nm.

[7]Del inglés *last closed magnetic surface*.

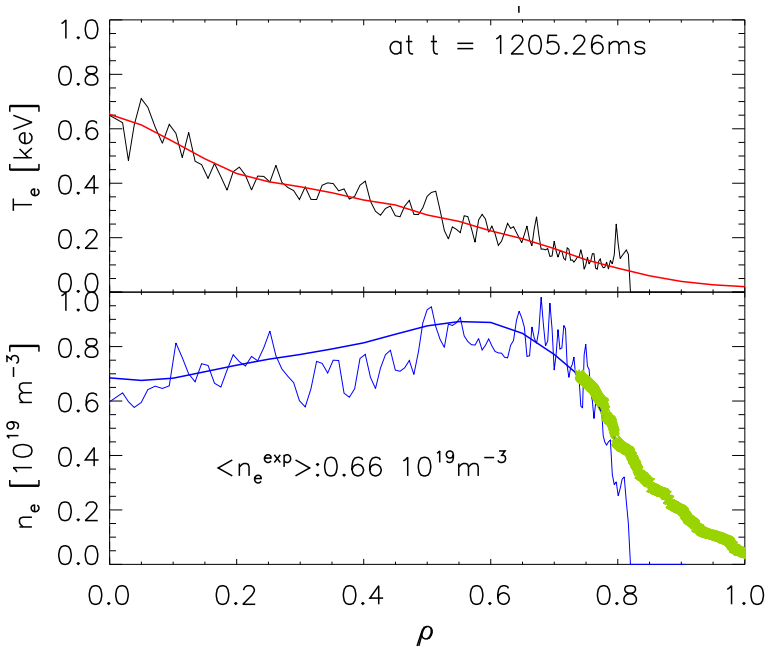


FIGURA 3. **Parte superior:** Perfil de temperatura electrónica, T_e, procedente del diagnóstico TS (línea negra) y el perfil final suavizado de T_e (línea roja). **Parte inferior:** Comparación entre los datos experimentales del perfil de n_e procedente del diagnóstico TS (línea fina azul), y el perfil de n_e procedente del diagnóstico reflectómetro (línea gruesa verde), junto con la curva de empalme de los perfiles experimentales de n_e (línea azul) ajustado a la densidad de línea obtenida por interferometría para la descarga 9444 (plasma ECRH).

completar el perfil de densidad en el borde se han usado perfiles de la densidad obtenidos mediante el reflectómetro [19]. El criterio que se utilizó para construir los perfiles experimentales es el mismo que se explica en [20].

La figura 3 muestra perfiles típicos de temperatura electrónica (TS) y densidad electrónica (TS y reflectómetro) del TJ-II tomados de una de las descargas utilizadas en el estudio.

3. MÉTODO DE ANÁLISIS

3.1. Estimación de la difusividad de partículas. Como se ha indicado, un objetivo es encontrar dependencias del confinamiento de partículas con la densidad de línea mediante estudios de balance. La conservación del número de partículas se expresa mediante:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = S_e, \tag{1}$$

que, en estado estacionario, permite obtener el flujo a partir del conocimiento de la fuente,

$$\nabla \cdot \Gamma_e = S_e. \tag{2}$$

Para describir el flujo se representa el transporte mediante un coeficiente de difusión, D_e^{model}, y unas derivas radiales que, aunque no son fundamentales en el trabajo, ayudarán a reproducir los perfiles experimentales,

$$\Gamma_e = -D_e^{model} \nabla n_e + n_e(v_p + v_d), \tag{3}$$

donde v_p se refiere a la convección en la parte central del plasma y v_d a lo propio cerca del borde. El método consiste en encontrar coeficientes para las funciones D_e^{model}, v_p y v_d que resuelvan la Ec. 2, de manera que es obligatorio conocer el perfil $S_e(\rho)$ (llamaremos ρ a nuestra coordenada radial en lo que sigue). Como se va a explicar, la fuente S_e se puede calcular previo conocimiento del transporte, pues éste es necesario para calcular un tiempo de confinamiento y los flujos salientes del plasma. Una posibilidad consiste en tomar medidas experimentales de τ_p; pero no se tiene dicha información, salvo someramente y en condiciones de pared metálica [21, 22, 23] donde se encuentra $\tau_p \approx 5$ ms para casos de baja densidad y hasta 15 ms en descargas con alta densidad. Aquí se sigue una manera alternativa dando por hecho que, en tanto el tiempo de confinamiento de las partículas sea correcto, S_e puede calcularse de manera fidedigna mediante el código Monte-Carlo. En este caso, puede despejarse D_e^{model} en la Ec. 2 y, considerando la geometría cuasi-cilíndrica del problema (ver Apéndice), usar los perfiles experimentales para hallar

$$D_e(\rho) = D_e^{eff}(\rho) + \frac{n_e(\rho) v(\rho) V'(\rho) \left|\langle \nabla \rho \rangle\right|}{n_e'(\rho) G(\rho)} \tag{4}$$

donde $D_e^{eff}(\rho) = -S_I(\rho)/n_e'(\rho)G(\rho)$; $S_I = \int_0^\rho S_e V' d\rho$ y $G(\rho) = V' \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle$. Obviamente, $v = v_p + v_d$ es una deriva radial en promedio a cada superficie de flujo etiquetada mediante ρ; $V(\rho)$ es el volumen encerrado por la misma superficie. Como es típico, la prima indica derivada respecto a ρ; y los paréntesis angulares indican promedio a la correspondiente superficie de flujo. Dada la baja presión de estos plasmas ECRH se considera la configuración de vacío para obtener todas las magnitudes métricas.

Obsérvese que, al menos en apariencia, v complica el problema porque se trata de una magnitud más a determinar. El programa seguido podría haberse llevado a cabo perfectamente sin usar una deriva v, pero ha sido incluida porque gracias a ella es mucho más fácil *reproducir* los plasmas estacionarios del TJ-II. La escisión en partes v_p y v_d que sólo afectan al centro y al borde respectivamente responde a esta conveniencia. Sin embargo, al usarlas en la descripción del transporte es conveniente descontar su efecto en la estimación de la difusividad efectiva, lo que justifica usar la Ec. 4 en vez de D_e^{eff}, como correspondería a una difusividad efectiva pura. A continuación se dan justificaciones ulteriores para la inclusión de v en el problema.

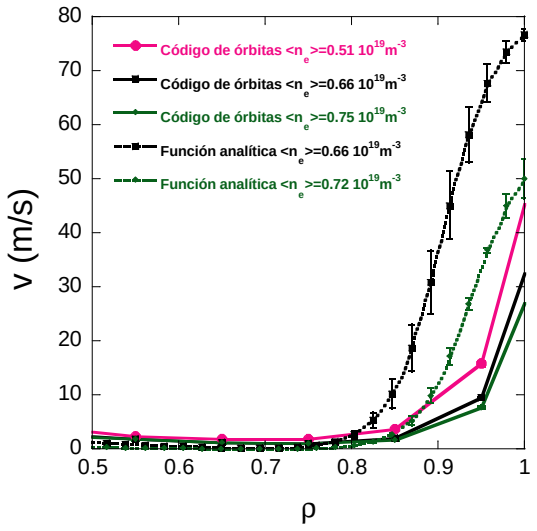


FIGURA 4. Comparación de los perfiles de velocidad efectiva obtenidos con el código de seguimiento de orbitas y la función Ec. 6 para distintas densidades de línea.

3.2. Estimación de las pérdidas directas. Se pretende realizar un análisis interpretativo del transporte en los plasmas ECRH del TJ-II. En la interpretación es conveniente tener en cuenta que hay dos regiones cuyo comportamiento responde, posiblemente, demasiado mal a un modelo estrictamente difusivo. En el caso del centro del plasma esto es evidente por el hecho de existir plasmas estacionarios con perfiles huecos de la densidad. Esta es la zona de deposición de potencia, cerca del eje magnético, donde se espera una fuerte impulsión de las partículas hacia el llamado "cono de pérdidas" en el espacio de velocidades, un proceso conocido en la literatura como *pump out*. Este fenómeno está identificado experimentalmente desde las primeras campañas del TJ-II [24] y ha sido objeto de estudios recientes en los que se estima el flujo correspondiente [25]. Mediante un término v_p apropiado es fácil reproducir la oquedad de los perfiles de n_e, presente en los datos experimentales. Sin embargo, salvo que se contara con un cálculo preciso de v_p en las condiciones experimentales del barrido objeto de este trabajo, la combinación de perfiles de v_p y de difusividad para reproducir los plasmas estacionarios tiene bastante arbitrariedad y debe ser excluida de las conclusiones. En definitiva, se usará v_p para reproducir los plasmas estacionarios pero toda la parte del plasma donde el gradiente de la densidad es positivo (la zona de influencia de v_p) no será significativa en este trabajo.

Algo semejante sucede con la parte más externa del plasma, $\rho > 0{,}85$. Ya los primeros cálculos de trayectorias de partículas en el TJ-II [26] indicaban que las velocidades promedio de fuga de las partículas se hacen muy grandes cerca de la frontera del plasma. Se ha utilizado el término v_d para reproducir este comportamiento y lograr con ello ajustar el perfil de densidad electrónica a los valores experimentales en condiciones estacionarias en la zona de gradiente.

De esta manera, el modelo utilizado para valorar las pérdidas directas convectivas está dado por una función analítica con dos componentes $v = v_p + v_d$. Como se indicó anteriormente, la primera representa las pérdidas por procesos *pump out*, v_p; y la otra las pérdidas directas en el borde, v_d. El término v_p se obtiene con un perfil gaussiano dado por la ecuación

$$v_p(\rho) = b_1 e^{-\left(\frac{\rho-\rho_o}{w}\right)^2} \tag{5}$$

centrado en $\rho_0 = 0,36$ y de anchura $w = 0,20$ (en radio normalizado del plasma). Para ahuecar el perfil de densidad electrónica según los casos, se ha variado la constante b_1 entre valores de 0,14 para densidades altas ($\bar{n}_e$=0,80 $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$) y 1,10 para densidades bajas ($\bar{n}_e$=0,58 $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$).

Las pérdidas en el borde se obtuvieron utilizando como perfil una función tangente hiperbólica según la relación:

$$v_d(\rho) = \frac{a_1 + d_1}{2} + \frac{a_1 - d_1}{2} \tanh\left(\frac{\rho_c - \rho}{\Delta/5}\right), \tag{6}$$

donde ρ_c corresponde al punto de inflexión, Δ a la anchura entre los codos, a_1 al enrasado de la asíntota izquierda y d_1 al de la asíntota derecha. Para asemejar el perfil de densidad electrónica en la región del borde con los perfiles experimentales, en este estudio se utilizaron Δ = 0,3 y a_1 = 0,0 cambiando únicamente $0,87 \leq \rho_c \leq 0,96$ y d_1 con valores entre 40 a alta densidad ($\bar{n}_e$=0.80 $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$) y 120 a baja densidad ($\bar{n}_e$=0.58 $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$).

Conviene observar que el uso de v_d, además de que facilita reproducir los perfiles experimentales de la densidad, responde a la noción de que el transporte en la región del borde sufre pérdidas directas. Podría haber bastado con realizar el estudio en base únicamente a un coeficiente de difusión efectivo (D_e^{eff} en la Ec. 4) y admitir valores extraordinariamente altos cerca del borde del plasma, donde la fuente de partículas es intensa y los gradientes son pequeños, pero se ha preferido el uso de v_d por compatibilidad con resultados antiguos [27] y más recientes sobre la velocidad radial efectiva de los iones en el borde del TJ-II. Los perfiles de v_d que han resultado al reproducir los plasmas estacionarios del TJ-II con la ayuda de la fórmula 6 pueden compararse con la velocidad radial efectiva Γ_e/n_e obtenida mediante el código ISDEP (ver Ref. [28]). En éste, se lanzan partículas dentro del plasma distribuidas según el perfil de la densidad y con una función de distribución de velocidades gaussiana. Posteriormente se sigue la trayectoría de su centro-guía en presencia de colisiones con el fondo. El entorno colisional se basa en un perfil típico de la temperatura electrónica en plasmas ECRH del TJ-II y se incluyen perfiles de potencial del plasma similares a los experimentales. Los resultados se muestran en la figura 4, donde se puede observar cómo la velocidad efectiva se desplaza hacia fuera a mayor densidad de línea y su magnitud es mayor a menores densidades, de manera que hay un claro acuerdo cualitativo. En cuanto a la comparación entre valores, téngase en cuenta que el código de órbitas sólo contempla procesos colisionales y perfiles del potencial electrostático aproximados, mientras que

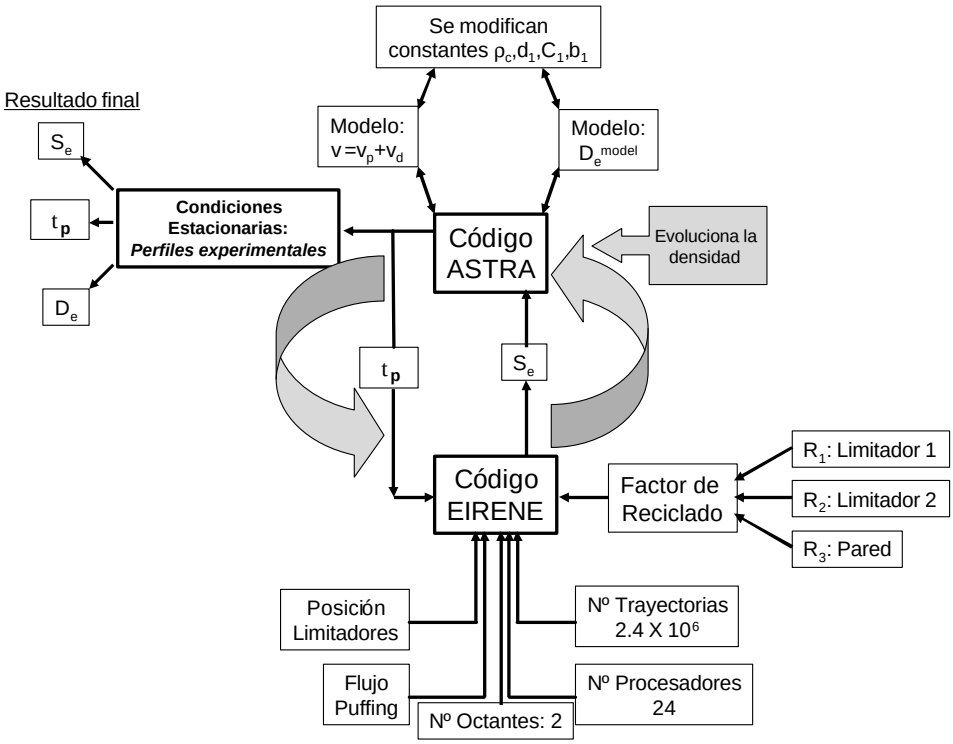


FIGURA 5. Esquema representativo del procedimiento seguido para el análisis de transporte.

los resultados obtenidos del análisis interpretativo se basan en datos experimentales. A efectos de este trabajo, es suficiente con que el acuerdo sea bueno en lo cualitativo, y del mismo orden de magnitud en lo cuantitativo.

3.3. Estimación del tiempo de confinamiento de partículas. El cálculo del tiempo de confinamiento de partículas se realiza utilizando el código de transporte ASTRA. En condiciones estacionarias, como es nuestro caso, se define mediante:

$$\tau_p = \frac{\int_0^1 n_e V' d\rho}{S_I} \tag{7}$$

donde $S_I = \int_0^1 S_e(\rho) V' d\rho$. La fuente S_e se obtiene con el código EIRENE; como se explicará en el apartado 3.4 y para su cálculo se necesitará conocer previamente τ_p debido a que se requiere para hacer la estimación del flujo de partículas a la pared, dado por:

$$\Gamma_e \sim \frac{\langle n_e \rangle V_p}{\tau_p S_p} \tag{8}$$

donde V_p es el volumen del plasma y S_p es el área de la LCMS. $\langle n_e \rangle$ es la densidad promedio en volumen.

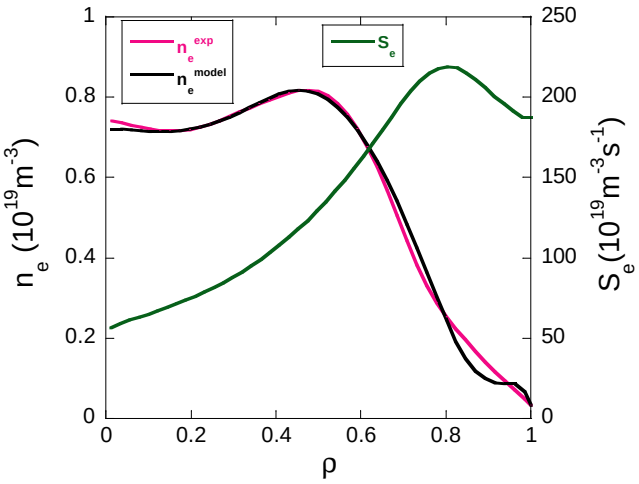


FIGURA 6. Perfiles estacionarios de densidad electrónica experimental, densidad electrónica del modelo y fuente de electrones; para la descarga 9427 ($\bar{n}_e = 0{,}58\ 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$).

Este aparente problema en el cálculo de τ_p y S_e se ha resuelto iterativamente acoplando el anterior modelo de transporte, diseñado para reproducir los plasmas ECRH en condiciones estacionarias, a los cálculos de S_e.

La figura 5 muestra un esquema del proceso iterativo con el que se obtienen S_e y τ_p. Primero se utilizan los perfiles experimentales en condiciones estacionarias y los distintos parámetros de entrada de EIRENE mencionados en el apartado 3.4. De partida se toma un valor por defecto $\tau_p = 8{,}187$ ms, el cual corresponde a una descarga en la que se realizó un ajuste de las señales de CX [29]. Tras calcular S_e una primera vez, se envía la nueva S_e al código ASTRA, donde se hace evolucionar la ecuación de balance de partículas utilizando el modelo de flujo dado por la Ec.3 con las siguientes difusividades:

$$D_e^{model} = C_1 + C_2 f_t^2 \chi_e^{model} \tag{9}$$

$$\chi_e^{model} = C_3 + C_4 \nu_e \rho^2 f_t^3, \tag{10}$$

donde las C son constante, ν_e es la frecuencia de colisión electrónica y $f_t \sim \sqrt{\rho}$ es la fracción de atrapamiento. Para este trabajo se utilizó C_2= 0,008; C_3= 2,6 y C_4= 0,035, y el flujo difusivo de partículas se va cambiando únicamente a través de la difusión mínima C_1. Estos coeficientes de transporte se basan en las dependencias con el transporte anómalo por inestabilidades de electrones atrapados propuestas en la referencia [30].

Cambiando constantes de manera interactiva en D_e^{model}, v_p y v_d, y renovando $S_e(\rho, t)$ a intervalos de tiempo apropiados usando el τ_p actualizado por ASTRA, podemos hacer que el perfil de densidad evolucione hasta alcanzar condiciones estacionarias como las experimentales, ver figura 6. Lo habitual ha sido actualizar la fuente cada 5 ms de tiempo simulado, un tiempo del

orden del de confinamiento de las partículas en estos plasmas. De esta manera se obtienen un perfil de la fuente de electrones y un τ_p compatibles con el perfil de n_e experimental. En todo este proceso se mantienen constantes las temperaturas electrónica e iónica.

En resumen, la tabla 1 muestra las constantes del modelo de flujo dado por la Ec. 3 que se modifican para lograr que la densidad electrónica converja al perfil experimental estacionario de manera consistente con los cálculos de EIRENE.

Cuadro 1. Parámetros del modelo de transporte que se modifican para converger a los perfiles experimentales.

Nombre	Descripción	Ecuación
b_1	Coeficiente del `pump-out`	Ec. 5
ρ_c	Centrado de la tangente hiperbólica	Ec. 6
d_1	Altura de la tangente hiperbólica	Ec. 6
C_1	Difusión electrónica mínima	Ec. 9

3.4. Estimación de la distribución de la fuente de electrones. Para este trabajo la distribución de la fuente de electrones se ha calculado con el código Monte Carlo EIRENE. Es un código de transporte de gas de neutros multiespecie que permite resolver simultáneamente un sistema lineal de las ecuaciones cinéticas de transporte dependientes del tiempo (opcional) o estacionarias. EIRENE utiliza bases de datos externas de datos atómicos y moleculares, además de datos de superficies de reflexión. El principal objetivo del código es proveer una herramienta de investigación para el transporte de neutros en plasmas por confinamiento magnético. Este código ha sido adaptado en el Ciemat para considerar la geometría y la configuración magnética del TJ-II. Actualmente se puede ejecutar en las computadoras ORIGIN 3800 (jen50.ciemat.es) y ALTIX 3700 (fenix.ciemat.es). Para conectar EIRENE con otro programa (Fortran o C) se ha escrito una subrutina Fortran, `conex_eir`, que facilita la tarea por medio de la escritura de archivos. Esta subrutina permite obtener los perfiles radiales, promediados sobre las superficies magnéticas, de la distribución de átomos (H) y moléculas (H_2), además de la fuente de electrones en el plasma debida tanto a átomos como a moléculas (ya sumados). También permite obtener (opcional) la distribución 3D de la fuente de electrones, átomos (H) y moléculas (H_2).

Los parámetros de entrada para EIRENE relevantes en este trabajo son: el tiempo de confinamiento de las partículas, el número de procesadores, el número de trayectorias que se siguen por procesador (ha de ser $\geq 10^3$ y $\leq 10^6$), la configuración magnética (esta información permite utilizar la información geométrica correspondiente), la posición de los limitadores, el números de octantes de la máquina en los que se hace el cálculo, el flujo de gas inyectado (en Amperios atómicos[8]), los perfiles experimentales (temperatura y densidad electrónica, temperatura iónica) y tres factores de

[8]Todos los flujos de partículas en el código EIRENE están en Amperios atómicos (número de partículas/s)$\cdot 1,6022 \times 10^{-19}$.

reciclado, dos asociados a los limitadores poloidales y uno correspondiente a la pared.

De estos se han fijado: número de procesadores=24, número de trayectorias total= 2.4 10^6, número de octantes=2 (corresponde a uno de los cuatro periodos del TJ-II). Como se mencionó anteriormente, los datos de flujo de gas inyectado y de posición de los limitadores se obtuvieron de la base de datos del TJ-II. Para los factores de reciclado R se utilizó el mismo valor en los limitadores que en la pared y, por lo comentado en la Sec. 2, se ha tomado $R \approx 1$ aunque permitiendo variaciones no mayores al 12 % según las descargas analizadas.

Como una típica llamada a EIRENE con los parámetros anteriores (utilizando la subrutina `conex_eir`) tarda en torno a 20 minutos y para cada descarga analizada en este trabajo se necesitan hacer *interactivamente* alrededor de treinta llamadas de renovación de S_e, el análisis de cada descarga resulta muy tedioso. Afortunadamente, la forma de S_e no varía mucho cuando se cambia la densidad, lo que ha permitido trabajar con perfiles adecuadamente interpolados (un proceso mucho más rápido), como lo hace un subprograma escrito a estos efectos, `perfil_neutr`, que calcula aproximadamente las distribuciones de neutros, sin necesidad de llamar a EIRENE pero partiendo de archivos generados anteriormente por EIRENE. El proceso ha consistido generalmente en llamar al código EIRENE unas tres veces por descarga (utilizando la subrutina `conex_eir`) y luego utilizar `perfil_neutr` reiteradamente entre cada llamada a EIRENE.

4. Resultados: Barrido en densidad

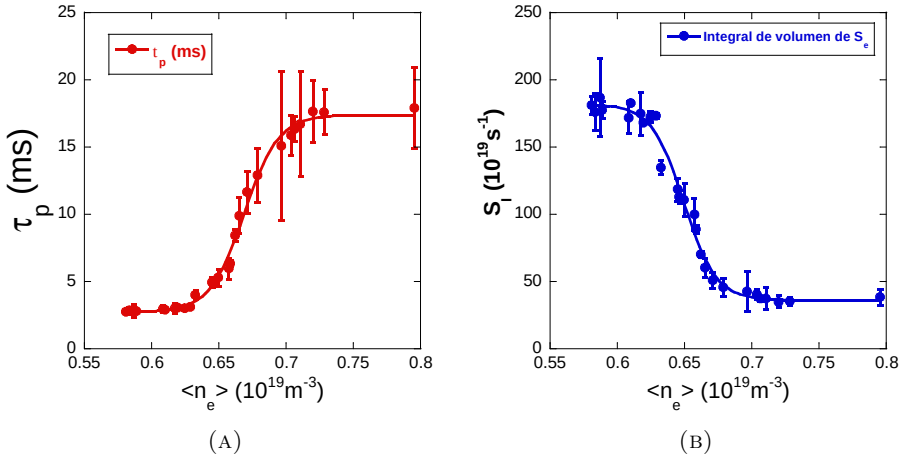
4.1. Tiempo de confinamiento de partículas, fuente de electrones y velocidad de fuga. Los tiempos de confinamiento de partículas obtenidos presentan valores entre 2.74 ms y 17.93 ms como muestra la figura 7.a en el intervalo de densidad estudiado. Las barras de error se obtienen como se explica en el Apéndice B. Este comportamiento se ajusta a una función de la forma:

$$\tau_p = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} \tanh\left(\frac{c-\bar{n}_e}{d/5}\right) \tag{11}$$

donde a=2,8±0,2, b=17,3±0,3, c=0,670±0,001 y d=0,12±0,01.

Se aprecian, en consecuencia, tres regiones dependiendo de la densidad: una primera comprendida en los valores de densidad de línea $0{,}58 \leq \bar{n}_e\ 10^{19}$ $\mathrm{m}^{-3} \leq 0{,}65$ con una débil dependencia con la densidad; una segunda región, el intervalo $0{,}65 < \bar{n}_e\ 10^{19}\mathrm{m}^{-3} \leq 0{,}70$, de abrupta mejora del confinamiento; y finalmente una tercera región en el intervalo $0{,}70 < \bar{n}_e\ 10^{19}\mathrm{m}^{-3} < 0{,}80$ también débilmente dependiente con la densidad. Los pequeños recorridos en densidad de las regiones extremas no permiten encontrar dependencias estadísticamente fiables. Obsérvese también la relación esperable entre la integral de la fuente de partículas 7.b y el tiempo de confinamiento de partículas en la figura 7.a.

El perfil de fuente de electrones obtenido con el código EIRENE (figura 8.a) presenta un máximo alrededor de ρ=0.8, observado también en otros *stellarators* en plasmas ECRH [2] y decrece más hacia el interior del plasma



(A) (B)

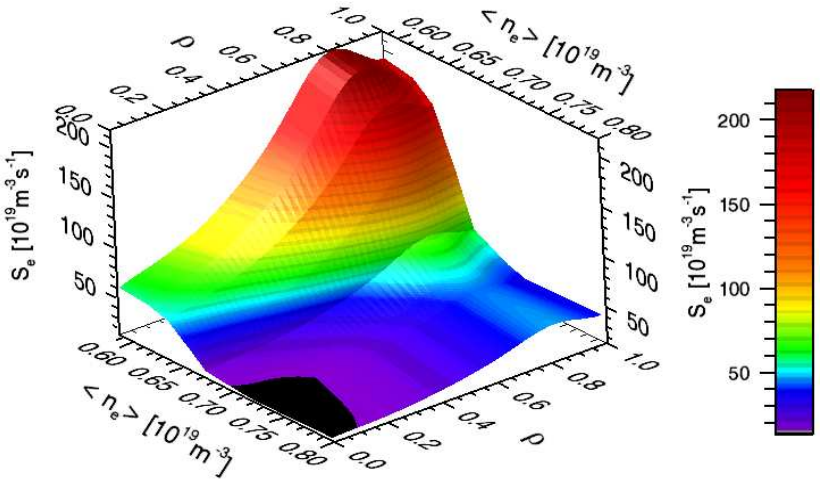
FIGURA 7. a) Tiempo de confinamiento de partículas, b) Integral de volumen de la fuente de partículas; en función de la densidad de línea para un grupo de 27 descargas estacionarias en plasmas ECRH del TJ-II. Las líneas continuas representan las curvas de ajuste.

correspondiendo a la disminución de la penetración de neutros con el aumento de la densidad. Las tres regiones arriba mencionadas se manifiestan claramente en S_e.

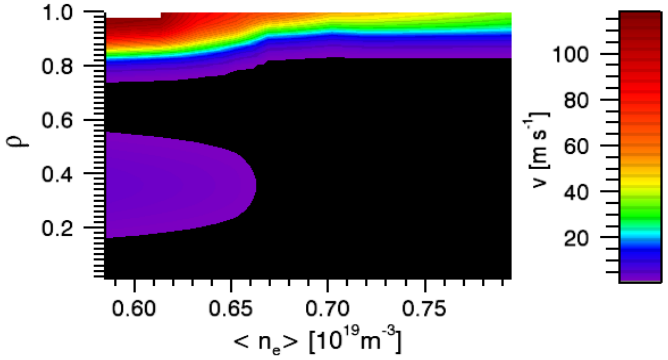
La figura 8.b muestra las variaciones encontradas para $v = v_p + v_d$ con la densidad de línea. Se observa el aumento de v_p en la región $\rho \sim 0{,}35$ a bajas densidades a consecuencia de los procesos de *pump out* y también el desplazamiento hacia fuera de v_d con el aumento de la densidad, de acuerdo con la figura 4. En el balance de partículas es obvio que los mayores valores de v_p (en torno a 5 m/s) se obtienen a menores densidades porque los perfiles n_e son más huecos en general.

La comparación entre los tiempos de confinamiento de partículas obtenidos de la última llamada al código EIRENE (utilizando la subrutina `conex_eir`) y la última llamada al subprograma `perfil_neutr` se muestran en la figura 9. El similar comportamiento de los datos y las pequeñas diferencias entre valores, indican que la fuente de partículas obtenida con el subprograma de interpolación es un buen reflejo de los resultados obtenidos con el código EIRENE.

4.2. Coeficiente de difusión. La figura 10 muestra, para la región del gradiente de la densidad electrónica, la comparación de los distintos perfiles presentes en la Ec. 4. En primer lugar, nótese la similitud entre la difusividad obtenida con la Ec. 4, la difusividad efectiva D_e^{eff} y la difusividad obtenida con el modelo dado por la Ec. 9 para el recorrido $0{,}60 \leq \rho \leq 0{,}85$. Como puede observarse, el término convectivo $n_e v$ es pequeño en esta región, especialmente en torno al máximo de $|\nabla n_e|$ en $\rho \approx 0{,}7$. Recordemos que entre los motivos de reducir nuestra región de interés a $0{,}5 < \rho < 0{,}9$ se encuentra



(A)



(B)

FIGURA 8. Perfiles promedio de la fuente de electrones obtenida con el código Monte-Carlo EIRENE en función de la densidad de línea y b) Mapa de contorno en función de la densidad de línea y el radio normalizado del plasma para la velocidad de fuga obtenida con la función analítica $v = v_p + v_d$ (el color negro en la escala representa valores menores que 1 m/s).

el buen conocimiento del gradiente de densidad electrónica (reflectómetro) y los pequeños valores de v según la figura 8.b. Fuera de esta zona el balance de partículas basado en las Ecs. 2 y 3 no permite obtener una buena estimación de D_e.

Los resultados mostrados en las figuras siguientes se obtienen de promediar entre descargas con densidades cercanas. Concretamente, se formaron 8 grupos de entre 3 y 4 descargas en los que se obtuvieron promedios junto con

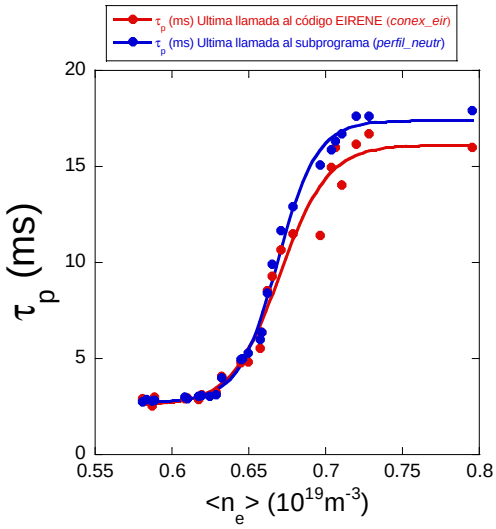


FIGURA 9. Comparación entre los tiempos de confinamiento de partículas obtenidos de la última llamada al código EIRENE (utilizando la subrutina `conex_eir`) y la última llamada al subprograma `perfil_neutr`.

sus respectivos valores de desviación típica. Las figuras 11 muestran algunos de estos perfiles promedio con sus respectivas barras de desviación para algunas densidades. El perfil de D_e resulta bastante plano para $\bar{n}_e \geq 0{,}63$ $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ en la región de gradiente de densidad, $\rho \geq 0{,}6$.

Los resultados obtenidos de la difusividad promedio, del gradiente de densidad promedio y su dependencia con la densidad se presentan como mapas de contorno en las figuras 12. Allí se aprecia la disminución de las difusividades a partir de una densidad umbral de acuerdo con la región de cambio de τ_p mostrada en la figura 7.a. Comparando las figuras 12.a y 12.b vemos cómo el término convectivo (Ec. 4) contribuye a la difusividad efectiva en la región del borde. En la figura 12.b se observa que D_e^{eff} tiene un surco que se desplaza hacia fuera con el aumento en densidad. Esto coincide con el desplazamiento del máximo del gradiente de densidad, ver figura 12.c. Conviene recordar que la configuración magnética de vacío tiene el valor racional de bajo orden $\iota = \frac{n}{m} = \frac{8}{5}$ en $\rho \approx 0{,}77$ indicado en las figuras por una línea blanca continua. El mínimo de D_e^{eff} se desplaza a las cercanías de la racional de bajo orden conforme $\bar{n}_e$ se aproxima al valor umbral $\bar{n}_e \approx 0{,}65$ $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$. Parecidas apreciaciones, pero en función del gradiente, se desprenden de la figura 12.c.

Como era de esperar, la difusividad también muestra las tres regiones de confinamiento mencionadas en el apartado 4.1 sobre todo para valores de D_e comprendidos en $0{,}60 \leq \rho \leq 0{,}85$. En las figuras 13 se presentan los distintos valores promedio de D_e y sus ajustes a una función como la Ec. 11 (ver cuadro 2) obtenidos para algunos valores de radio normalizado correspondientes a la región de gradiente de densidad, donde el término

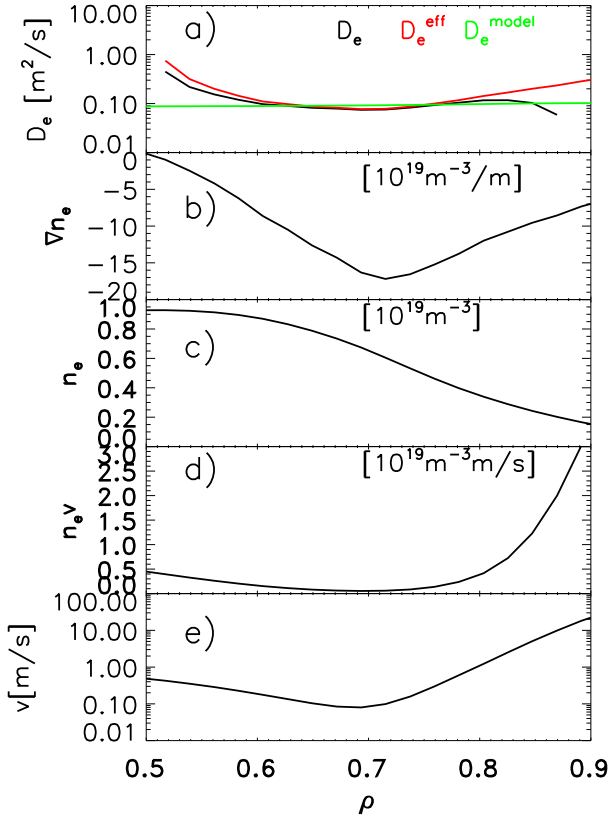


FIGURA 10. Comparación de los perfiles de: a) Difusividad electrónica (D_e, D_e^{eff} y D_e^{model}), b) Gradiente de densidad electrónica, c) Densidad electrónica, d) Producto de la densidad electrónica y la velocidad de fuga electrónica, e) Velocidad de fuga electrónica; para la descarga 9409 ($\bar{n}_e = 0{,}68$ $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$) en el intervalo radial $0{,}5 \leq \rho \leq 0{,}9$ en plasmas ECRH del TJ-II.

convectivo es pequeño $D^{eff} \approx D_e$. El punto de inflexión de las curvas de ajuste tiende a encontrarse alrededor de un mismo valor medio $< \bar{n}_e > \approx$ $0{,}65 \pm 0{,}01$ $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ y la disminución drástica de la difusividad empieza a partir de $\bar{n}_e \approx 0{,}63$ $10^{19}\mathrm{m}^{-3}$.

5. Discusión y conclusiones

Se han presentado los resultados del análisis de transporte de partículas en plasmas ECRH del TJ-II mediante el método de balance y considerando términos convectivos. Para el cálculo se han utilizado datos experimentales de densidad y temperatura electrónica, temperatura iónica e inyección de gas, junto con estimaciones de la fuente de electrones. Las descargas corresponden a un barrido en densidad de línea. Se encontró que existen dos regiones de confinamiento para nuestro recorrido en densidad, separadas por

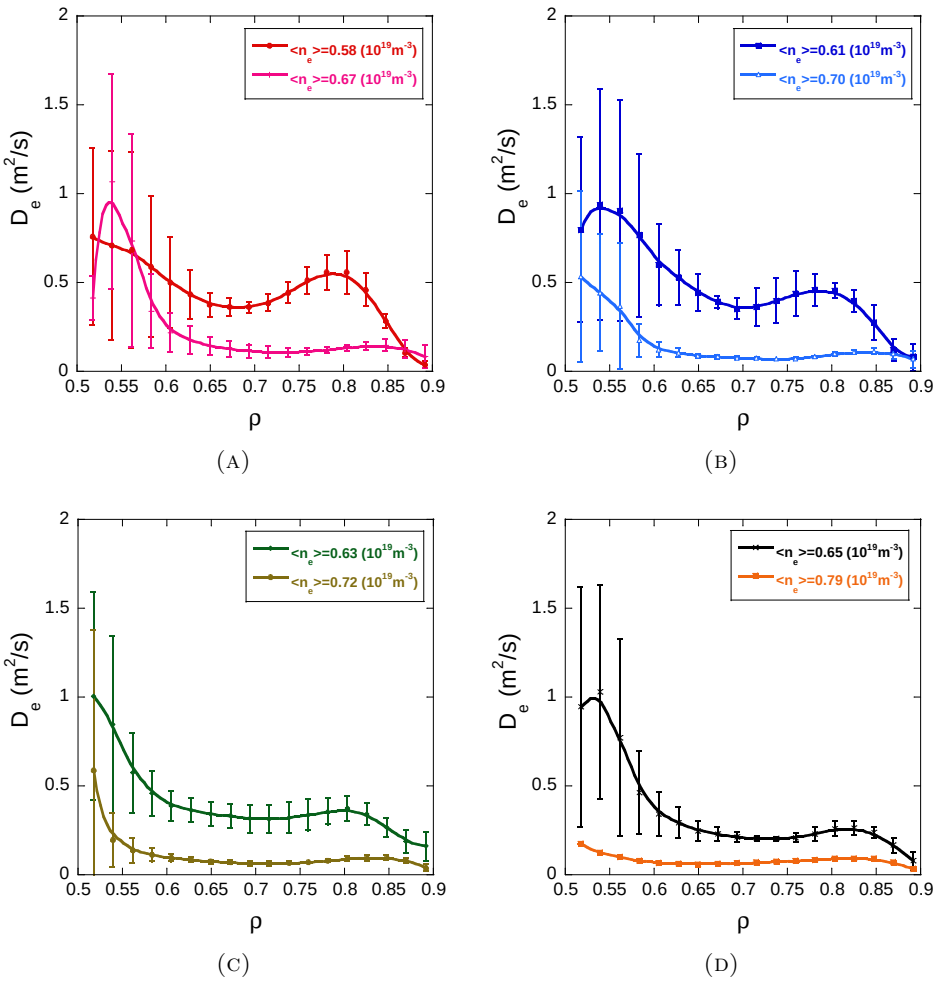
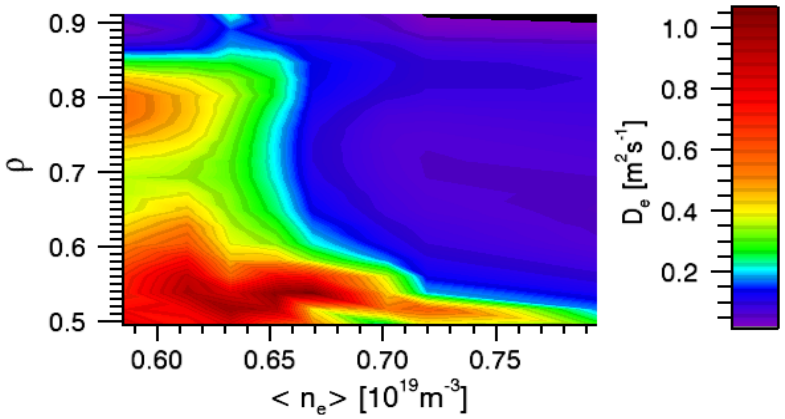


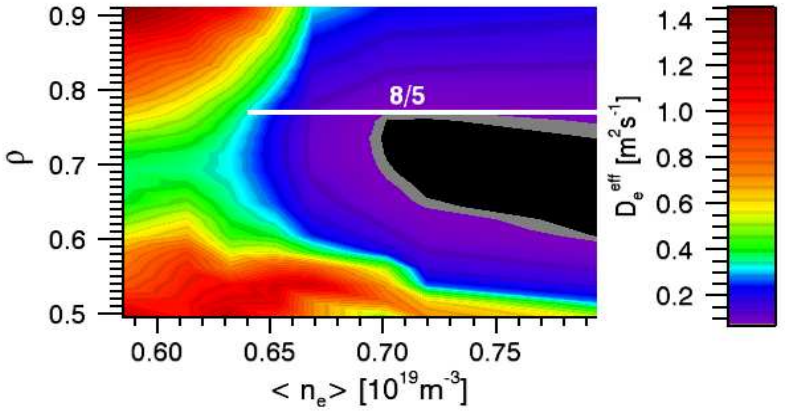
FIGURA 11. Perfiles de difusividad electrónica promedio para distintos valores de densidad de línea: a) $\bar{n}_e$=0,58 10^{19}m^{-3} y $\bar{n}_e$=0,67 10^{19}m^{-3}, b) $\bar{n}_e$=0,61 10^{19}m^{-3} y $\bar{n}_e$=0,70 10^{19}m^{-3}, c) $\bar{n}_e$=0,63 10^{19}m^{-3} y $\bar{n}_e$=0,72 10^{19}m^{-3}, d) $\bar{n}_e$=0,65 10^{19}m^{-3} y $\bar{n}_e$=0,79 10^{19}m^{-3}. Las barras representan la desviación estadistíca en la difusividad electrónica.

una densidad umbral, $\bar{n}_e \approx 0{,}65\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$ a partir de la cual el confinamiento de partículas aumenta considerablemente. Este resultado permite separar los plasmas ECRH en dos grupos, plasmas de bajo confinamiento $\bar{n}_e < 0{,}65$ $10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$ donde la dependencia con la densidad es débil y plasmas de mayor confinamiento $\bar{n}_e \geq 0{,}65\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$.

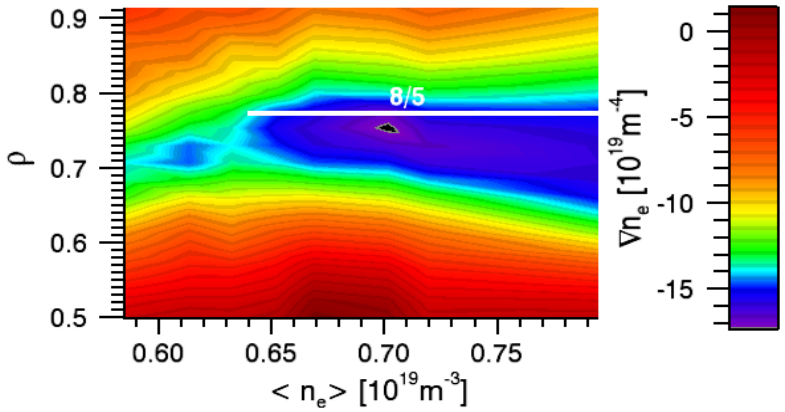
El modelo de flujo Ec. 3 permite reproducir los plasmas ECRH en condiciones estacionarias considerando componentes difusivas y convectivas. Las pérdidas directas, Ec. 6, obtenidas después de hacer que el perfil de densidad converja al perfil experimental, reproducen el comportamiento observado en la velocidad efectiva obtenida con un código de seguimiento de orbitas. Esto



(A)



(B)



(C)

FIGURA 12. Mapas de contorno de difusividad electrónica y gradiente de densidad promedio en el intervalo radial $0{,}5 \leq \rho \leq 0{,}9$ para diferentes densidades de línea: a) Difusividad electrónica obtenida con la Ec.4, b) Difusividad electrónica efectiva y c) Gradiente de densidad promedio. La línea continua de color blanco indica la posición radial de la superficie racional de bajo orden $\iota = \frac{n}{m} = \frac{8}{5}$.

CUADRO 2. Coeficientes de las distintas curvas de ajuste. $D_e = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} \tanh\left(\frac{c-\bar{n}_e}{d/5}\right)$

ρ	a	Δa	b	Δb	c	Δc	d	Δd
0,58	0,670	$\pm 0,110$	0,081	$\pm 0,088$	0,663	$\pm 0,014$	0,212	$\pm 0,142$
0,60	0,552	$\pm 0,068$	0,081	$\pm 0,045$	0,654	$\pm 0,009$	0,174	$\pm 0,092$
0,65	0,407	$\pm 0,026$	0,072	$\pm 0,019$	0,654	$\pm 0,004$	0,117	$\pm 0,042$
0,70	0,360	$\pm 0,004$	0,067	$\pm 0,003$	0,652	$\pm 0,001$	0,109	$\pm 0,006$
0,75	0,525	$\pm 0,015$	0,069	$\pm 0,007$	0,638	$\pm 0,002$	0,157	$\pm 0,015$
0,80	0,574	$\pm 0,034$	0,084	$\pm 0,014$	0,638	$\pm 0,004$	0,184	$\pm 0,034$
0,85	0,277	$\pm 0,005$	0,099	$\pm 0,005$	0,662	$\pm 0,002$	0,074	$\pm 0,013$

es, el perfil de v se desplaza hacia fuera y disminuye en la región del borde con el incremento de la densidad de línea.

El perfil de D_e es plano en la región de gradiente de densidad ($0{,}60 \leq \rho \leq 0{,}85$) para densidades $\bar{n}_e > 0{,}63\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$. Se obtiene una disminución de la difusividad con el incremento de la densidad de línea, lo que está de acuerdo con los distintos estudios previos tanto por el método de balance de partículas como por experimentos perturbativos para *stellarators*. Por ejemplo para $\bar{n}_e > 0{,}65\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$ y en $\rho = 0{,}75$ la difusividad escala como $D_e \sim \bar{n}_e^{-1,41}$. Este resultado es parecido a los obtenidos en otros stellarators [2, 10] a pesar del estrecho barrido en densidad realizado en este trabajo. Sin embargo, nuestros resultados muestran un cambio considerable en el confinamiento de partículas que también se aprecia en D_e para $\bar{n}_e > 0{,}63\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$, lo que hace poco significativo obtener un escalado total para el barrido en densidad. Este comportamiento se repite para otros valores de radio normalizado, siempre en la zona de gradiente de densidad, como muestran las figuras 13. Esto indica que debe haber algún fenómeno físico asociado con dicha transición del confinamiento de partículas a partir de la densidad de línea umbral $\bar{n}_e \approx 0{,}65\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$. Existen estudios previos en el TJ-II de fenómenos que ocurren en torno a la densidad umbral que se ha encontrado en este trabajo, como por ejemplo el cambio de signo de la velocidad perpendicular de rotación de la turbulencia en la región de gradiente de densidad y en la LCMS cuando la densidad de línea excede un valor crítico [31, 32], lo que coincide con una inversión del campo eléctrico [33]. Este fenómeno se ha estudiado ampliamente utilizando tanto el reflectómetro como las sondas de Langmuir en la configuración estándar en plasmas calentados con una potencia nominal de 400 kW. Sin embargo, no se ha podido demostrar hasta la fecha si el cambio en la velocidad perpendicular de rotación de la turbulencia y la correspondiente inversión del campo eléctrico contribuyen a un aumento en el confinamiento de partículas.

Los resultados obtenidos usando sondas de Langmuir muestran un cambio en la velocidad perpendicular de rotación en el borde a partir de $\bar{n}_e \approx 0{,}60\ 10^{-19}\mathrm{m}^{-3}$ para la configuración estándar y en descargas con potencia nominal ECRH igual a 400 kW. Esta densidad crítica cambia con la configuración magnética y con el volumen del plasma [34]. Recientemente se ha

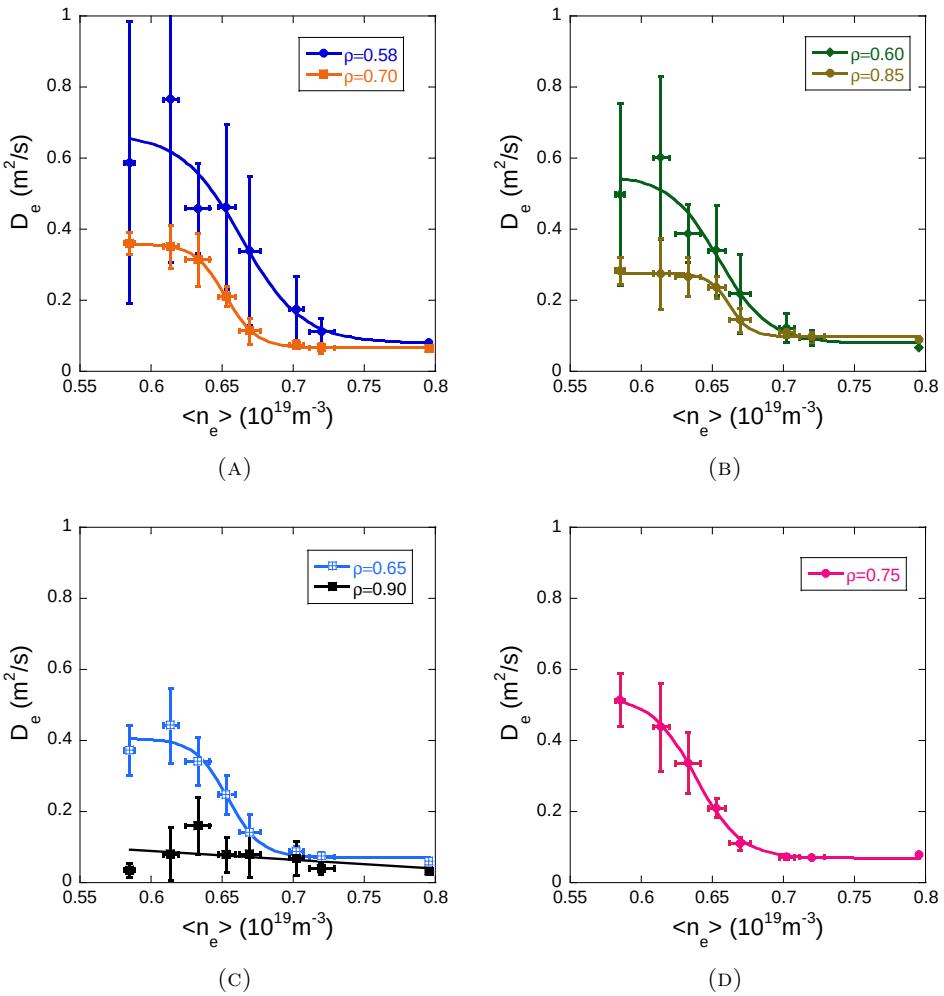
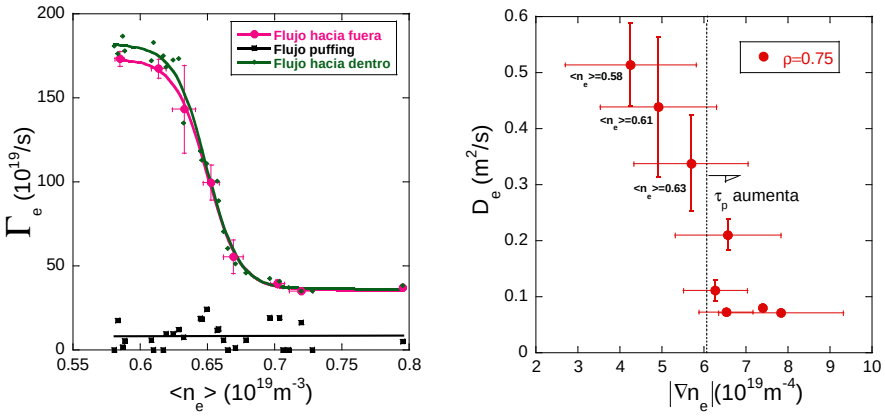


FIGURA 13. Difusividades electrónicas promedio en función de la densidad de línea para: a) ρ=0.58 y ρ=0.70, b) ρ=0.60 y ρ=0.85, c) ρ=0.65 y ρ=0.90 , d) ρ=0.75. Se muestra el ajuste de potencia de los datos. Los puntos son obtenidos del promedio de pequeños intervalos de densidad de línea. Las barras representan la desviación estadística.

estudiado por reflectometría la dependencia paramétrica de la velocidad perpendicular de rotación en la formación de capas de cizalladura en plasmas ECRH. Los resultados indican que esta densidad crítica tiene una dependencia negativa con el radio del plasma y positiva con la potencia depositada y la transformada rotacional, aunque en esta última la dependencia es débil [35]. De igual manera este trabajo concluye que la colisionalidad del plasma es un parámetro de control en la inversión de la velocidad perpendicular de rotación de la turbulencia. En nuestro estudio hemos mantenido constantes la potencia nominal (400 kW), el radio del plasma y la configuración

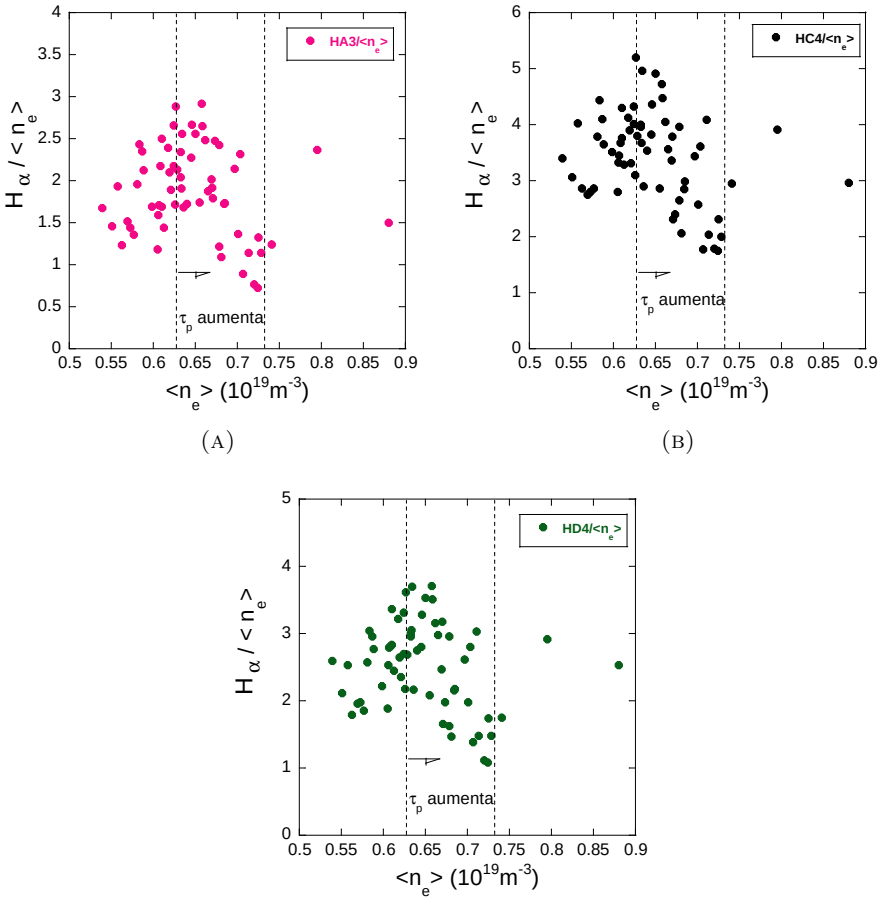


(A) (B)

FIGURA 14. a) Comparación entre los flujos hacia dentro del plasma, hacia fuera y el flujo de electrones inyectados a la camara de vacío. b) Difusividad efectiva en función del gradiente de densidad en $\rho = 0{,}75$.

magnética (configuración estándar). Se ha cambiado únicamente la densidad de línea, alcanzando la densidad crítica a partir de la cual se observa este fenómeno tanto en el borde del plasma (Sondas de Langmuir) como en la región del gradiente de densidad (Reflectómetro). Seria interesante realizar este mismo análisis de transporte para un barrido en densidad con la misma potencia depositada utilizada en este estudio, pero donde la configuración magnética tenga menor volumen de plasma y para la cual se conozca la densidad crítica. Si la densidad umbral que muestran las figuras 7.a y 13 se desplaza o cambia hacia la densidad crítica de inversión de la velocidad perpendicular de rotación de esa configuración magnética, se podría asociar el aumento del confinamiento de partículas a dicho fenómeno y por lo tanto a una inversión del campo eléctrico en el borde del plasma.

Obsérvese en la figura 14.a que la fuente de partículas del reciclado es en todos los casos mayor que la fuente de partículas del gas inyectado, como se esperaría en descargas con $R \approx 1$. Por lo tanto los cálculos de EIRENE deben detectar la mejora del confinamiento esencialmente en el cambio de los perfiles de densidad. Los datos en la figura 12.c muestran que la mejora del confinamiento coincide con un incremento del gradiente de densidad. Aproximadamente en la densidad umbral, el gradiente de densidad máximo está en la posición que corresponde al nuevo régimen de confinamiento. De una manera más explicita en la figura 14.b se muestran los valores promedio de D_e con respecto a $\partial n_e/\partial\rho$ para la posición radial $\rho = 0{,}75$. Por otro lado, si hay un notable cambio en el confinamiento debería esperarse un cambio significativo en la intensidad de la luz H_α para el mismo barrido. Las figuras 15 muestran los datos de H_α normalizados por la densidad de línea correspondientes a descargas con distinta densidad de línea donde están incluidas las del presente estudio. Las descargas que se muestran se han



(A) (B)

(C)

FIGURA 15. Intensidad de las Hα dividido por la densidad de línea en el instante del disparo del diagnóstico TS.

seleccionado utilizando el mismo criterio utilizado en este trabajo, excepto que no se han tenido en cuenta las condiciones de reciclado. El monitor etiquetado como HA3 está enfocado a uno de los limitadores poloidales del TJ-II, mientras que los monitores HC4 y HD4 miran al limitador helicoidal en distintos sectores y dan una vista global de la interacción plasmas pared. Hay una gran dispersión debido a que las señales H_α se ven afectadas por diferentes factores, pero se puede identificar una tendencia: en la región de bajo confinamiento, las señales tienden a ser altas en respuesta a los altos flujos hacia dentro; en la región de cambio de τ_p la tendencia se invierte, respondiendo al cambio en el confinamiento. Para el caso de alta densidad hay disponibles muy pocos datos debido a que el control de densidad es muy difícil arriba de la densidad umbral cuando $R = 1$, pero los valores de H_α se incrementan otra vez debido al aumento de la densidad sin apenas cambio en τ_p. El diagnóstico es por lo tanto compatible con los resultados mostrados en la figura 7.a.

Finalmente, dejaremos como trabajo futuro continuar el estudio para estimar la dependencia del tiempo de confinamiento de partículas y la difusividad con la potencia depositada y la transformada rotacional.

Apéndice A. Difusividad efectiva, Ec. 4

D_e se obtiene a partir de la ecuación de continuidad, dada por

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \langle \nabla \cdot \Gamma_e \rangle = S_e. \tag{12}$$

Partiendo de la Ec.12 y considerando que en este estudio la difusividad se obtiene de los perfiles de temperatura y densidad electrónica en condiciones estacionarias ($\partial n_e/\partial t = 0$, $\partial T_e/\partial t = 0$), se tiene

$$S_e = \langle \nabla \cdot \Gamma_e \rangle . \tag{13}$$

Integremos respecto al volumen la Ec.13

$$S_I = \int_V S_e dV = \int_V \langle \nabla \cdot \Gamma_e \rangle \, dV. \tag{14}$$

Se sabe que para cualquier vector Γ, el promedio de la divergencia admite la expresión

$$\langle \nabla \cdot \Gamma \rangle = \frac{\partial}{\partial V} \langle \Gamma \cdot \nabla V \rangle = \frac{\partial \rho}{\partial V} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{\partial V}{\partial \rho} \langle \Gamma \cdot \nabla \rho \rangle \right] = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[V' \langle \Gamma \cdot \nabla \rho \rangle \right]. \tag{15}$$

Sustituyendo este promedio en la Ec.14 tenemos

$$\int_V S_e dV = \int_V \langle \nabla \cdot \Gamma_e \rangle \, dV = \int_V \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[V' \langle \Gamma_e \cdot \nabla \rho \rangle \right] V' d\rho. \tag{16}$$

Ahora sustituyamos la expresión que hemos utilizado para el flujo total, (Ec. 3), que reproducimos aquí:

$$\Gamma_e = -D_e \frac{\partial n_e}{\partial \rho} |\nabla \rho| + n_e v, \tag{17}$$

donde se entiende que $v = v(\rho)$. Así, la Ec.16 queda

$$S_I = n_e v \frac{\partial V}{\partial \rho} \langle |\nabla \rho| \rangle - D_e \frac{\partial n_e}{\partial \rho} \frac{\partial V}{\partial \rho} \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle , \tag{18}$$

y podemos despejar el coeficiente de transporte,

$$D_e n_e^{'} V^{'} \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle = -S_I + n_e v V^{'} \langle |\nabla \rho| \rangle ,$$

o bien

$$D_e = \frac{-S_I}{n_e^{'} V^{'} \langle (\nabla \rho)^2 \rangle} + \frac{n_e v V^{'} \langle |\nabla \rho| \rangle}{n_e^{'} V^{'} \langle (\nabla \rho)^2 \rangle}.$$

Finalmente, tomando $G = V^{'} \left\langle (\nabla \rho)^2 \right\rangle$ y $D_e^{eff} = \frac{-S_I}{n_e^{'} V^{'} \langle (\nabla \rho)^2 \rangle}$, tenemos

$$D_e(\rho) = D_e^{eff}(\rho) + \frac{n_e(\rho)v(\rho)V'(\rho)\,|\langle\nabla\rho\rangle|}{n_e'(\rho)G(\rho)}. \tag{19}$$

Apéndice B. Propagación de errores, Ec. 7

Llamando en la Ec. 4, $N_e = \int_0^1 n_e(\rho)V' d\rho$, tenemos

$$\tau_p = \frac{N_e}{S_I} \tag{20}$$

Si los errores son independientes y aleatorios el error de τ_p se puede obtener como la suma en cuadratura

$$\Delta\tau_p = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_e}{S_I}\right)^2 + \left(\frac{N_e}{S_I^2}\Delta S_I\right)^2} \tag{21}$$

donde

$$\Delta N_e = \int_0^1 \Delta n_e(\rho)V' d\rho \tag{22}$$

$$\Delta S_I = \int_0^1 \Delta S_e(\rho)V' d\rho \tag{23}$$

aquí $\Delta n_e(\rho) = \left|n^{model}(\rho)_e - n_e^{exp}(\rho)\right|$ y $\Delta S_e(\rho) = \left|S_e^{sub}(\rho) - S_e^{EIRENE}(\rho)\right|$ con n_e^{model} el perfil final que envía ASTRA a EIRENE y n_e^{exp} el perfil experimental. Luego S_e^{sub} sería la fuente en la última llamada a la subrutina `perfil_neutr` y S_e^{EIRENE} la fuente de la última llamada a EIRENE.

Agradecimientos

Agradecemos los comentarios de J. A. Ferreira y E. de la Cal en relación con el reciclado en el TJ-II. También queremos agradecer la colaboración de los Dres. A. Salas, D. Reiter y P. Boerner por su ayuda en la adaptación del código EIRENE al TJ-II.

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Educación y Ciencia del gobierno de España.

Referencias

[1] V.I. Vargas, D. López-Bruna, J. Herranz, F. Castejón, *Experimental electron heat diffusion in ECH plasmas of the TJ-II stellarator*, Nucl. Fusion **47**, 1367 (2007).

[2] J.P.T. Koponen *et al.*, *Perturbative particle transport studies in the W7-AS stellarator*, Nucl. Fusion **40**, 3 (2000).

[3] K. Tanaka *et al.*, *Experimental study of particle transport and density fluctuations in LHD*, Nucl. Fusion **46**, 110 (2006).

[4] J.D. Strachan *et al.*, *A density rise experiment on PLT*, Nucl. Fusion **22**, 1145 (1982).

[5] K. W. Gentle *et al.*, *A measurement of hydrogen ion transport parameters in Tokamak discharges*, Plasma Phys. Control. Fusion **29**, 1077 (1987).

[6] F. Sardei *et al.*, *Particle transport and recycling studies on the WVII-AS stellarator*, in Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. of the 17th Eur. Conf. Amsterdam), Vol. 14B, Part II, European Physical Society, Genova (1990) 471.

[7] H. Ringler *et al.*, *Confinement studies on the Wendelstein VII-AS Stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **32**, 933 (1990).

[8] A. Weller *et al.*, *Optimun confinement in the Wendelstein 7-AS Stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **33**, 1559 (1991).

[9] H. Maassberg *et al.*, *Transport in Stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **35**, B319 (1993).

[10] P. Grigull *et al.*, *Edge transport studies on W7-AS stellarator*, in Stellarators (Proc. of the 10th Int. Stellarator Conf. ,22-26 May, CIEMAT, Madrid (1995) 73.

[11] O. Heinrich *et al.*, *Role of recycling to achieve high* $nT\tau_E$, in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. of the 24th Eur. Conf. Berchtesgaden,1997), Vol. 21A, Part IV, European Physical Society, Genova (1997) 1593.

[12] J. O Rourke *et al.*, *Measurements of the electron source distribution and particle transport coefficients in JET*, Plasma Phys. Control. Fusion **35**, 585 (1993).

[13] D. Reiter, *The EIRENE Code User Manual*, Version: 11/2005; http://www.eirene.de (2005).

[14] J. Guasp, A. Salas, *Manual for the use of Eirene at Ciemat (Version 1.1)*, http://www.eirene.de/html/recent_reports.html

[15] G. V. Pereverzev *et al.*, *ASTRA: an Automatic System for Transport Analysis*, Max Plank Institut fur Plasmaphysik, Rep. IPP 5142, Garching (1991).

[16] D. López-Bruna *et al.*, *Geometría del TJ-II en ASTRA 6.0*, Informes Técnicos Ciemat, Agosto 1086 (2006).

[17] J. A. Ferreira, F. L. Tabarés, D. Tafalla, *Particle balance in TJ-II plasmas under boronized wall conditions*, Proc. of the 32nd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Tarragona, 27 June – 1 July 2005, ECA Vol. 29 C P-4.009 (2005).

[18] Sánchez E. *et al.*, *Librería de Acceso a la Base de Datos Relacional de TJ-II: Guía del Usuario*, Informes Técnicos Ciemat, Octubre 1029 (2003).

[19] T. Estrada *et al.*, *Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-II*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1535 (2001).

[20] V.I. Vargas, D. López-Bruna, J. Herranz, F. Castejón, *Difusión térmica electrónica experimental en plasmas ECRH del TJ-II*, Informes Técnicos Ciemat, Julio 1079 (2006).

[21] F. L. Tabarés *et al.*, *Edge characteristics and global confinement of electron cyclotron resonance heated plasmas in the TJ-II Stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) 1023–1037.

[22] F. L. Tabarés *et al.*, *Plasma edge studies and particle control in the TJ-II stellarator*, Proc. of the 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 14-18 June 1999, ECA Vol. 23 J (1999) 369–372.

[23] F. L. Tabarés *et al.*, *Gas sources in fusion devices*, Vacuum **52** (1999) 11–18.

[24] F. L. Tabarés *et al.*, *Peaking of the electron density profiles and enhanced particle confinement in TJ-II ECRH plasmas*, Proc. of the 28th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Funchal, 18-22 June 2001, ECA Vol. 25 A (2001) 737–740.

[25] F. Castejón *et al.*, *Estimation of pump-out and positive radial electric field created by ECRH in magnetic confinement devices*, Enviado a Physics of Plasmas (2007).

[26] J. Guasp, M. Liniers, *Loss cone structure for ions in the TJ-II helical axis stellarator Part I: Properties without a radial electric field*, Nucl. Fusion **40**, 397 (2000).

[27] Guasp J.M., Liniers M., *Búsqueda de efectos quasi-isodinámicos en el TJ-II*, Informes Técnicos Ciemat, Diciembre 946 (2000).

[28] F. Castejón *et al.*, *Ion kinetic transport in the presence of collisions and electric field in TJ-II ECRH plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion **49** 753-776 (2007).

[29] J. Guasp, A. Salas, *Conexión con EIRENE desde otro programa (Version 1.0)*, jen50.ciemat.es: /r2/fusion/guasp/EIRENE-2004_new/conex_eir_v1.help.

[30] B. B. Kadomtsev, O. P. Pogutse, *Trapped particles in toroidal magnetic systems*, Nucl. Fusion **11**, 67 (1971).

[31] C. Hidalgo *et al.*, *Experimental evidence of coupling between sheared-flow development and an increase in the level of turbulence in the TJ-II stellarator*, Phys. Rev. E **70**, 067402 (2004).

[32] T. Estrada *et al.*, *Velocity shear layer measurements by reflectometry in TJ-II plasmas*, Nucl. Fusion **46**, S792 (2006).

[33] A. V. Melnikov *et al.*, *Plasma Potential Evolution Study by HIBP Diagnostic During NBI Experiments in the TJ-II Stellarator*, Fusion Sci. Tech. **51**, 31 (2007).

[34] M. A. Pedrosa *et al.*, *Threshold for sheared flow and turbulence development in the TJ-II stellarator*, Plasma Phys. Control. Fusion **47** 777-788 (2005).

[35] L. Guimarais *et al.*, *Parametric dependence of the perpendicular velocity shear layer formation in TJ-II plasmas*, in Stellarators (Proc. of the 16th Int. Stellarator/Heliotron Conf. , 15-19 Oct, Ceratopia Toki, Gifu, P2-014, Japan (2007).

[1] Asociacion EURATOM-CIEMAT, Madrid, Spain, [2] BIFI, Zaragoza, Spain, [3] Dep. de Física Téorica, Universidad de Zaragoza, Spain