

SIMULACIÓN DINÁMICA DEL RECICLADO Y DE LA INYECCIÓN DE PARTÍCULAS EN LOS PLASMAS DEL TJ-II

D. LÓPEZ-BRUNA, J. A. FERREIRA, F. L. TABARÉS, F. CASTEJÓN, J. GUASP

Índice

1.. Introducción	1
2.. Estimación del perfil de neutros en el plasma	3
3.. Condiciones de contorno para los neutros	4
4.. Simulación del reciclado en plasmas ECRH del TJ-II	6
5.. Simulación de plasmas NBI del TJ-II	12
6.. Conclusiones	18
Apéndice A. Modelo “tj2d2”. Código en ASTRA	19
Apéndice B. Modelo “tj2d8”. Código en ASTRA	22
Referencias	27

RESUMEN

Con el objeto de mejorar las herramientas de cálculo del transporte en los plasmas del TJ-II, en este trabajo analizamos el modelo simplificado de ecuación cinética que usa ASTRA para calcular la distribución de neutros en el plasma. A continuación, actuamos sobre sus condiciones de contorno (fundamentalmente sobre la densidad de neutros en la frontera del plasma) para simular las condiciones de reciclado en el TJ-II de manera sencilla. Los modelos de transporte resultantes permiten analizar la sensibilidad de estos plasmas al cebado de gas frío según sea el reciclado. El problema del control de la densidad del TJ-II resulta así evidente en los modelos de transporte. Igualmente, estimamos el impacto del reciclado sobre los plasmas calentados mediante haces de neutros energéticos. Los aumentos de la densidad observados experimentalmente al inyectar los neutros energéticos responderían, de acuerdo con lo aquí presentado, a un gran aumento del influjo de neutros no explicable por el haz en sí.

1. Introducción

Una de las mayores dificultades para operar los plasmas del TJ-II [1] es controlar su densidad. Hay dos fuentes de partículas que normalmente actúan en estas descargas: la inyección de gas desde la pared mediante válvulas y los procesos de reciclado relacionados con la interacción plasma-pared. Es obvio que esta última es la fuente incontrolada y por eso es necesario caracterizarla lo mejor posible. Los procesos de reciclado tienen particular importancia en los plasmas calentados mediante la inyección de haces energéticos de átomos de hidrógeno (calentamiento por NBI*). El hecho es que, hasta la fecha, en los plasmas así calentados en el TJ-II no ha sido posible mantener una descarga estacionaria. Un ejemplo de descarga típica calentada por NBI se presenta en la Fig. 1, donde observamos cómo la densidad media del plasma se dispara exponencialmente a partir de un cierto instante ($t \approx 1150$ ms) poco después de inyectar el haz. Incluso considerando que el tiempo de confinamiento de las partículas fuera infinito en estas condiciones, la intensidad de la inyección no parece justificar el aumento de la densidad, ni en forma ni en magnitud, lo que hace pensar en una fuente de partículas añadida cuya intensidad es notable. Este tipo de comportamiento no es sorprendente: tomando como ejemplo los primeros plasmas NBI del estelarador Wendelstein VII-AS, el comportamiento de la densidad de línea en condiciones de calentamiento NBI ya se

PACS 2006: 52.25.{Fi,Ya}, 52.55.{Dy,Hc}

*De las siglas en inglés: *Neutral Beam Injection*

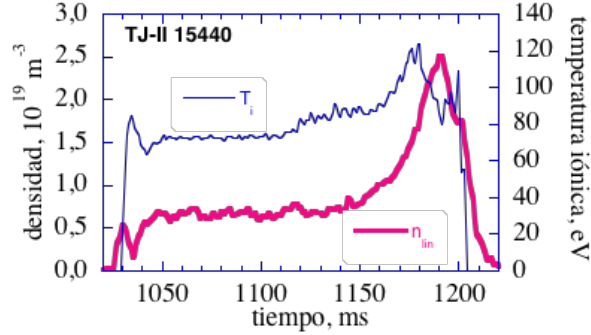


FIGURA 1. Densidad media (de línea) y temperatura iónica correspondientes a la descarga del TJ-II nº 15440 con haz de neutros calientes entrando en $t = 1110$ ms.

explicaba en términos de un reciclado superior a la unidad en la pared (e.g. [2]). Debe tenerse presente que, al menos en los plasmas del TJ-II calentados mediante microondas, se sabe que el tiempo de confinamiento de las partículas es del orden de algunos milisegundos [3]. Las medidas de la presión en la cámara de vacío, del balance de partículas etc. han permitido cuantificar el balance de partículas en la pared del TJ-II, donde se ve claramente que las propiedades del reciclado cambian considerablemente entre descargas [4]. Esto es así, entre otras cosas, porque la acumulación de átomos de la especie principal del plasma (hidrógeno, normalmente) en la pared convierte a ésta en una fuente considerable de partículas activada mediante el bombardeo por los flujos provenientes del plasma (iones salientes, neutros generados por intercambio de carga). En otras máquinas también encontramos resultados cualitativamente iguales a los del TJ-II. Por ejemplo, en el “Large Helical Device” japonés se encuentra que la pared puede estar todo un día experimental (unas 100 descargas) acumulando hidrógeno que va cambiando las condiciones de inyección de gas externo necesarias para obtener una misma densidad [5].

Aparte del trabajo experimental que este asunto motiva, se ha dedicado un notable esfuerzo a calcular las distribuciones de neutros y el efecto del reciclado con la geometría y las condiciones particulares de la cámara de vacío del TJ-II [6]. El presente informe también tiene la misión de documentar el paso intermedio entre los cálculos de transporte hechos hasta ahora, que esencialmente no tenían un modelo para la fuente de partículas por reciclado, y próximos cálculos en los que es previsible que se use EIRENE para evaluar la fuente de partículas de manera interactiva con el transporte. No sólo es importante conocer y cuantificar las limitaciones al control de las partículas debidas a los procesos de inyección de gas, sino que la distribución de neutros en el plasma, que varía durante la descarga, es una información útil e incluso necesaria para estimar aceptablemente algunos términos importantes de pérdidas, como el de intercambio de carga, CX. La ventaja de disponer de un modelo práctico e integrado en los códigos de transporte es obvia. En este trabajo exponemos un posible modelo, quedando pendiente la tarea de ir acomodando sus incertidumbres o simplificaciones teóricas a los resultados que se vayan obteniendo, tanto experimentales como calculados mediante códigos más afinados.

En este informe se presentan algunas estimaciones de la cantidad de partículas que entran al plasma en diferentes condiciones. Los cálculos se han realizado usando el sistema ASTRA [7, 8] con un modelo sencillo de transporte. La distribución de neutros, como se explica en la Sec. 2, se obtiene mediante un subprograma integrado en el propio sistema ASTRA. Parte fundamental de este cálculo son las condiciones de contorno. El modelo que presentamos se obtiene al actuar sobre ellas (Sec. 3) y, por sencillez, haremos toda la presentación suponiendo que los neutros del plasma son átomos de hidrógeno. Los cálculos se refieren a plasmas ECRH en la Sec. 4 mientras que en la Sec. 5 hacemos varias simulaciones para plasmas calentados por NBI. El cuerpo de este trabajo termina con unas breves conclusiones (Sec. 6) y se añade un apéndice con las líneas del modelo usado según el lenguaje propio de ASTRA.

2. Estimación del perfil de neutros en el plasma

Obtendremos el perfil de neutros en el plasma integrando a todas las velocidades una función de distribución con dependencia radial. El problema consiste precisamente en calcular la evolución temporal de dicha función de distribución, que llamaremos f_N . Como de costumbre, la evolución de f_N se expresa mediante una ecuación de Boltzmann,

$$\frac{df_N}{dt} = S_{\text{col}}.$$

Al expandir la derivada aparecen algunos términos que suelen eliminarse en estos casos al considerar que: (i) la función de distribución no varía explícitamente con el tiempo, sino sólo a través de sus parámetros; (ii) los neutros no sufren otras fuerzas que las debidas a procesos “colisionales”; y (iii) los procesos de colisión que dominan para hacer aparecer o desaparecer neutros en el espacio de fases son la ionización y el CX. Entonces la ecuación de Boltzmann se reduce a

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) f_N = S_{\text{ion}} + S_{\text{CX}}.$$

Si el plasma es suficientemente impermeable a los neutros, en el sentido de que los procesos que S_{col} involucra se dan en una capa de grosor x pequeña en comparación con las dimensiones del plasma, el problema puede estudiarse razonablemente en una dimensión. Esta aproximación no es mala para máquinas grandes pero hay que tomarla con cautela en el caso del TJ-II. Haremos este estudio recordando que al tomar como variable x la distancia de penetración en el plasma desde el borde estamos suponiendo que la incidencia de los neutros es perpendicular. Entonces

$$v \frac{\partial f_N}{\partial x} = S_{\text{ion}} + S_{\text{CX}}, \quad (2.1)$$

donde el término S_{CX} involucra tanto la generación como la desaparición de neutros por CX.

El término de ionización en la Ec. 2.1 no es muy complicado porque las secciones eficaces no dependen de la velocidad de los neutros, en tanto ésta sea pequeña comparada con las velocidades térmicas de iones y electrones. En el caso del TJ-II podemos considerar buena esta aproximación cuando la energía de los neutros sea inferior a unos 100 eV. Así, el término que tiene en cuenta la pérdida de neutros por ionización a través de colisiones con los electrones y con los iones puede aproximarse:

$$S_{\text{ion}} = - \int |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| [\sigma_{\text{ion}}^e f_e(\mathbf{v}') + \sigma_{\text{ion}}^i f_i(\mathbf{v}')] f_N(\mathbf{v} - \mathbf{v}') d^3 \mathbf{v}' \approx \\ - f_N(\mathbf{v}) \int |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| [\sigma_{\text{ion}}^e f_e(\mathbf{v}') + \sigma_{\text{ion}}^i f_i(\mathbf{v}')] d^3 \mathbf{v}'.$$

Tomemos funciones de distribución de velocidad electrónica e iónica maxwellianas,

$$f_{e,i} = n(\mathbf{r}) C_{e,i} \exp(v/v_{e,i})^2 = n(\mathbf{r}) f_{Me, Mi},$$

donde la distribución espacial de la densidad de partículas (electrones o iones) es $n(\mathbf{r})$ y donde $C_{e,i} = (\sqrt{\pi} v_{e,i})^{-3}$. Con esto podemos reescribir el término de ionización mediante unas funciones $\alpha_{e,i}$ tales que

$$S_{\text{ion}} \approx - f_N(\mathbf{v}) n(\mathbf{r}) \int |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| [\sigma_{\text{ion}}^e f_{Me} + \sigma_{\text{ion}}^i f_{Mi}] d^3 \mathbf{v}' = \\ - f_N(\mathbf{v}) n(\mathbf{r}) [\alpha_e(\mathbf{v}, T_e) + \alpha_i(\mathbf{v}, T_i)];$$

o, por aligerar la notación,

$$S_{\text{ion}} \approx - \alpha f_N(\mathbf{v}) n(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

El término de CX en la Ec. 2.1 comprende tanto la aparición de neutros a velocidades típicas de los iones, como la desaparición de neutros lentos. Suponiendo como antes que $f_N(\mathbf{v} - \mathbf{v}') \approx f_N(\mathbf{v})$, tenemos:

$$S_{\text{CX}} = \int |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| \sigma_{\text{CX}} [f_N(\mathbf{v}') f_i(\mathbf{v}) - f_N(\mathbf{v}) f_i(\mathbf{v}')] d^3 \mathbf{v}'.$$

Aquí se presenta la ventaja de que la función $\sigma_{\text{CX}} |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| = \beta$ cambia muy poco en el intervalo de energías hasta 30 keV, de manera que la podemos considerar prácticamente constante en nuestras integrales. Entonces

$$S_{\text{CX}} \approx \beta \left[\int f_N(\mathbf{v}') f_i(\mathbf{v}) d^3 \mathbf{v}' - \int f_N(\mathbf{v}) f_i(\mathbf{v}') d^3 \mathbf{v}' \right] = \beta [f_i(\mathbf{v}) n_N - f_N(\mathbf{v}) n_i].$$

Considerando como antes que $f_i = n(\mathbf{r})f_{Mi}$ resulta que

$$S_{CX} \approx \beta n(\mathbf{r}) [n_N f_{Mi} - f_N(\mathbf{v})]. \quad (2.3)$$

Volvamos ahora a la Ec. 2.1. Según los resultados Ec. 2.2 y Ec. 2.3, la ecuación cinética para la evolución de la función de distribución de neutros en el plasma es

$$v \frac{\partial f_N}{\partial x} + n(\mathbf{r})(\alpha + \beta)f_N = n(\mathbf{r})\beta f_{Mi} \int f_N(\mathbf{v}') d^3 \mathbf{v}', \quad (2.4)$$

que el lector puede comparar con las ecuaciones n° 5 de la Ref. [9] o n° 6 de la Ref. [10], donde se sigue este mismo proceso y donde se realizan ulteriores estudios.

El objetivo de recordar aquí estos resultados es hacer patentes las aproximaciones en base a las que se realizan los cálculos de las siguientes secciones. ASTRA toma la misma Ec. 2.4 pero simplificando la función de distribución de neutros:

$$\int f_N(\mathbf{v}') d^3 \mathbf{v}' = n_N \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \delta \left(v - \frac{v_i}{3} \right) + \frac{\sqrt{3}}{2} \delta \left(v + \frac{v_i}{3} \right) \right]. \quad (2.5)$$

Como se ve, a efectos de creación de neutros por CX ASTRA considera que los iones interaccionan con neutros cuya velocidad es despreciable frente a la térmica. En lo que respecta a las demás simplificaciones, la más severa es la aproximación unidimensional. Como se ha apuntado antes, un nuevo trabajo deberá tener en cuenta estos detalles a cambio de sofisticar considerablemente el cálculo, seguramente mediante el acoplo al código EIRENE modificado.

Por último, la Ec. 2.4 se resuelve iterativamente en cada paso de la simulación del transporte imponiendo la siguiente condición de contorno [8]:

$$f_N(x = \pm a) = n_{CL} \delta(v \pm v_{CL}) + n_{WM} \delta(v \pm v_{WM}), \quad (2.6)$$

donde tanto las velocidades (o energías) de los neutros fríos y calientes, respectivamente v_{CL} y v_{WM} ; como sus densidades n_{CL} y n_{WM} , son parámetros definidos por el usuario.

3. Condiciones de contorno para los neutros

Por lo visto en la Sec. 2 (Ec. 2.6), hay que tomar decisiones sobre las condiciones de contorno. Las cuestiones que se plantean son

1. ¿Qué temperaturas (o energías, según se requiere en ASTRA) tomamos para las dos especies de neutros, fríos y calientes?
2. ¿Qué densidades tienen dichas poblaciones en el borde del plasma?

Para responder a la primera cuestión consideraremos que los neutros fríos proceden de la inyección de gas, luego se encuentran a temperatura ambiente y en estado molecular. Antes de entrar en el plasma sufren una disociación de manera que su energía como átomos neutros corresponde a la disociación Frank-Condon, a la que asignamos una energía de 2 eV. En el caso de los neutros calientes supondremos que proceden de reflexiones en la cara interna de la cámara de vacío. Es obvio que en este estudio no vamos a considerar los procesos que se dan en las proximidades de la superficie de la cámara; puesto que la energía de las partículas energéticas incidentes será mayormente debida a iones térmicos o a neutros con la misma energía producidos por CX, tomaremos una energía de la especie caliente del orden de la energía térmica de los iones del plasma. En promedio lo esperable es que las reflexiones en la pared sean inelásticas. Tomaremos la mitad de la temperatura iónica promedio en el plasma. Entonces:

$$\mathcal{E}_{CL} = 0,002 \text{ keV},$$

$$\mathcal{E}_{WM} = \langle T_i \rangle / 2 \text{ keV};$$

sin olvidar que esto son parámetros en lo que sigue. La verdadera aproximación no es, pues, el fijar unos valores tanto como suponer que sólo hay dos especies neutras (en términos de energía) en el borde del plasma. Cuando trabajemos con plasmas calentados por NBI variaremos estos números.

Mucho más delicada, por cuanto fundamenta el modelo que vamos a usar, es la respuesta a la segunda cuestión planteada. De hecho, la elección de energías cambia el perfil de neutros que finalmente se obtenga para unas condiciones dadas del plasma; pero la densidad de neutros puede alterar drásticamente no sólo el perfil de neutros en el plasma sino también su evolución. Así lo sugieren los experimentos, en los que es bien conocido el problema del control de la densidad y la incidencia en ello del acondicionamiento de la pared.

El subprograma NEUT de ASTRA toma, como parámetros de entrada, los perfiles de densidad y temperatura n_e , T_e y T_i ; la masa atómica y la carga del ion principal, A_i y Z_i ; y las energías y

densidades en el borde para las dos especies de neutros comentadas arriba* [8]. La salida de NEUT consiste en los perfiles de densidad y temperatura de los neutros en el plasma, n_N y T_N además del albedo del plasma:

$$\alpha = \frac{\Gamma_S}{\Gamma_E}, \quad (3.1)$$

o cociente entre los flujos de neutros salientes y entrantes al plasma. Dadas las condiciones de contorno, se tiene

$$\Gamma_E = 4,44 \frac{n_{CL}\sqrt{\mathcal{E}_{CL}} + n_{WM}\sqrt{\mathcal{E}_{WM}}}{\sqrt{A_i}},$$

expresión válida si las energías se dan en keV resultando el flujo en unidades de $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ (ver Ec. 3.8 más adelante).

En los cálculos de las Secciones 4 y 5 vamos a suponer que, en ausencia de otra inyección externa de gas, Γ_E es proporcional al propio flujo *de iones* salientes a través de un factor de reciclado al que llamaremos R :

$$\Gamma_E = R\Gamma_i. \quad (3.2)$$

Recordemos que nuestra manera de actuar sobre el cálculo de la distribución de neutros es mediante las condiciones de contorno Ec. 2.6. En particular, podemos actuar sobre la densidad de neutros en el borde y esto nos obliga a buscar una relación entre Γ_E y n_{WM} . Nótese que seguimos asociando la especie caliente de neutros a los que proceden de reflexiones en la pared de la cámara de vacío.

Mediante la evolución del transporte en ASTRA obtenemos normalmente la evolución de la densidad electrónica. Empecemos por relacionar el flujo de electrones con el de los iones principales preveyendo el caso de que interese hacer evolucionar alguna impureza. La relación entre Γ_i y Γ_e es la misma que entre las densidades de iones y electrones. Sea que existe una densidad n_I de impureza iónica cuya carga es Z_I (una extensión a varias impurezas sería inmediata). La neutralidad del plasma exige que

$$n_i Z_i + n_I Z_I = -n_e \quad (3.3)$$

y podemos pensar en un estado de carga promedio, Z_{ef} , tal que

$$(n_i + n_I) Z_{ef} = -n_e. \quad (3.4)$$

Para obtener la densidad iónica en términos de la densidad electrónica, Z_{ef} y la carga de la impureza, sustituimos n_I en la Ec. 3.4 según su expresión obtenida de la Ec. 3.3:

$$n_I = -\frac{n_e + n_i Z_i}{Z_I}, \quad (3.5)$$

de manera que

$$n_i = \frac{n_e}{Z_{ef}} \left(\frac{Z_I - Z_{ef}}{Z_I - Z_i} \right). \quad (3.6)$$

De esta manera usamos la definición de carga efectiva (Ec. 3.4) para escribir

$$\Gamma_i = \frac{1}{Z_{ef}} \Gamma_e.$$

Ahora, volviendo a la Ec. 3.2 debemos relacionar Γ_E con la densidad de neutros calientes. Consideraremos que el flujo de neutros hacia el plasma es proporcional al producto $n_{WM}v_{WM}$ a través de un factor $\kappa < 1$, con lo que:

$$\Gamma_E = \kappa n_{WM} v_{WM} = \frac{R}{Z_{ef}} \Gamma_e \quad (3.7)$$

y la densidad de neutros que usaremos como condición de contorno para el término de reciclado es

$$n_{WM} = \frac{R}{\kappa Z_{ef} v_{WM}} \Gamma_e.$$

*También se puede modificar el número de iteraciones que NEUT habilita para hacer evolucionar la ecuación 2.4.

Usando las unidades apropiadas para ASTRA* se tiene

$$v_{\text{WM}} = 4,44 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{\mathcal{E}_{\text{WM}}}{A_i}} \text{ m/s} \quad (3.8)$$

de donde

$$n_{\text{WM}} = 2,28 \cdot 10^{-6} \frac{R}{\kappa Z_{ef} \mathcal{E}_{\text{WM}}} \Gamma_e. \quad (3.9)$$

Por último, para simular el gas inyectado desde las válvulas hacia la cámara de vacío debemos usar n_{CL} . Dado que la inyección de gas varía según la simulación, buscaremos un orden apropiado para esta densidad de manera que la inyección de gas venga modulada por funciones del orden de la unidad.

Sea que la presión de la cámara de vacío, P_V , se debe al gas frío (temperatura ambiente) inyectado. En una primera aproximación podemos considerar que P_V es proporcional al momento lineal (promedio) de los neutros por el propio flujo de neutros: $P_V \sim m_H v_{\text{CL}} \Gamma_{\text{CL}}$. La misma estimación se obtiene considerando la presión como una densidad de energía cinética. Por simplicidad suponemos que se trata de átomos de H de los cuales la mitad se dirigen uniformemente hacia el plasma a través de su frontera. Entonces el flujo de neutros fríos entrantes es

$$\Gamma_E \sim \frac{1}{4} \frac{P_V}{m_H v_{\text{CL}}}.$$

Aunque al entrar en el plasma la energía de estos neutros en muchos casos será la resultante de la disociación Frank-Condon, la presión en la cámara se mide a temperatura ambiente. Sustituyendo los valores correspondientes obtenemos (flujo en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$)

$$\Gamma_E \sim 0,9 \cdot 10^{23} P_V \text{ (Pa)} = 1,2 \cdot 10^{22} P_V \text{ (mTorr)} = 0,9 \cdot 10^{21} P_V \text{ (mbar)}. \quad (3.10)$$

Considerando que*

$$\Gamma_E = \frac{1}{4} n_{\text{CL}} v_{\text{CL}},$$

y que los valores típicos de la presión se encuentran en torno a 10^{-5} mbar, las densidades de neutros fríos deben ser del orden de

$$n_{\text{CL}} \sim \frac{P_V}{2\mathcal{E}_{\text{CL}}} \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}. \quad (3.11)$$

4. Simulación del reciclado en plasmas ECRH del TJ-II

Apliquemos las nociones recién comentadas para cuantificar sus consecuencias. Como ya hemos dicho, los cálculos de esta sección se han realizado mediante el sistema ASTRA. El código utilizado se enlista al final (ver el Apéndice A) y, en resumen, consta de lo siguiente:

- Una ecuación de evolución para la densidad en base a un modelo de transporte con el que se reproducen aceptablemente los plasmas ECRH del TJ-II [12].
- Una descripción de la geometría basada en la configuración de vacío (para más detalle véase la Ref. [13]).
- Un término fuente obtenido mediante el subprograma NEUT con las suposiciones ya comentadas (Sec. 2).
- Una definición de las fuentes de partículas debidas a la inyección de gas (partículas frías) y al reciclado de partículas calientes (Sec. 3) mediante las densidades en el borde de los neutros fríos y calientes respectivamente.

El sistema de ecuaciones presenta, evidentemente, una retroalimentación positiva: a mayor (menor) flujo de iones salientes del plasma, tenemos una mayor (menor) densidad de neutros calientes en el borde y, por consiguiente, un mayor (menor) término fuente. Éste, considerando un tiempo de confinamiento aproximadamente constante, vendrá a aumentar (disminuir) aún más el flujo de iones salientes. Por supuesto, no hay una proporcionalidad entre el término fuente y la densidad de neutros calientes en el borde. Aún en ausencia de inyección externa de gas, la evolución de la función de distribución dependiendo de la densidad del plasma etc. hace que el término fuente

*Usamos $v_{\text{WM}} = c\sqrt{2\mathcal{E}_{\text{WM}}(\text{keV})/A_i m_i}$ donde $c = 3 \cdot 10^8$ m/s, $m_i = 938000$ keV.

*Véase, p. ej., la Ref. [11].

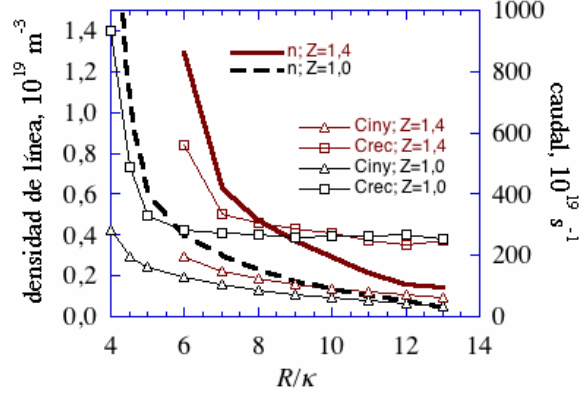


FIGURA 2. Máximas densidades de línea (trazos gruesos) alcanzables controladamente según el modelo en función de R/κ . Se presentan cálculos para $Z_{ef} = 1,4$ (marrón) y $Z_{ef} = 1,0$ (negro). Los caudales de neutros por inyección de gas (triángulos) y por reciclado (cuadrados) que corresponden a estas densidades se muestran en la escala dcha.

efectivo en la evolución del fluido electrónico no sea sencillamente proporcional al flujo de neutros calientes que entran al plasma. De hecho, en el término fuente se está teniendo en cuenta (Ec. 2.4) que el plasma también pierde partículas mediante la creación de átomos neutros por CX. La retroalimentación hace que exista un espacio de parámetros en los que no hay estado estacionario posible. De manera intuitiva, estos parámetros corresponden a un excesivo o insuficiente reciclado.

Para ver los márgenes de los parámetros en los que nos estamos moviendo se han realizado varios cálculos de estado estacionario a la máxima densidad posible compatible con un valor dado de R/κ . El resultado se resume en la Fig. 2, que muestra dicha densidad de línea máxima en función de R/κ además de los caudales de neutros hacia el plasma, separados según vengan de la inyección del gas frío o del reciclado de partículas calientes. Los datos se muestran en marrón para $Z_{ef} = 1,4$ y en negro para $Z_{ef} = 1,0$. Las curvas de la densidad de línea electrónica, \bar{n}_e , presentan un codo pronunciado correspondiente a mayor R/κ para una mayor Z_{ef} . A la izquierda del codo tenemos valores del reciclado para los cuales se pueden alcanzar densidades altas de manera controlada sin más que aumentar el caudal de gas inyectado a la cámara. A la inversa, a la derecha del codo encontramos que la densidad sólo se puede mantener controlada por debajo de valores que, según este modelo, se encuentran en torno a $0,6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ para el caso de $Z_{ef} = 1,4$.

Veamos ahora cómo se comporta el plasma en cada uno de los regímenes sugeridos por la Fig. 2. Los cálculos que siguen se refieren siempre al caso de $Z_{ef} = 1,4$ y toman como referencia un plasma estacionario del TJ-II calentado por microondas, el correspondiente a la descarga n° 9647.

4.1. Reciclado medio

Sea, para empezar, un equilibrio con $R/\kappa = 7$ (ver la Fig. 3). Si observamos los datos de la Fig. 2 veremos que con $R/\kappa = 7$ podemos alcanzar $\bar{n}_e \approx 0,6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ usando como controlador de la densidad el caudal de gas inyectado. Recuérdese que en estas simulaciones no hay evolución de las temperaturas, de manera que estamos atendiendo sólo a la evolución de las densidades electrónica y de neutros fríos y calientes. Sus perfiles correspondientes al estado estacionario se encuentran en los paneles de la Fig. 3: densidad total de neutros en el plasma (10^{19} m^{-3}) y término fuente de electrones en la ecuación de continuidad ($10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$) arriba a la izquierda; densidades separadas de neutros fríos y calientes (10^{19} m^{-3}) arriba a la derecha; densidades electrónica e iónica (10^{19} m^{-3}) abajo a la izquierda; y temperaturas electrónica e iónica (keV) abajo a la derecha. Los valores extremos de las escalas se muestran al lado de cada magnitud. Del cálculo resultan $n_{WM} = 0,22 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$; $\bar{n}_e = 0,52 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$; $\tau_p = 5,7 \text{ ms}$. Es importante tener presente que, aunque la densidad de neutros calientes es menor en todo el plasma que la de los neutros inyectados, su caudal es mayor debido a su mayor velocidad: el caudal de neutros calientes en este cálculo resulta ser $C_{WM} \approx 2 \times C_{CL}$.

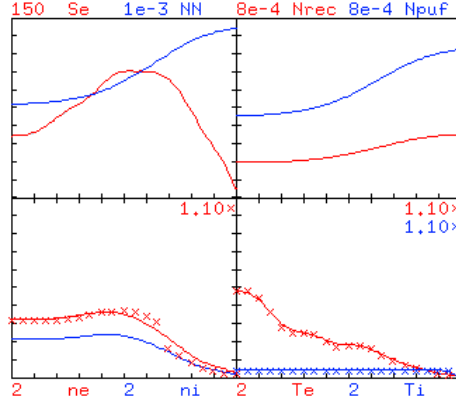


FIGURA 3. Simulación de estado estacionario partiendo de las condiciones estacionarias de la descarga del T-J-II n° 9647 con $R/\kappa = 7$. De izda. a dcha. y de arriba a abajo se muestran los perfiles de: (i) densidad total de neutros en el plasma (10^{19} m^{-3}) y término fuente de electrones en la ecuación de continuidad ($10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$); (ii) densidades de neutros fríos y calientes (10^{19} m^{-3}); (iii) densidades electrónica e iónica (10^{19} m^{-3}); y (iv) temperaturas electrónica e iónica (keV).

La presente región de parámetros de reciclado e inyección de gas*, próxima al codo de la Fig. 2, es bastante sensible a pequeñas variaciones de cualquiera de ellos. Supongamos que R/κ es constante porque las condiciones de reciclado lo son. Entonces tenemos un difícil control de la densidad porque un pequeño incremento de la inyección (cuantificado por C_{CL}) puede llevarnos a sobrepasar la densidad máxima admisible sin que el reciclado la haga crecer sin control. Al revés, un pequeño descenso de C_{CL} disminuye considerablemente la densidad de la descarga. Ilustramos estos comentarios con la Fig. 4 en la que tenemos, para el caso que nos ocupa de $R/\kappa = 0,7$, la variación de la densidad de línea en estado estacionario en función del parámetro de control de la inyección de gas en el modelo, CNEUT1, cuyo significado es densidad de neutros fríos en el borde del plasma. En la escala de la derecha se presentan los caudales de neutros calientes y fríos, estos últimos proporcionales a CNEUT1. Es obvio que, en las proximidades de la densidad límite (o, equivalentemente, inyección límite para el reciclado impuesto), muy pequeñas variaciones de C_{CL} dan lugar a grandes variaciones de \bar{n}_e . Con el valor escogido para R/κ no es posible obtener una densidad estacionaria superior a la máxima mostrada (ver también la Fig. 2).

Para ayudar a interpretar la Fig. 4 recordemos que, según la Ec. 3.11, la unidad en las abscisas viene a suponer unos 10^{-5} mbar. Esto correspondería a la presión de la cámara de vacío a temperatura ambiente si no hubiera más gas que el inyectado. Por consiguiente, observemos que la presión de la cámara debería variar poco entre distintas densidades hasta que no se entra en los valores de inyección para los que el caudal por reciclado empieza a dispararse.

4.2. Reciclado alto

Estudiemos ahora el comportamiento en la zona de alto reciclado, es decir, de valores R/κ a la derecha del codo en la Fig. 2. Los cálculos de la Fig. 5 se realizan usando $R/\kappa = 9$ y distintas formas de onda para la inyección de gas que, como antes, representamos mediante el caudal de neutros fríos (líneas finas). Se presentan tres comportamientos de \bar{n}_e (líneas gruesas) a modo de ejemplo:

1. La densidad se mantiene controlada mediante la forma de onda (guiones largos) durante los 300 ms simulados.
2. La densidad se dispara al final (puntos) rebasando los valores de corte para el calentamiento

*Se controla en el código del apéndice A mediante los parámetros CNEUT1 (densidad de neutros fríos en el borde) y CNEUT2 (reciclado, o parámetro R/κ .)

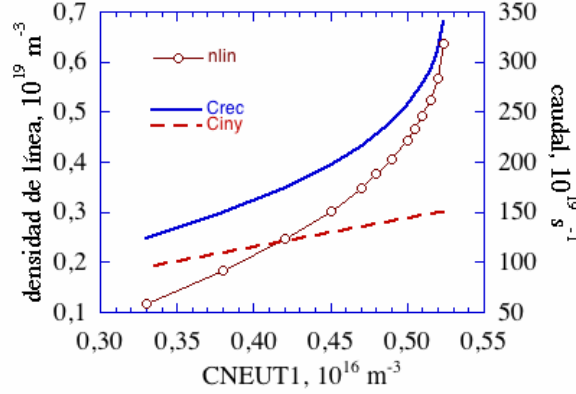


FIGURA 4. Densidades de línea estacionarias obtenidas con $R/\kappa = 7$ y correspondientes caudales C_{CL} y C_{WM} en función del gas inyectado en las simulaciones mediante el parámetro $CNEUT1$, o densidad de neutros fríos en el borde del plasma.

por ECH. Obsérvese que, en este caso, la densidad es un poco más alta que en el caso anterior para cuando se empieza a bajar la inyección de gas.

- La densidad rebasa los valores de corte a mitad de la descarga pese a que se anule la inyección de gas (continua). Cuando el reciclado es alto hay valores de la densidad que hacen al plasma diverger en densidad aunque se corte completamente el gas. El cálculo mostrado es así y, aunque no se muestra por razones de escala de la figura, cuando la inyección es nula la densidad sigue creciendo exponencialmente.

Como era de esperar, cuando los valores de reciclado son altos el control de la densidad se hace difícil si no imposible. Un caso extremo sería aquél en el que cualquier densidad suficiente para el arranque del plasma está por encima del umbral. Entonces la descarga se va a corte aunque no se añada más gas, como sucede a veces en los experimentos. La diferencia fundamental con el caso de reciclado medio es que, en éste, el control de la densidad mediante la forma de onda del caudal de entrada de gas a la cámara es mucho más fácil. Un mecanismo de control de la densidad mediante retroalimentación sobre la inyección de gas sería inviable con reciclado alto pero posible con reciclado medio.

4.3. Reciclado pequeño

Como es de esperar, cuando el reciclado es pequeño (datos a la izquierda del codo en la Fig. 5) la densidad puede controlarse a voluntad mediante la inyección externa de gas. Con los parámetros que venimos usando, correspondientes a descargas ECRH típicas del TJ-II, ni siquiera las densidades de línea superiores al valor de corte para el ECRH llegan a descontrolarse. Igualmente, se puede bajar a voluntad la densidad sin que haya una “caída en picado”. En la Fig. 6 se presenta un cálculo de evolución de \bar{n}_e con $R/\kappa = 6$ para ilustrar el comportamiento de \bar{n}_e (línea gruesa) frente a la forma de onda del gas inyectado (línea fina continua), coincidente con el término de caudal C_{CL} . Como ya se ha advertido, el caudal de neutros calientes es mayor (línea fina discontinua) porque su velocidad es comparativamente alta. Las densidades de neutros fríos y calientes, cuya suma vendría a dar idea de lo que “vería” un diagnóstico sensible a la densidad total de neutros, pueden verse en la Fig. 7 correspondiente al mismo cálculo. También en ella, con trazo grueso, se muestra la evolución del término fuente en la ecuación de balance de electrones. Puede observarse que el primer arranque del término fuente se debe a la inyección de gas, pero la forma sigue aproximadamente el comportamiento del reciclado. El control de la densidad en este caso se debe a que el término de reciclado puede seguir, salvo que retardado por el transporte, al término de inyección.

A la vista de estos resultados vamos a investigar el poder cuantitativo de la retroalimentación por reciclado en el crecimiento o descenso incontrolado de la densidad. Para ello vamos a escribir en forma matemática los ingredientes básicos del modelo usado en lo que a reciclado respecta. La evolución de la densidad viene dada por la típica ecuación de balance de partículas,

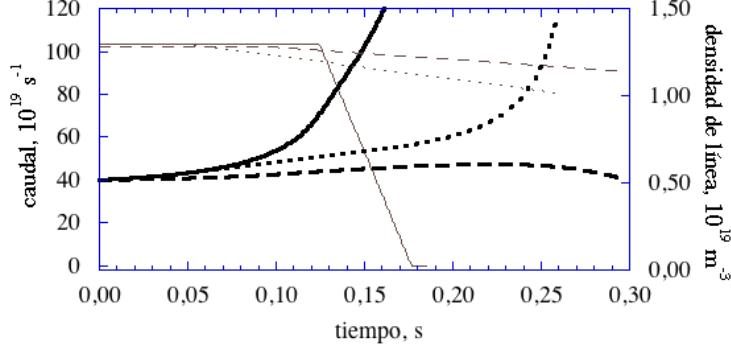


FIGURA 5. Evolución temporal de la densidad de línea (líneas gruesas) en respuesta a la forma de la inyección de gas (líneas finas). Se muestran tres casos: (i) densidad controlada durante los 300 ms de la descarga simulada (guiones largos); (ii) densidad que se dispara a valores de corte de ECRH al final de la descarga (puntos); y (iii) densidad que se dispara hacia valores de corte aún cuando se corta la inyección de gas (continuas).

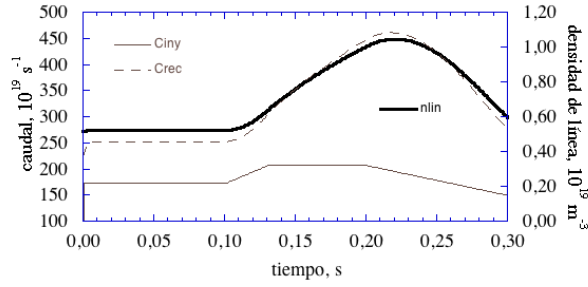


FIGURA 6. Evolución temporal de la densidad de línea (línea gruesa) en respuesta a la forma de la inyección de gas. Se muestra el caudal de inyección (línea fina continua) y el de reciclado (discontinua).

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{\Gamma} + S,$$

cuya integral de volumen puede expresarse en términos de los correspondientes flujos saliente (transporte) y entrante (reciclado). Llamando N al número de electrones del plasma y suponiendo, por simplificar, que todos los neutros entrantes son hidrógeno y que el albedo del plasma es cero, la ecuación de balance viene a dar

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\Gamma A + \Gamma_N A.$$

Por otra parte, en el modelo hemos relacionado el flujo de neutros entrantes con el flujo de iones salientes (Ec. 3.7), de manera que $\Gamma_N = R\Gamma/Z_{ef}$. Sustituyendo arriba, tenemos una ecuación sencilla:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = A\Gamma \left(-1 + \frac{R}{Z_{ef}} \right).$$

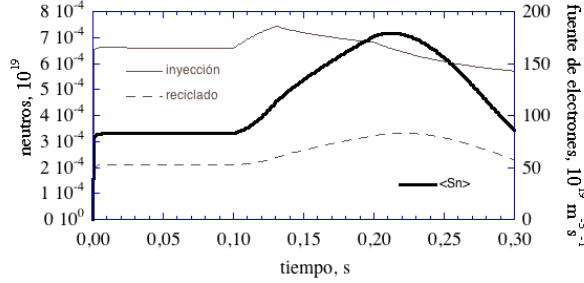


FIGURA 7. El mismo cálculo de la Fig. 6: evolución de la fuente total de electrones (línea gruesa) y de las densidades totales de neutros procedentes de la inyección de gas (línea fina continua) y del reciclado (discontinua).

Si sintetizamos el transporte mediante un tiempo de confinamiento τ_p que vamos a considerar constante, la expresión anterior puede escribirse como

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\left(\frac{R}{Z_{ef}} - 1\right)}{\tau_p} N = bN \quad (4.1)$$

cuya solución es una exponencial creciente o decreciente dependiendo del signo de b . Éste se debe sólo al paréntesis, luego:

- $R > Z_{ef} \implies$ crecimiento exponencial.
- $R < Z_{ef} \implies$ decaimiento exponencial.

Naturalmente, el plasma puede mantenerse estacionario porque la pared no puede ni ceder ni absorber gas ilimitadamente. En las llamadas “descargas de purga”, o descargas en las que no se inyecta otro gas que el necesario para encender el plasma, puede alcanzarse un estado estacionario porque el propio factor de reciclado varía a lo largo de la descarga. En cualquier caso, en tanto los procesos de reciclado sean dominantes podemos esperar un difícil control de la cantidad de partículas del plasma como así sucede en las propias simulaciones.

Para relacionar estas nociones con el cálculo numérico conviene incluir el albedo del plasma (Ec. 3.1) y recordar que, en el modelo, la cantidad R es desconocida porque interviene un factor κ relacionado, cuando menos, con la geometría de la cámara de vacío y de la frontera del plasma. Nuestra cantidad de reciclado efectivo, como puede verse en la Ec. 3.2, es R/κ . Con esto en cuenta, el lector puede fácilmente comprobar que la condición para que, en ausencia de inyección externa de gas, la densidad promedio del plasma diverja del estado estacionario es

$$\frac{R}{\kappa}(1 - \alpha) \neq Z_{ef}, \quad (4.2)$$

tratándose de crecimiento ilimitado para valores mayores que Z_{ef} y viceversa.

Las Ecs. 4.1 y 4.2 se obtienen mediante una simplificación del modelo. Para ver cómo se compara lo esperable de la Ec. 4.2 (a saber, que la densidad del plasma se mantiene cuando $(R/\kappa)(1 - \alpha)/Z_{ef} \sim 1$), presentamos a continuación una simulación de plasma con parámetros típicos del T-J-II en fase ECRH en los que se ha anulado la inyección externa de gas. En estas condiciones es prácticamente imposible fijar un valor de R/κ que dé un estado estacionario, pero puede encontrarse un valor en torno al cual sí es posible a base de bajar R/κ levemente cuando la densidad tiende a subir y al contrario. En la Fig. 8 vemos, en función de R/κ , los valores que así se obtienen de la densidad de línea, el albedo del plasma y (escala de la dcha.) la magnitud $(R/\kappa)(1 - \alpha)/Z_{ef}$ (ver Ec. 4.2). El modelo predice que la densidad se desploma para valores de esta magnitud inferiores a 1 y al revés. En los cálculos vemos que podemos establecernos en distintas densidades dependiendo del reciclado, en cuyo caso el valor de la magnitud que “mide” la tendencia del plasma a crecer o decrecer puede alejarse de la unidad. Para controlar la densidad mediante el procedimiento descrito, los valores de R/κ se modifican en torno a una décima arriba o abajo.

Terminamos esta sección recordando que otra simplificación del modelo es, sencillamente, el considerar R/κ como una constante durante la descarga. El hacerlo así no es porque sea una condición necesaria para la aplicación del modelo porque, como acabamos de ver, esta cantidad puede

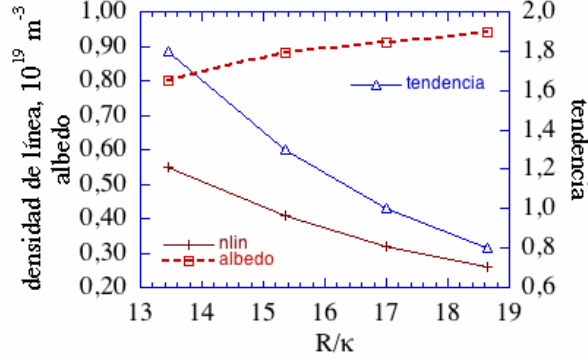


FIGURA 8. Valores de \bar{n}_e (cruces) sin inyección de gas dependiendo del reciclado. Se muestran también el albedo del plasma (cuadrados) y el parámetro Ec. 4.2 (triángulos).

variarse; sino porque no tenemos una manera razonable de explicar las condiciones de reciclado de una manera independiente de la historia de descargas de la máquina [4]. Por lo tanto, no debe olvidarse en toda esta sección que el propio valor R puede cambiar considerablemente *incluso en una misma descarga**. Nuestros resultados indican que los plasmas del TJ-II se comportan mayoritariamente dentro de variaciones que van de valores R_B para lo que hemos llamado “reciclado pequeño” a valores de “reciclado alto” en torno a $R_A \sim 2R_B$ y no excluyen que esto pueda suceder en una misma descarga.

5. Simulación de plasmas NBI del TJ-II

En esta sección vamos a usar el modelo anterior para estudiar la respuesta de los plasmas del TJ-II a la inyección de haces de neutros energéticos. Los resultados que siguen se refieren a las condiciones experimentales dadas por ahora, a saber, un único inyector cuya potencia es ≈ 250 kW en el puerto de entrada a la cámara de vacío orientado tangencialmente contra el campo magnético. El objetivo de esta sección no es simular la deposición de NBI, sino aprovechar los estudios ya realizados [15, 16] para, con la descripción anterior del reciclado, valorar los plasmas NBI según los parámetros de operación actuales y previsibles en el futuro próximo. Para esto, lo primero que haremos es usar un código de transporte *ad hoc* en el que es fácil incluir los resultados de las referencias dadas (que se resumen en [17]) y ajustar así los parámetros que den una deposición de NBI similar. Nuevamente, los resultados que siguen no son fuertemente dependientes del cálculo que así obtenemos de los perfiles de deposición sino, como antes, de la descripción de las condiciones de contorno para el cálculo de la fuente de partículas. Al respecto, en la Ref. [16] se explica el crecimiento de la densidad durante la inyección de haces de neutros sólo por el cebado debido al haz, bien sea directo (deposición, reciclado de iones rápidos) o indirecto (reciclado de neutros perdidos por *shine through*), aunque el tratamiento de las impurezas mucho más completo que allí se hace permitió estudiar escenarios de colapso radiativo que no vamos a contemplar aquí.

La Fig. 9 es un cálculo de deposición de NBI efectuado sobre un plasma base según se obtiene de un modelo sencillo de transporte para el TJ-II*. Como avanzábamos antes, el cálculo de la deposición procede de los subprogramas descritos en la Ref. [17]. La fuente de iones (protones) se ha obtenido como

$$S_{\text{NBI}} = \frac{P_{ai}}{E_{\text{NBI}}}$$

*El valor κ absorbe buena parte de la simplificación unidimensional y, por tanto, es constante dentro de su imprecisión.

*El mismo se ha usado para efectuar comparaciones con ASTRA en la Ref. [13], donde se describe la geometría de la máquina en base a los cálculos referidos en la Ref. [14].

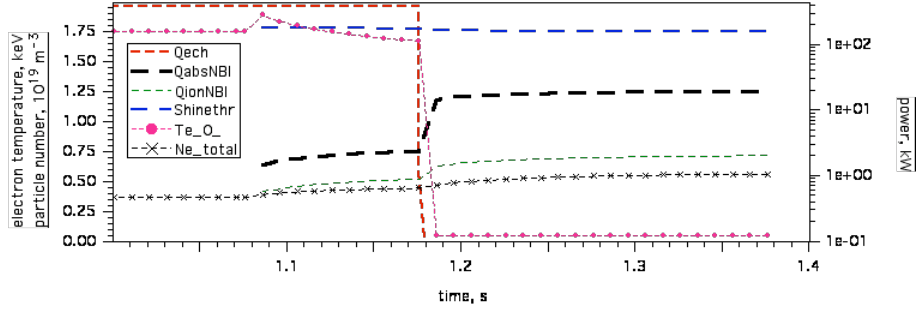


FIGURA 9. Señales temporales de: la potencia absorbida por el plasma debida a la ECH (Q_{ech}), la potencia de NBI absorbida por el plasma (Q_{absNBI}), la absorbida por los iones (Q_{ionNBI}), la de shine through ($Q_{shinethr}$); así como la temperatura electrónica central y el número de electrones del plasma. Nominalmente, la potencia de NBI se ha tomado como 250 kW con protones de energía $E_{NBI} = 30$ keV sobre la configuración 100_44_64 del TJ-II.

donde $E_{NBI} = 30$ keV es la energía de los neutros del haz (H) mientras que P_{ai} es el perfil radial de absorción de los iones**. La figura muestra las señales temporales de la potencia de ECH absorbida (guiones rojos), la potencia total de NBI absorbida (guiones negros gruesos), la potencia depositada en el canal iónico (guiones verdes), la potencia que se pierde por *shine through* (guiones azules), la temperatura electrónica central (círculos) y el número total de electrones contenidos en el plasma (aspas). La simulación parte de un estado estacionario al que se aplica la inyección de neutros (250 kW de entrada) en $t = 1070$ ms, cuando la densidad central es aproximadamente $0,9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. La potencia dirigida a los electrones eleva ligeramente su temperatura central que decae después respondiendo al paulatino aumento de la densidad según indica el contenido electrónico. Cuando ésta alcanza $1,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ se corta la potencia de ECH ($t \approx 1180$ ms) lo que provoca un descenso brusco de T_e , condición más colisional que permite una mayor potencia absorbida de NBI dirigida principalmente a los electrones. Nótese, sin embargo, que la escala de potencias es logarítmica: con diferencia, y a juzgar por el término de *shine through*, la mayor parte de la potencia de NBI “atraviesa” el plasma. Es previsible que una fracción de dicha potencia intervenga en alzar el reciclado de partículas de la pared. Señalaremos también que el modelo de transporte con el que se obtiene esta evolución subestima el transporte de partículas y no tiene en cuenta ningún proceso de reciclado, lo que da lugar a un tiempo de confinamiento de las partículas casi un orden de magnitud superior a lo típico de los plasmas ECH del TJ-II. Pese a todo, el aumento del número de partículas debido al NBI es pequeño.

En la Ref. [8] se da suficiente cuenta de cómo pueden modificarse los distintos parámetros que afectan a la deposición de iones rápidos de NBI en el sistema ASTRA. Sin entrar en detalles que aquí son innecesarios, mostramos a continuación varios cálculos efectuados con ASTRA en distintas condiciones tomando como referencia la disposición experimental de la descarga del TJ-II n° 11756. Los resultados subsiguientes no dependen de esta elección.

Para cuantificar el efecto del NBI en el modelo vamos a hacer que la densidad de neutros calientes en el borde (Ec. 3.9) se vea modificada por la adición de un término proporcional al caudal de neutros del haz. Vamos a seguir el mismo procedimiento formal que para obtener la Ec. 3.9, pero debe advertirse que los procesos de “arranque” de partículas de la pared por efecto del haz de neutros rápidos puede dar todo un espectro de energías de neutros, impurezas incluidas, que ni en orden de magnitud tienen por qué responder a la simple igualación Ec. 3.7. De hecho, las energías que usamos para estimar la velocidad de los neutros *tras colisionar* el haz rápido con la pared son bastante arbitrarias. Entonces, sea Θ el caudal de partículas del NBI que entran en la cámara de vacío pero no se depositan en el plasma:

$$\Theta = \frac{Q_{NBI}}{E_{NBI}} - \int_{\mathcal{V}} S_{NBI} dV',$$

**Es la magnitud `perfpot` del subprograma `perfpot_nbi` descrito en la Ref. [17].

donde \mathcal{V} es el volumen del plasma y S_{NBI} la fuente de protones debida al NBI. Si llamamos Γ_R^{NBI} al flujo retornante de neutros a causa del NBI y R_{NBI} es un simple coeficiente de proporcionalidad, tenemos

$$\Gamma_R^{\text{NBI}} = R_{\text{NBI}} \frac{\Theta}{\mathcal{S}},$$

siendo \mathcal{S} la superficie envolvente del plasma. Dimensionalmente necesitamos una velocidad para convertir este flujo en una densidad en el borde. Como acabamos de apuntar, simplemente buscamos una proporcionalidad entre el caudal de neutros de NBI y la densidad de neutros calientes en el borde del plasma, de manera que vamos a suponer que la densidad de los neutros “arrancados” por el NBI se puede obtener como

$$n_{\text{WM}}^{\text{NBI}} = \frac{\Gamma_R^{\text{NBI}}}{\langle v_{ef}^{\text{NBI}} \rangle}$$

tomando como velocidad promedio de retorno algo proporcional (supuestamente mucho menor) a la velocidad $\sim \sqrt{E_{\text{NBI}}}$ de los neutros del haz mediante un factor k_{NBI} . Considerando que nuestras unidades son 10^{19} m^{-3} para la densidad, keV para las energías y MW para la potencia, queda

$$n_{\text{WM}}^{\text{NBI}} = 2,3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{R_{\text{NBI}}}{k_{\text{NBI}}} \right) \frac{\Theta}{\sqrt{E_{\text{NBI}} \mathcal{S}}}. \quad (5.1)$$

En nuestro modelo usaremos como parámetro libre la cantidad entre paréntesis*. Suponiendo que R_{NBI} es del orden de la unidad pero que las colisiones con la pared son fuertemente inelásticas y por tanto k_{NBI} es pequeño, esperamos que dicho parámetro sea grande. Resulta un poco gratuito hacer estimaciones de su valor en un modelo tan crudo y pasaremos directamente a probar los cálculos numéricos.

En la figura 10 se comparan tres cálculos que comparten las condiciones de reciclado y las potencias de ECH (durante toda la descarga salvo que la densidad de línea supere un valor de $1,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) y NBI (activa a partir de $t = 1100 \text{ ms}$ en cualquier caso). Las diferencias estriban en que, de arriba a abajo, se tiene $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 1$; $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$; y nuevamente $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$ pero con otra forma del gas de la pared para obtener mayor densidad al entrar el NBI. Las figuras presentan las señales temporales calculadas para la densidad de línea y para la temperatura electrónica en varias posiciones radiales ($\rho = 0,0; 0,25; 0,50; 0,75$), además de la temperatura iónica central.

Como antes (véase la Fig. 10, arriba), la entrada del NBI apenas modifica la densidad porque el aporte de partículas debido a la deposición del haz es ínfima en comparación con los demás términos (gas de las válvulas, reciclado de los iones térmicos salientes). El descenso de las temperaturas (aparte de un muy pequeño aumento al entrar el NBI en $t = 1100 \text{ ms}$) es consecuencia del aumento de la densidad, y éste de la evolución que habría aún sin inyección de NBI. Cuando $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$ (panel central de la Fig. 10), el reciclado extra debido al NBI se deja notar en la evolución de la densidad hasta el punto de que se alcanzan valores de corte para el ECH. Llegado este caso se anulan la potencia de ECH y el término de *pump out*, lo que da lugar a un aumento todavía más brusco de la densidad de línea. En este cálculo, el tiempo de confinamiento de los electrones se encuentra siempre entre 4 y 5 ms. Si, manteniendo $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$, partimos de un plasma con mayor densidad (panel de abajo), lo único que logramos es adelantar el momento de corte para el ECH. En esta última simulación hemos anulado el término de aporte externo de gas de las válvulas en $t = 1265 \text{ ms}$ y observamos un descenso de la densidad del plasma hasta valores inferiores a los de corte. Obviamente este proceso no puede describirse bien con los modelos de transporte usados, pero el ejercicio nos sirve para sospechar que $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$ es un valor muy pequeño para el término de reciclado forzado por el NBI.

Insistimos en que la evolución concreta, algo dependiente de los modelos de transporte, nos importa bastante menos que el significado de los términos de aporte de partículas provenientes de las distintas fuentes. Observemos (Fig. 11) los tres paneles correlativos a los de la Fig. 10 donde se muestran varios términos fuente por medio de sus señales temporales; los términos fuente de partículas tienen su escala a la izquierda y son: los caudales de neutros provenientes de la inyección de gas desde la pared y del reciclado de flujos salientes (*Cpuf*, *Crec*); la integral a todo el volumen del plasma del término fuente de electrones (*<Sn>*); y el flujo de electrones salientes del plasma (*QNB*). Los términos de aporte de energía tienen su escala a la derecha y son la potencia depositada en los canales electrónico e iónico debida al NBI (*Qebm*, *Qibm*); el término de pérdidas por CX para los iones térmicos (*Qicx*); y el término de transferencia de calor de electrones a iones (*Qei*).

*En el Apéndice B se enlista el modelo ASTRA correspondiente donde este parámetro es la constante (aunque alterable interactivamente por el usuario) llamada *CV16*.

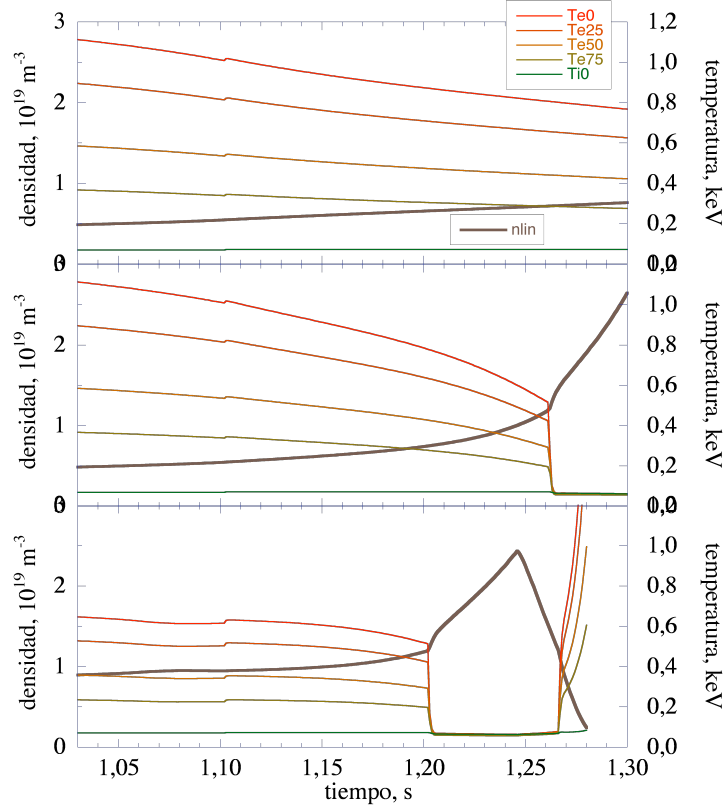


FIGURA 10. Evolución temporal de T_e en distintas posiciones radiales, $T_i(0)$ y \bar{n}_e en una simulación de plasma calentado por ECH sobre el que se aplica NBI ($t = 1,1$ s). De arriba a abajo, se presentan casos con (ver texto): (i) $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 1$; (ii) $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$; y (iii) $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 10$ sobre un plasma más denso.

Para éstos podemos ver órdenes de magnitud semejantes a los encontrados en la Fig. 9, en todo caso en torno a un diezmo de la potencia de entrada del NBI (250 kW).

Es fundamental observar que el crecimiento de la densidad al empezar la inyección de NBI procede mucho más de la sensibilidad de la densidad a los caudales de inyección de partículas que al mero aporte del NBI. Si no mantenemos un término fuente C_{CL} desde las válvulas, o si no se dan unas condiciones de reciclado fuertes ($R/\kappa \gtrsim 7$ según la Fig. 2), para justificar con nuestro modelo los aumentos de la densidad de línea observados experimentalmente cuando el NBI se acopla al plasma es necesario tener $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} \sim 1000$. En tal caso, las densidades de neutros debidas sólo a la presencia del NBI son comparables a las densidades n_{WM} (Ec. 3.9) y n_{CL} (Ec. 3.11). En el siguiente cálculo usamos exactamente las mismas condiciones que en los recién expuestos pero imponemos $R_{\text{NBI}}/k_{\text{NBI}} = 1300$; además, prescribimos la forma del gas frío inyectado para que se reduzca al entrar el NBI en $t = 1100$ ms. El resultado se muestra en la Fig. 12, donde vemos la caída de las temperaturas electrónicas conforme al aumento de la densidad, y cómo ésta sufre un aumento mayor al alcanzarse la densidad de corte para el ECRH. En la figura de abajo se observa perfectamente el aumento del caudal por reciclado (**Crec**) al arrancar el NBI, de donde obtenemos una estimación: el número de partículas por unidad de tiempo necesario para obtener la rampa simulada en la densidad de línea debe casi duplicarse con respecto a la fase inicial de ECRH puro. Recuérdese que el término fuente total de electrones debido al NBI es *muy*

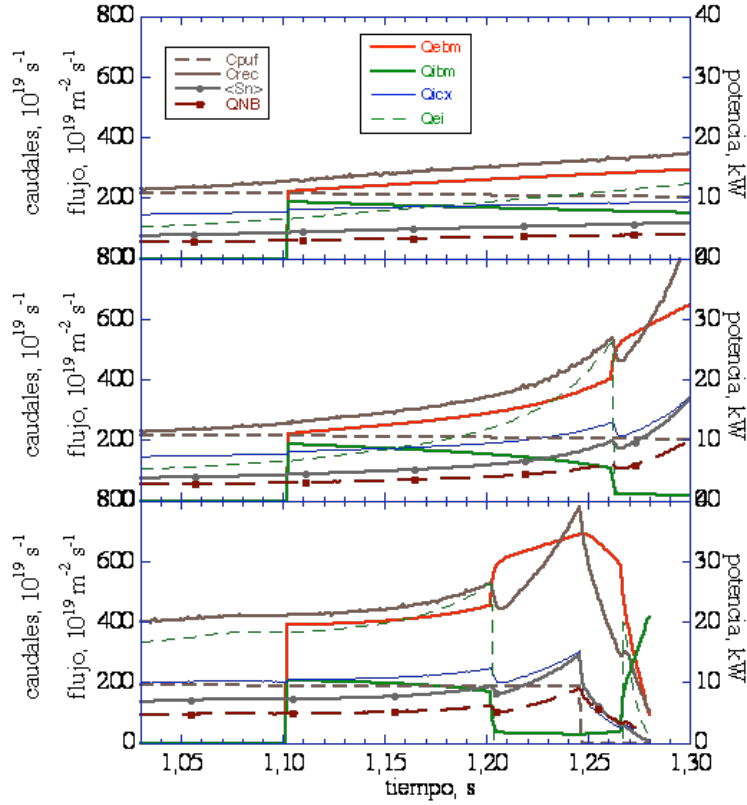


FIGURA 11. Términos fuente de partículas (escalas de la izquierda) y de potencia (derecha) correspondientes a los casos de la Fig. 10.

inferior al término fuente debido a los demás procesos. Cuando en la Fig. 12 vemos que se aportan netamente $\approx 200 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ electrones al plasma, la contribución del NBI (no mostrada porque la escala es inapropiada) es del orden de 10^{19} s^{-1} , dos órdenes de magnitud inferior. Al respecto, recordemos que los inyectores instalados en el TJ-II provienen de la instalación en el ATF*, en cuyos primeros experimentos ya observaron una subida de la densidad excesiva (en torno al triple) según lo esperable a partir del cebado por NBI, cosa que achacaban a la posible entrada de gas desde la línea del haz, a la evolución del gas de la pared y al aumento del influjo de impurezas [19].

En la Fig. 13 mostramos los perfiles correspondientes a varios instantes durante la evolución mostrada en la Fig. 12. Arriba a la izquierda tenemos la evolución de la densidad electrónica con las etiquetas de tiempos que valen para todas las figuras. En $t = 1100 \text{ ms}$ se tiene un plasma de ECRH para el que n_e es hueco. A continuación, y debido al aumento del reciclado según los modelos de este trabajo, el perfil se vuelve acampanado mientras T_e se desploma. Con esto simplemente mostramos que el modelo de transporte se ha buscado para que reproduzca razonablemente los perfiles conocidos en el TJ-II. Por ejemplo, en $t = 1120 \text{ ms}$ la densidad de línea es $1,8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ correspondiendo a una densidad central de $3,1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Esto son valores típicos de n_e en el TJ-II bajo condiciones semejantes de NBI (250 kW de entrada), como puede consultarse en la Ref.

*Advanced Toroidal Facility [18].

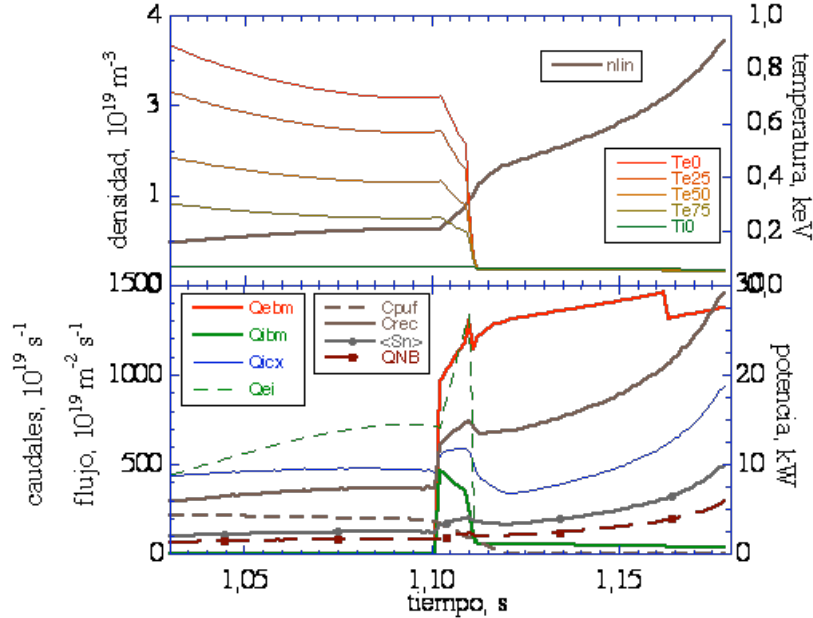


FIGURA 12. Evolución temporal como en las Figs. 10 y 11 pero con $R_{NBI}/k_{NBI} = 1300$. Cuando entra el NBI ($t = 1100$ ms) se baja bruscamente la inyección de gas frío. La densidad de corte para el ECRH se alcanza en $t = 1110$ ms.

[20]. Los perfiles de T_e muestran en general peor concordancia (los nuestros dan temperaturas inferiores), lo cual no es sorprendente porque el mecanismo de corte usado aquí simplemente anula el ECRH mientras que, en especial cuando la resonancia ciclotrónica se desplaza fuera del eje magnético, subsiste de hecho un cierto calentamiento.

También en la Fig. 13 podemos ver (centro izquierda) los perfiles de absorción de calor de NBI para electrones e iones. Reiteramos que existen trabajos más cuidados sobre este asunto [17], siendo nuestro interés observar que lo calculado mediante el módulo NBI de ASTRA entra dentro del orden de lo estudiado para el TJ-II. Así, los perfiles de deposición abarcan en torno a un 40 % del radio menor y alcanzan valores centrales en torno a $0,2 \text{ W/cm}^3$, en razonable acuerdo con lo encontrado mediante técnicas Montecarlo [21]. A la derecha mostramos los perfiles de la fuente total de electrones y de la distribución de neutros. Con el modelo simplificado de la Sec. 2 nunca obtenemos grandes diferencias entre la densidad de neutros en el borde y en el eje magnético (como mucho un factor 10 en detrimento de ésta). Un próximo trabajo debería buscar las condiciones óptimas (si existen) en las cuales los cálculos obtenidos aquí de manera sencilla se aproximan a otros cálculos más extensos, en manera análoga a lo que hemos hecho con la deposición de NBI.

Por último, los paneles de abajo en la Fig. 13 muestran la potencia de pérdidas por CX para los iones térmicos y para los iones rápidos. La escala para estos últimos se ha hecho mucho menor de manera que pueda presentarse en la misma figura. Como puede verse, según el módulo NBI de ASTRA las pérdidas por CX de los iones rápidos son despreciables pero el aporte de energía a los iones térmicos del plasma por el NBI es del orden de las pérdidas por CX, pudiendo ser inferior. La densidad de neutros rápidos del haz se muestra a la derecha.

Terminamos esta sección señalando que un cálculo igual en todo al recién expuesto salvo porque imponemos 950 kW de potencia balanceada de NBI da lugar a un desplome abrupto de las temperaturas y un aumento desmedido de la densidad. La potencia depositada por el NBI sigue siendo algo inferior a un diezmo de la inyectada y dirigida casi exclusivamente a los electrones. Esto es así aún suponiendo que el NBI libere las mismas partículas de la pared que en el caso anterior con 250 kW. Sin presentar los cálculos, diremos que las cosas no cambian mucho aunque se disponga de una potencia considerable de calentamiento electrónico en la fase de NBI: una

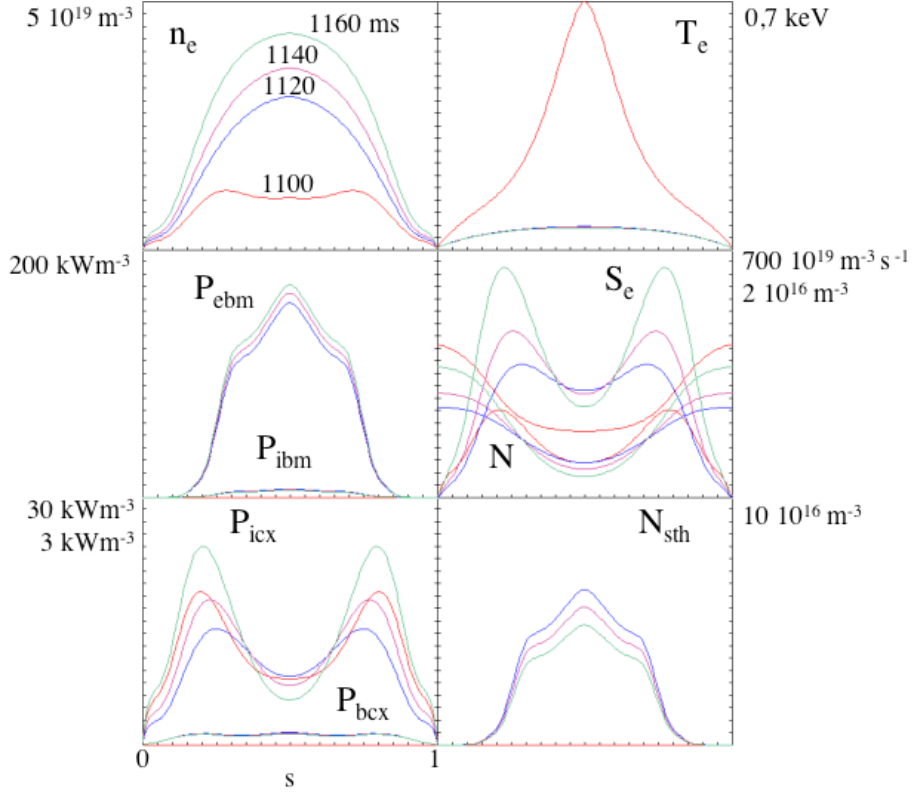


FIGURA 13. Perfiles a distintos tiempos de la simulación de la Fig. 12. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: (i) densidad electrónica, y (ii) temperatura electrónica; (iii) densidad de potencia de NBI a los electrones y a los iones, y (iv) densidad de neutros y término fuente de electrones; (v) potencia de pérdidas por CX para los iones térmicos y (vi) para los iones rápidos de NBI; y (vii) densidad de neutros supratérmicos del NBI. Las escalas se muestran en una esquina superior para cada gráfica.

potencia *de facto* en torno al MW para los electrones y a 0,1 MW para los iones podría sostener un plasma de densidades $\sim 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, pero difícilmente superiores si se mantienen los tiempos de confinamiento de partículas y energía de los plasmas ECRH del TJ-II. Por supuesto, las cosas cambian si el confinamiento térmico mejora. Dejaremos estas evaluaciones para otro posible trabajo.

6. Conclusiones

Se ha preparado un modelo básico para describir la fuente de electrones en los modelos de transporte usados comúnmente para el TJ-II. Partiendo de una forma sencilla (aunque típica) para la ecuación de evolución de la función de distribución de los neutros en el plasma, el modelo actúa fundamentalmente sobre las densidades de neutros fríos y calientes en el borde del plasma. La densidad de neutros fríos se trata en la manera más obvia: se hace proporcional a un parámetro de inyección externa de gas. La densidad de neutros calientes se hace proporcional al flujo de iones salientes del plasma por transporte. Dadas las simplificaciones del modelo, el factor de reciclado R es desconocido porque su efecto viene influido por otro factor κ que oculta, por ejemplo, la complejidad de la geometría de la cámara de vacío del TJ-II.

Usando valores razonables para los parámetros libres del modelo (R/κ y la densidad de neutros

fríos, o inyección externa de gas) se obtienen densidades de línea en torno a $0,6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ por encima de las cuales es difícil el control de la densidad mediante la inyección externa. Los casos descritos para plasmas ECRH abarcan desde plasmas en los que la densidad se puede controlar a voluntad (reciclado “bajo”, R_B) hasta plasmas en los que muy pequeñas densidades darían lugar a una divergencia en la evolución de la densidad (reciclado “alto”, R_A). De manera burda, las estimaciones sugieren que $R_A \sim 2R_B$.

El modelo se ha usado para describir los plasmas calentados mediante NBI. En estos casos se encuentra que el caudal de partículas directamente provenientes del haz de NBI son una fuente de partículas despreciable. Sin embargo, el caudal necesario para que la densidad de línea evolucione según los tiempo característicos observados experimentalmente debería duplicar, más o menos, el caudal por reciclado presente ya en la fase ECRH. Esto no incluye aporte de neutros desde la cámara de ionización del NBI a la cámara de vacío del TJ-II.

Apéndice A. Modelo “tj2d2”. Código en ASTRA

El modelo siguiente, llamado tj2d2, se ha construido para probar los términos de reciclado de este trabajo. Por eso se trata de un modelo sencillo en el que sólo evoluciona la densidad electrónica (y, correspondientemente, la distribución de neutros en el plasma). A continuación se enlista el modelo según el lenguaje de programación propio del sistema ASTRA. Los comentarios figuran en inglés.

```
!! Model tj2d2 (D. López-Bruna. CIEMAT, 28-III-2000)
!! Modifications: 24-VIII-2005 (DLB) <-- Inclusion of recycling
```

```
-----
NEQUIL=-1; ! g3d grid (J. Guasp)
```

```
Constants
```

```
! CF1; ! Neo-C diffusion
! CF2; ! Anomalous diffusion
! CF6; ! Width (FTANH)
! CF7; ! delta (FTANHF)
! CF8; ! heigth (FTANHF)
! CF9; ! offset (FTANHF)
! CF10; ! ECRH Deposition width, QTL1
! CF12; ! Pump out width
```

```
! CV2; ! Anomalous e-heat diffusion
! CV10; ! ECRH centering, QTL1
! CV12; ! Pump out centering
```

```
! CHE2; ! Neo-C e-heat diffusion
```

```
! CRAD1; ! ECRH efficiency QTL1
```

```
Auxililary functions
```

```
FTANHF(CF6,CF7,CF8,CF9,0.0,CAR9):::G;
```

```
ECRH
```

```
! Normalized Gaussian: CAR4=P0*exp{-[(r-cv10)/(a*cf10)]^2}
FGAUSS(CV10,CF10,CAR4):;
```

```
Kinetic equation for wall neutrals
(two components are considered)
```

```
ENCL=0.002 ! Frank-Condon
```

```
ENWM=TIB/2 ! from plasma
```

```
NEUT:::N;
```

```
Ion density from quasineutrality (Carbon main impurity)
```

```

ZEF=1.4;           ! Plasma effective charge (this is an array!)
AIM1=12.;         ! Atomic mass of main impurity
ZIM1=6.;         ! Electric charge of main impurity
ZMJ=1;           ! Electric charge of main ion species
AMJ=1.           ! Atomic mass of main ion
ZMAIN=ZMJ;       ! ...
NI=NE*(ZIM1-ZEF)/(ZIM1-ZMJ)/ZEF; ! Density of main ions
NIZ1=NE*(ZMJ-ZEF)/(ZMJ-ZIM1)/ZEF; ! Density of impurity (not used in the model)

```

```

Thermal diffusivity
HE=CHE2+CV2*NUEE*RHO*RHO*( (2./3.*0.34*RHO/AB) )**(1.5);

```

```

Diffusivity
DN=CF1+CF2*HE*(2./3.*0.34*RHO/AB);

```

```

-----
Electron density (evolves)
-----

```

```

NE:E; NEB=NEXB; NE=NEX;

```

```

NNCL=CNEUT1
Using Zef(a) for warm species. Homogeneous distribution for bouncing warm neutrals.
NNWM=2.283e-6*CNEUT2/ZEFB*sqrt(AMJ/ENWM)*QNB

```

```

Arrays for output
CAR15=NN*NNCL; CAR16=NN*NNWM

```

```

SNN=SNNEU; ! Implicit numerical scheme. It contributes to the source as SNNEU*NE.
! The calculation of SNNEU requires NNCL, NNWM, NI and NN
SNX=0.
SN=SNX

```

```

CN=CAR9+CCD4*GAUSS(CV12,CF12) ! Direct losses

```

```

-----
Electron temperature (fixed)
-----

```

```

TE:A; TEB=TEXB; TE=TEX;

```

```

PEX=CRAD1*QECR*CAR4;
PET=-PEI; PE=PJOUL+PEX;

```

```

-----
Ion temperature (fixed)
-----

```

```

TI:A; TIB=TIXB; TI=TIX;
XI=.1

```

```

-----
Poloidal flux (evolves but does not intervene in the problem)
-----

```

```

CU:E; CC=CCSP*(1.-sqrt(2./3.*0.34*RHO/AB));
CU=CC;

```

```

-----
Radial output
-----

```

Main profiles

ne\NE\NEX; Te\TE\TEX\2; Ti\TI\TIX\2; Er\CAR10;
De\DN; Xe\HE; Xi\;grPe\CAR5;

Prad\PRAD; Pei\PEI*TE;PeGn\PEGN; ECH\PE\PEX;
Se\SNTOT\SNX; Vfug\CN;NN\NN*(NNCL+NNWM);Fve\NE*CN;

Nwrm\CAR16\1; Ncld\CAR15\1; Ge\QN; Nimp\NIZ1

Other

turb\F1;
Kper\sqrt(CAR13);
gama\CAR10;
XeX\HEXP\10;
alfa\CAR13;Xi\XI\10;
sigm\CC;
Fatr\sqrt(2./3.*0.34*RHO/AB);
nue\nue;
Vpe\CAR3X;
Vpi\CAR4X;

ErIs\CAR14\5;
ErNc\;
Zef\ZEF;

j\CU\6;
ErgP\CAR11\5;
Er\CAR14+CAR11\5;
Etor\ULON/GP2*RTOR;
PeX\CAR16\6;
tgh\CAR9;
grPX\CAR15\7;

Geometry

shea\shear ; Vol\volum\CAR1X ; Slat\slat\slatX ; iota\MV\MVX
g11\G11\VR\G11X; g22\G22\rho/RTOR/RTOR\G22X; g33\G33\G33X; dVdr\VR\VRX

Time-traces

TECE diagnostic and related

Te0_TEC_1; Ti0_TIC_1;
Te25_TE(HRO*12)_1; tauE_TAUEB;
Te50_TE(HRO*24)_1; ECRH_VINT(PEXB);
Te75_TE(HRO*36)_1; navV_NEAVB;

Te0_TEX(HRO)_1; LHD_CF16;
Te25_TEX(HRO*12)_1; Wpl_WTOTB;
Te50_TEX(HRO*24)_1; Vol_VOLUMB;
Te75_TEX(HRO*36)_1; Prad_VINT(PRADB);

Puffing diagnostics

puff_VINT(CAR15B)_2; Recy_VINT(CAR16B)_2;<Sn>_VINT(SNTOTB)_100; Gion_QNB/ZEFB;
NnWM_NNWM_3; NnB_CAR15B+CAR16B_3; albd_ALBPL; Grec_4.44e5*NNWM*SQRT(ENWM/AMJ)

nmb_NNB;

WRef_CNEUT2/NEAVB; taup_TAUPB_.02; t(0)_MUC/GP2+CAR5XC; t(a)_MUB/GP2+CAR5XB;

```
Ipl_IPL*1000;
```

Apéndice B. Modelo "tj2d8". Código en ASTRA

El siguiente listado corresponde al modelo tj2d8. Es semejante al tj2d2 en lo que a reciclado respecta excepto por la inclusión de términos relacionados con el NBI. En cuanto al modelo de transporte, incluye varias ecuaciones de evolución con el objeto de reproducir aceptablemente la evolución de los plasmas del TJ-II. En particular, las difusividades dependen de la colisionalidad y de la fracción de partículas atrapadas a través del campo de evolución rápida F1, el cual asociamos a la envolvente del nivel de fluctuaciones de la densidad, tal como figura en algunos modelos de transición de fase (véase, p. ej., la Ref. [22], en la que se estudia el efecto de los neutros del borde del plasma sobre los procesos de transición a alto confinamiento).

```
Transport model tj2d8 (based on tj2d4, DLB. CIEMAT, 29-V-2003)
Includes NBI, neutral distribution and recycling. <-- Modifications IV-2006
```

```
-----
NEQUIL=-1 ! g3d equilibrium grid.
```

```
Meaning of constants
```

```
! CF1; ! Neo-C diffusion
! CF2; ! Anomalous diffusion
! CF3; ! Shearing rate (not used)
! CF4; ! Time-scale control for fast evolving F1. Should be CF4=1.
! CF5; ! Fraction of QECRH in QTL1
! CF6; ! Width (FTANH)
! CF7; ! Delta (FTANHF)
! CF8; ! Height (FTANHF)
! CF9; ! Offset (FTANHF)
! CF10; ! ECRH deposition width, QTL1
! CF11; ! ECRH deposition width, QTL2
! CF12; ! Pump out width
! CF15; ! Kperp_rhos in F1 evolution

! CV2; ! Anomalous e-heat diffusion
! CV3; ! Saturation control for F1
! CV10; ! ECRH centering, QTL1
! CV11; ! ECRH centering, QTL2
! CV12; ! Pump out centering
! CV16; ! NBI recycling control

! CHE2; ! Neo-C e-heat diffusion
! CHE3; ! Neo-C i-heat diffusion

! CRAD1; ! ECRH efficiency QTL1
! CRAD2; ! ECRH efficiency QTL2
```

```
Variables like port-through power etc come from experimental files.
```

```
Electron Cyclotron Heating (two gyrotrons)
```

```
-----
Define functions for QTL1 and QTL2...
FGAUSS(CV10,CF10,CAR4); ! QTL1; normalized Gaussian
FGAUSS(CV11,CF11,CAR2); ! QTL2; normalized Gaussian
```

```
... or take from experimental file (CAR2X)
! QECR=VINT(CAR2XB); ! ECRH power
```

```
Neutral Beam Injection heating
```

 NBI:::102::H; !call of NBI package. Small IPL can give null PEBM, PIBM)

Particle sources

Wall kinetic neutral equation

Ion density from quasineutrality (Carbon main impurity)

ZEF=1.4; !Plasma effective charge

AIM1=12.; !mass of main impurity

ZIM1=6.; !charge of main impurity

ZMJ=1; !Neutral mass

NIZ1=NE*(ZEF-1.)/(ZIM1-1.)/ZIM1;!density of impurity

!NI=NE*(ZIM1-ZEF+1.)/ZIM1; !density of all ions

NI=NE*(ZIM1-ZEF)/(ZIM1-ZMJ)/ZEF; ! Density of main ions

ZMAIN=1; !charge of main ion component

ENCL=0.002 ! Frank-Condon

ENWM=TIAVB/2 ! Averaged ion temperature

Make recycling also dependent on NBI particle source

CF16=FJUMP(.102)*cv16*(QNBI/30*625-VINT(SNIBM1B))/SLATB/4.4e5/sqrt(30)

NEUT:::N;

direct convection for particles (can be pinch)

FTANHF(CF6,CF7,CF8,CF9,0.0,CAR9):::G;

Transport

Thermal diffusivity

HE=CHE2+CV2*F1*RHO*RHO*RHO*RHO

Particle diffusivity

DN=CF1+CF2*HE*(2./3.*0.34*RHO/AB);

 Electron density

NE:E;

Boundary and initial conditions from experimental file

NEB=NEXB; NE=NEX;

Boundary density of warm neutrals

NNWM=2.283e-6*CNEUT2/ZEFB*sqrt(AMJ/ENWM)*QNB/SLATB+cf16;

Gas puffing waveform; Now using ZRD2 from exp file

!NNCL=CNEUT1*(FJUMP(0.02)-FJUMP(0.100))/1000

CNEUT1=ZRD2

NNCL=CNEUT1/1000 ! Use CNEUT1 \approx 1

Source terms (ionization, wall...)

SN=SNEBM;

SNN=SNNEU; ! Source term like SN=SNNEU*NE

Direct losses (cut ECRH outflow at cutoff density)

CN=CAR9+CCD4*STEP(1.2-NELAC)*GAUSS(CV12,CF12)

 Electron temperature

TE:E; TEB=TEXB; TE=TEX;

```

CE=CN ! Include convection
Heat sources
PEX=STEP(1.2-NELAC)*QECR*CRAD1*(CF5*CAR4 + (1-CF5)*CAR2);
Radiated power from experiment if available
PRAD=PRADX;
PET=-PEI;
PE=-PRAD-PET*TI+PEX+PEBM;

-----
Ion temperature
-----

Initial arbitrary function; fixed boundary
TI:E; TI=.09; TIB=.07
Constant thermal diffusion
XI=CHE3
PIT=-0.0024*SNNBM
PI= -PICX+PEICL+PIT*TI+PIBM ! Coulomb heat exchange explicit;

-----
Poloidal flux
-----

CU:A; CC=.8*CCSP*(1.-sqrt(2./3.*0.34*RHO/AB));
Vacuum rotational transform
MV=MVX
CU=CC;

Current drive from NBI (not used in the model)
CD=CUBM

-----
Auxiliary profiles

CAR6=NE*TE; ! Pe
CAR16=NEX*TEX; ! Pe experimental
CAR5=-grad(CAR6); ! gradPe
CAR15=-grad(CAR16); ! gradPe experimental

Contributions to Er (kV/m)
CAR7 = grad(TE) ! gradTe
CAR8 = grad(NE) ! gradNe

CAR14 = -TE*(0.5*CAR7/TE - CAR8/NE) ! Er Island (kV/m)
CAR14C=0.;
CAR14B=0.;

CAR11 = -TE*(CAR7/TE + CAR8/NE) ! Er gradPe (kV/m)
CAR11C=0.;
CAR11B=0.;

cf14=CNEUT2*(1-albpl)/ZEFB ! Recycling tendency: R/(kappa*Zef)*(1-albedo)

-----
Fluctuation level evolution
-----

Initial condition
F1=1.e-4;
! or as taken from a data file: F1=F1X
F1:E;
Boundary conditions prescribed as flux given implicitly

```



```

QFF1B=0.;

! Auxiliary CAR1=-gradPe/ne
CAR1= CAR5/NE;
CAR1C=0;

growth rate
CAR10=(3.e6/625.)*(2./3.*0.34*RHO/AB)*CF15*CF15;
CAR10=CAR10*sqrt(TE)*(CAR8/NE)**2

Saturation coefficient
CAR13=CV3*88.0e6*BTOR*BTOR*(2./3.*0.34*RHO/AB)/TE;
CAR13B=CV3*88.0e6*BTOR*BTOR*(2./3.*0.34/AB)/TEB;

Implicit scheme for evolution; use CF4 to control timescale
SFF1=(CAR10-CAR13*F1)/CF4;
DF1=20./CF4;

```

Radial profiles

Main

```

ne\NE\NEX
ni\NI\;
Te\TE\TEX
Ti\TI\TIX
De\DN\1;
Xe\HE\10;
XeX\HEXP\10;
nada\;

```

```

nada\;
XeHH\HCHH;
nada\
nada\
fluc\F1;
Xi\XI\10;
gama\CAR10;
alfa\CAR13;

```

Sources

```

Pech\PEX\-2;
PeiC\PET*TI !\-3;
Pbcx\PIT*TI !\-3;
Fve\NE*CN\-4;
PiBM\PIBM !\-2; ! [MW/m^3]
Sebm\SNEBM\-1; ! [10^19/m^3s]
Nsth\NIBM;
Snn\SNNEU*NE; ! [10^19/m^3s]

```

```

PeBM\PEBM !\-2;
PEGN\PEGN !\-3;
Picx\PICX !\-3;
vfug\CN;
Prad\PRAD !\-2;
Nsth\NIBM; ! [10^19/m^3]
Neut\NN*(NNCL+NNWM);
Se\SNTOT !\-1;

```

Other

```

Kper\sqrt(CAR13);
Gn\GN\ -4; ! D_n \nabla n_e
ErIs\CAR14\ -5;
ErNc\;
Pe\CAR6\ -6;
Fatr\sqrt(2./3.*0.34*RHO/AB);
nada\;
grPe\CAR5\ -7;

```

```

ErgP\CAR11\ -5;
Er\CAR14+CAR11\ -5;
nada\;
PeX\CAR16\ -6;
nada\;
nada\;
tgh\CAR9;
grPX\CAR15\ -7;

```

```

Jnbi\CUBM; ! [MA/m^2]
iLne\rlne;

```

```
beta\BETAJ;
```

```
-----
-----
Time traces
-----
```

```

Te0_TEC_-1; Ti0_TIC_-1;
Te25_TE(HRO*12)_-1; nlin_NELAC;
Te50_TE(HRO*24)_-1; Inbi_iint(CUBM)*1000;
Te75_TE(HRO*36)_-1; ne0_NEC;

```

```
Energy and fluxes
```

```

Wpl_WTOTB*1000;
Qnbi_QNBI*1000_-2;
Snbi_VINT(SNEBMB);
Qech_VINT(PEXB)*1000;
Qei_QEICLB*1000_-2; Qebm_vint(PEBMB)*1000_-2;
Qibm_vint(PIBMB)*1000_-2; Qicx_QICXB*1000_-2
We_WEB*1000_-4;
Wi_WIB*1000_-4;

```

```

<Sn>_VINT(SNTOTB); Prad_VINT(PRADE); tndc_cf14;
Cpuf_4.44e5*NNCL*SLATB*SQRT(ENCL/AMJ)_-5;
Crec_4.44e5*NNWM*SLATB*SQRT(ENWM/AMJ)_-5 ! Incoming warm neutrlas including albedo

```

```

<Ti>_TIAVB; nncl_NNCL; nnbm_cf16; QNB_qnb;
QeTo_QETOTB

```

```
Confinement times
```

```

taue_TAUEB*1000_-3;
taui_TAUEIB*1000_-3; ! taux_WTOTB/(QJOULB)_-3;
taup_TAUPB*1000_-3;

```

Referencias

1. C. Alejaldre *et al.*, *TJ-II Project: A flexible Heliac Stellarator*, Fusion Technol. **17**, 131 (1990).
2. H. Renner *et al.*: *Confinement properties of the 'advanced stellarator' Wendelstein W VII-AS*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 (Proc. 13th Int. Conf. Washington D. C., 1990), Vol. 2, IAEA, Vienna (1991) 473.
3. 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**, 1023-1037 (2001).
4. F. L. Tabarés, D. Tafalla, J. A. Ferreira: *Neutral pressure measurements in TJ-II plasmas*, 6th Iberian Vacuum Mtng. (VI RIVA) and 4th European Topical Conference on Hard Coatings (ETCHC-4), WS-18-MoM-OR.3, Salamanca, June 26-28, 2006.
5. M. Kobayashi *et al.*, *Analysis for hydrogen particle balance of plasma-wall system in the Large Helical Device*, Journal of Nuclear Materials **350**, 40-46 (2006).
6. F. L. Tabarés *et al.*: *First EIRENE modelling of a He plasma. Simulation of emission profiles in a TJ-II ECRH plasma*, 33rd EPS Conference on Plasma Phys., Rome, 19-23 June 2006, ECA Vol. 30I, P-1.136 (2006).
7. G. V. Pereverzev *et al.*, *ASTRA: an Automatic System for Transport Analysis*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Rep. IPP 5142, Garching 1991.
8. G. V. Pereverzev, P. N. Yushmanov, *ASTRA Automated System for TRansport Analysis*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Rep. IPP 5/98, Garching, February 2002.
9. S. Rehker, H. Wobig, *A kinetic model for the neutral gas between plasma and wall*, Plasma Physics **15**, 1083-1097 (1973).
10. J. W. Connor, *An analytic solution for the distribution of neutral particles in a Maxwellian plasma using the method of singular eigenfunctions*, Plasma Physics **19**, 853-873 (1977).
11. "Foundations of Vacuum Science and Technology", James M. Lafferty 1998, John Wiley & sons, Inc.
12. D. López-Bruna, F. Castejón, J. M. Fontdecaba, *Transporte con ASTRA en TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 1035, enero 2004.
13. D. López-Bruna, J. A. Romero, F. Castejón, *Geometría del TJ-II en ASTRA 6.0*, Informe Técnico Ciemat nº 1086, agosto 2006.
14. J. Guasp, M. Liniers, *Búsqueda de efectos quasi-isodinámicos en el TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 946, diciembre 2000.
15. J. Guasp, F. Castejón, M. Liniers, *Cálculos del transporte para la configuración de referencia durante la inyección de neutros en el TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 888, abril 1999.
16. J. Guasp, C. Fuentes, M. Liniers, *Dinámica de impurezas durante la inyección de haces neutros en el TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 981, octubre 2001; *Efectos de configuración magnética en el transporte de plasma durante la inyección de haces neutros en el TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 982, octubre 2001.
17. J. Guasp, C. Fuentes, M. Liniers, *Cálculos de inyección de haces neutros para las descargas del TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 1050, diciembre 2004.
18. J. F. Lyon *et al.*, Fusion Technol. **10**, 179 (1986).
19. M. J. Saltmarsh *et al.*, *Initial experimental results from the ATF torsatron*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988 (Proc. 12th Int. Conf., Nice, 1988), Vol. 2, IAEA, Vienna (1989) 349.
20. J. Guasp, C. Fuentes, M. Liniers, *Ajustes de los perfiles radiales de densidad y temperatura para las descargas con NBI del TJ-II*, Informe Técnico Ciemat nº 1052, febrero 2005.
21. A. Teubel, J. Guasp, M. Liniers, *Montecarlo simulations of neutral beam injection into the TJ-II helical axis stellarator*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Rep. IPP 4/628, Garching, March 1994.
22. B. A. Carreras, P. H. Diamond, G. Vetoulis, *Role of neutrals in the phase transition model*, Phys. Plasmas **3** (11), 4106-4114 (1996).