



ES9900056



Ciemat

Centro de
Investigaciones Energéticas,
Medioambientales
y Tecnológicas

Miner

Estudios de Interacción Plasma-Pared en la Fase de Arranque de TJ-II.

E. de la Cal
F. L. Tabarés
D. Tafalla

L

30 - 10

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.

Estudios de Interacción
Plasma-Pared en la Fase
de Arranque de TJ-II.

E. de la Cal
F. L. Tabarés
D. Tafalla

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 51

Departamento de Fusión y Partículas Elementales

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 Thesaurus 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.

Depósito Legal: M-14226-1995

NIPO: 238-98-002-5

ISSN: 1135-9420

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700412

PLASMA INTERACTIONS; TOKAMAK DEVICES; PLASMA DENSITY; WALL EFFECTS;
BOUNDARY CONDITIONS; DIFFUSION

Estudios de Interacción Plasma-Pared en la Fase de Arranque de TJ-II

De la Cal, E.; Tabarés, F. L.; Tafalla, D.

35 pp. 14 figs. 3 refs.

Resumen:

En este trabajo se presentan diferentes estudios de interacción plasma-pared que se han realizado en la fase de arranque del TJ-II entre diciembre de 1997 y septiembre de 1998:

- I. Límite de densidad en la fase de arranque de TJ-II: ¿estamos limitados por radiación?
- II. Evolución de oxígeno en el plasma a lo largo de un día de operación.
- III. Contribución de helio a la densidad electrónica del plasma. (*)
- IV. Primeros estudios de la dependencia del coeficiente de difusión en el S.O.L. con los parámetros del borde del plasma en TJ-II. (**)

(*) Realizado con la colaboración de F. L. Tabarés y D. Tafalla.

(**) Realizado con la colaboración de M. A. Pedrosa, I. García y C. Hidalgo.

Plasma-wall Interaction Studies in the Start-up Phase of TJ-II

De la Cal, E.; Tabarés, F. L.; Tafalla, D.

35 pp. 14 figs. 3 refs.

Abstract:

The aim of this work is to present some first plasma-wall interaction studies made during the first experimental campaign of TJ-II. The different sections contain independent contributions presented orally in the fusion division of the Euratom-Ciemat association during 1998:

- I. Density limit during the start-up phase of TJ-II: are we limited by radiation?
- II. Temporal evolution of oxygen in the plasma during an experimental day.
- III. The contribution of helium to the plasma electron density. (*)
- IV. First studies of the S.O.L. diffusion coefficient and its dependence with the boundary plasma parameters. (**)

(*) In collaboration with F. L. Tabarés and D. Tafalla.

(**) In collaboration with M. A. Pedrosa, I. García and C. Hidalgo.

Introducción

El trabajo que aquí se presenta es una recopilación de pequeños trabajos generalmente independientes unos de otros, que han sido presentados oralmente como pequeños seminarios y no tiene el rigor de una publicación ordinaria (puede ser citado únicamente como comunicación privada):

I. Límite de densidad en la fase de arranque de TJ-II: ¿estamos limitados por radiación?

II. Evolución de oxígeno en el plasma a lo largo de un día de operación.

III. Contribución de helio a la densidad electrónica del plasma. (*)

IV. Primeros estudios de la dependencia del coeficiente de difusión en el S.O.L. con los parámetros del borde del plasma en TJ-II. (**)

(*) Realizado con la colaboración de F.L. Tabarés y D. Tafalla.

(**) Realizado con la colaboración de I. García, C. Hidalgo y M.A. Pedrosa.

I. Límite de densidad en la fase de arranque de TJ-II: ¿ estamos limitados por radiación ?

Durante las primeras 1500 descargas de TJ-II el límite de densidad electrónica media de los plasmas en TJ-II (estimadas por interferometría de microondas), ha variado entre $0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Su valor teórico debería estar limitado en principio por le llamado “cut-off” ó corte de absorción de la potencia inyectada por microondas, que para la frecuencia utilizada en TJ-II de 53 Ghz es de $n_e \approx 1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (suponiendo los perfiles de densidad típicos en stellerators). Aquí se propone que la densidad electrónica del plasma durante la primera fase de TJ-II ha estado generalmente limitada por radiación de impurezas que generan colapsos radiativos. Los principales argumentos para suponer dicha hipótesis son:

1.) El límite de densidad electrónica para misma potencia inyectada suele disminuir a lo largo de un día experimental, cosa que hace sospechar que la causa es la degradación

del estado de la pared, que produce más impurezas a medida que se pierde el acondicionamiento de ésta (ver siguiente sección).

2.) El límite de densidad por radiación que propone la ley de escala de Heliotron-E y W-7 (Fig. 1) es:

$$n_e < \text{MIN}[0.35 P B^{0.5} / (aR), 0.25 (PB/a^2R)^{0.5}] \times 10^{20} \text{ m}^{-3}, \quad (1)$$

que para TJ-II con $P = 0.25 \text{ kW}$, $B = 1 \text{ T}$, $a = 0.25 \text{ m}$ y $R = 1.5 \text{ m}$ da un valor aproximado de $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Este es el valor de máxima densidad obtenida en otros stellerators con condiciones de pared carbonizada. Para TJ-II en la fase de pared metálica no calentada la densidad limitada por radiación debería ser sensiblemente inferior a este valor. Es decir, el límite de densidad obtenido para las condiciones de TJ-II de $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ nos da un valor máximo para condiciones de pared de carbón bien acondicionada (el valor de pared metálica daría valores de densidad límite inferiores). Este punto nos indica que estamos trabajando cerca del límite de densidad por radiación y que sólo con muy buenas condiciones de pared podremos llegar a densidades limitadas por corte.

3.) Existen evidencias experimentales en las que, antes de perder absorción de la potencia inyectada, en el plasma se desencadena un proceso bien conocido en otras máquinas llamado colapso radiativo. Se analiza aquí la descarga 1449 (figuras 2, 3a y 3b):

- La columna del plasma se estrecha, fenómeno conocido como “plasma shrinking”. Es debido a que la temperatura en el borde del plasma cae fuertemente y los átomos neutros, principalmente de hidrógeno (que dan lugar a la emisión visible), penetran hacia el centro.
- El potencial flotante V_f de las sondas del limitador cae antes de que se produzca el colapso ($t = 1130 \text{ ms}$). La temperatura electrónica en la separatriz cae a temperaturas por debajo de 15 eV , que se corresponde con el umbral energético característico de las secciones eficaces de ionización de neutros.
- La potencia absorbida cae fuertemente en $t = 1135 \text{ ms}$, debido probablemente al descenso de la temperatura en el centro del plasma. Existen indicios, a falta de datos de bolometría, de que la potencia radiada no decae hasta más tarde, tal y como puede deducirse de las trazas de oxígeno VI (ACTON) y de la radiación característica del sensor de fósforo (PHOS1). Por tanto, el cociente de potencia radiada a potencia inyectada sube sensiblemente, y en caso de alcanzarse el valor de 1 localmente, se produciría el colapso radiativo.

Para confirmar en todo caso la presencia de colapsos radiativos en el futuro serían imprescindibles los datos de radiación global normalmente obtenidos por bolometría. Existen sin embargo experimentos que pueden verificar esta teoría y que se abordarán en un futuro: la variación de la potencia inyectada y la boronización, que reducirá la radiación del plasma y aumentará por tanto el límite de densidad por radiación.

Como conclusión puede afirmarse que durante la primera fase de TJ-II la radiación ha podido limitar la máxima densidad electrónica alcanzable en los plasmas, aunque la caracterización de la radiación global por bolometría y experimentos futuros como la variación de la potencia inyectada y la boronización, ayudarán a clarificar este punto sin duda básico para conocer los límites de operación de la máquina.

II. Evolución de oxígeno en el plasma a lo largo de un día de operación.

En plasmas de fusión con parámetros como los del TJ-II y primera pared de acero inoxidable no calentada (presión parcial de agua en la cámara de vacío del orden de 10^{-7} mbar), el oxígeno es la impureza principal y la que domina la radiación global del plasma. Se presenta a continuación un método para observar la evolución de la concentración de oxígeno en el plasma y del estado de limpieza de la pared. Se trata de analizar espectroscópicamente el oxígeno en bajo estado de ionización en el plasma de preionización (se desconoce si ha sido utilizado este método en otras máquinas anteriormente). Aún siendo cualitativo, este método presenta algunas ventajas:

- Dado que el plasma de preionización es de baja temperatura electrónica (algunas decenas de eV), se trabaja en el rango del visible, observando 2 líneas atómicas: H_{α} (656.3 nm) y OII (421.4 nm). El cociente de ambas líneas da en primer orden un valor de la concentración de oxígeno en el plasma de hidrógeno. Este método es más simple que el normalmente utilizado para estimar la cantidad absoluta de oxígeno en un plasma caliente observando una línea de oxígeno altamente ionizado (p.ej. alguna de OVIII). El OII es demasiado local y por tanto asimétrico en plasmas de fusión, no dando una medida global de la concentración de oxígeno.

- Los plasmas de preionización analizados son reproducibles en el sentido de tener el mismo campo, la misma cantidad de gas inyectado y la misma potencia, produciendo plasmas típicamente con densidades electrónicas $n_e \approx 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ y temperaturas electrónicas de $T_e \approx$ algunas decenas de eV. En estas condiciones, el cociente de las señales

de H_{α} y OII son representativas de la concentración relativa de oxígeno en el plasma (en primer orden).

En las figuras 4a y 4b se han representado las trazas de H_{α} y OII para dos descargas, pudiéndose distinguir en ambas el primer pico correspondiente a la preionización del plasma. La figura 4a corresponde a un plasma realizado inmediatamente después de una descarga de acondicionamiento de helio y la figura 4b corresponde a 9 descargas más tarde. Puede verse claramente como la relación de picos de H_{α} y OII cambia drásticamente de una descarga a otra. En la figura 5 se ha representado la evolución diaria del cociente de los picos de H_{α} /OII durante la preionización desde la descarga 949 a la descarga 983. Las trazas verticales corresponden a descargas de acondicionamiento de tipo glow discharge de helio. Puede observarse claramente la caída del cociente H_{α} /OII a medida que transcurre el tiempo a partir de las descargas de acondicionamiento, signo del aumento de la contaminación por oxígeno a lo largo del día experimental. Esto concuerda con la degradación sistemática de los parámetros del plasma como la densidad electrónica máxima a lo largo del día. Puede verse también en la figura 5 como una descarga de acondicionamiento de 1 hora mejora sustancialmente la pureza de la descarga, aunque el efecto es mucho menos persistente que para una descarga de acondicionamiento de 12 horas.

Se concluye por tanto que el método del cociente de líneas H_{α} /OII durante el plasma de preionización, puede dar de manera cualitativa información acerca del estado de la primera pared y por tanto del grado de contaminación del plasma. Un seguimiento rutinario de éste parámetro sería sencillo y daría una valiosa información al operador de TJ-II del estado de la primera pared de la máquina.

III. Contribución de helio en la densidad electrónica del plasma.

Durante las campañas experimentales del 98 en TJ-II (primeras 1500 descargas), el control de la densidad del plasma fué sin duda el que más problemas ocasionó. Ni siquiera una mejora en el control de la inyección de gas logró salir de esta situación. Existían al menos tres puntos mal entendidos en cuanto al control de densidad: el límite de densidad electrónica, la densidad residual ó de equilibrio que tendía a adoptar el plasma y el "fueling", es decir la alimentación del plasma, que era fuertemente irregular e irreproducible.

El primer punto corresponde al límite de densidad, que variaba de día en día, no consiguiéndose generalmente la densidad electrónica limitada por “corte” (decaída de la absorción de microondas en el plasma debido a fenómenos de calentamiento bien conocidos). En la sección I se ha dado como posible explicación a este punto la limitación por radiación de impurezas en la densidad máxima alcanzable.

El segundo punto oscuro en el control de densidad del plasma se refiere a la densidad electrónica residual o de equilibrio que tiende a adoptar el plasma de manera descontrolada. En ausencia de inyección externa de hidrógeno, la densidad electrónica de un plasma, generalmente debería decaer tendiendo a cero, al menos con una primera pared acondicionada y desaturada de hidrógeno. Este no es el caso en las descargas de TJ-II, en las que la densidad electrónica en ausencia de inyección de gas (a veces incluso inyectando) tiende a “tomar” un estado característico cuasiestacionario ó de “relajación”. Los valores de dicha densidad residual son típicamente $n_e = 2-8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, con una tendencia de mayor a menor a medida que avanza el día experimental. En la figura 6 se representa en la traza inferior la evolución temporal de la densidad media electrónica, habiéndose marcado con flechas los momentos en los que se realiza una inyección de hidrógeno. Puede distinguirse claramente que una vez que se finalizan los pulsos de gas, la densidad electrónica tiende a un valor residual cuasiestacionario de $n_e \approx 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Las trazas superiores de la figura 6 corresponden a las evoluciones temporales de la corriente de saturación I_{SAT} de una sonda Langmuir cercana a la separatriz del plasma y a la emisión de H_α procedente de uno de los limitadores móviles. En términos generales la corriente I_{SAT} será en primer orden proporcional al total de los iones incidentes sobre el limitador, mientras que la emisión de H_α sólo lo será a los iones de hidrógeno. El cociente de ambos, Q , dará por tanto una medida de la pureza del plasma en cuanto a contenido de hidrógeno se refiere. Puede observarse claramente como durante la fase de inyección de gas, el plasma es más puro ($Q = 1.3$) que durante la fase de “relajación” ($Q = 4$).

En esta sección se analizará mediante una técnica de análisis de gases residuales por espectrometría de masas, la composición del plasma en la fase final. Se pretende demostrar que el helio implantado durante las descargas de acondicionamiento se desorbe durante el pulso y finalmente es la especie que domina en la fase final. No existen por otro lado en la bibliografía referencias en las que se trate la retención del helio en la pared específicamente. Sí se sabe que la contribución del helio en plasmas de fusión proveniente de la pared, donde queda atrapado durante las descargas de limpieza en la subsuperficie metálica en vacantes ó

intersticiales, generalmente sólo es importante en las primeras descargas justo después del acondicionamiento con helio. En TJ-II parece que, si bien es más importante también la aparición de helio en el plasma justo después del acondicionamiento, su presencia es persistente y como veremos a veces incluso dominante (en la fase final del plasma) a lo largo de todo el día de operación. Los factores que contribuyen en TJ-II (durante la campaña del 98) especialmente a la fuerte contribución de helio podrían ser: gran superficie de la cámara de vacío no calentada frente a volumen del plasma, glow discharge de helio intensivo (15 horas diarias) de alto potencial entre electrodos que dan lugar a un alto rendimiento de implantación de helio en la pared metálica fría y bajo “fueling” ó inyección de hidrógeno en el plasma de baja densidad durante el día de operación que sustituya al helio en la pared. Hay que recordar que el helio tiene un factor de reciclado prácticamente igual a 1, lo que explicaría además ese carácter cuasiestacionario en la fase final de “relajación” del plasma.

La composición de un plasma completamente ionizado puede estudiarse con el método del análisis residual de los gases por espectrometría de masas en el postpulso [1]. En la figura 7 se ha representado la evolución temporal de la densidad electrónica media del plasma $\langle n_e \rangle$ durante el pulso, así como la presión parcial de helio $p(\text{He})$, obtenida por espectrometría de masas en el postpulso. En la figura 8 aparece de nuevo la evolución de $p(\text{He})$ en representación semilogarítmica, pudiendo distinguirse dos fases:

- (I) Los primeros segundos, debido a la neutralización del plasma cuasinstantánea y consiguiente evacuación del gas en la cámara de vacío por el bombeo, con decaída exponencial con un tiempo característico $\tau = 2.5$ s (aproximadamente el tiempo característico de bombeo en TJ-II para He).
- (II) La evolución lenta de la presión, que sigue aproximadamente una ley de t^{-1} , y que representa la desorción “térmica” dominada por difusión.

Podemos por tanto deducir, que el pico de $p(\text{He})$ inicial en el pulso de desorción es representativo del contenido de helio en el plasma de la fase final. En la figura 9 se ha representado el valor máximo ó pico de $p(\text{He})$ frente a la densidad electrónica $\langle n_e \rangle$ residual. Todos los puntos corresponden a un mismo día de operación con misma configuración, siendo la evolución a lo largo del día hacia densidades residuales bajas. Se ha escogido un día en la que éstas llegan a valores extremadamente bajas para tener un mayor rango de análisis, aunque normalmente su valor suele ser al final un día experimental entorno a $\langle n_e \rangle \approx 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. La relación de proporcionalidad que existe entre $\langle n_e \rangle$ y $p(\text{He})$ hace pensar en la posibilidad de que los electrones provienen del helio, aunque esto

no demuestra que el helio sea el o uno de los principales iones del plasma. Para demostrar esto, es necesario el calibrado absoluto del espectrómetro de masas así como realizar algunos cálculos que a continuación se detallan. El flujo másico $Q = p(\text{He}) \times S = p(\text{He}) V / \tau$ (S es la velocidad de bombeo, $V = 6 \text{ m}^3$, el volumen de la cámara de vacío) integrado durante los primeros 10 segundos nos da la cantidad total de gas que ha habido en la cámara después de la neutralización del plasma. Podemos suponer que durante la descarga, prácticamente todo el gas está ionizado, dado que el tiempo de ionización de un átomo ($\approx 0.5 \text{ ms}$) es mucho menor que el tiempo de residencia o confinamiento del ion en el plasma ($\approx 5 \text{ ms}$). Con esta suposición y haciendo los cálculos descritos y con ayuda del calibrado absoluto del espectrómetro, se obtiene a partir del pico de $p(\text{He})$ en el postpulso la cantidad de electrones que provienen del helio en el plasma final, que se ha representado en la figura 10 frente a la densidad residual con las respectivas barras de error. Puede verse claramente como el helio es al menos uno de los principales iones del plasma, dando lugar al 50% (25% - 100% con errores) de los electrones. Suponiendo que el plasma tiene una $Z_{\text{eff}} \approx 3$ (p.ej. que contiene un 5% de oxígeno), solamente las impurezas serían responsables de aproximadamente un 35% de los electrones y el helio es por tanto el ion principal en el plasma de “relajación”.

Concluyendo, hemos demostrado la fuerte contribución del helio en los plasmas de TJ-II, pudiendo llegar a ser incluso la especie principal. Su reciclado igual a uno, explica el comportamiento cuasiestacionario al final de la descarga. Este escenario cambiará próximamente cuando se realice la boronización de TJ-II. Se propone finalmente un experimento para conseguir un “plateau” a alta densidad todavía no conseguido en TJ-II: por medio de una inyección única de helio sobre un plasma inicial de hidrógeno puede conseguirse, si la radiación no lo impide, un estado cuasiestacionario de densidad electrónica cercana al límite por corte. La cantidad absoluta de gas a inyectar puede calcularse de la misma manera que aquí. Para “doblar” a densidad electrónica residual (pasar por ejemplo de $\langle n_e \rangle \approx 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ a $10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$), habría que inyectar helio en un pulso cuyo pico sea similar al del postpulso de la anterior descarga (descrito en la figura 7).

Nota: no es raro que a menudo las descargas “bonitas” en las máquinas de fusión se realicen con helio, ya que éstas son más fáciles de controlar debido al reciclado igual a uno de esta especie.

IV. Primeros estudios de la dependencia del coeficiente de difusión de las partículas en el S.O.L. con los parámetros del borde del plasma en TJ-II.

La caracterización del plasma al exterior de la última separatriz, es decir el plasma del S.O.L., es de gran importancia entre otras causas por dos razones:

- (I) Existe una correlación directa entre los parámetros fundamentales como los coeficientes de difusión de partículas y de calor en el S.O.L. y los del plasma central.
- (II) El control de la interacción plasma-pared y el diseño de los limitadores o divertores depende directamente de los perfiles de densidad y temperatura electrónica en el plasma del borde y del S.O.L. [2].

Como es bien conocido (modelo unidimensional simplificado en buen acuerdo con las medidas experimentales), las cantidades básicas del plasma (densidad electrónica, temperatura electrónica, flujo paralelo de partículas y flujo paralelo de calor) decaen radialmente según una ley exponencial desde la última superficie cerrada ó separatriz hacia las paredes del reactor. Para el caso de los flujos de partículas F tendremos:

$$F(r) = F(a) \exp(-(r-a)/\lambda), \quad (2)$$

siendo a el radio menor del plasma y λ la longitud característica de decaída exponencial del flujo de partículas en el S.O.L. Según el modelo unidimensional más sencillo, pero en relativo buen acuerdo con las observaciones experimentales, ésta puede definirse como [3]:

$$\lambda = (D L_c / c_s)^{0.5}, \quad \text{ó,} \quad D^{\text{SOL-1D}} = \lambda^2 (c_s / L_c) \quad (3)$$

siendo L_c la longitud de conexión, c_s la velocidad acústica de los iones y D el coeficiente de difusión perpendicular, que es anómalo. Generalmente, D se ajusta también a la ley empírica de Bohm:

$$D^B = 6 \times 10^{-2} T_e(a) / B_T, \quad (4)$$

siendo $T_e(a)$ el valor de la temperatura electrónica en la separatriz y B_T el del campo magnético toroidal. Dado que la temperatura y la densidad electrónica están relacionadas, también suele ajustarse D a una ley de tipo $D \propto n_e(a)^{-1}$, tal y como se ha hecho en W7-AS. En este punto hay que resaltar, que la longitud característica λ en la ec. (3) se refiere

generalmente a la de la densidad electrónica λ_n y no a la de flujo de partículas λ_F [3]. Sin embargo, puede demostrarse que es igual de válida para ambas, ya que en la demostración de la ec. (3) se utiliza la aproximación $\lambda_n \approx \lambda_F$.

A continuación se presenta el análisis a este respecto realizado a una descarga de TJ-II (#1327), en la que una inyección de hidrógeno crea una densidad electrónica en el borde $n_e(a)$ elevada, con respecto del valor típico de “relajación” (ver sección anterior). Corresponde a una configuración con los limitadores móviles, dominando la interacción plasma pared (introducidos aproximadamente 30 mm con respecto a la separatriz que define el limitador toroidal). En la figura 11 se muestran las evoluciones temporales de las corrientes de saturación de dos sondas fijas sobre uno de los limitadores móviles I_{sat} , de la densidad electrónica media $\langle n_e \rangle$ y de la temperatura electrónica central $T_e(0)$. Las dos sondas, denominadas Alimiter1 y Alimiter2, se encuentran respectivamente a 2mm y 22 mm (en radio efectivo) de la separatriz. El factor de escala de 2 para Alimiter1 y 0.6 para Alimiter2 por los que se ha multiplicado a ambas corrientes de saturación, se ha elegido de manera que se ajusten a los valores de la sonda móvil para sus respectivas posiciones (ver figura 13). Esta normalización es necesaria debido a que el área efectiva de cada una de las sondas es diferente. En la figura 11 puede verse con claridad los 5 instantes de inyección de gas, así como la característica fase de relajación final del plasma. La figura 12 corresponde a las evoluciones temporales de la temperatura $T_e(a)$ y la densidad electrónica $n_e(a)$ en la separatriz obtenidas a partir de las características I-V de otra sonda fija. De nuevo se ha tratado de ajustar el valor de la densidad a la de la sonda móvil. Se han elegido dos instantes (marcados en ambas figuras), claramente diferenciados por tener diferentes condiciones en el borde del plasma y curiosamente no tanto en los parámetros centrales (este punto no se tratará aquí). En la figura 13 se presenta el perfil de corriente de saturación de la sonda móvil, realizado en la fase de “relajación” del plasma (aprox. 1240 ms). Se han incluido los dos valores normalizados de las sondas fijas en ese instante. El ajuste del perfil a una exponencial negativa (traza continua) da un valor de decaída característica $\lambda = 20$ mm para ese instante. Dado que desgraciadamente no tenemos el mismo perfil para el momento de la inyección de gas (alta densidad de borde), éste se ha deducido a partir del valor de las sondas fijas (traza discontinua) y del cual se obtiene $\lambda = 14$ mm. Puede verse claramente en la figura 11 como el cociente Alimiter1/Alimiter2 cambia sustancialmente de $t = 1095$ ms a $t = 1240$ ms, demostrando que el perfil se “estrecha” para el caso de alta densidad en el borde. Esto es debido al cambio en el coeficiente de difusión D con la temperatura (ver ley de Bohm) y con la densidad en el borde. En la tabla 1 se han resumido los parámetros analizados en los dos instantes, así como la deducción del

coeficiente de difusión D a partir de la ley empírica de Bohm (D^B , ver ec.3) y del modelo sencillo del S.O.L. 1D (D^{SOL-1D} , ver ec.4), en los que se ha supuesto $L_c = 25$ m, según estimaciones teóricas. La velocidad acústica de los iones se ha obtenido a partir de $T_e(a)$ y suponiendo que ésta es mucho mayor que $T_e(0)$. Cabe destacar el buen acuerdo entre ambos valores de D .

Tabla 1: Parámetros del plasma de la descarga 1327 tomados en dos instantes diferentes.

	t1 = 1095 ms	t2 = 1240 ms
$\langle n_e \rangle$ (m^{-3})	5×10^{18}	4×10^{18}
$T_e(0)$ (eV)	710	810
$n_e(a)$ (m^{-3})	1.2×10^{18}	0.4×10^{18}
$T_e(a)$ (eV)	10	25
I_{sat} (Alim1) (A)	1.85	0.82
I_{sat} (Alim2) (A)	0.37	0.3
λ (mm)	14	20
D^B ($m^2 s^{-1}$)	0.6	1.5
D^{SOL-1D} ($m^2 s^{-1}$)	0.4	1.1
c_s ($m s^{-1}$)	4.5×10^4	7×10^4

Por último, se han representado en la figura 14 los valores de D obtenidos en este análisis (promedio de ambos métodos) con los obtenidos en W7-AS. Cabe resaltar dos puntos:

1.) En nuestro caso, los coeficientes de difusión obtenidos son de hasta un factor 10 más bajos que los de W7-AS para densidades electrónicas equivalentes. Hay varios factores que pueden explicar esto, entre otros que el modelo 1D es demasiado sencillo para la geometría del S.O.L., probablemente más compleja especialmente con limitadores modulares. Sin embargo pienso que el motivo principal es el siguiente: los valores de la temperatura electrónica en el borde de W7-AS son bastante mayores (típicamente 50-100 eV), probablemente debido a un flujo de calor mayor que en TJ-II, en donde probablemente se esté rozando (a alta densidad) el umbral de flujo de calor mínimo para evitar el colapso radiativo (temperaturas de 10 eV en la separtriz son prácticamente límites antes de producirse

un colapso). Un aumento en $T_e(a)$ en un factor 5 debería aumentar también D en un factor equivalente según la ley de Bohm.

2.) El S.O.L. de TJ-II parece obedecer también a una ley de escala de tipo $D \propto n_e(a)^{-1}$ como en W7-AS, lo que nos indica que en el borde del plasma el confinamiento mejora con el aumento de la densidad local (o implícitamente con el descenso de la temperatura local). Esto también es de esperar que pase con la densidad central, que sin embargo aquí no es sustancialmente diferente en ambos instantes.

Concluyendo, y siendo conscientes de que lo aquí presentado no son más que resultados provisionales a confirmar con estudios más profundos, puede decirse que en TJ-II el coeficiente de difusión en el S.O.L. depende de las condiciones del borde del plasma, pudiendo obedecer a una ley de tipo $D \propto n_e(a)^{-1}$. Para confirmar que también se ajusta a la ley de Bohm, se debería estudiar la dependencia con el campo magnético (haciendo por ejemplo plasmas a mitad de campo), aunque la dependencia de D con la temperatura del borde que predice dicha ley parece estar en buen acuerdo con las medidas experimentales en TJ-II y el modelo 1D del S.O.L. Cabe destacar los bajos valores de D obtenidos, en comparación con los W7-AS, siendo una posible explicación a esto, las menores temperaturas electrónicas en el borde del plasma en TJ-II (menor flujo de calor a través de la separtriz). Finalmente se propone también el estudio de D con la transformada rotacional, especialmente cuando ésta toma valores racionales en el S.O.L.

Conclusiones

(I) Durante la primera fase de TJ-II, la radiación ha podido limitar la máxima densidad electrónica alcanzable en los plasmas, aunque la caracterización de la radiación global por bolometría y experimentos futuros, como la variación de la potencia inyectada y la boronización, ayudarán a clarificar este punto sin duda básico para conocer los límites de operación de la máquina.

(II) El método del cociente de líneas H_α/OII durante el plasma de preionización puede dar de manera cualitativa información acerca del estado de la primera pared y por tanto del grado de contaminación del plasma. Un seguimiento rutinario de éste parámetro sería sencillo y daría una valiosa información al operador del estado de la primera pared de la máquina.

(III) Hemos demostrado la fuerte contribución del helio en los plasmas de TJ-II, que en la fase final de “relajación”, puede ser incluso la especie principal. Su reciclado igual a uno explica el comportamiento cuasiestacionario al final de la descarga. Este escenario cambiará próximamente cuando se realice la boronización de TJ-II. Se propone un experimento para conseguir un “plateau” de alta densidad todavía no conseguido en TJ-II: por medio de una inyección única de helio sobre un plasma inicial de hidrógeno puede conseguirse, si la radiación no lo impide, un estado cuasiestacionario de densidad electrónica cercana al límite por corte. La cuantificación de la inyección de helio puede hacerse a partir del análisis de gases espectrométrico del postpulso.

(IV) Aún siendo conscientes de que los análisis del S.O.L. realizados aquí no son más que resultados provisionales a confirmar con estudios más profundos, puede decirse que en TJ-II el coeficiente de difusión en el S.O.L. depende de las condiciones del borde del plasma, pudiendo obedecer a una ley de tipo $D \propto n_e(a)^{-1}$. Para confirmar que también se ajustan a la ley de Bohm, se debería estudiar la dependencia con el campo magnético (haciendo por ejemplo plasmas a mitad de campo), aunque la dependencia de D con la temperatura del borde que predice dicha ley parece estar en buen acuerdo con las medidas experimentales y el modelo 1D del S.O.L. Cabe destacar los bajos valores de D obtenidos, en comparación con los W7-AS, siendo una posible explicación a esto las menores temperaturas electrónicas en el borde del plasma de TJ-II (menor flujo de calor a través de la separatriz). Finalmente se propone también el estudio de D con la transformada rotacional, especialmente cuando ésta toma valores racionales en el S.O.L.

Agradecimientos

Se agradece la colaboración de todo el equipo de TJ-II, especialmente los comentarios de B. Zurro.

Referencias

- [1] E. de la Cal and E. Gauthier, "Chemical sputtering measurements in Tore Supra by aftershot mass spectrometry outgassing studies", J. Vac. Sci. Technol. A 15(5), 2597 (1997).
- [2] E. de la Cal, "Los limitadores móviles del TJ-II: control de carga térmica y de partículas", Rep. Asociación EURATOM-Ciemat-49, (1998).
- [3] P.C. Stangeby and G.M. McCracken, Review Paper "Plasma boundary phenomena in tokamaks", Nucl. Fusion, Vol.30,7,1225 (1990).

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

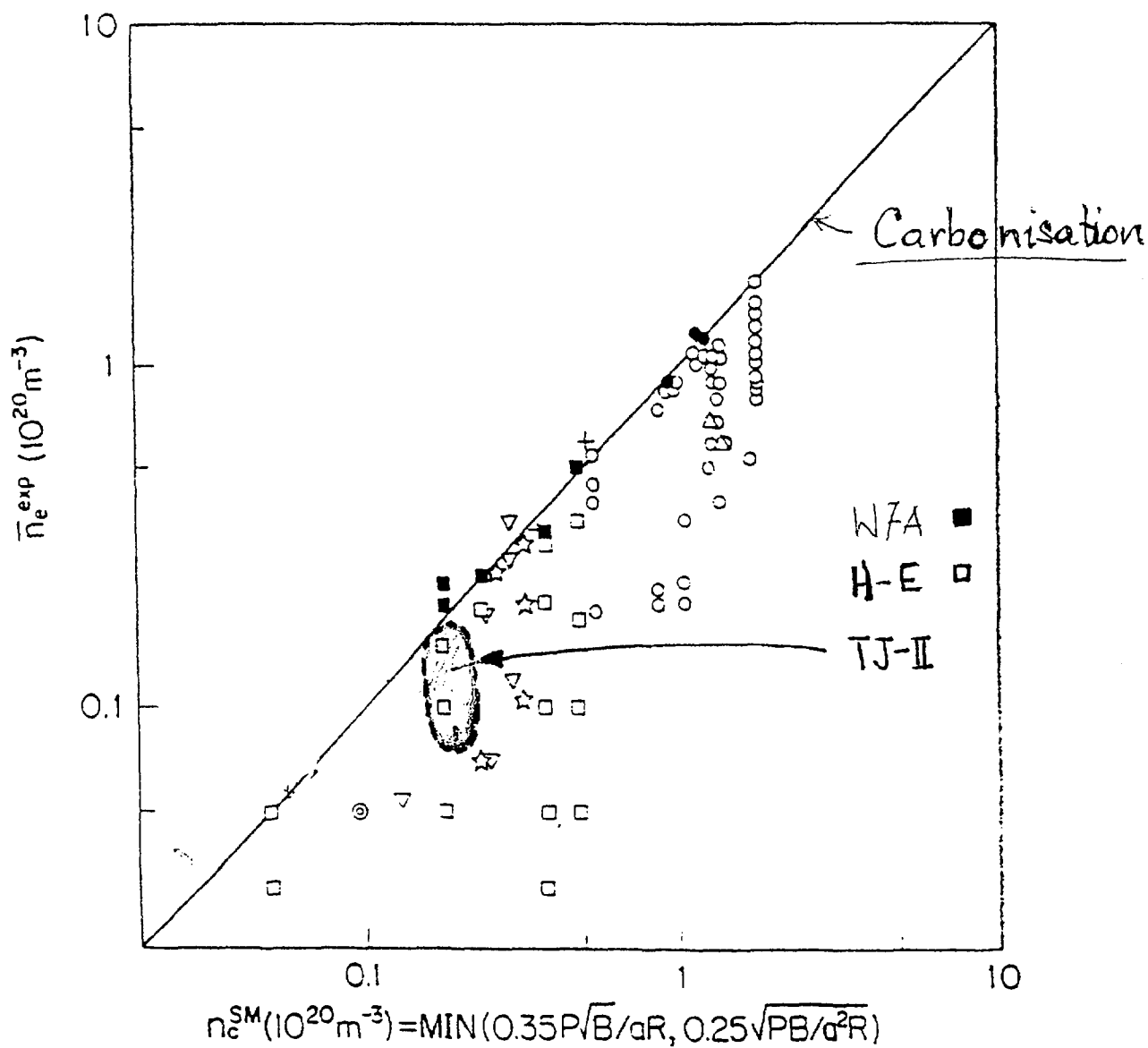


Figura 1: Ley de escala para el límite de densidad en stellarators Heliotron-E y W7-AS. Se ha incluido el régimen de operación de TJ-II.

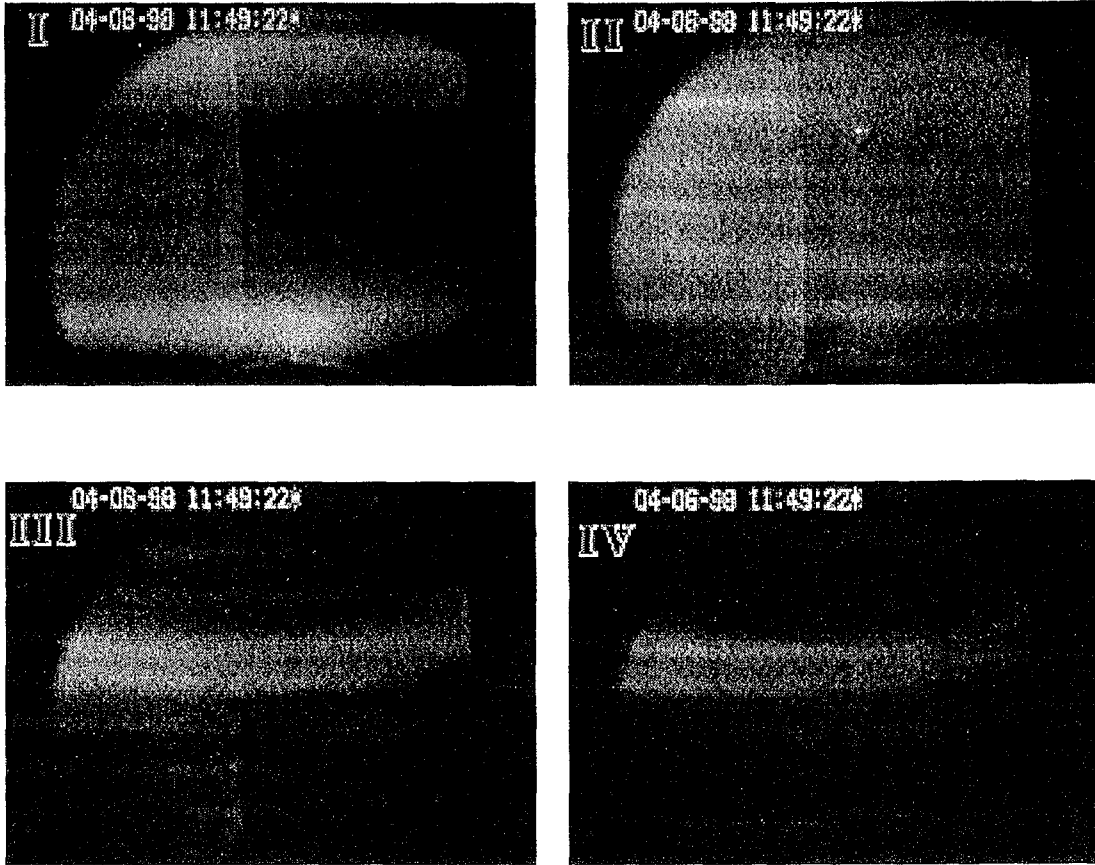
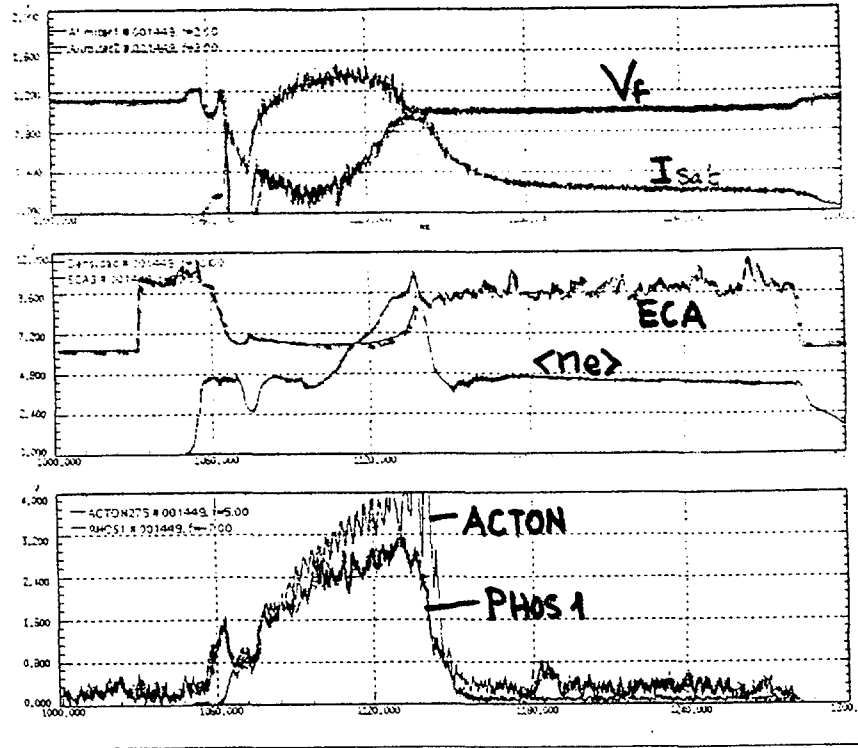


Figura 2: Secuencia de imágenes perpendiculares al plasma con cámara de TV CCD con filtro de $H\alpha$ durante un colapso radiativo. Cada imagen es una integración de la emisión del plasma durante 25 ms.

a)



b)

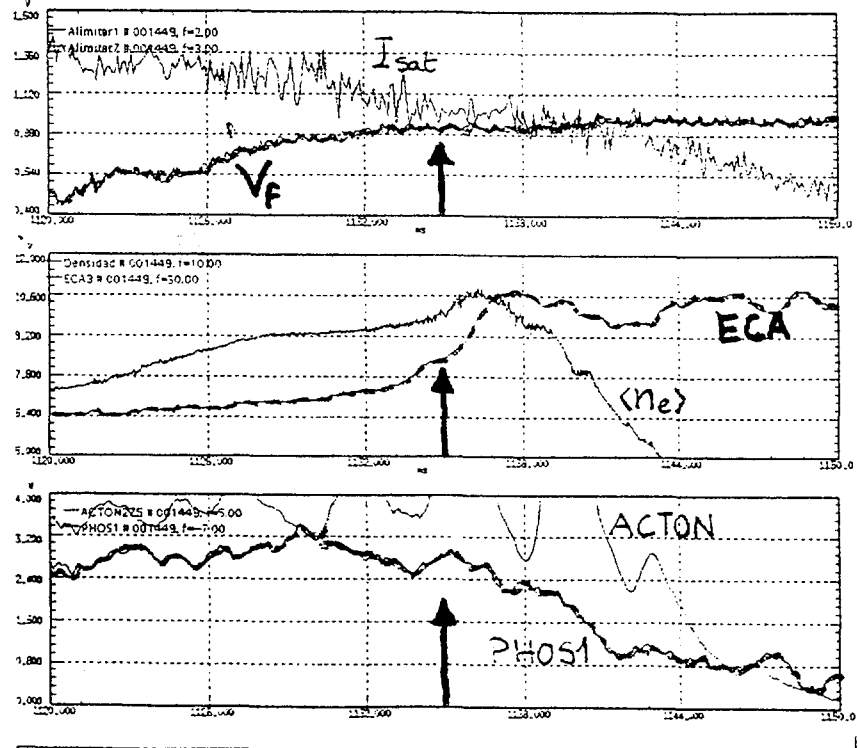


Figura 3: a) Evolución temporal en una descarga con colapso radiativo del potencial flotante (V_f) y de la corriente de saturación (I_{sat}) de una sonda Langmuir fija, de la densidad electrónica media del plasma ($\langle n_e \rangle$), del monitor de absorción de potencia de microwondas (ECA), de las señales de CV (ACTON) y de un monitor de fósforo (PHOS1). b) Mismas trazas en las que se muestra con detalle el momento del colapso.

TJ-II DATA ACQUISITION SYSTEM 22/06/98 - 12:28

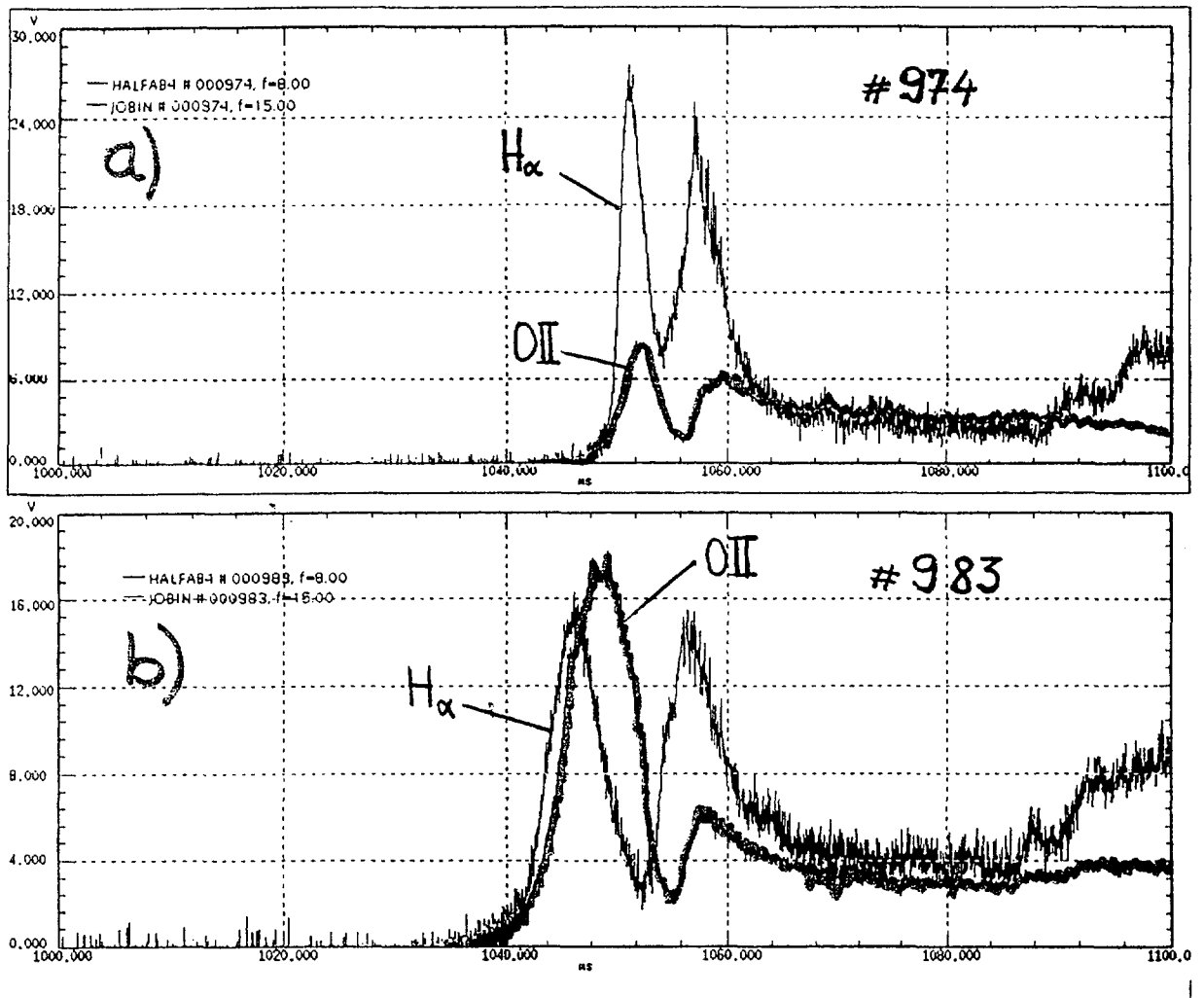


Figura 4: Evolución temporal de las señales de OII y H α durante el plasma de preionización a) para una descarga bien acondicionada y b) 9 descargas más tarde.

• $H\alpha / O II$

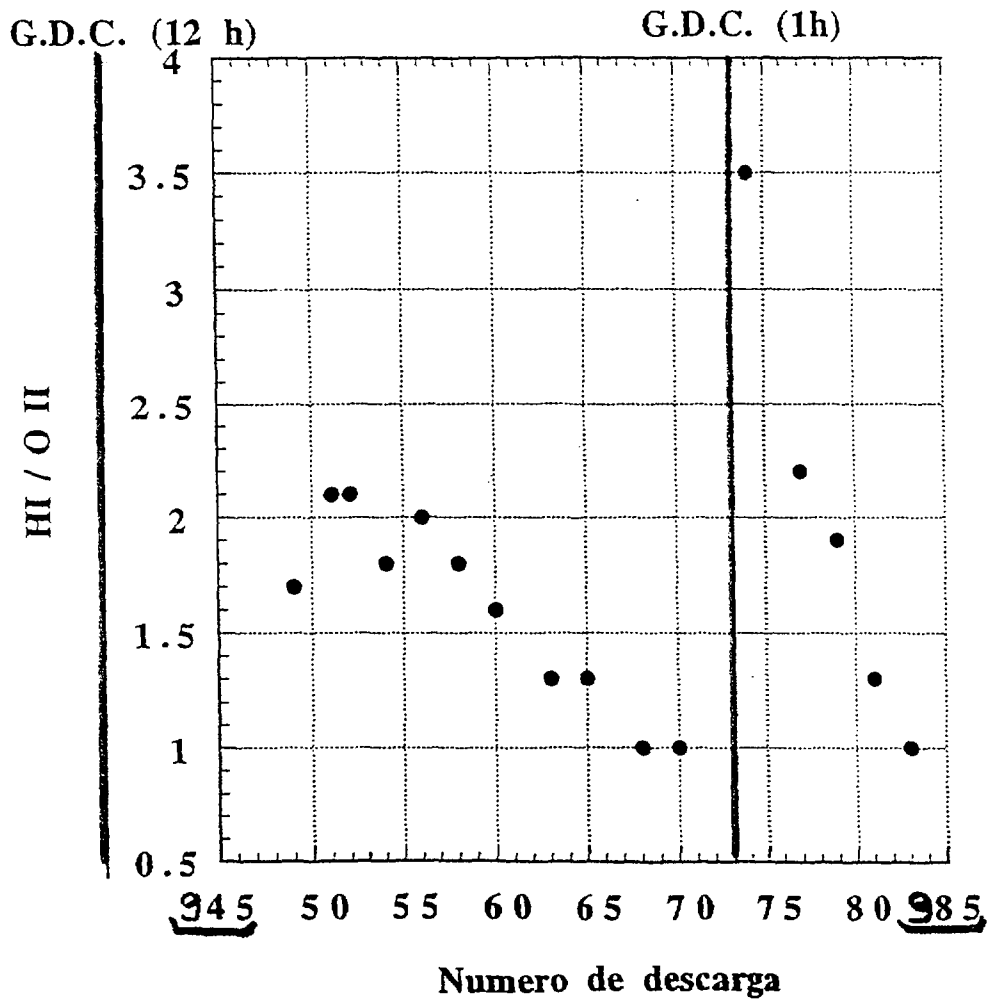


Figura 5: Evolución diaria del cociente $H\alpha / O II$ durante el plasma de preionización. Las trazas verticales indican las descargas de acondicionamiento (G.D.C.) de 12 horas y 2 horas de duración.

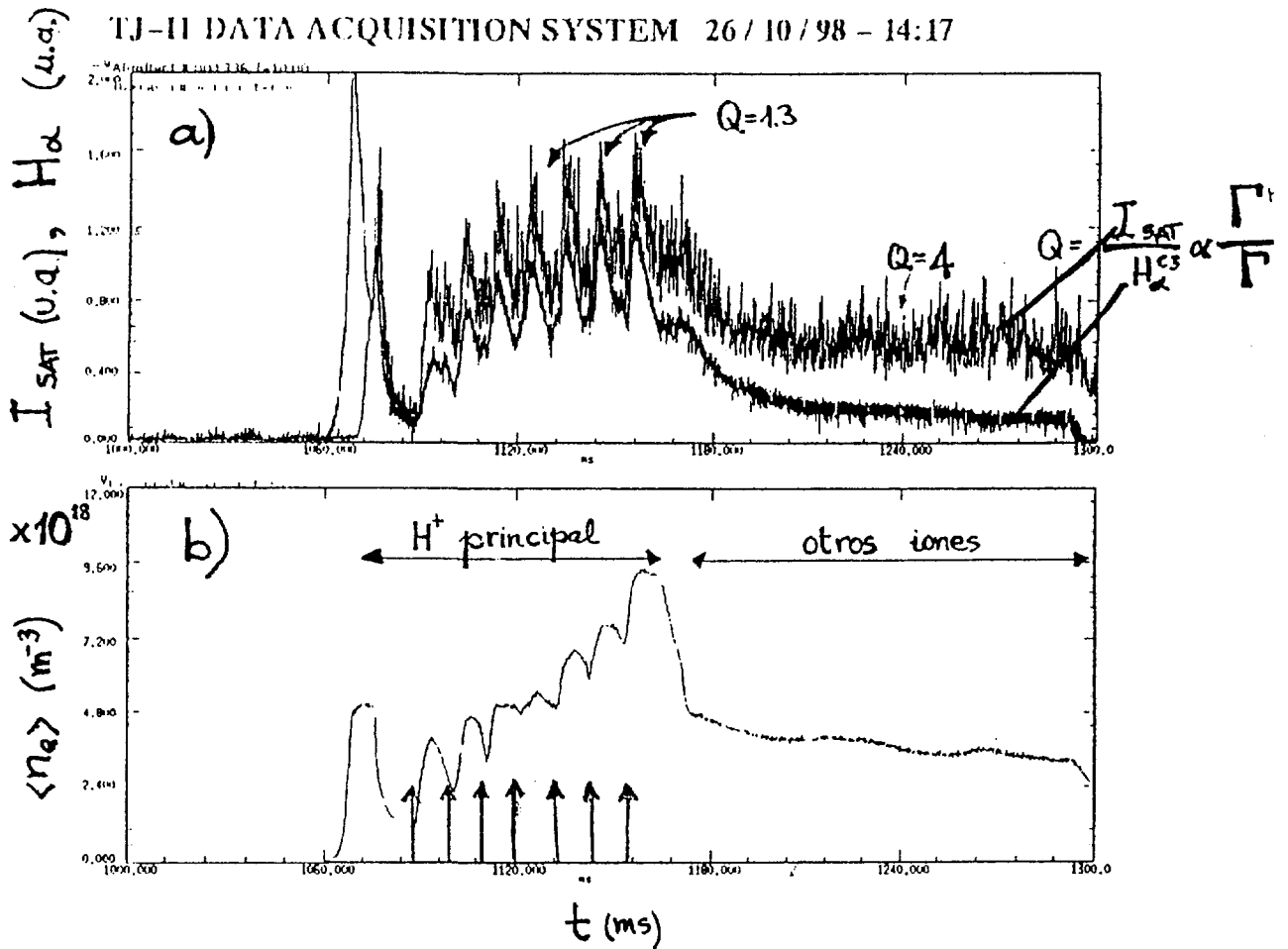


Figura 6: Evolución temporal de a) la corriente de saturación (I_{Sat}) de una sonda Langmuir fija y de un monitor de H_{α} . Puede verse que el cociente $Q = I_{Sat} / H_{\alpha}$ aumenta fuertemente durante la fase de “relajación” del plasma en la que la densidad electrónica media $\langle n_e \rangle$, mostrada en la traza b), toma un valor cuasiestacionario en ausencia de inyección de gas (las flechas verticales indican los momentos de inyección).

TJ-II DATA ACQUISITION SYSTEM 06/11/98 - 10:5

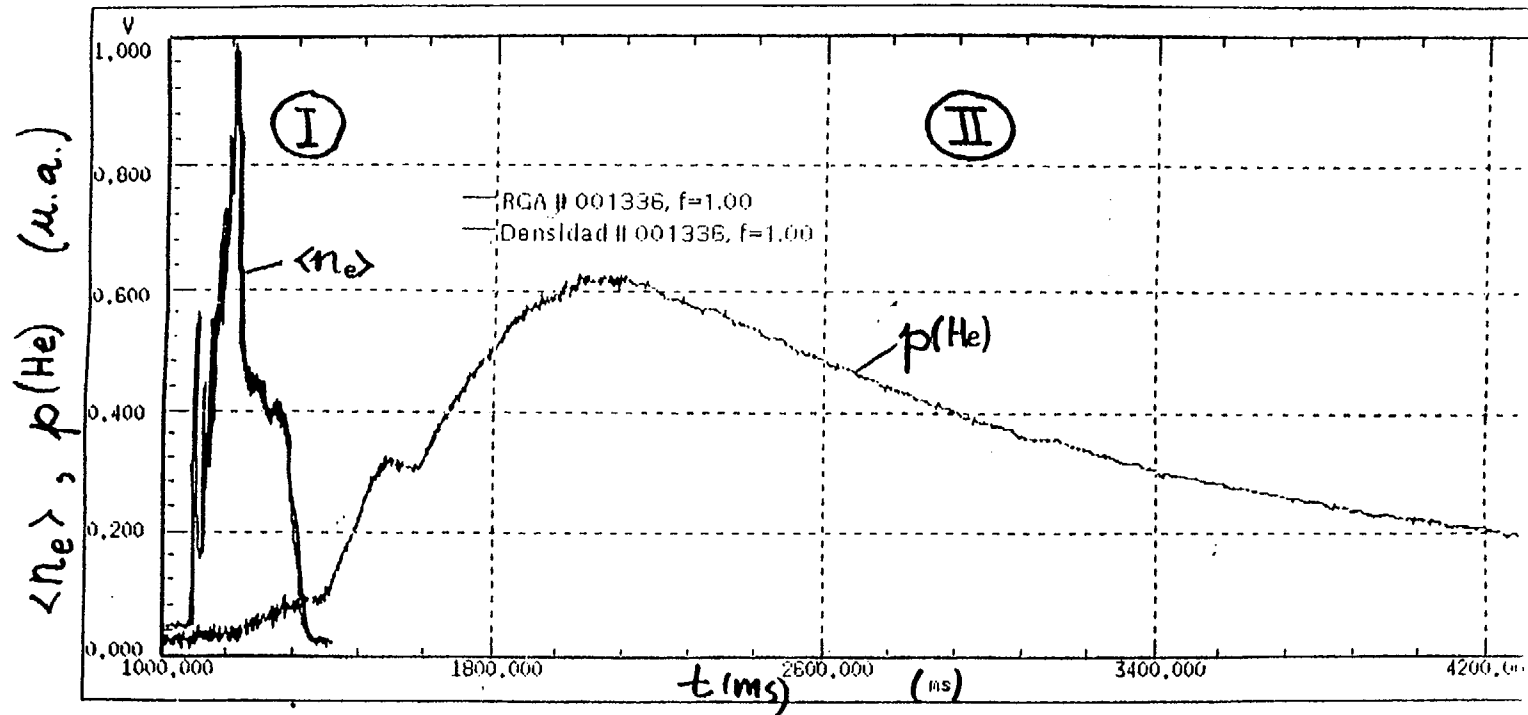


Figura 7: Evolución temporal de la densidad electrónica media $\langle n_e \rangle$ durante la descarga (I) y de la presión parcial de helio $p(\text{He})$ en el postpulso (II) medida con el espectrómetro de masas diferencial.

Aftershot outgas de He

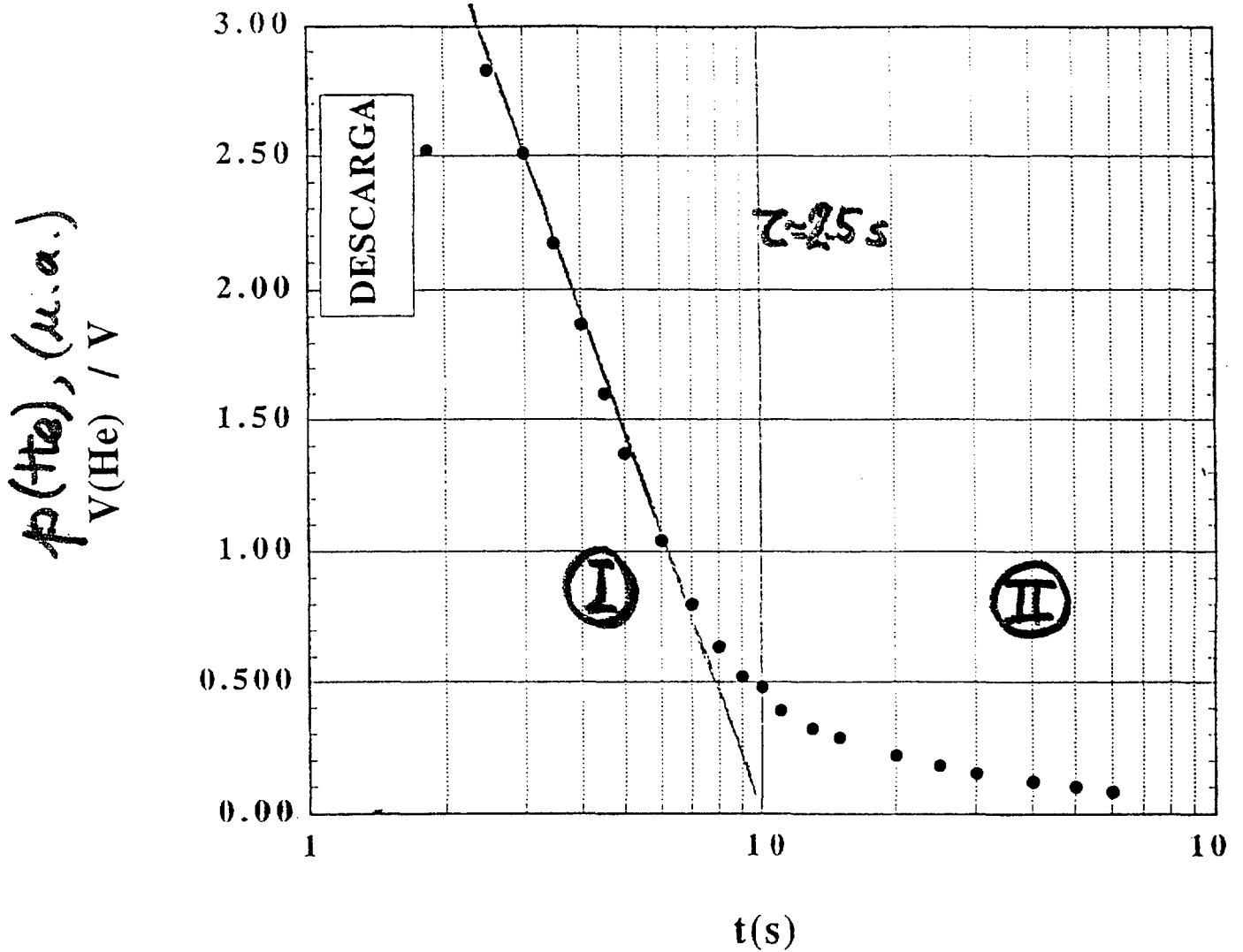


Figura 8: Evolución temporal de la presión parcial de helio $p(\text{He})$ en escala semilogarítmica durante el postpulso. La primera fase (I), con decaída exponencial, se debe al bombeo en la cámara de vacío del gas producido por la neutralización del plasma. La segunda fase (II) se genera por la desorción térmica del helio retenido en las paredes.

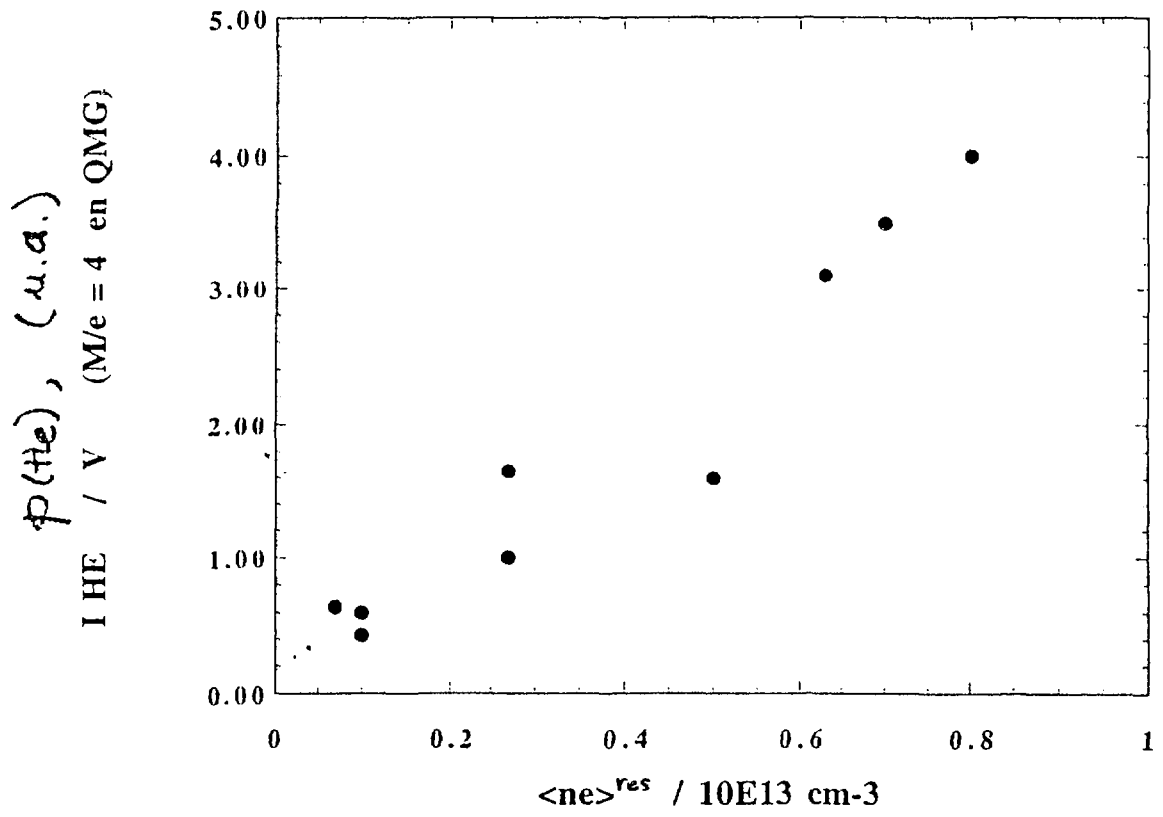


Figura 9: Intensidad del pico de helio obtenido en el espectrómetro de masas en unidades arbitrarias en función de la densidad electrónica media.

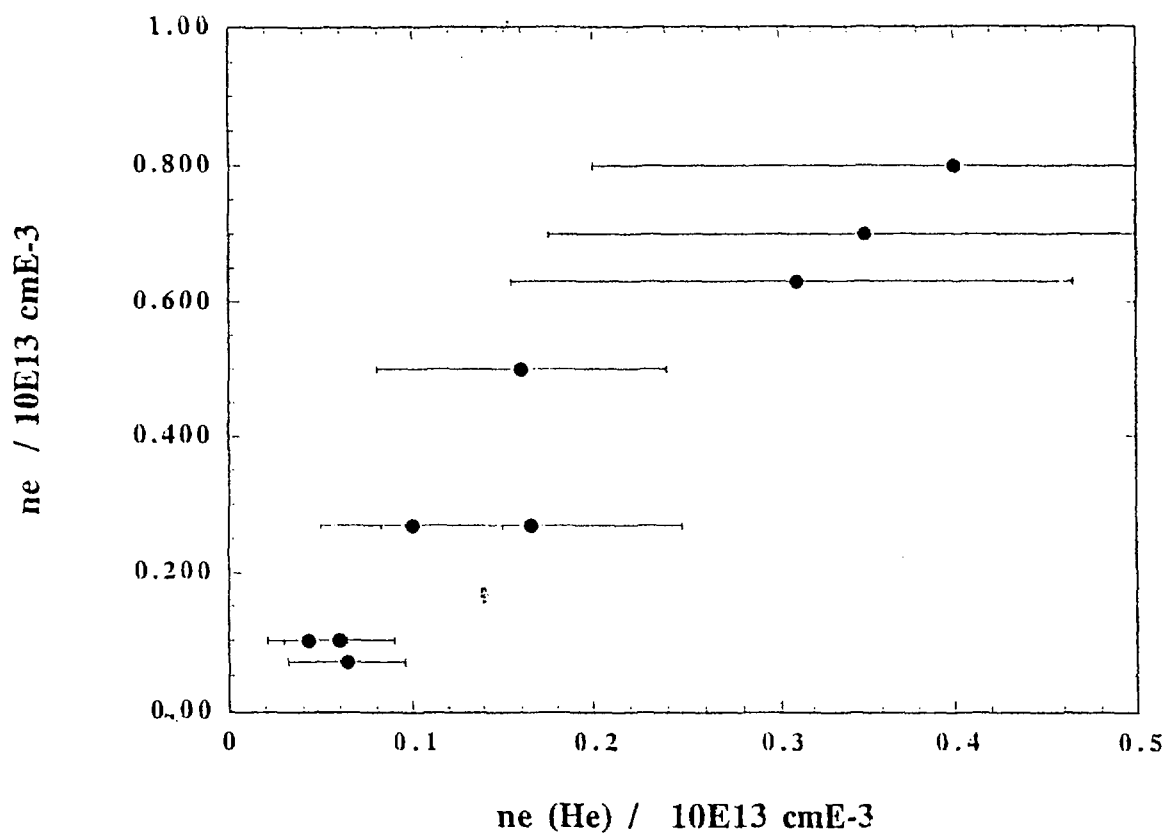


Figura 10: Densidad electrónica media $\langle n_e \rangle$ en función de la densidad electrónica media n_e que produciría un plasma puro genererado con el helio desorbido durante la descarga.

#1327
 TJ-II DATA ACQUISITION SYSTEM 04 / 12 / 98 - 13:31

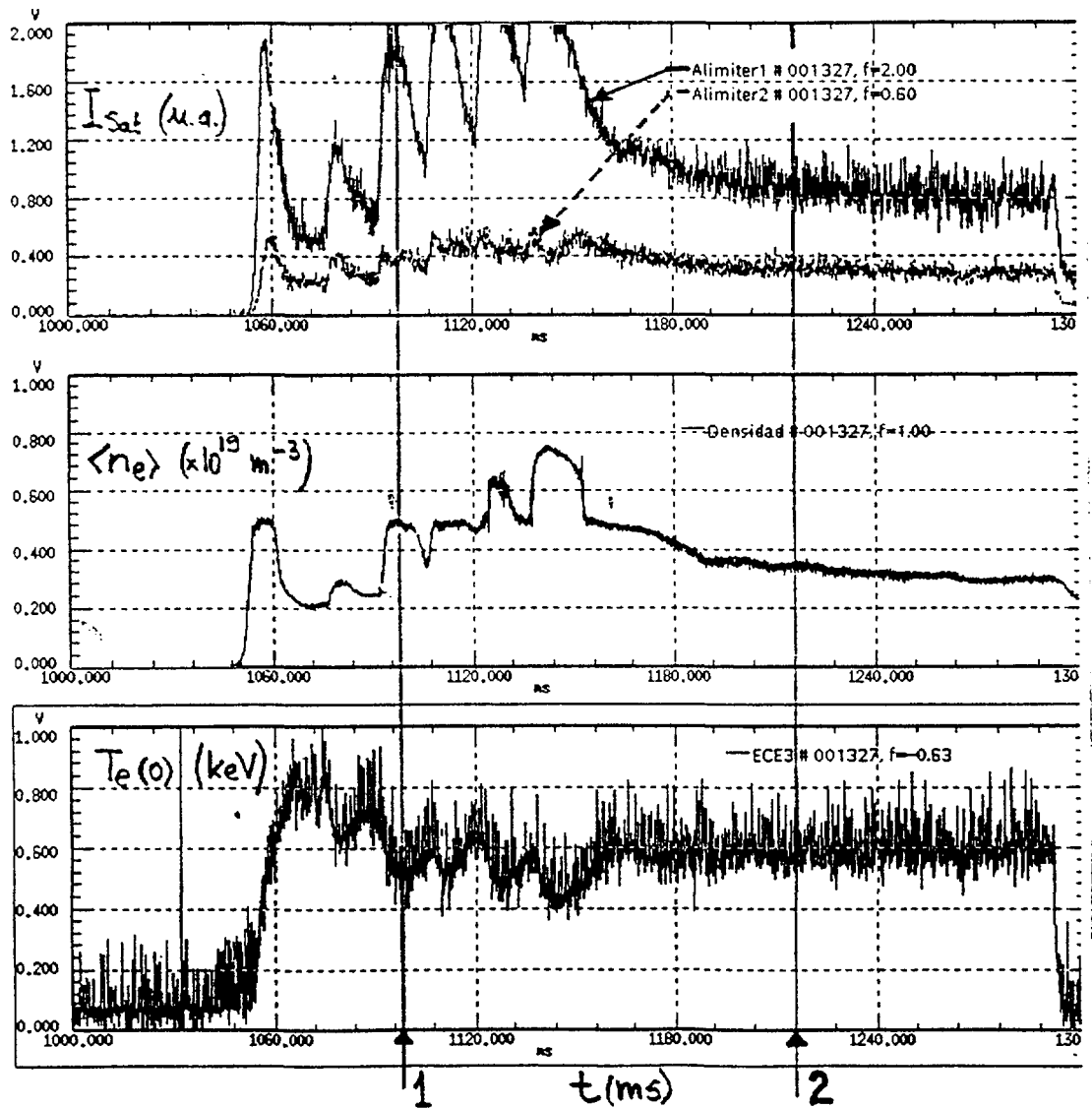


Figura 11: Evoluciones temporales de las corrientes de saturación (I_{Sat}) de dos sondas Langmuir fijas (Alimiter1 a 2mm y Alimiter2 a 22 mm de la separatriz en radio efectivo), de la densidad electrónica media $\langle n_e \rangle$ y de la temperatura electrónica central $T_e(0)$. Las trazas verticales indican los dos instantes en los que se ha realizado el análisis.

1327

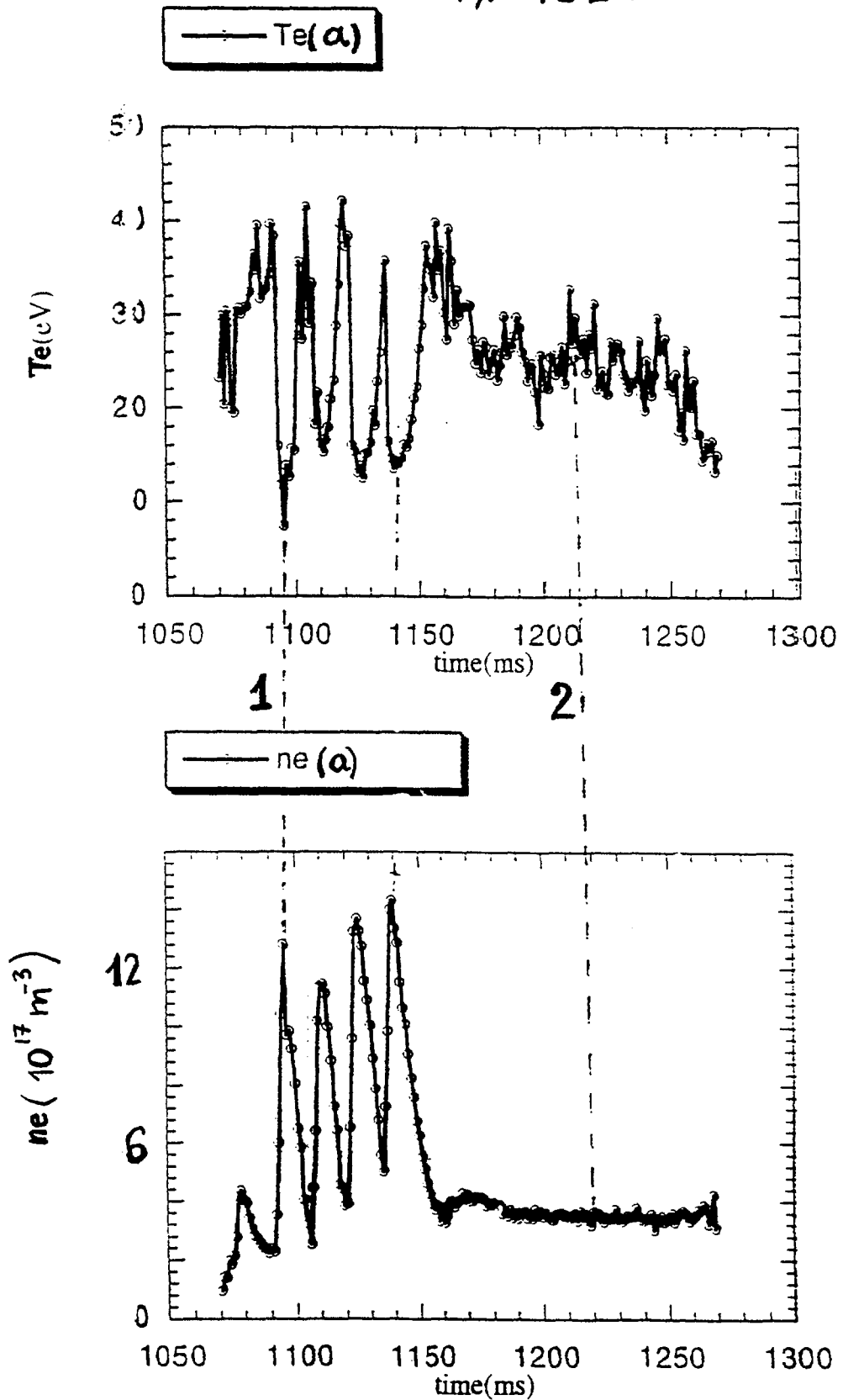


Figura 12: Evoluciones temporales de la densidad electrónica $n_e(a)$ y de la temperatura electrónica $T_e(0)$ en la separatriz obtenidas con una sonda Langmuir fija y normalizando la densidad de corriente con la sonda Langmuir móvil.

□, ■ $I_s(A)$ → Sonda fija
 • $I_s(A)$ → Sonda móvil

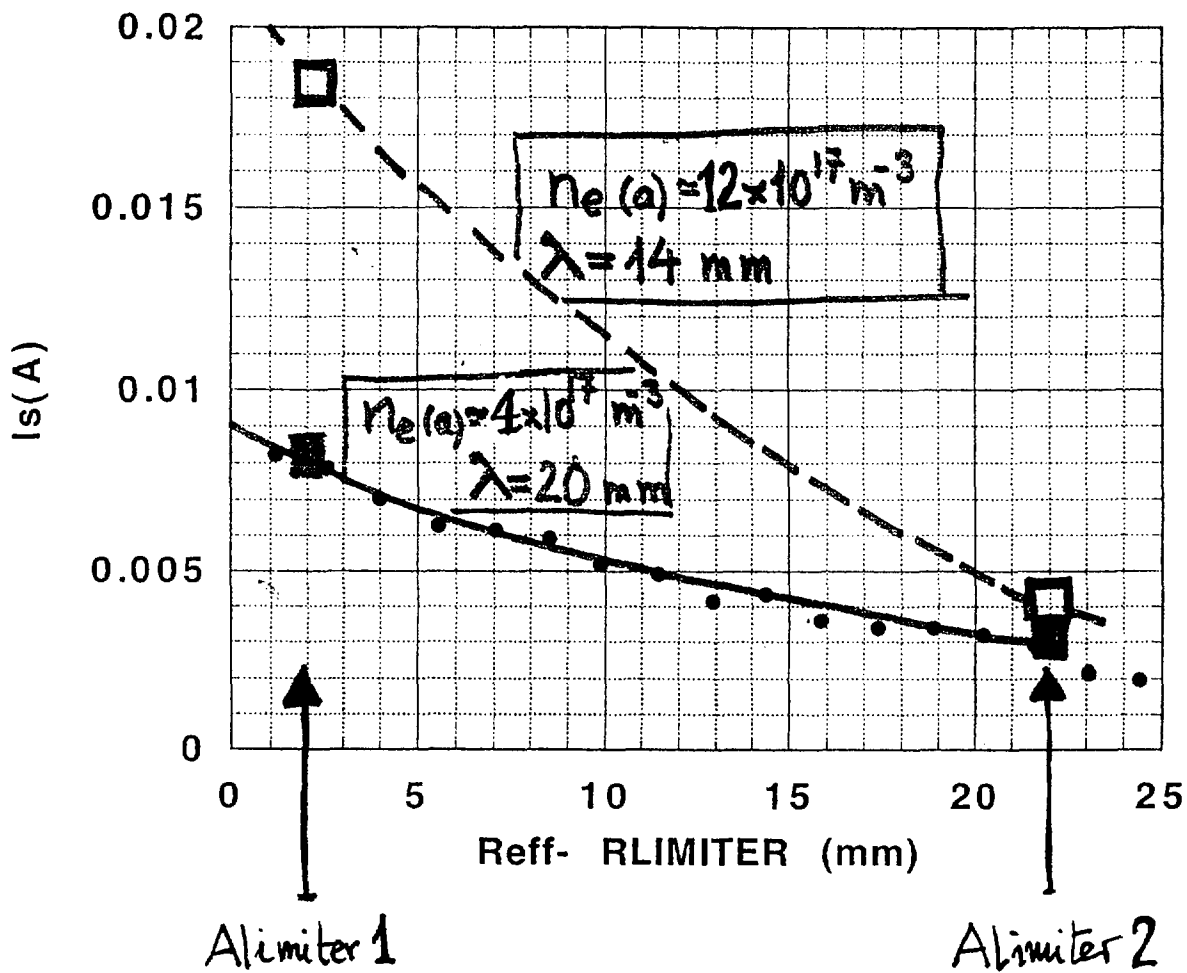


Figura 13: Perfil de la corriente de saturación (I_s) obtenido con la sonda langmuir móvil para $n_e(a) = 4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ y mismo perfil para $n_e(a) = 12 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ deducido de los dos puntos discretos obtenidos con la sonda Langmuir fija.

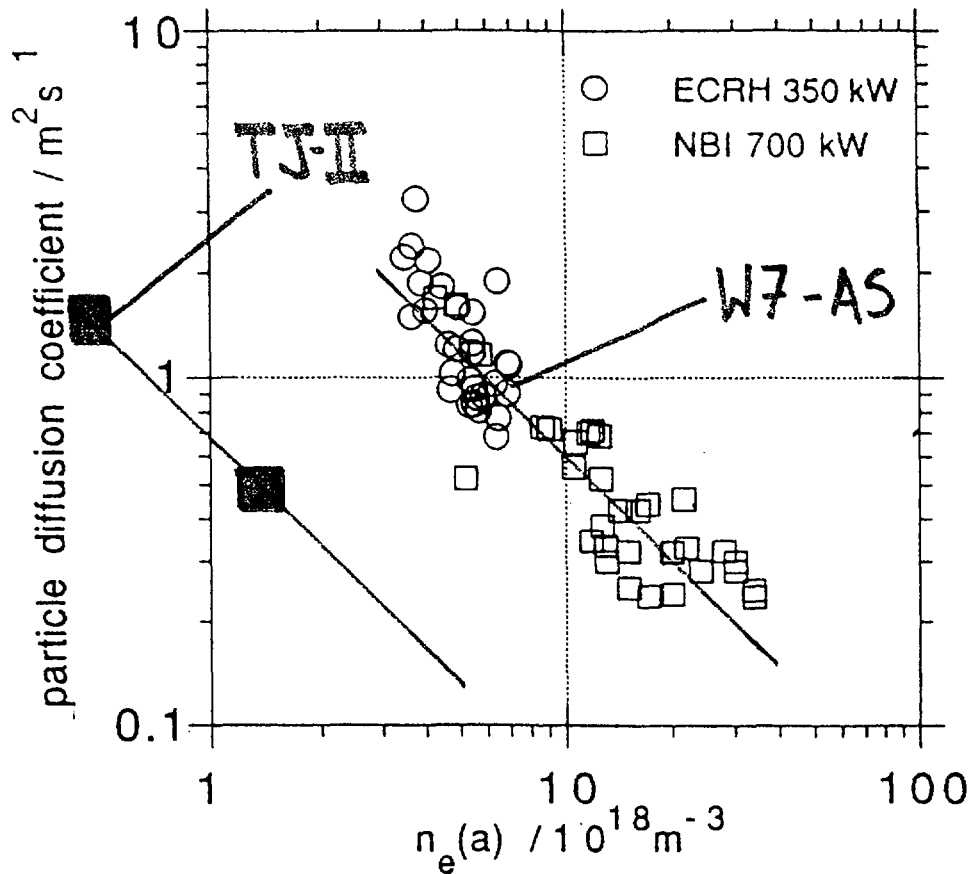


Fig. 14. Particle diffusion coefficients for ECRF- and NBI-heated discharges versus $n_e(a)$, the density at the LCMS. $B_t = 2.56$ T, $t < 0.4$, maximum limiter aperture.

→ P Grignani et al, J. Nucl. Mat. 196-198, 101 (1992).

Figura 14: Coeficiente de difusión de partículas en función de la densidad electrónica $n_e(a)$ en la separatriz obtenidos en W7-AS mostrando la ley de escala $D \propto n_e(a)^{-1}$. Los valores obtenidos para TJ-II se han incluido en la gráfica.