

Efectos de Configuración
Magnética en la Inyección
de Haces Neutros del TJ-II.

J. Guasp
M. Liniers

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

700380; 700412

PLASMA; HELIAC STELLARATORS; HELICAL CONFIGURATION; PARTICLE LOSSES;
NEUTRAL ATOM BEAM INJECTION; NUMERICAL ANALYSIS

Efectos de Configuración Magnética en la Inyección de Haces Neutros del TJ-II

Guasp, J.; Liniers, M.
49 pp. 23 figs. 18 refs.

Resumen:

En este estudio se extienden los análisis teóricos efectuados previamente para la absorción y pérdidas durante la inyección de haces neutros, que se limitaban a la configuración de Referencia del TJ-II, a otras configuraciones magnéticas del diagrama de flexibilidad, obteniéndose los siguientes resultados:

Las pérdidas de iones rápidos, fundamentalmente las directas, son las responsables principales del comportamiento de la absorción de potencia. En ausencia de campo eléctrico radial la contribución de las pérdidas retardadas es mínima, tanto con CX como sin él, y corresponde, casi exclusivamente, a iones atrapados de baja energía (1 a 5 keV).

Existe una gran disparidad en el comportamiento de las pérdidas directas entre las dos direcciones de inyección CO y COUNTER. La primera produce siempre pérdidas mayores en el TJ-II.

Para las configuraciones extremas las pérdidas directas son muy elevadas y debidas a efectos resonantes, que se dejan sentir incluso para campo eléctrico nulo, y están causados por las resonancias 0 y -2.

Las configuraciones intermedias se encuentran igualmente alejadas de ambas resonancias por lo que sus niveles de pérdidas son más reducidos, dando lugar a tasas de absorción muy aceptables, superiores a un 60% de la potencia entrante en el toro a 40 keV y alta densidad, lo que corresponde a unos 1.2 MW absorbidos en el plasma en inyección balanceada.

En conclusión, la posible presencia de efectos resonantes en las pérdidas directas constituye el elemento clave para explicar el comportamiento de la absorción en las diversas configuraciones magnéticas. Por otro lado todas las configuraciones situadas en una amplia zona del diagrama de flexibilidad alrededor de la configuración de Referencia parecen igualmente adecuadas para la inyección de haces neutros en el TJ-II.

Magnetic Configuration Effects Under Neutral Beam Injection at TJ-II

Guasp, J.; Liniers, M.
49 pp. 23 figs. 18 refs.

Abstract:

The theoretical analysis of NBI absorption and losses, done for the Reference configuration of TJ-II, has been extended to other magnetic configurations of the flexibility diagram. The main results obtained are the following:

Fast ion losses, mainly direct ones, are the determinant factor for the absorption behaviour. In the absence of radial electric field, the contribution of the delayed fast ion losses is minimal, as well with CX as without, and corresponds, almost exclusively, to low energy trapped ions (1 to 5 keV).

There is a strong difference between the direct loss behaviour corresponding to both injection directions CO and COUNTER. The first one gives always higher losses in TJ-II.

For the extreme configurations the direct losses are very high and are originated by resonant effects, that can be observed even for null electric field, and are due to the 0 and -2 resonances.

The intermediate configurations are equally separated from both resonances, in consequence the loss level is lower, producing absorption ratios very acceptable, higher than 60% of the power entering the torus at high density and 40 keV. This corresponds to about 1.2 MW absorbed in plasma under balanced injection.

In conclusion, the possible presence of resonant effects on the direct losses is the key element to explain the absorption behaviour for the different magnetic configurations. In addition all the configurations placed inside a wide region around the Reference case in the flexibility diagram seem equally convenient for NBI in TJ-II.

Indice

1. Introducción.
2. Propiedades de las configuraciones seleccionadas.
3. Comportamiento de las pérdidas de *shine through* y de la absorción de potencia.
 - 3.1 Resultados para la configuración de referencia.
 - 3.2 Resultados para otras configuraciones.
 - 3.3 Dependencia con el radio de la configuración.
 - 3.4 Dependencia con la transformada rotacional de la configuración
 - 3.5 Comparación entre casos con pérdidas de CX y sin ellas.
 - 3.6 Comparación entre la inyección CO y COUNTER.
4. Comportamiento de las pérdidas de iones rápidos.
 - 4.1 Pérdidas totales e instantáneas.
 - 4.2 Pérdidas retardadas.
5. Perfiles radiales de deposición.
6. Predicciones de las leyes de escala.
7. Conclusiones.

Referencias

Lista de Figuras

1. Introducción

En este estudio se extienden los análisis teóricos efectuados previamente para la absorción y pérdidas durante la inyección de haces neutros ([1],[2]), que se limitaban hasta ahora a la configuración de Referencia del TJ-II, a otras configuraciones magnéticas del diagrama de flexibilidad.

Además este trabajo constituye la etapa preliminar de un análisis, mucho más extenso, que estudia la estructura de las pérdidas de iones rápidos durante la moderación y, en particular, la influencia de los efectos resonantes y su dependencia con el campo eléctrico radial, trabajo que será publicado próximamente [3].

2. Propiedades de las configuraciones seleccionadas.

Se han seleccionado para este estudio 9 configuraciones magnéticas cuyas principales propiedades aparecen resumidas en la Tabla 2.I y en las Figs.2.1 a 2.4, en donde aparecen ordenadas según valores crecientes de la transformada rotacional en el eje magnético.

La segunda columna de la Tabla representa la codificación adoptada para las corrientes en las bobinas del TJ-II: los tres números que aparecen separados por el símbolo “_” representan, respectivamente, las corrientes que circulan por el conductor circular central, el helicoidal y las bobinas de campo vertical, medidas en *décimas* de kA. Esos conductores tienen, respectivamente, 24, 24 y 16 vueltas, de manera que, p. ej. en el caso de la configuración de Referencia (ref2), las corrientes que pasan por esas bobinas corresponderían a 250, 79 y 98 kA-vuelta.

La mayor parte de las configuraciones elegidas corresponden a la serie que fué explorada en la campaña experimental del verano de 1998 [4] con una corriente de 10 kA en el conductor circular central (casos cxx).

Además, aparte de la configuración de Referencia ref2, única para la que se habían efectuado hasta ahora cálculos de absorción de neutros, se han incluido algunas otras, utilizadas ya en [5], con corrientes en el conductor circular central cercanas a 10 kA. Esta serie incluye dos casos extremos (configuraciones e y d) de radio muy pequeño (inferior a 13 cm) y baja transformada rotacional (<1.2) y también otro (configuración b) de transformada rotacional muy cercana a 2.

Por último las configuraciones 100_32_60 y 100_36_62 de la serie [4] dan lugar a resultados muy similares a los de la ref2 por lo que no se han incluido aquí.

Se observará que la ordenación en corriente del conductor helicoidal (Figs.2.1 y 2.2a) coincide con la de transformada rotacional en el eje (Fig.2.2b) y que a partir de la configuración ref2 los radios del plasma son muy similares y superiores a 18 cm en todos los casos.

El rizado del campo magnético en el borde del plasma (Figs.2.3a y 2.4a) presenta una clara correlación con el radio del plasma, tal como se observaba en [5], mientras que el valor del rizado en el eje magnético presenta un mínimo para la configuración de referencia (Figs.2.3b y 2.4b), consecuencia directa de la modulación angular de las bobinas TF.

Tabla 2.I

Principales características de las 9 configuraciones seleccionadas

| Config. | Corrientes | Ihc (kA) | t(0) | reff (cm) | W (%) | $\delta B(0)$ (%) | $\delta B(a)$ (%) | dRax (cm) | Disim. (cm) | Shear (%) |
|---------|------------|-------------|------|--------------|----------|----------------------|----------------------|--------------|----------------|--------------|
| e | 103_0_52 | 0 | 0.94 | 11.2 | 0.49 | 2.45 | 17.3 | 19.8 | +1.75 | +5.5 |
| d | 88_15_50 | 1.5 | 1.20 | 13.0 | 1.32 | 2.26 | 20.5 | 20.4 | +1.78 | +3.2 |
| c28 | 100_28_59 | 2.8 | 1.38 | 16.5 | 1.90 | 1.47 | 28.8 | 22.7 | +1.93 | +6.0 |
| Ref2 | 104_33_61 | 3.3 | 1.47 | 18.2 | 2.35 | 0.71 | 32.7 | 22.8 | +1.77 | +3.0 |
| c40 | 100_40_63 | 4.0 | 1.51 | 18.9 | 2.20 | 1.69 | 36.3 | 23.6 | +1.69 | +6.6 |
| c44 | 100_44_64 | 4.4 | 1.55 | 20.8 | 2.40 | 1.78 | 44.2 | 23.7 | +1.35 | +8.2 |
| c48 | 100_48_65 | 4.8 | 1.59 | 20.1 | 2.46 | 2.09 | 41.9 | 24.1 | +1.44 | +6.8 |
| c68 | 100_68_72 | 6.8 | 1.77 | 20.2 | 2.36 | 3.17 | 44.2 | 25.6 | +1.29 | +4.8 |
| b | 78_74_65 | 7.4 | 1.91 | 18.4 | 5.45 | 2.05 | 35.0 | 24.8 | +1.79 | -0.5 |

Nomenclatura:

- Ihc: Corriente total en el conductor helicoidal
- t(0): Transformada rotacional en el eje magnético
- reff: Radio medio de la última superficie magnética no interceptada
- W: Profundidad máxima del pozo magnético
- $\delta B(0)$: Rizado medio (*ripple*) del campo magnético en el eje: $(B_{\max} - B_{\min})/(2B_{\text{aver}})$
- $\delta B(a)$: Idem. en el borde
- dRax: Elongación del eje magnético (distancia al centro del conductor circular CC para ángulo toroidal $\Phi=0^\circ$)
- Disim: Disimetría del eje magnético (diferencia entre la elongación del eje para $\Phi = 0^\circ$ y para $\Phi = 45^\circ$)
- Shear: Diferencia relativa entre el valor de la transformada rotacional en el borde y en el eje.

3. Comportamiento de las pérdidas de *shine through* y de la absorción de potencia.

Los cálculos para la absorción de potencia y los diversos tipos de pérdidas durante la inyección de neutros se han efectuado mediante el código Fafner-2 ([6],[7],[8],[9],[11]), un código de MonteCarlo que utiliza coordenadas magnéticas (coordenadas de Boozer [10]) y tiene en cuenta los procesos de fugas de los iones rápidos, de intercambio de carga (CX) con posibilidad de reionización e incluye también *pitch angle scattering*, moderación, difusión de energía y termalización.

Esos cálculos se han realizado para una serie de densidades y temperaturas que se han elegido de manera consistente con los resultados obtenidos con códigos de transporte de plasma [11],[12], cuya lista aparece en la Tabla 3.I. La densidad más baja corresponde a la situación en el corte del 2º armónico de la resonancia ciclotrónica electrónica para 53.2 Ghz a 1 T, es decir a la situación al inicio de la inyección. Por su parte el último valor (d7) se encuentra cercano al límite de densidad semiempírico para la configuración de Referencia ($1.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ [13]).

Tabla 3.I

Densidades y temperaturas de cálculo

| caso | $n_e(0)$ (10^{13} cm^{-3}) | $T_e(0)$ (eV) | $T_i(0)$ (eV) |
|------------------|---|------------------|------------------|
| d1 (baja) | 1.7 | 979 | 178 |
| d2 | 3.0 | 224 | 225 |
| d3 | 4.2 | 243 | 241 |
| d4 (media) | 5.4 | 257 | 251 |
| d5 | 7.7 | 296 | 258 |
| d6 (alta) | 11.1 | 297 | 259 |
| d7 | 15.0 | 298 | 259 |

Además se han utilizado 5 energías de inyección (27, 35, 40, 45 y 50 keV) considerando siempre una mezcla de especies energéticas con la relación 80:10:10. El resto de los parámetros de inyección se describen en la Tabla 3.II ([2], [14]).

Tabla 3.II

Parámetros de inyección en el TJ-II

| Ion | H0 |
|--|------------------------------------|
| Energía de inyección | 40 keV |
| Potencia del haz de neutros en el interior del toro (tras la bobina TF1) | 930 kW por haz |
| Relación entre especies energéticas | 80:10:10 |
| Longitud del pulso | 300 mseg. |
| Divergencia 1/e del haz | 1.3° |
| Distancia desde la fuente de iones a la ventana de inyección | 4.05 m |
| Distancia focal | 4 m |
| Disposición geométrica | dos haces tangenciales balanceados |

Por otro lado la densidad de neutros frios, que determina las pérdidas CX, no se ha podido, al menos por ahora, estimar de manera consistente, por lo que se ha tomado siempre un valor igual a 10^{11} cm^{-3} en el borde del plasma con un decrecimiento exponencial hacia el interior, de manera que esa densidad en el centro del plasma resulte 200 veces inferior al valor en el borde. Estos datos corresponden *grosso modo* a la situación experimental de Heliotron-E [15], máquina de tamaño similar al TJ-II. Dada la incertidumbre y la fuerte dependencia que estos valores tienen con las condiciones concretas de acondicionamiento de la pared, siempre se han repetido los cálculos sin la inclusión de esos procesos de CX, lo que facilita las comparaciones.

En todos los casos se han efectuado separadamente los cálculos correspondientes a las dos direcciones de inyección, CO y COUNTER (respectivamente paralela y antiparalela a la del campo magnético toroidal), siguiendo 2000 órbitas de iones rápidos, incluyendo procesos de CX y posibilidad de reionización. Para la configuración de referencia, a 40 keV, los tiempos de cálculo oscilan entre 14 y 35 min. de CPU por procesador, utilizando 16 procesadores en la Cray T3E del CIEMAT con el código paralelizado.

Además, con el fin de obtener mejor estadística para las pérdidas instantáneas de iones rápidos (*direct losses*, [1]), se han calculado éstas separadamente, siguiendo las órbitas de 6000 iones rápidos, esta vez sin colisiones, durante un tiempo de 50 μs , lo que resulta ampliamente suficiente. Estos casos utilizan muy poco tiempo de CPU, menos de 2 min. por procesador con 16 procesadores.

Por último en todos los casos considerados aquí se supone que hay ausencia de campo eléctrico radial. Los efectos de ese campo en las diversas configuraciones serán analizados en detalle en una próxima publicación [3].

3.1 Resultados para la configuración de referencia.

Se reproducen aquí los resultados obtenidos anteriormente para la configuración de referencia que se encuentran dispersos en diversas publicaciones ([2],[14],[16]).

La Tabla 3.III muestra los resultados principales para 40 keV en inyección balanceada y tres densidades centrales, en términos de la fracción de la potencia que entra en el toro. En términos absolutos esa potencia se estima en unos 930 kW por haz [2],[14],[16]. La Fig.3.1a muestra gráficamente esos resultados en función de la densidad para la serie de la Tabla 3.I.

Se observará el predominio de las pérdidas de *shine through* (sh) y de CX para baja densidad. No obstante el rápido decrecimiento de esas pérdidas con la densidad produce una rapidísima subida de la potencia absorbida (Pabs) pese al crecimiento paulatino de las pérdidas totales de iones rápidos (olt). A alta densidad (valor central $1.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) la potencia absorbida alcanza el 63%, es decir unos 1.2 MW en total.

La dependencia con la energía de inyección aparece en la Fig.3.1b para el caso de densidad intermedia (valor central $5.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, caso d4) en donde se observa claramente el lógico crecimiento de las pérdidas de *shine through* y de iones rápidos y el decrecimiento de las de CX (todo ello ha sido analizado en detalle en [1]), de forma que entre 27 y 40 keV la absorción resulta bastante insensible a la energía de inyección y sólo más allá de 40 keV empieza a decrecer apreciablemente, influida finalmente por el aumento del *shine through*. Este resultado se repite para todas las densidades, por ello

una energía de inyección de 40 keV parece un buen compromiso entre absorción y cargas en la cámara de vacío para el TJ-II [2],[14].

La comparación entre los resultados obtenidos teniendo en cuenta las pérdidas por CX y sin ellas aparece en la Fig.3.2b, tanto en función de la densidad central (Fig. superior) como en función de la energía (inferior). Se observará que las pérdidas de iones rápidos totales son muy similares en ambos casos ya que en ellas predominan fuertemente las pérdidas instantáneas (*prompt*) que son insensibles a efectos colisionales o de CX y sólo en las retardadas (*delayed*) puede observarse alguna ligera diferencia (cf.§4.2) ya que eventos de CX y de *pitch angle scattering* pueden competir entre si.

Si la densidad de neutros fríos en el borde se duplicara (pasando a ser de $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, manteniendo la misma relación entre el valor central y el externo: 1/200) la absorción para 40 keV a alta densidad bajaría de un 63% a un 58%, mientras que si ese valor se redujera a la mitad, la absorción pasaría a ser del 67%. Alternativamente, si se mantuviera el valor en el borde (10^{11} cm^{-3}) mientras el valor central se duplicara (pasando a 1/100 del anterior), la tasa de absorción bajaría al 56%.

En todos los casos considerados aquí se ha supuesto una Z efectiva del plasma igual a la unidad. Cuando el efecto de las impurezas se tiene en cuenta se observa un ligero decrecimiento en la absorción que, en el caso de alta densidad a 40 keV, pasa de un 63% con $Z_{\text{eff}}=1$ a un 57% para $Z_{\text{eff}}=2$ y a un 54% para $Z_{\text{eff}}=3$. En donde se ha supuesto que la impureza predominante es el C (que es el escenario más probable puesto que las protecciones de la cámara serán de grafito). Esa ligera pérdida de absorción se debe, sobre todo, a un incremento de las pérdidas de iones rápidos retardadas producidas por *pitch angle scattering*.

Finalmente la fracción de la potencia absorbida que va a parar a los iones del plasma aparece en la Fig.3.3 como función de la densidad central y de la energía de inyección. Se observara que para baja densidad esa razón es mucho más alta que en los demás casos, lo que es debido al alto valor de la temperatura electrónica y bajo valor de la ionica en el inicio de la inyección. Cuando la densidad aumenta ambas temperaturas tienden a equilibrarse (cf. Tabla 3.I) y a partir de entonces la fracción iónica se mantiene en niveles prácticamente constantes, en torno a un 18%. Por otro lado la dependencia con la energía muestra claramente el bien conocido efecto de la disminución de la proporción que se llevan los iones frente a los electrones al ir aumentando la energía de inyección.

Tabla 3.III

Pérdidas y absorción para tres densidades centrales

Configuración Ref2

Inyección balanceada, 40 keV con CX.

(en fracción de la potencia entrante en el toro)

Densidad electrónica central

| | Baja (d1) $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ | Media (d4) $5.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ | Alta (d6) $1.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ |
|---|---|--|---|
| Shine Through (sh) | 0.56 | 0.21 | 0.07 |
| Pérdidas de Iones rápidos totales (OLT) | 0.06 | 0.14 | 0.21 |
| Fracción de pérdidas instantáneas (frpr) | 0.88 | 0.83 | 0.87 |
| Relación entre OLT para el caso CO y COUNTER | 2.09 | 1.90 | 2.08 |
| Pérdidas por CX (CX) | 0.33 | 0.15 | 0.08 |
| Fracción de la potencia total absorbida (Pabs) | 0.06 | 0.54 | <u>0.63</u> |
| Fracción absorbida por los iones (frion) | 0.38 | 0.16 | 0.18 |
| Relación entre Pabs para el caso CO y COUNTER | 0.94 | 0.93 | 0.86 |
| Relación entre Pabs para los casos sin y con CX | 6.08 | 1.30 | 1.14 |

3.2 Resultados para otras configuraciones

Los resultados para el resto de las configuraciones en el caso de inyección balanceada a 40 keV, aparecen en función de la densidad en las Figs.3.4 y 3.5 y para el caso de densidad alta en la Tabla 3.IV, siempre en términos de fracciones de la potencia entrante en el toro.

Aun cuando lo abigarrado de esas figuras pueda hacerlas parecer algo confusas, varios hechos quedan claramente de manifiesto:

a) Las configuraciones de pequeño radio (e y d) muestran, como era de esperar, un exagerado predominio de las pérdidas por *shine through* (Fig.4.3a), mientras que para el resto de las configuraciones esas pérdidas se sitúan en niveles similares, salvo la c28 que está ligeramente separada debido a su radio efectivo algo menor.

b) La tendencia de rápido crecimiento con la densidad es común a todas las configuraciones (Fig.4.3b). A baja densidad las pérdidas por CX son predominantes y las diferencias entre configuraciones quedan algo enmascaradas.

c) Algunas configuraciones (b, c68 y, en menor medida, c28) se separan del resto, presentando mucha menor absorción, pese a valores similares para las pérdidas de *shine through*.

d) Esta diferencia no es achacable a las pérdidas por CX (Fig.4.4a), que tienen una ordenación similar a la de la absorción, sino que son debidas enteramente al comportamiento de las pérdidas de iones rápidos (Fig.4.4b), que están dominadas por las pérdidas instantáneas (directas, cf.§4) y que, como se analizará en [3] están fuertemente afectadas, en esas configuraciones, por efectos resonantes. Esto también ocurre con las configuraciones de bajo radio (e y d) en donde ambos efectos (alta tasa de pérdidas iónicas y de *shine through*) se combinan para reducir la absorción.

Todo esto hace que las configuraciones extremas (e, d, b y c68) sean poco convenientes para la inyección de neutros en el TJ-II. El resto, incluso la c28, presentan tasas de absorción aceptables. Como se indicó anteriormente las configuraciones 100_32_60 y 100_36_62 de la serie [4] se encuentran también en esta categoría.

Por su parte las configuraciones estudiadas anteriormente en Ref.[5] pero no incluidas aquí, tales como la c y g producen resultados intermedios entre los de la d y la c28, mientras que la a resulta muy similar a la c28 y la f a la b con la que comparte un valor de la transformada rotacional muy cercano a 2, encontrándose ambas dominadas por efectos resonantes.

Tabla 3.IV

Absorción y pérdidas para las configuraciones seleccionadas

Densidad alta (d6), inyección balanceada, 40 keV

(en fracción de la potencia entrante en el toro)

| Config. | sh | olt | frpr | olt (CO/CN) | CX | Pabs | frion | Pabs (CO/CN) | Pabs (noCX/CX) |
|-------------|-------|------|------|----------------|-------|-------------|-------|-----------------|-------------------|
| e | 0.36 | 0.43 | 0.97 | 0.99 | 0.025 | 0.19 | 0.21 | 0.99 | 1.12 |
| d | 0.26 | 0.38 | 0.95 | 1.56 | 0.037 | 0.31 | 0.20 | 0.68 | 1.12 |
| c28 | 0.097 | 0.30 | 0.91 | 1.71 | 0.073 | 0.53 | 0.19 | 0.84 | 1.15 |
| Ref2 | 0.070 | 0.21 | 0.87 | 2.08 | 0.083 | 0.63 | 0.18 | 0.86 | 1.14 |
| c40 | 0.055 | 0.26 | 0.88 | 3.51 | 0.076 | 0.61 | 0.18 | 0.71 | 1.13 |
| c44 | 0.037 | 0.27 | 0.87 | 4.49 | 0.076 | 0.62 | 0.18 | 0.67 | 1.13 |
| c48 | 0.043 | 0.29 | 0.88 | 4.99 | 0.073 | 0.60 | 0.18 | 0.61 | 1.13 |
| c68 | 0.046 | 0.50 | 0.94 | 6.68 | 0.052 | 0.41 | 0.19 | 0.12 | 1.14 |
| b | 0.070 | 0.53 | 0.94 | 5.85 | 0.044 | 0.35 | 0.18 | 0.03 | 1.14 |

Nomenclatura:

sh: Pérdidas de *shine through*

olt: Pérdidas de iones rápidos totales

frpr: Fracción de pérdidas instantáneas (*prompt*)

olt (CO/CN): Relación entre olt para los casos CO y COUNTER

CX: Pérdidas por intercambio de carga

Pabs: Fracción de potencia absorbida por el plasma

frion: Fracción de Pabs que se llevan los iones del plasma

Pabs (CO/CN): Relación entre Pabs para los casos CO y COUNTER

Pabs (noCX/CX): Relación entre Pabs para los casos sin y con CX

3.3 Dependencia con el radio de la configuración.

Intuitivamente cabría esperar que, a igualdad de densidad central y de energía, las pérdidas de *shine through* decrecieran, de manera aproximadamente exponencial, con el radio de la configuración. Esto se confirma claramente en la Fig.3.6 en donde las líneas corresponden a ajustes exponenciales de los datos.

Por otra parte también cabría esperar que la absorción creciera con ese radio. Sin embargo esto sólo es así en parte, como muestra la Fig.3.7 para densidades media y alta, pues si bien las configuraciones de menor radio (e, d, c28, ref2) parecen mostrar esa tendencia, el resto se apartan de ella y, en particular, los dos casos extremos c68 y b caen totalmente alejados del ajuste. Algo similar sucede para densidad baja.

Se observa también en esas figuras que las pérdidas de iones totales (olt, triángulos con vértice hacia arriba) no siguen, en absoluto, esa tendencia e incluso presentan un mínimo en la zona de la configuración ref2, con valores elevadísimos no solo para los casos extremos mencionados (c68 y b), sino también para las e y d.

Por otro lado esta representación de tasas de absorción y pérdidas en términos de la potencia entrante en el toro queda oscurecida por el hecho de que configuraciones de distinto radio poseen tasas distintas de pérdidas por *shine through* y, por consiguiente, la potencia que llega al plasma en forma de iones rápidos, es decir la potencia disponible en él (*power available*), es distinta en cada caso. Para poder comparar correctamente la eficiencia de la absorción entre distintas configuraciones en igualdad de condiciones se deberían comparar los resultados en términos de la potencia disponible en el plasma, es decir, tras descontar las pérdidas de *shine through*.

Cuando ésto se hace así se observa que los resultados se apartan todavía mucho más de la tendencia esperada.

3.4 Dependencia con la transformada rotacional de la configuración.

Por el contrario cuando los resultados anteriores se representan en función de la transformada rotacional una cierta sistemática comienza a emerger. Esto se comprueba en la Fig.3.8 que muestra la absorción (Pabs), las pérdidas de iones rápidos totales (olt) y las de CX, esta vez como fracción de la potencia disponible en el plasma.

Tanto la absorción como las pérdidas por CX tienen comportamientos similares: presentan un máximo en la zona cercana a la configuración de Referencia (ref2), decreciendo hacia ambos extremos. El comportamiento de las pérdidas de iones rápidos es opuesto, sus valores máximos se encuentran para las configuraciones extremas: e y d por un lado, c68 y b por el otro.

Como se analizará en detalle en [3] ésto es debido a la fuerte influencia de los efectos resonantes en esas configuraciones, que se dejan sentir incluso para campo eléctrico nulo. Como se verá allí las pérdidas en las configuraciones e y d se encuentran dominadas por la resonancia 0, mientras las c68 y b lo están por la -2.

Por el contrario configuraciones con valores de la transformada rotacional situados alrededor de 1.5 se encuentran igualmente apartados de ambos extremos y los efectos resonantes, a campo eléctrico nulo, son mínimos, de ahí el nivel relativamente bajo de las pérdidas iónicas.

3.5 Comparación entre los casos con CX y sin él.

Este comportamiento se mantiene tanto si se tienen en cuenta los eventos de intercambio de carga como si no, como se observa en la [Fig.3.9a](#), en donde la curva correspondiente a la absorción sin CX (círculos huecos) es, prácticamente, una simple traslación hacia arriba de la correspondiente al caso con CX (círculos sólidos). Esto puede comprobarse también en la última columna de la [Tabla 3.IV](#) que muestra cómo la relación entre la potencia absorbida sin CX y la correspondiente al caso con CX es prácticamente constante para todas las configuraciones, oscilando entre 1.12 y 1.14.

Además las curvas correspondientes a las pérdidas iónicas totales sin CX (triángulos huecos con el vértice hacia arriba) son muy parecidas a las del caso con CX (triángulos sólidos con el vértice hacia arriba). Como ya se ha indicado previamente (§3.1) las diferencias aparecen solamente en las pérdidas retardadas que, por un lado compiten con las de CX y por otro lado pueden incrementarse algo debido a la reionización de los neutros procedentes de intercambio de carga.

Por su parte la fracción de potencia absorbida por los iones ([Fig.3.9b](#)) no presenta diferencias marcadas entre unas configuraciones y otras, el menor valor que aparece sistemáticamente para el caso con CX es la consecuencia lógica de que las pérdidas de intercambio de carga afectan, exclusivamente, al canal iónico.

En resumen, no hay diferencias cualitativas importantes entre los casos con CX y sin él.

3.6 Comparación entre las dos direcciones de inyección.

Por el contrario en donde sí que aparecen diferencias sustanciales es entre las dos direcciones de inyección. La [Fig.3.10](#) muestra las tasas de absorción, de nuevo en términos de la fracción de potencia disponible en el plasma, para los diversos casos. Es evidente la tremenda disparidad que aparece entre las dos direcciones, tanto con CX como sin él.

Así, mientras la absorción en los casos COUNTER decrece moderadamente para los casos extremos c68 y b, la del caso CO se derrumba completamente, hecho que se repite a todas las densidades y energías.

Como ya se ha indicado esa diferencia se debe al comportamiento de las pérdidas de iones rápidos, fundamentalmente de las pérdidas directas (cf. §4.1).

4. Comportamiento de las pérdidas de iones rápidos.

Como ya se discutió previamente en [1] éste tipo de pérdidas posee dos componentes bien distintos: las pérdidas instantáneas (*prompt*) o directas, que corresponden a órbitas excéntricas o de iones nacidos cerca de la periferia que escapan del plasma muy rápidamente (en tiempos del orden de $\mu\text{seg.}$) y que, por consiguiente, apenas tienen ocasión de sufrir ningún efecto colisional (*pitch angle scattering*, transferencia de energía, CX, etc.) y las retardadas (*delayed*) que tardan mucho más en escapar (algunos mseg.) y en donde todos esos efectos son, por el contrario, muy importantes.

4.1 Pérdidas directas.

La Fig.4.1 muestra las pérdidas de iones rápidos totales (olt) y las directas (olpr) para los diversos casos. Es evidente que las fugas directas son responsables de la mayor parte de la fracción de potencia perdida. Así, en el caso con CX a densidad alta (columna frpr de la Tabla 3.IV), esas pérdidas se llevan siempre más del 87% de la potencia (Fig.4.2a).

El comportamiento de esas pérdidas es similar al analizado en [1] para la configuración de Referencia: crecen con la energía de inyección, debido al aumento de las velocidades de deriva [17] y crecen también con la densidad del plasma, debido a que los puntos de nacimiento de los iones rápidos se encuentran en posiciones más periféricas al aumentar esa densidad.

Por otro lado la fracción de potencia, sobre el total de pérdidas, que llevan esas fugas directas también sigue las mismas pautas para todas las configuraciones [1]: crece con la energía en todos los casos y crece con la densidad en ausencia de CX (efecto de la modificación en el perfil radial de nacimiento mencionado anteriormente). Por el contrario, en presencia de CX aparece un ligero aumento con la densidad de las pérdidas retardadas, debido al mayor número de reionizaciones, que hace que esa fracción disminuya muy ligeramente (cf. Fig.11b de [1]).

Por otro lado, como muestra la Fig.4.1, salvo para la configuración e, las pérdidas directas en la dirección CO son siempre mayores, e incluso en ocasiones muchísimo mayores (cf. 5ª columna de la Tabla 3.IV), que las de la dirección COUNTER, la razón de esta diferencia ya ha sido discutida en diversos trabajos ([1],[17],[18]). La causa de la anómala similitud entre las pérdidas directas CO y COUNTER para la configuración e se debe a que, en este caso, los potenciales eléctricos correspondientes a la resonancia 0, fuertemente dominante en esta configuración, se encuentran casi equidistantes, a un lado y otro del valor nulo, para cada una de las dos direcciones de inyección [3].

4.2 Pérdidas retardadas.

Por su parte el resto de las pérdidas de iones rápidos, es decir las retardadas, debidas, como ya se ha indicado, a efectos de *pitch angle scattering*, compiten con los eventos de intercambio de carga y también pueden producirse en los neutros de CX que resulten posteriormente reionizados.

Al igual que para la configuración de Referencia [1] estas pérdidas decrecen con la energía de inyección, debido a la disminución de las secciones eficaces de colisión y, en ausencia de CX, decrecen con la densidad, debido a la competencia con las directas mencionada anteriormente. Por el contrario, en presencia de sucesos de CX, el incremento de las reionizaciones con la densidad del plasma hace que puedan aumentar ligeramente (cf. Fig.9 de [1]).

Como se analizó en [1] y se confirmará en [3], en ausencia de campo eléctrico, la inmensa mayoría de estas fugas corresponden a partículas atrapadas de baja energía (1 a 5 keV) en donde no aparecen efectos resonantes, por lo que su tasa de pérdidas de potencia es pequeña (Fig.4.2b), siempre inferior a un 4% de la potencia disponible en el plasma, sujeta por tanto a un nivel elevado de incertidumbre estadística, sin que se perciba ninguna clara dependencia ni con la configuración magnética ni con la dirección de inyección (Fig.4.3).

Sólo en presencia de campo eléctrico radial los efectos resonantes pueden empezar a afectar a éste tipo de pérdidas y, en algunas configuraciones, ésto puede ocurrir para valores muy reducidos del campo eléctrico, alterando radicalmente su comportamiento y, por consiguiente, afectando a la absorción de potencia [3].

5. Perfiles radiales de deposición

Los perfiles radiales de deposición de potencia para la configuración ref2, en el caso de densidades media y alta, aparecen en la Fig.5.1. Se observa que tanto el perfil radial de nacimiento de los iones rápidos (H), como los de absorción (Pabs, etc.) permanecen bien centrados y son relativamente anchos, sólo para las densidades más altas comienza a percibirse un efecto incipiente de perfil hueco.

Tal como fué analizado en [1], estos perfiles radiales se ensanchan al aumentar la densidad del plasma (Fig.5.2) y se estrechan ligeramente con el aumento de la energía de inyección.

Para el resto de las configuraciones el comportamiento es análogo (Fig.5.3 y 5.4), incluso para las configuraciones extremas, aunque en las intermedias de mayor radio la tendencia al ensanchamiento y a la aparición de oquedad en el centro del plasma comienzan a ser más visibles.

6. Predicciones de las Leyes de escala

Los valores para la β central del plasma, en la configuración de Referencia, predichos por algunas de las leyes de escala más usuales en Stellarators [11], aparecen en la Fig.6.1a como función de la densidad central. Se trata de las Leyes de Escala Lackner-Gottardi (LGS), LHD, Gyro-reduced Bohm (GRB) e International Stellarator Scaling (ISS). Por su parte los tiempos de confinamiento global de la energía aparecen en la Fig.6.1b.

Se observará que la ley LHD predice para alta densidad una β central de 2.6% (valor medio en volumen 1.2 %) y un tiempo de confinamiento de 5.6 msec. Como es usual la ley GRB proporciona resultados más pesimistas (1.9 % para la β central, 4 msec. para el tiempo de confinamiento) mientras que las LGS e ISS, al poseer una dependencia explícita con la transformada rotacional, que es muy elevada en esta configuración, producen resultados extremadamente favorables (3.6% y 7.7 msec. la primera, 3.2% y 7.0 meg. la segunda).

Los valores predichos para el resto de las configuraciones aparecen en la [Fig.6.2](#) para el caso de densidad alta (d6). Como era de esperar las configuraciones de transformada rotacional intermedia dan lugar a predicciones similares a las de la [ref2](#), con ordenación similar, en casi todos los casos, para las diversas leyes de escala. Únicamente la configuración [e](#), a causa de su baja transformada rotacional, muestra una inversión entre la ley LHD y la ISS, aunque con valores muy parecidos en ambas.

Se observará también que, salvo para ese caso extremo (y en menor medida para la configuración [d](#)), los valores predichos por la ley LHD para la β central son siempre superiores al 2%, incluso para los casos dominados por efectos resonantes [c68](#) y [b](#).

Por último las predicciones correspondientes al límite de densidad semiempírico [13] dan lugar siempre a valores centrales superiores a $11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, que es el que corresponde a la configuración [e](#), en la que aparece el mínimo, mientras que las configuraciones de transformada rotacional intermedia producen valores situados de entre 15 y $17 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, máximo que se alcanza para la configuración de referencia. Según esto, este régimen de alta densidad sería accesible para todas las configuraciones útiles.

7. Conclusiones

El análisis teórico de la absorción y pérdidas en la inyección de haces neutros, en ausencia de campo eléctrico radial, para las diversas configuraciones magnéticas del TJ-II, muestra los siguientes resultados:

- Las pérdidas de iones rápidos, fundamentalmente las directas, son las responsables del comportamiento de la absorción de potencia.
- En ausencia de campo eléctrico la contribución de las pérdidas retardadas es mínima, tanto con CX como sin él, y corresponde, casi exclusivamente, a partículas atrapadas de baja energía (1 a 5 keV).
- La presencia de sucesos de intercambio de carga no aporta más que diferencias cuantitativas.
- Existe una gran disparidad en el comportamiento de las pérdidas directas entre las dos direcciones de inyección CO y COUNTER. La primera produce siempre (con la única excepción de la configuración extrema e) pérdidas mayores.
- Para las configuraciones extremas (e y d por un lado, c68 y b por otro) las pérdidas directas son muy elevadas y debidas a efectos resonantes que se dejan sentir incluso para campo eléctrico nulo [3], debidos a la resonancia 0 en el primer caso y a la -2 en el segundo. Esas configuraciones extremas serían poco convenientes para la inyección de neutros en el TJ-II.
- Las configuraciones intermedias (ref2, c40, c44, etc.) se encuentran igualmente alejadas de ambas resonancias por lo que sus niveles de pérdidas son más reducidos, dando lugar a tasas de absorción muy aceptables, superiores a un 60% de la potencia entrante en el toro a 40 keV y alta densidad, lo que corresponde a unos 1.2 MW absorbidos en el plasma en inyección balanceada.

En conclusion, la posible presencia de efectos resonantes en las pérdidas directas constituye el elemento clave para explicar el comportamiento de la absorción en las diversas configuraciones magnéticas y, por consiguiente, será analizada en una próxima publicación [3]. Por otro lado todas las configuraciones situadas en una amplia zona del diagrama de flexibilidad alrededor de la configuración de Referencia parecen igualmente adecuadas para la inyección de haces neutros en el TJ-II.

Referencias

- [1]. J.Guasp, M.Liniers. "Comportamiento de las pérdidas instantáneas y retardadas en la inyección de neutros del TJ-II". Informe CIEMAT-761. Septiembre 1995.
- [2]. TJ-II Group. "Application for Preferential Support (Phase II) for TJ-II Neutral Beam Injection". EUR-FU (97) CCFP 74/8.5, 1997.
- [3]. J.Guasp, M.Liniers, C.Fuentes. "Efectos resonantes durante la moderación de haces neutros en el TJ-II". Informe CIEMAT, próxima publicación.
- [4]. TJ-II Group. "First plasmas in the TJ-II Flexible heliac". 17th IAEA Fusion Energy Conference . Yokohama , Japan, October 1998
To be published in the Proceedings of the Conference: Fusion Energy 1998
- [5]. J.Guasp, M.Liniers. "Dependencia de las pérdidas directas y de las propiedades de atrapamiento con la Configuración magnética del TJ-II". Informe CIEMAT-845. Mayo 1998.
- [6]. G.C.Lister. Report IPP 4/222. IPP Garching 1985.
- [7]. G.C. Lister. Status/Report at IPP, IPP Garching 1986.
- [8]. A.Teubel. IPP/Report 4/26, IPP Garching 1994.
- [9]. A.Teubel, J.Guasp, M.Liniers. "Montecarlo simulations of neutral beam injection into the TJ-II helical axis Stellarator". Report IPP 4/268. IPP Garching. March 1994.
- [10]. A.H.Boozer. Physics Fluids **23**, 904 (1980).
- [11]. J. Guasp, F. Castejón, M. Liniers, B. van Milligen . "Transport Studies in TJ-II" 10th International Workshop on Stellarators, Madrid, Spain, 1995
- [12]. H.Howe. "Physics models in the toroidal transport code PROCTR". Report ORNL/TM-11521 (1990).
- [13]. S.Sudo, Y.Takeiri et al. Nucl. Fus. **30**, 11 (1990)
- [14]. M.Liniers et al. "Neutral Beam Injection system for TJ-II". 20th SOFT. September 1998. Marseille. France.
- [15]. R.H.Fowler, R.N.Morris, J.A.Rome. Physics Fluids **30**, 997 (1990).
- [16]. C.Fuentes, M.Liniers, J.Guasp. "Estudios de sensibilidad para el sistema de inyección de neutros del TJ-II". Informe CIEMAT, próxima publicación.
- [17]. J. Guasp, M.Liniers . "Influencia del campo eléctrico en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II". Informe CIEMAT-827, Mayo 1997
- [18]. J. Guasp, M.Liniers . "Influencia de las Resonancias del campo eléctrico radial sobre las órbitas de partículas y los conos de pérdidas en el TJ-II". Informe CIEMAT-832, Julio 1997.

Lista de Figuras

§2

Fig.2.1 Diagrama de flexibilidad del TJ-II mostrando la localización de las 9 configuraciones seleccionadas.

Eje horizontal (I_{cc}): Corriente en el conductor circular (CC)

Eje vertical (I_{hc}): Corriente en el conductor helicoidal (HC).

Las líneas curvadas del diagrama representan valores constantes para la transformada rotacional en el eje $t(0)$.

Fig.2.2 Propiedades de las configuraciones, ordenadas según valores crecientes de la transformada rotacional en el eje.

- Corriente del conductor helicoidal correspondiente a cada configuración,
- Transformada rotacional en el eje
- Radio medio del plasma.

Fig.2.3 Similar a la Fig.2.2 para:

- Ripple* magnético en el borde del plasma (cf. Tabla 2.I).
- Idem. en el eje.
- Excursión del eje magnético.

Fig.2.4 a) Dependencia con el radio de la configuración de:

rizado (*ripple*) del campo magnético en el borde del plasma ($\delta B(a)$),

elongación del eje magnético (dR_{ax}),

ripple en el eje ($\delta B(0)$)

- Dependencia con la transformada rotacional en el eje de las magnitudes anteriores

§3

Fig.3.1 a) Dependencia de la absorción (P_{abs}), de las pérdidas de *shine through* (*sh*), de las de CX y de iones rápidos totales (olt) con la densidad central del plasma. Configuración de referencia, caso balanceado, 40 keV con CX.

- Idem. para la dependencia con la energía del haz a densidad intermedia ($d4$).

Fig.3.2 a) Dependencia con la densidad central de la absorción y de las pérdidas totales de iones rápidos para los casos con y sin CX.

- Idem. en función de la energía del haz.

Fig.3.3 a) Dependencia con la densidad central de la fracción de la potencia absorbida por los iones para los casos con y sin CX.

- Idem. en función de la energía del haz.

Fig.3.4 a) Dependencia de la fracción de pérdidas de *shine through* con la densidad central para las 9 configuraciones seleccionadas.
b) Idem. para la fracción de potencia absorbida.

Fig.3.5 a) Similar a Fig.3.4 para las pérdidas de CX.
b) Idem. para pérdidas totales de iones rápidos

Fig.3.6 Dependencia con el radio de la configuración de las pérdidas por *shine through* .

Fig.3.7 Dependencia con el radio de la configuración de la potencia absorbida, de las pérdidas por *shine through* y de las de iones rápidos (totales).
En fracción de la potencia entrante en el toro.
a) Densidad intermedia (d4)
b) Densidad alta (d6)

Fig.3.8 Dependencia con la transformada rotacional en el eje de la potencia absorbida, de las pérdidas por CX y de las de iones rápidos (totales). En fracción de la potencia disponible en el plasma.
a) Densidad intermedia (d4)
b) Densidad alta (d6)

Fig.3.9 Similar a la Fig.3.8 para:
a) Comparación entre los casos con y sin CX (densidad intermedia)
b) Fracción de potencia absorbida por los iones del plasma.

Fig.3.10 Comparación de la absorción de potencia entre la inyección CO y COUNTER con y sin CX (caso d4)

§4

Fig.4.1 Similar a la Fig.3.9 para:
a) Pérdidas totales (olt) e instantáneas (olpr) de iones rápidos para inyección CO y COUNTER en el caso con CX (densidad intermedia, d4).
b) Idem. para el caso sin CX.

Fig.4.2
a) Fracción de pérdidas instantáneas para los iones rápidos en los casos CO y COUNTER, con y sin CX (d4).
b) Pérdidas de CX y pérdidas de iones rápidos retardadas con y sin CX para el caso de inyección balanceada (d4).

Fig.4.3 Pérdidas de iones rápidos retardadas para los casos CO y COUNTER (densidad intermedia, d4)
a) Caso con CX
b) Caso sin CX

§5

Fig.5.1 Perfiles radiales de deposición de potencia para la configuración de Referencia:

H(r): perfil de nacimiento de los iones rápidos

Pabs: perfil de potencia total absorbida

pelec: perfil de potencia total absorbida por los electrones

pion: Idem. para los iones del plasma.

a) densidad intermedia, 40 keV

b) densidad alta, 40 keV

Fig.5.2 Perfiles radiales de deposición para varias densidades centrales
(configuración de Referencia, 40 keV)

a) Perfil de nacimiento de los iones rápidos

b) Perfil de potencia total absorbida

Fig.5.3 Similar a la Fig.5.1 para:

a) Configuración c48

b) Configuración d

Fig.5.4 Perfiles radiales de potencia total absorbida para varias configuraciones
40 keV, densidad intermedia (d4).

§6

Fig.6.1 Predicciones de diversas leyes de escala utilizadas en Stellarators.

Dependencia con la densidad central para la configuración ref2 a 40 keV

a) Valor central de la β del plasma (en %).

b) Tiempo de confinamiento global de la energía (en mseg.)

Fig.6.2 Predicciones de las leyes de escala para las diversas configuraciones.

Caso de densidad alta (d6) a 40 keV.

a) Valor central de la β del plasma (en %).

b) Tiempo de confinamiento global de la energía (en mseg.)

TJ-II flexibility Modulated TF Coils

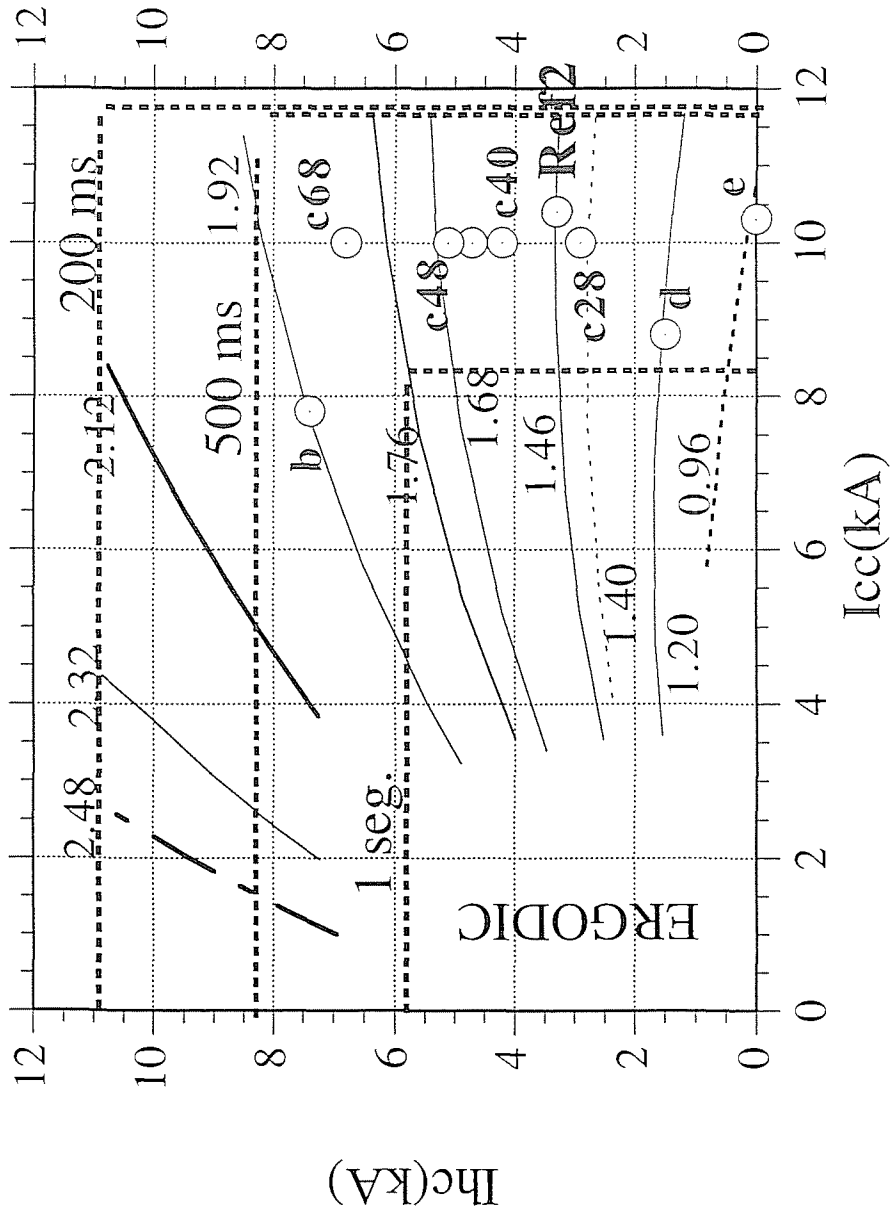


Fig.2.1

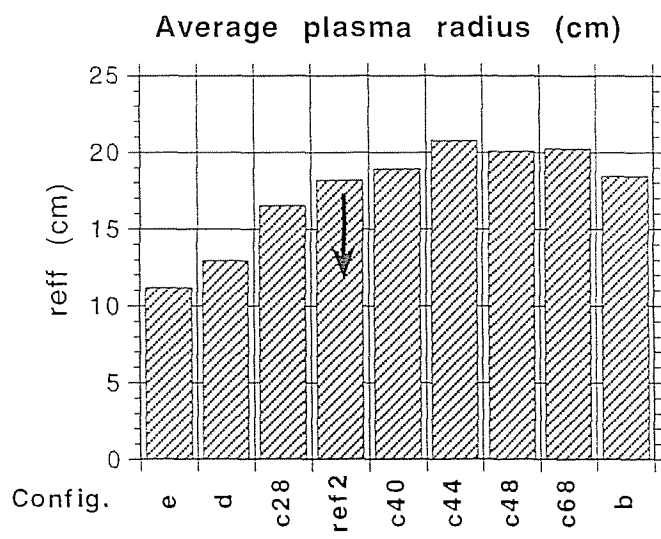
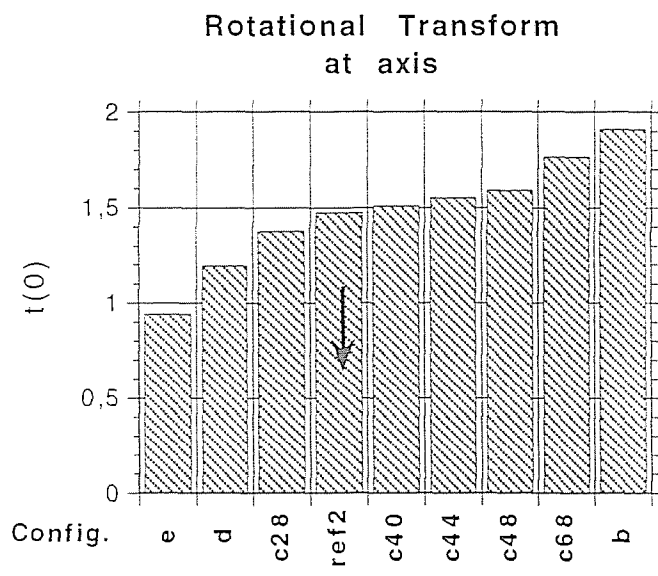
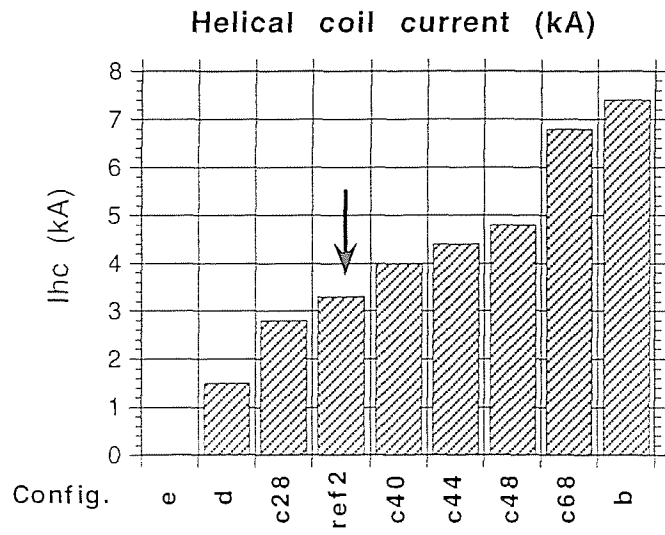


Fig.2.2

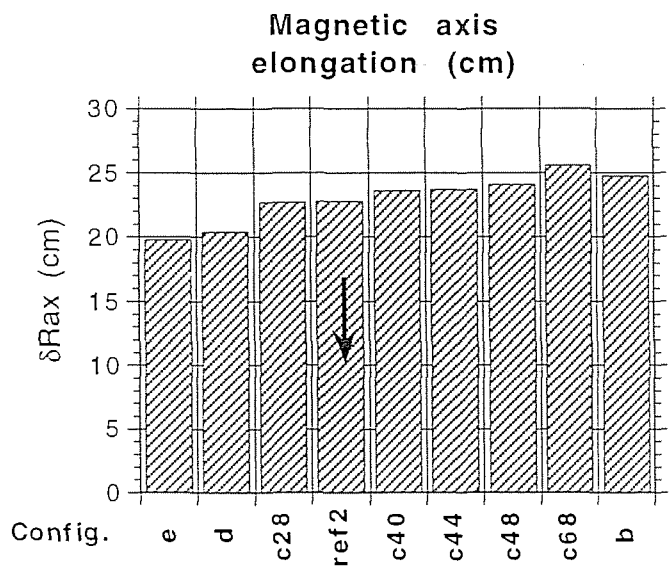
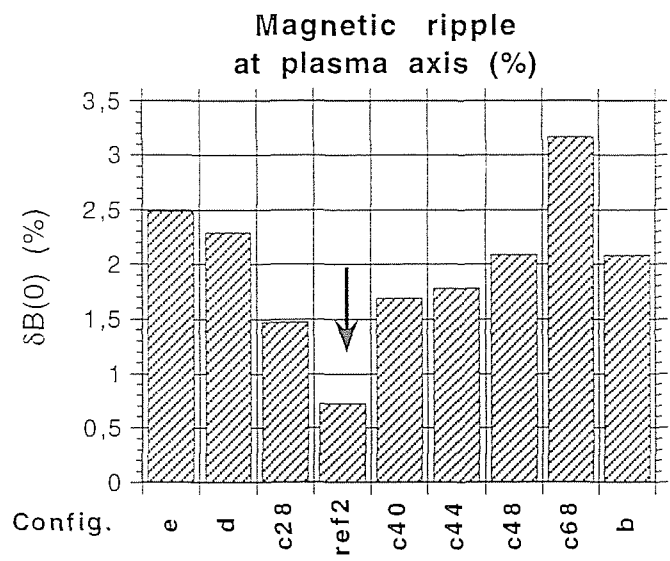
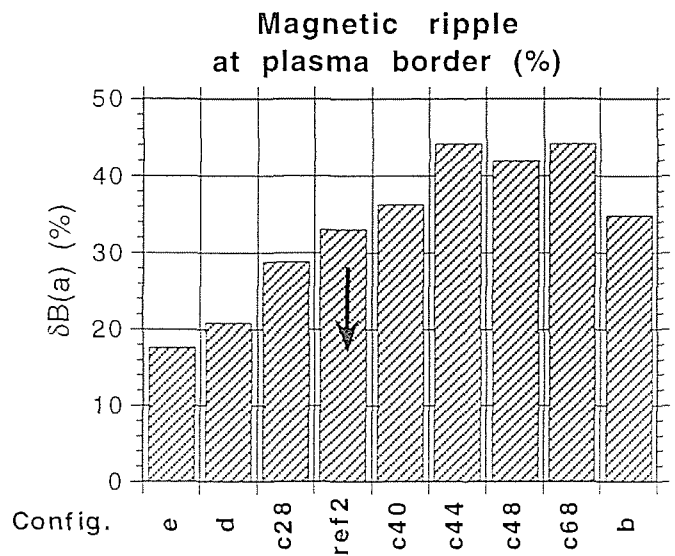


Fig.2.3

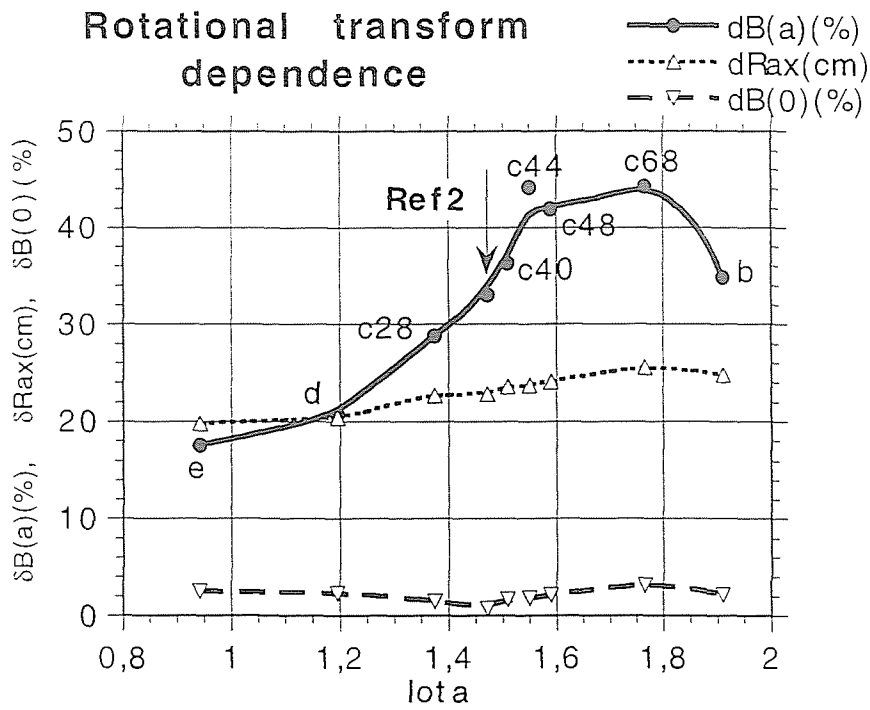
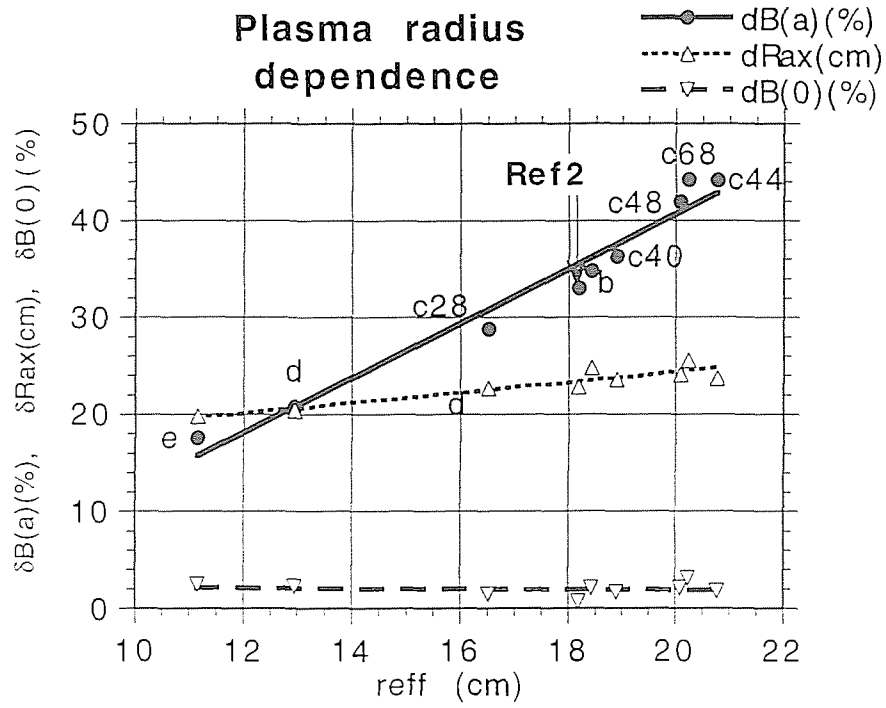


Fig.2.4

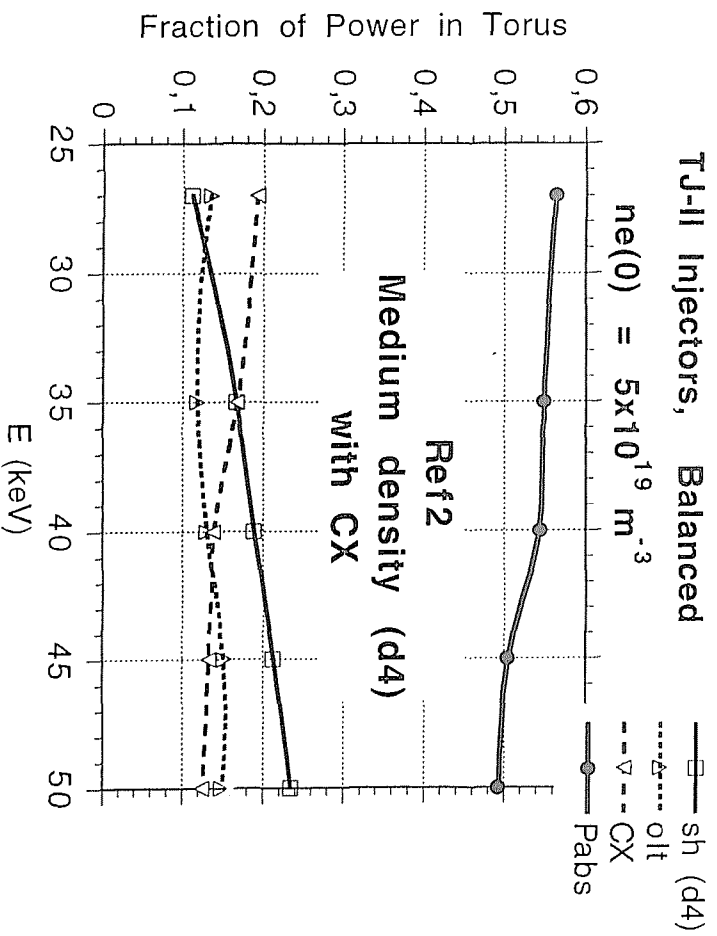
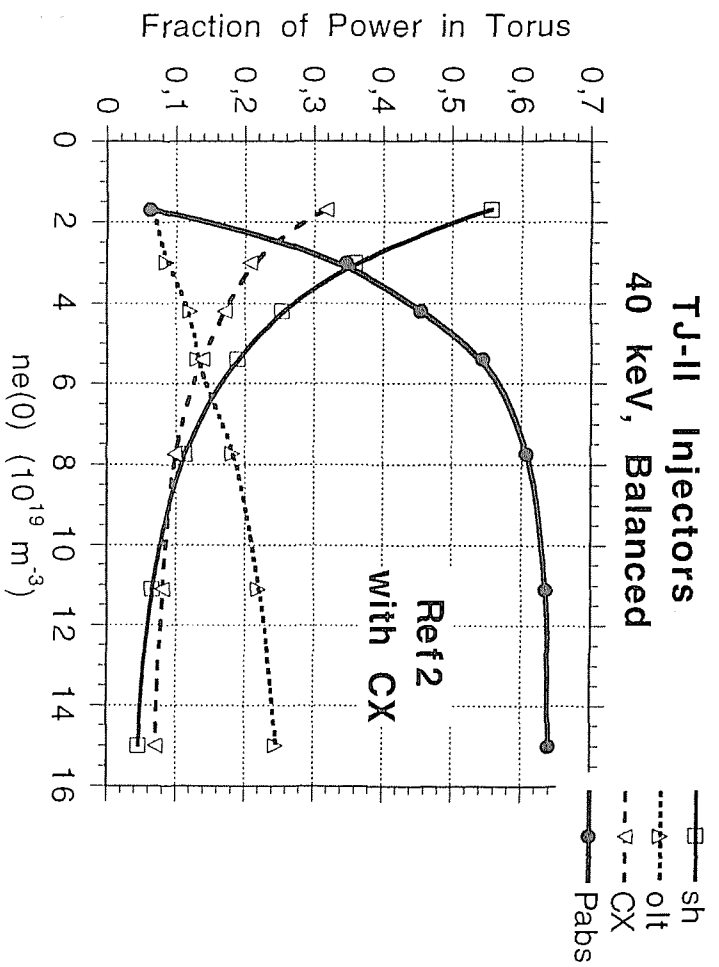


Fig.3.1

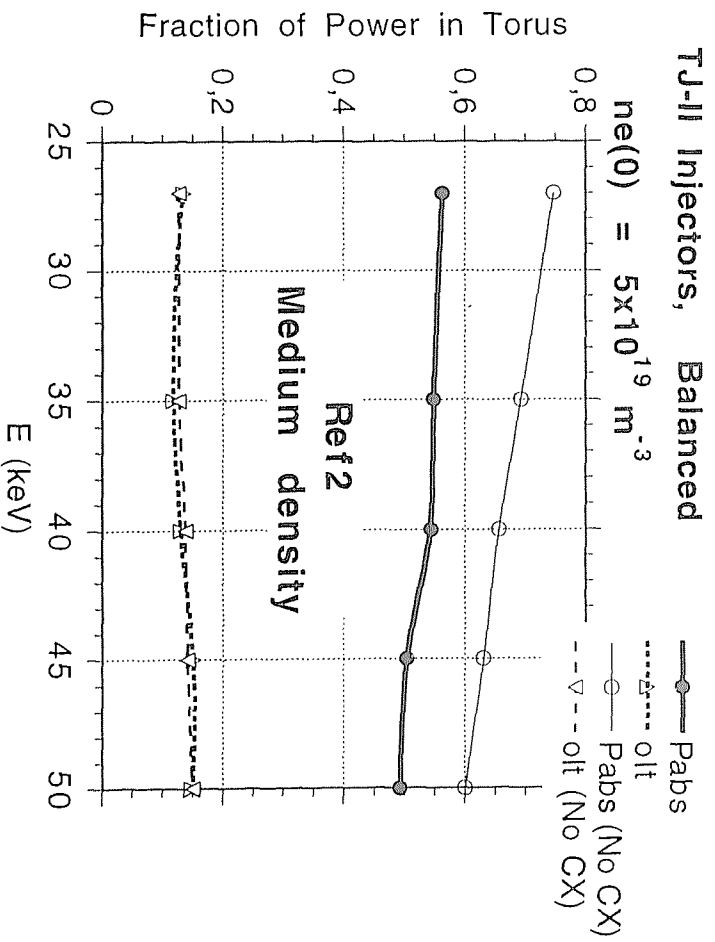
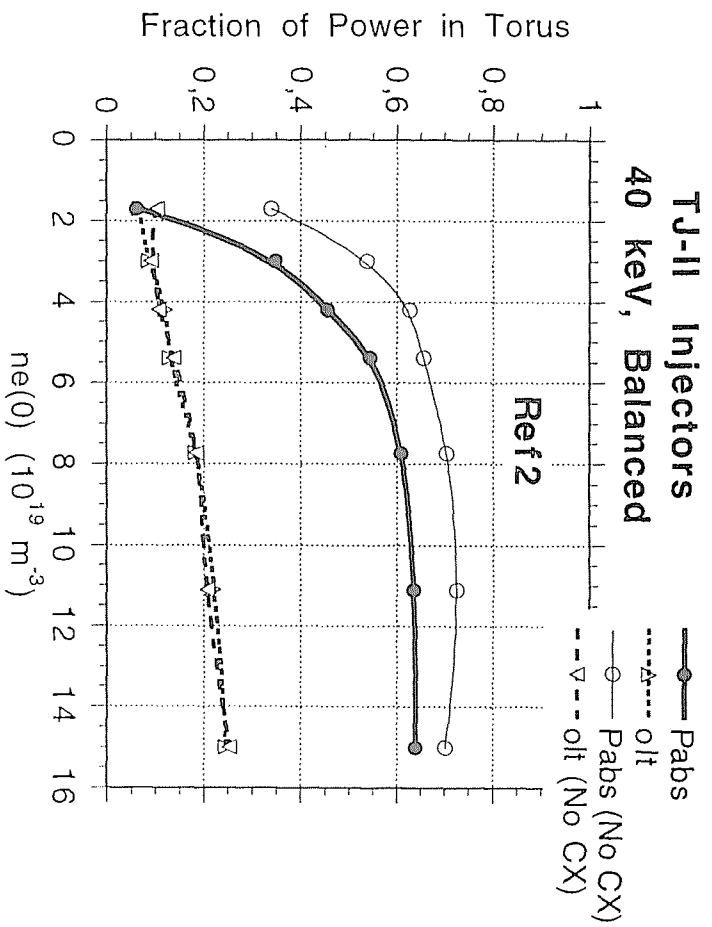


Fig.3.2

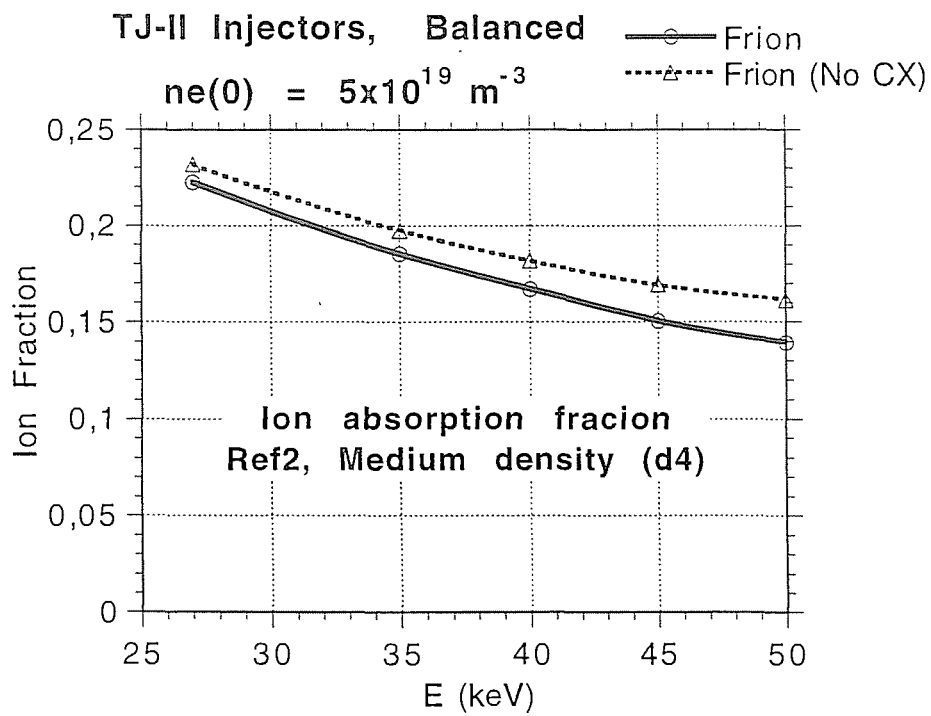
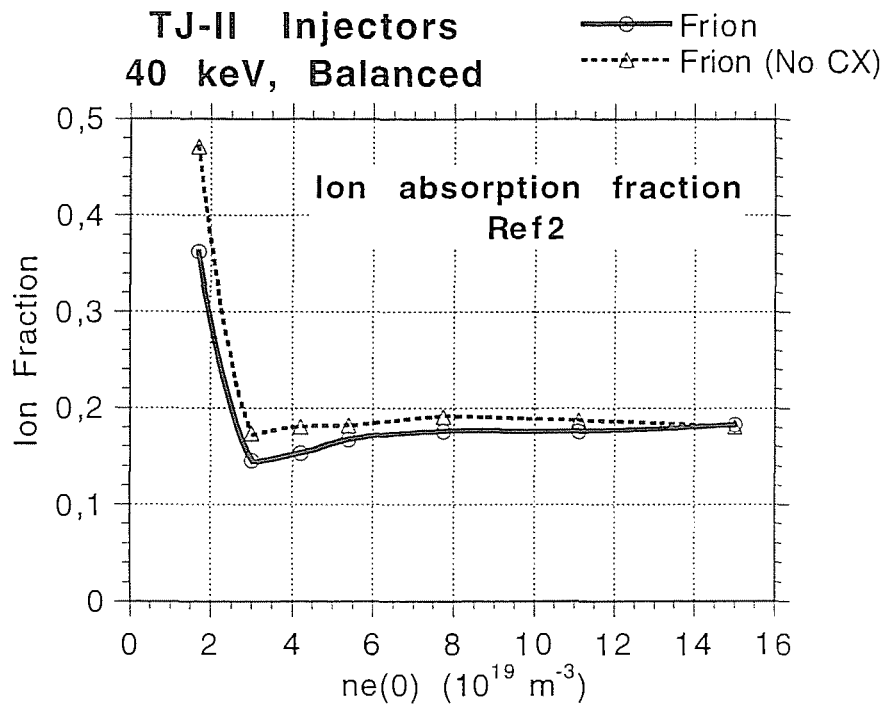


Fig.3.3

TJ-II Injectors
40 keV, Balanced, with CX

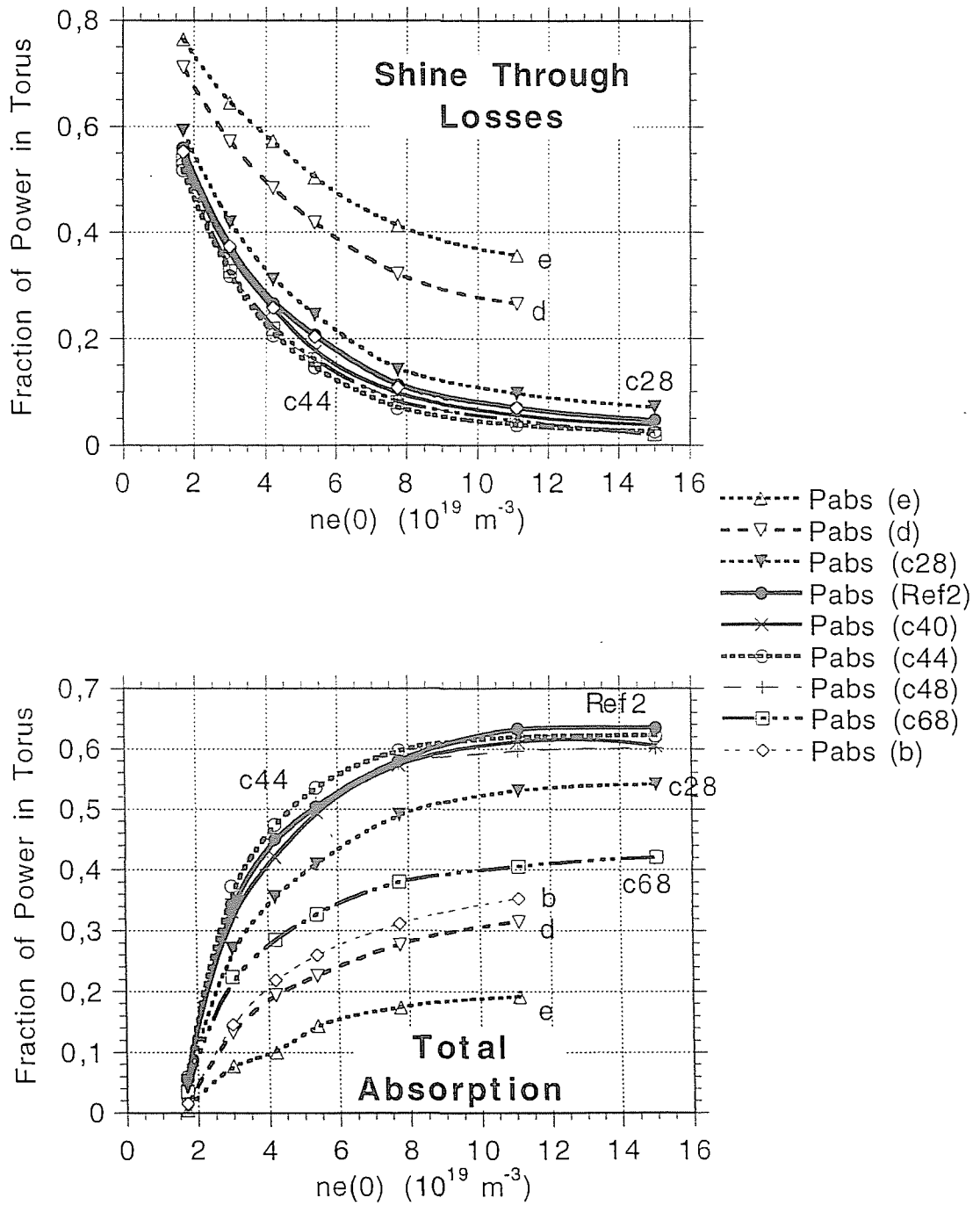


Fig.3.4

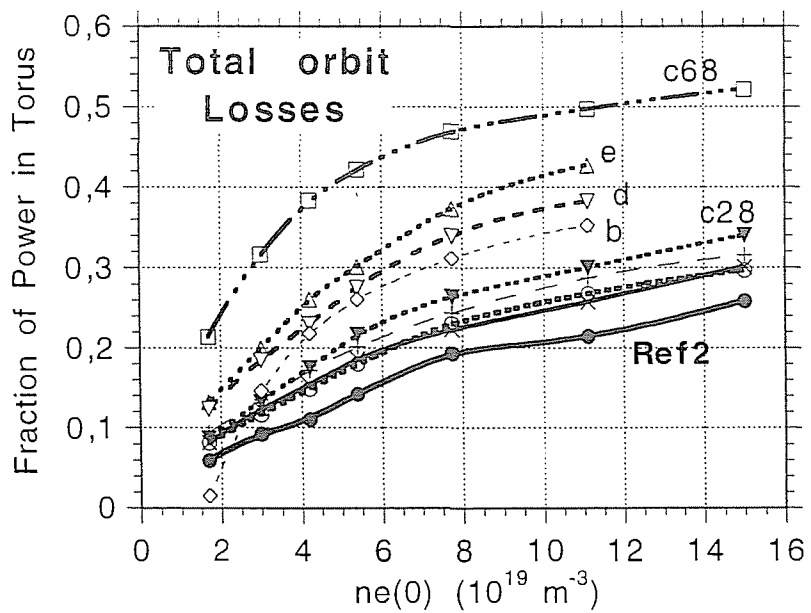
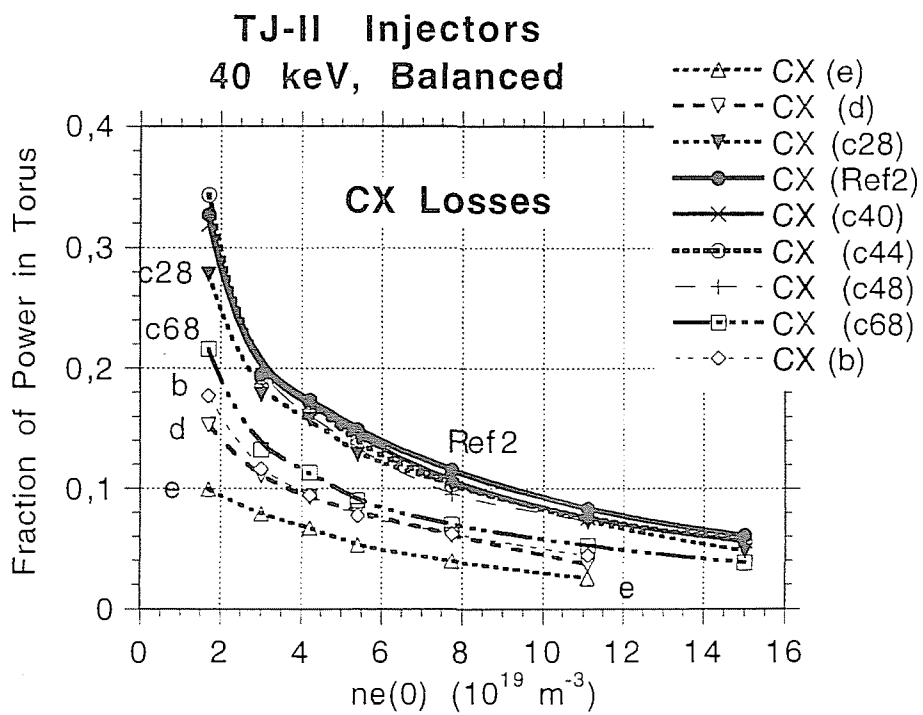


Fig.3.5

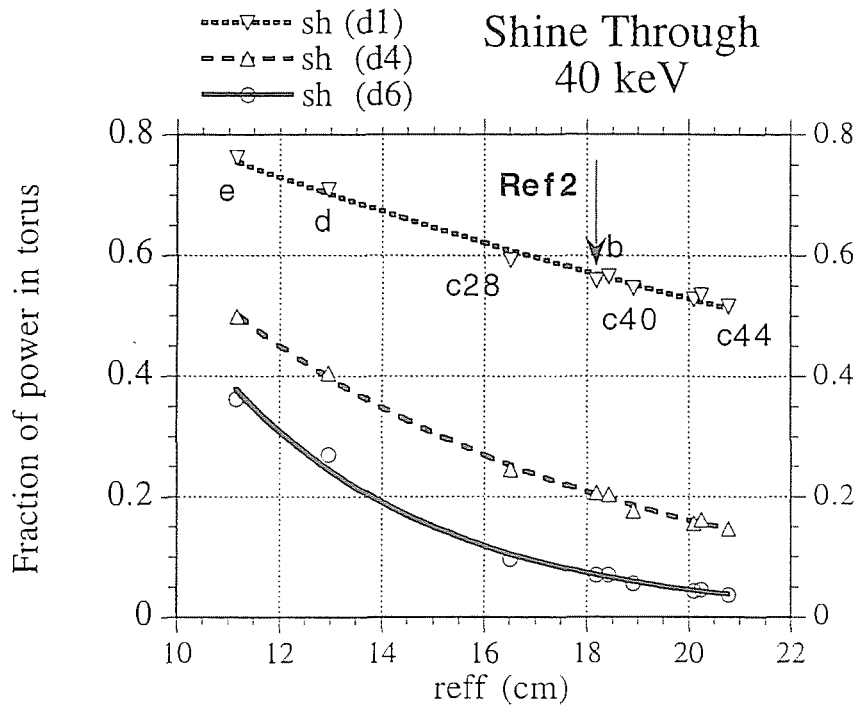


Fig.3.6

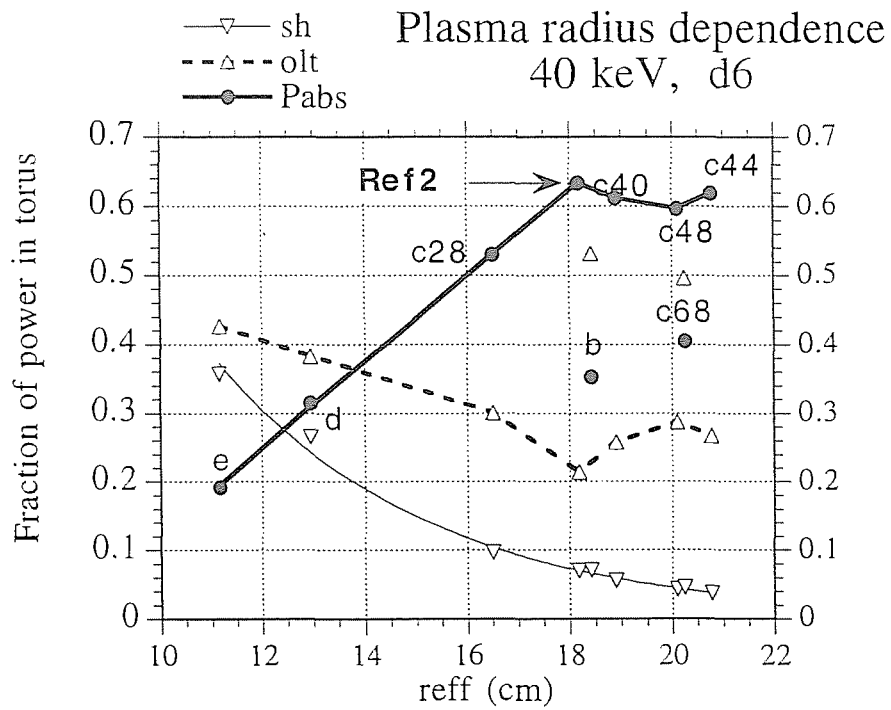
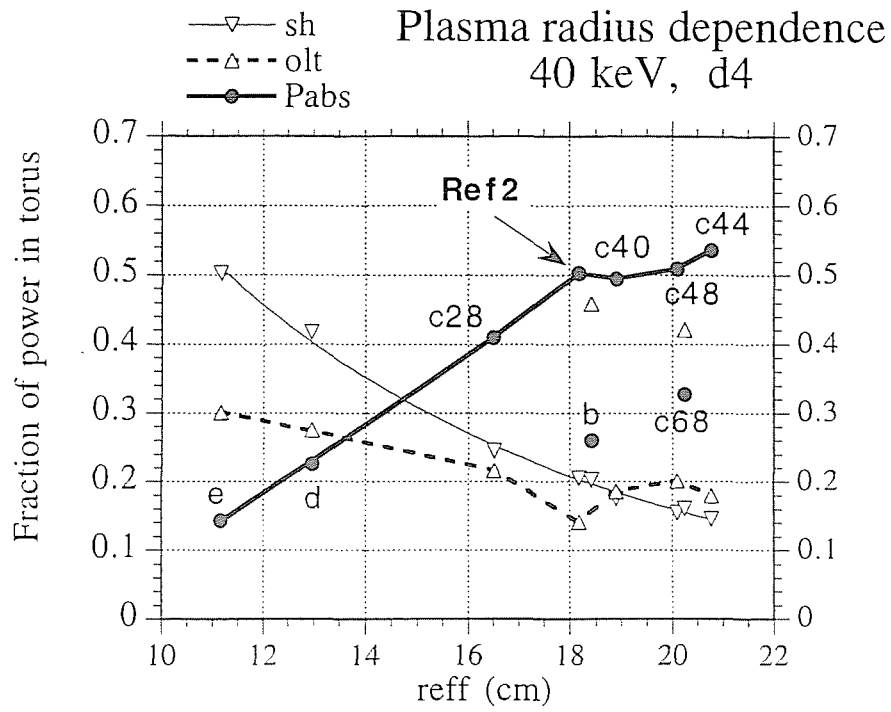


Fig.3.7

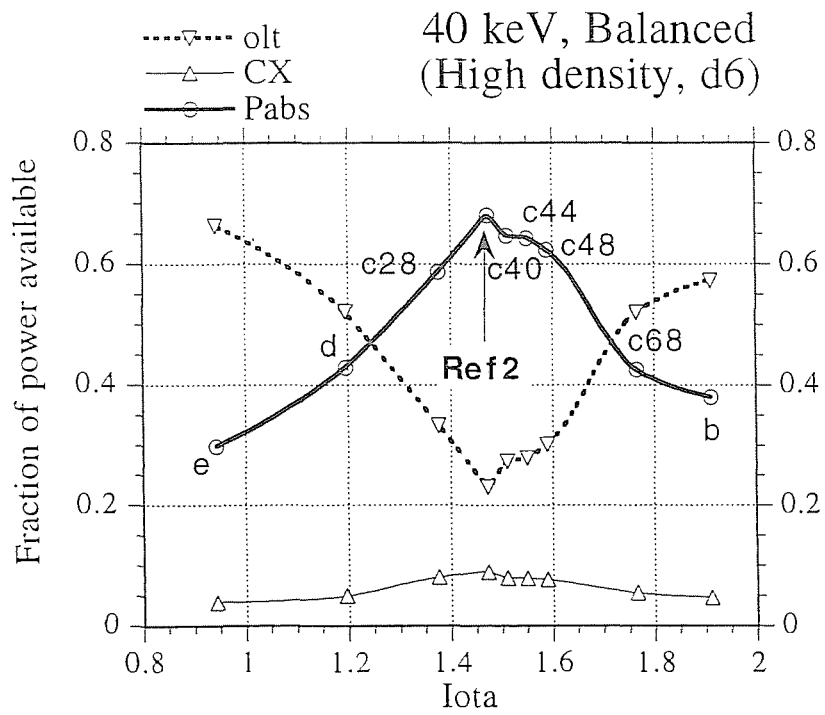
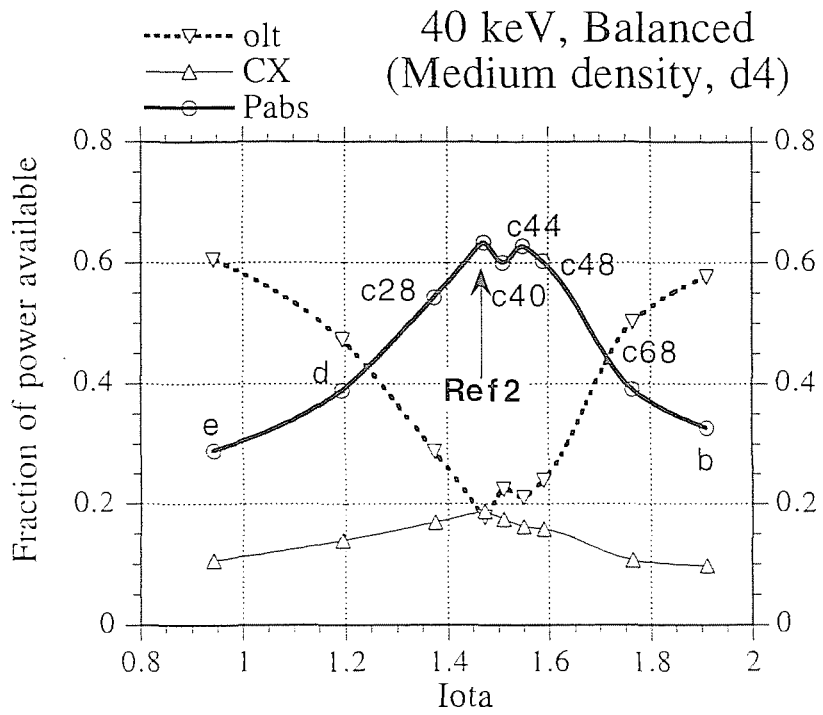


Fig.3.8

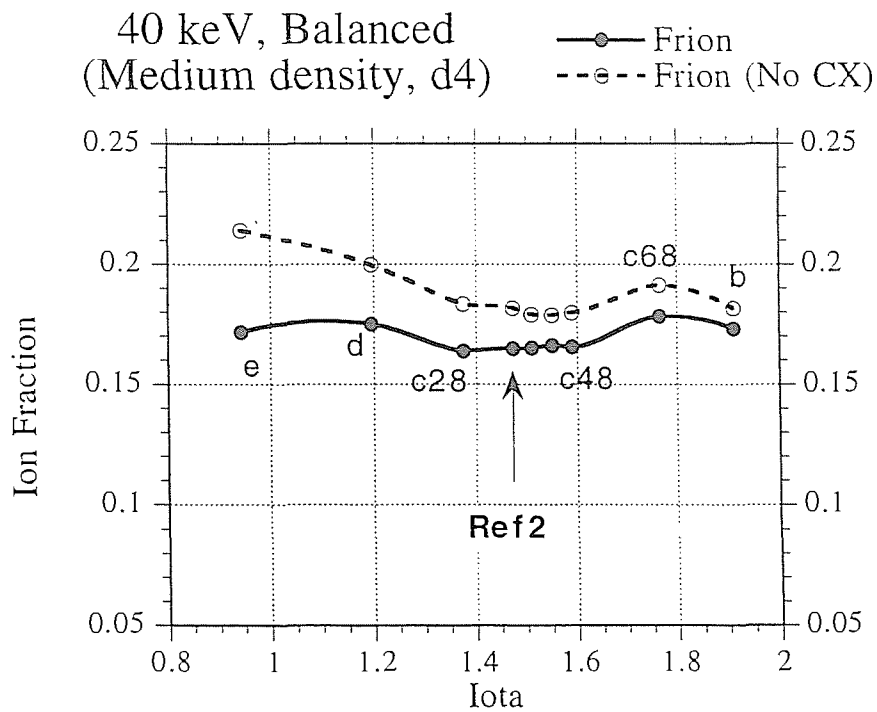
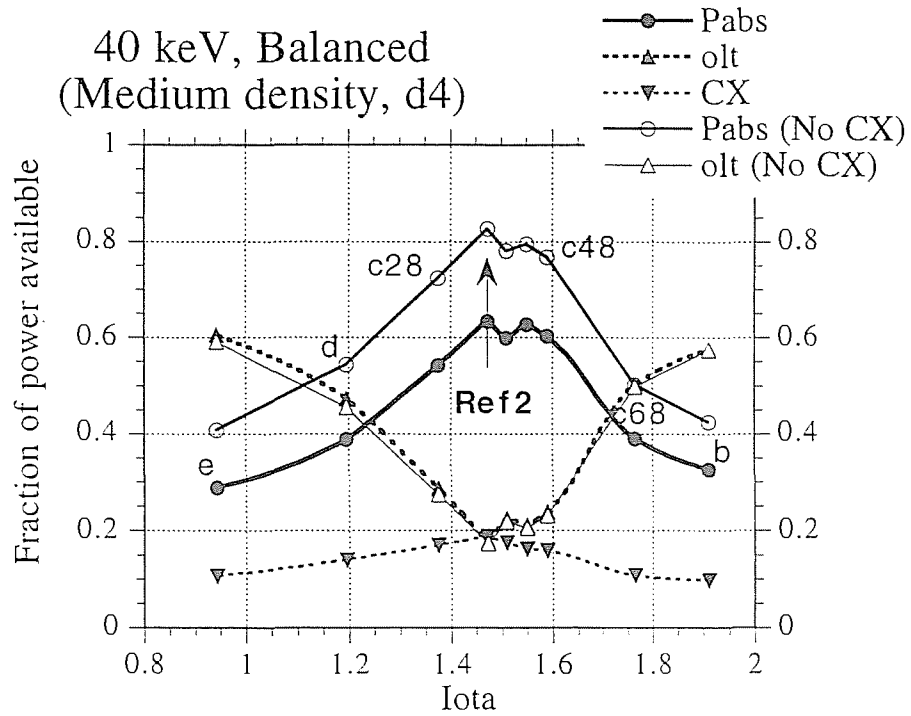


Fig.3.9

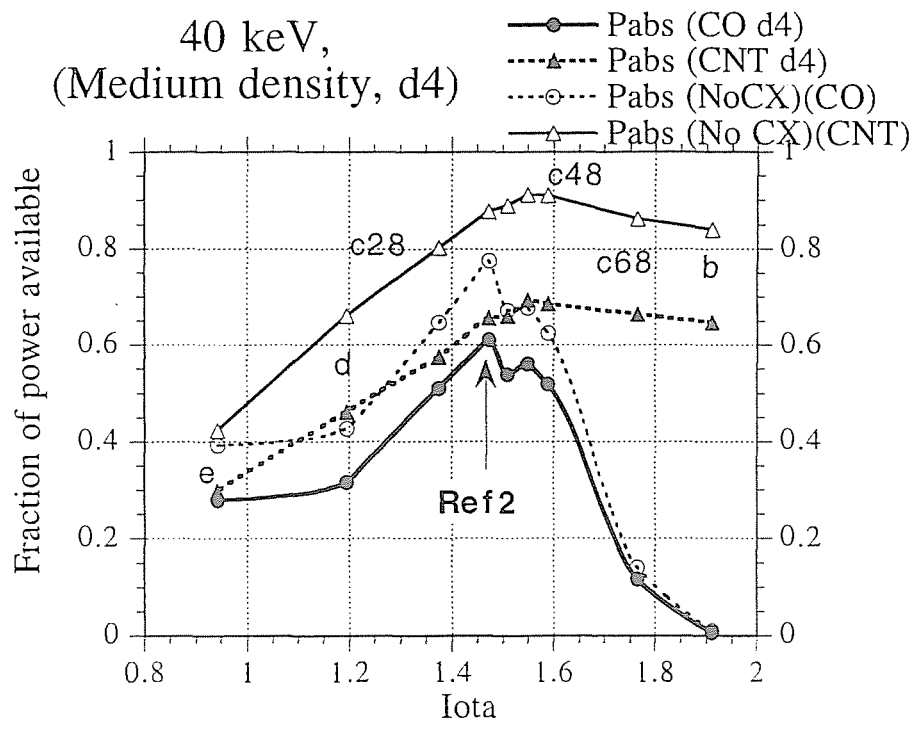


Fig.3.10

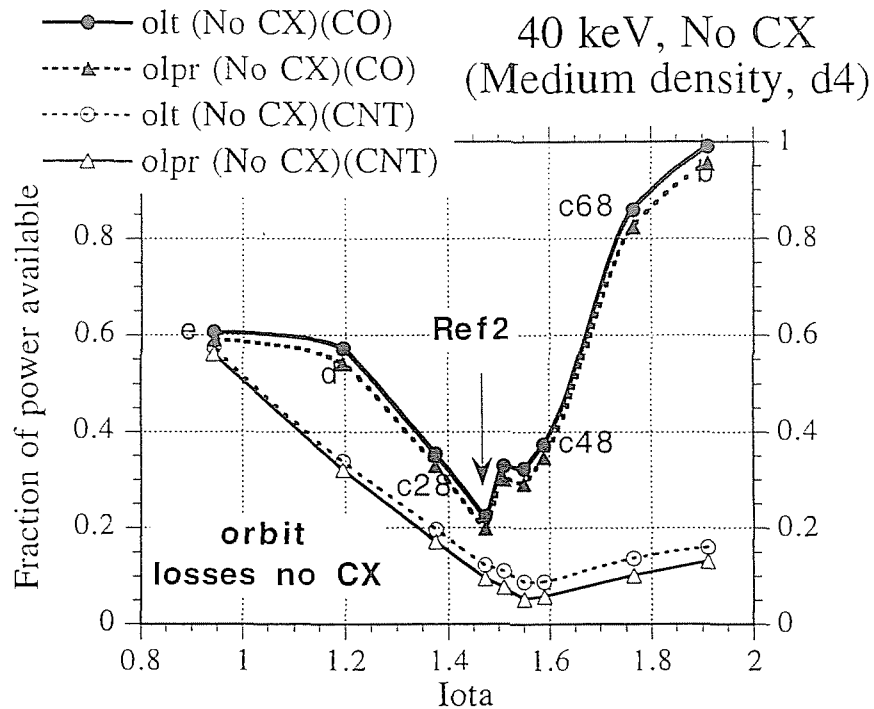
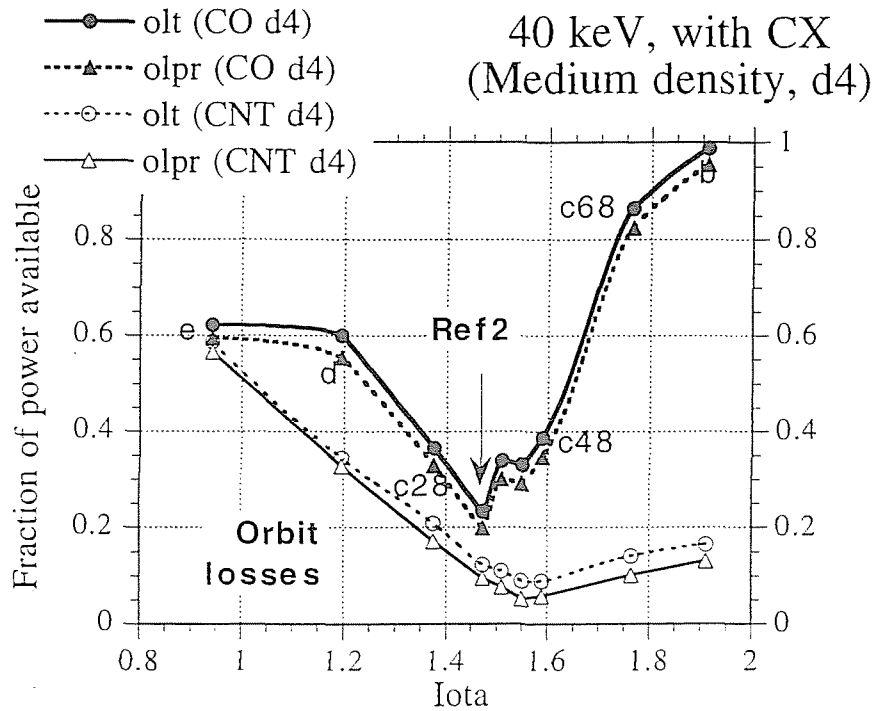


Fig.4.1

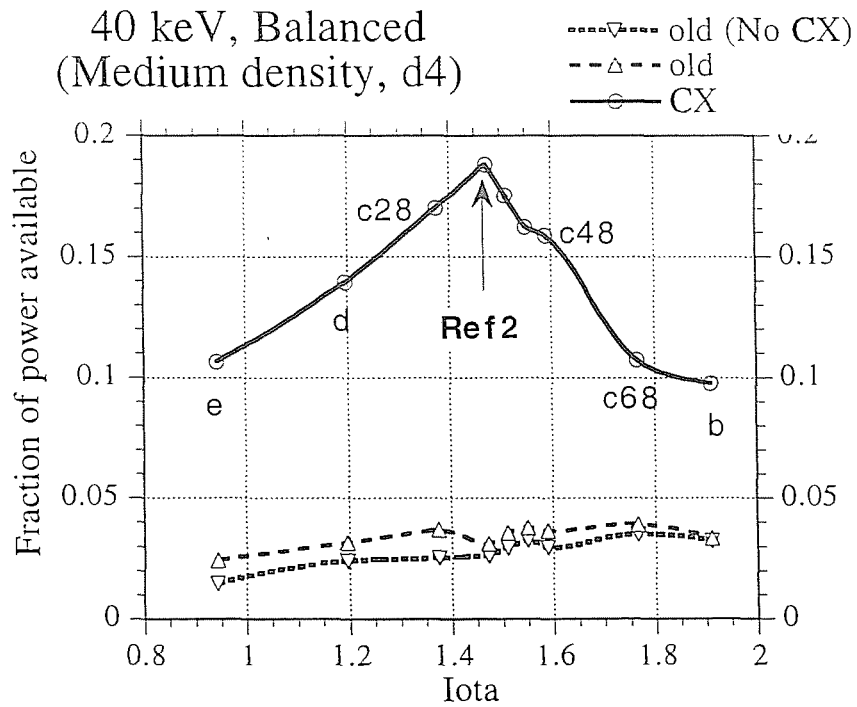
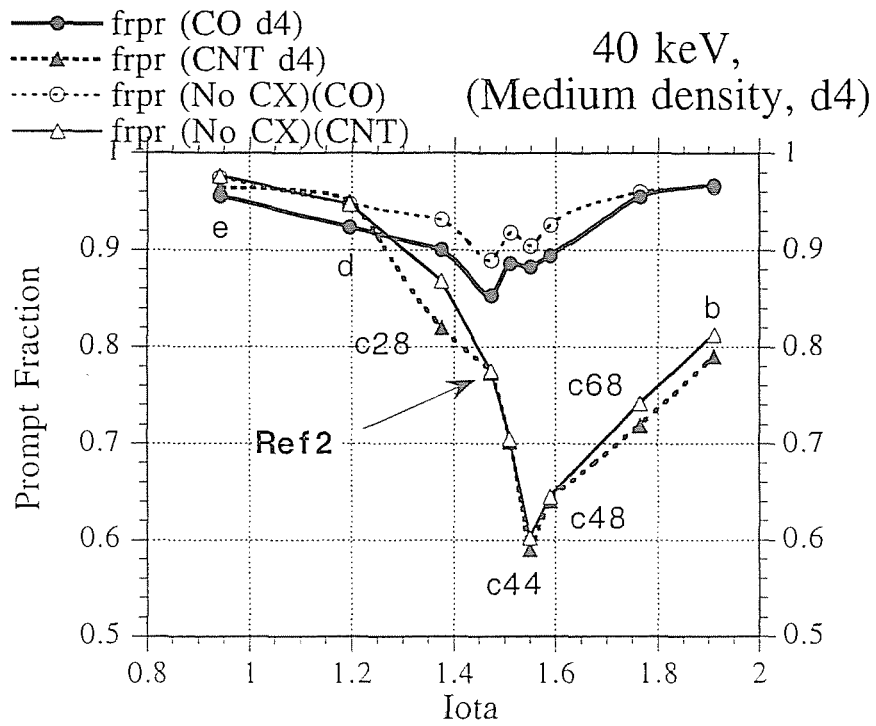
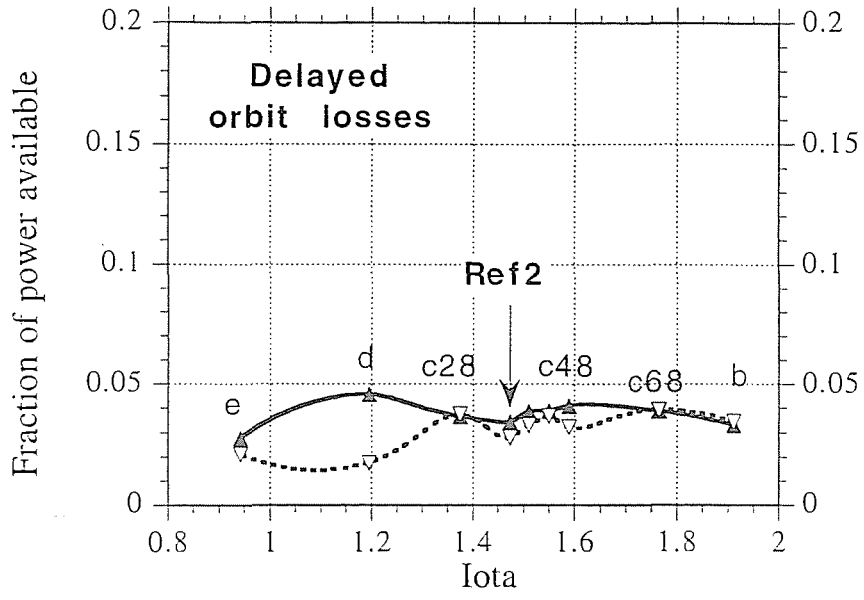


Fig.4.2

40 keV, with CX
(Medium density, d4)

—▲— old (CO d4)
- - - ▽ - - - old (CNT d4)



40 keV, no CX
(Medium density, d4)

—▲— old (No CX)(CO)
- - - ▽ - - - old (No CX)(CNT)

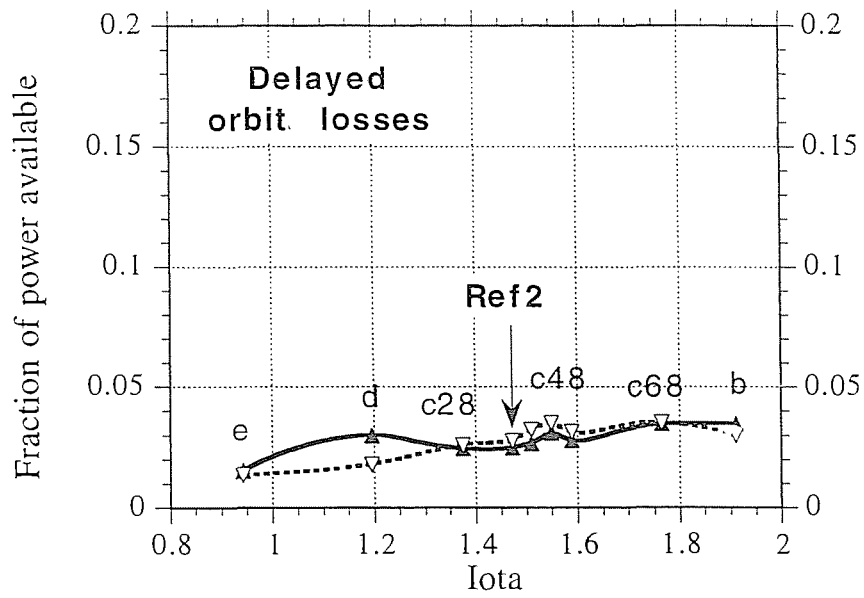


Fig.4.3

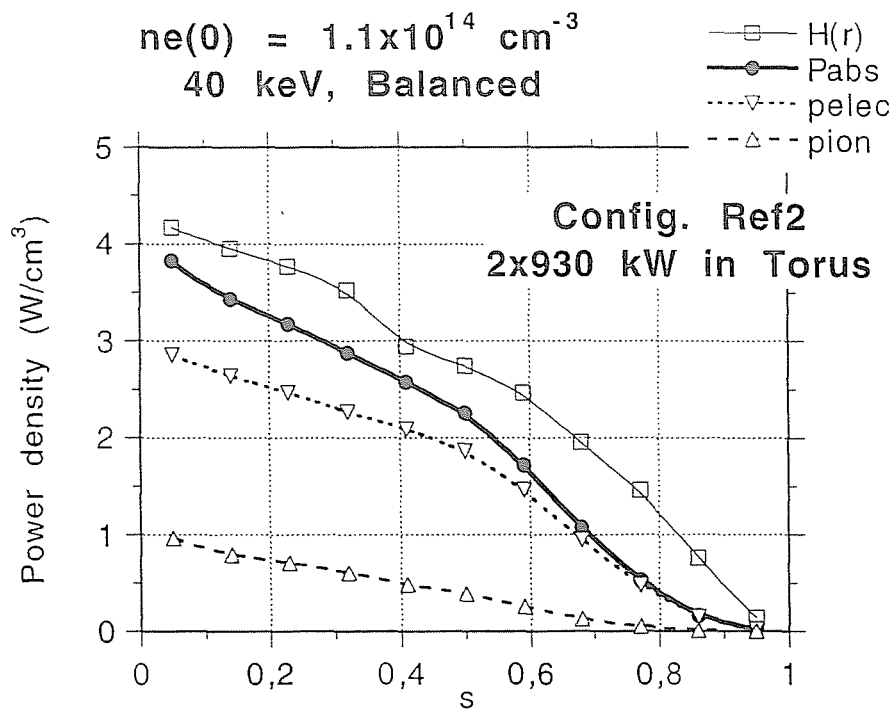
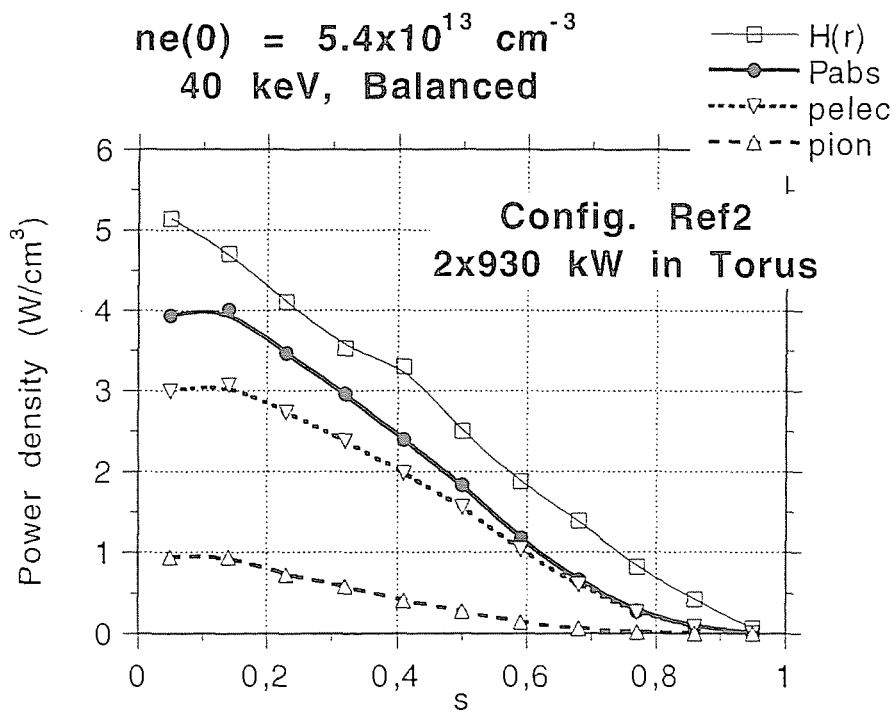


Fig.5.1

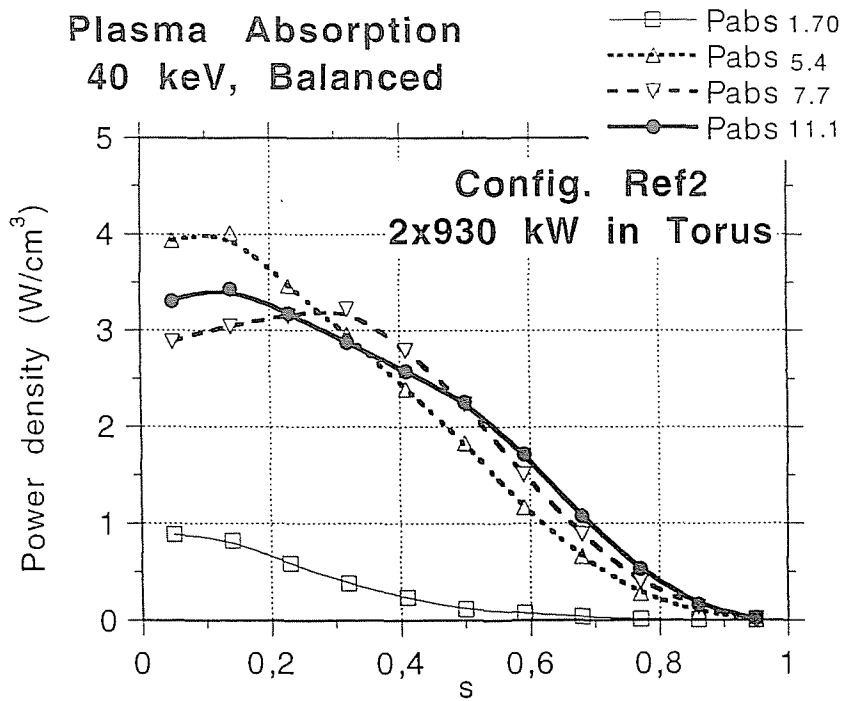
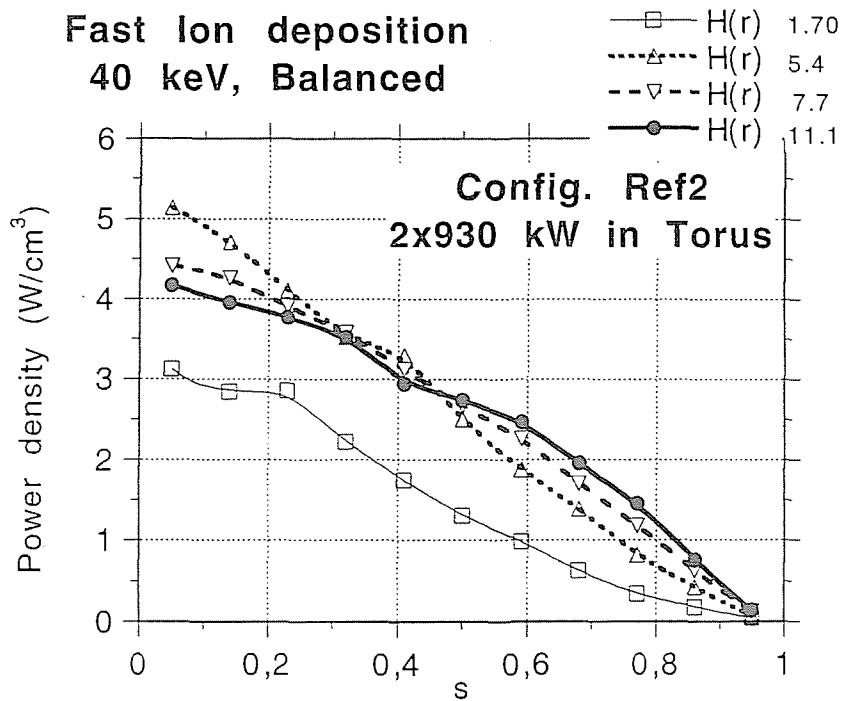


Fig.5.2

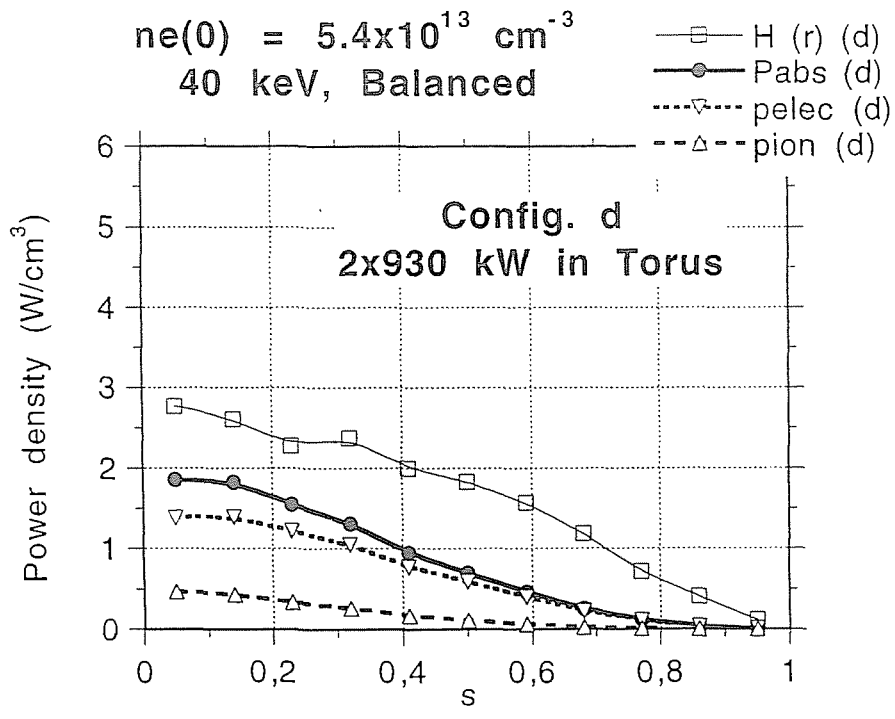
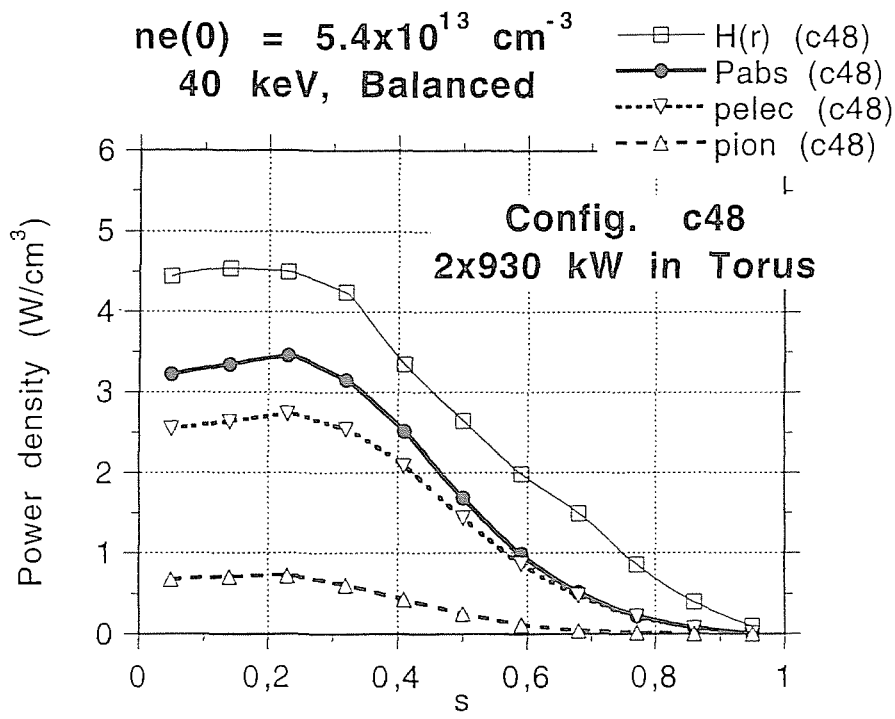


Fig.5.3

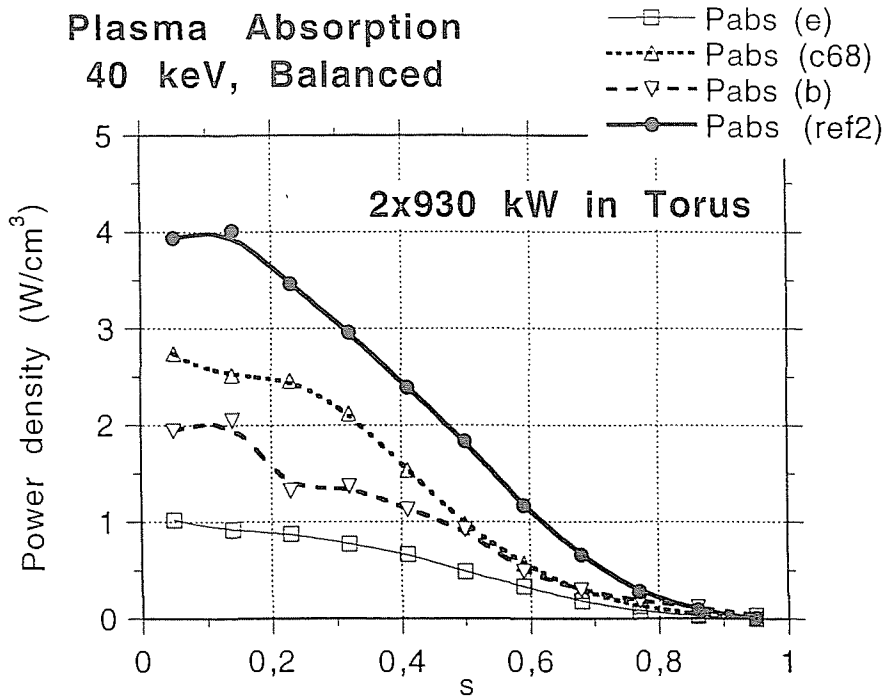
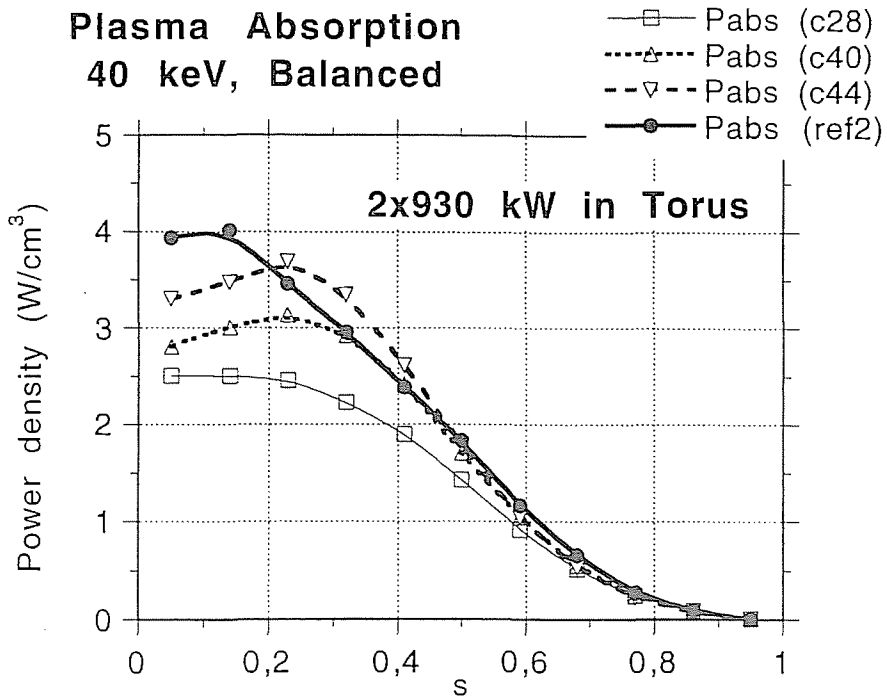


Fig.5.4

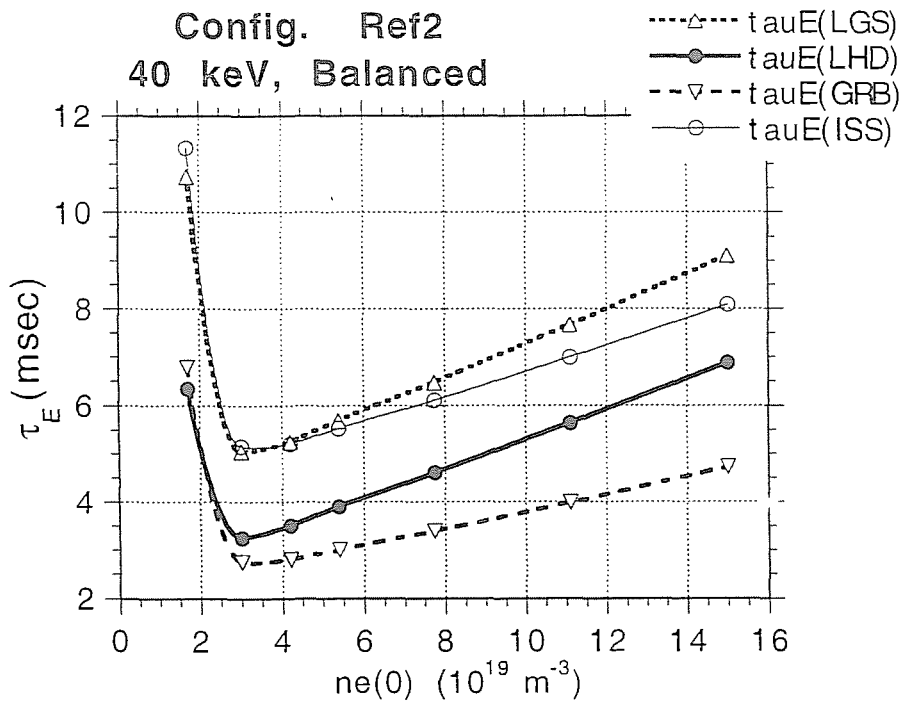
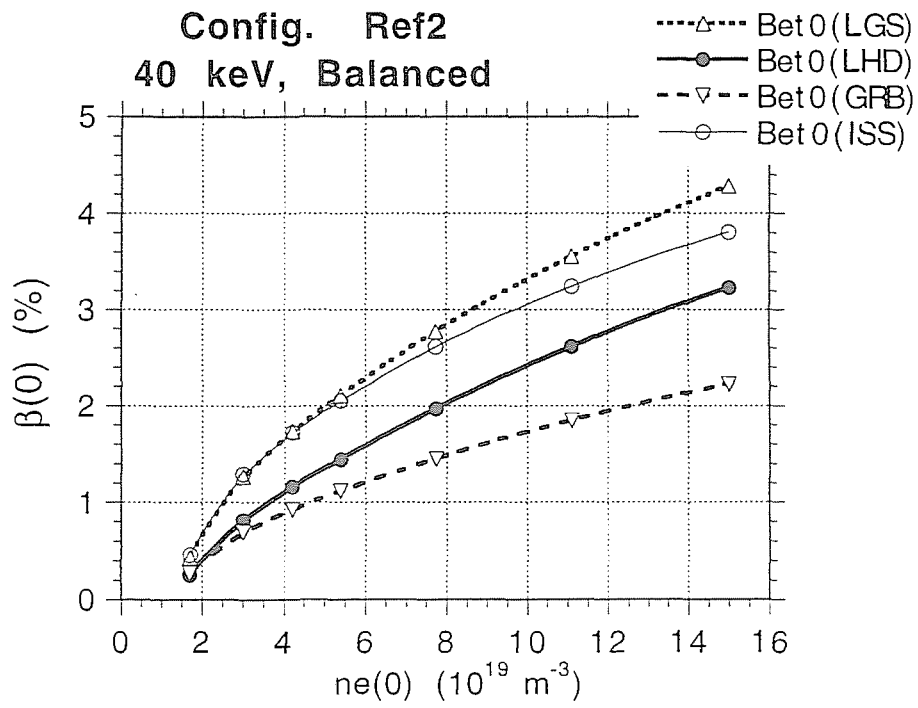
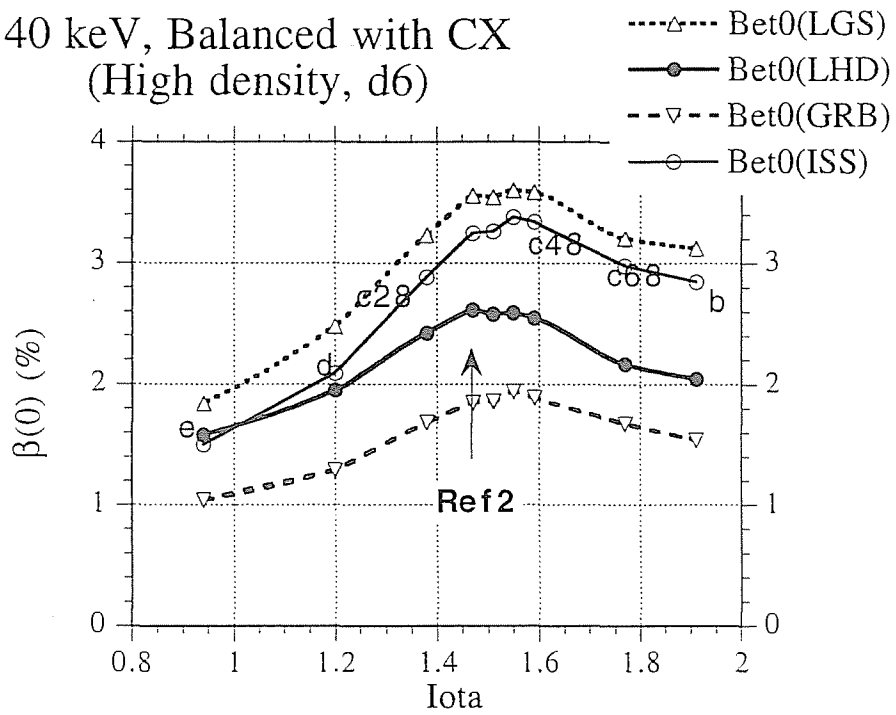


Fig.6.1

40 keV, Balanced with CX
(High density, d6)



40 keV, Balanced with CX
(High density, d6)

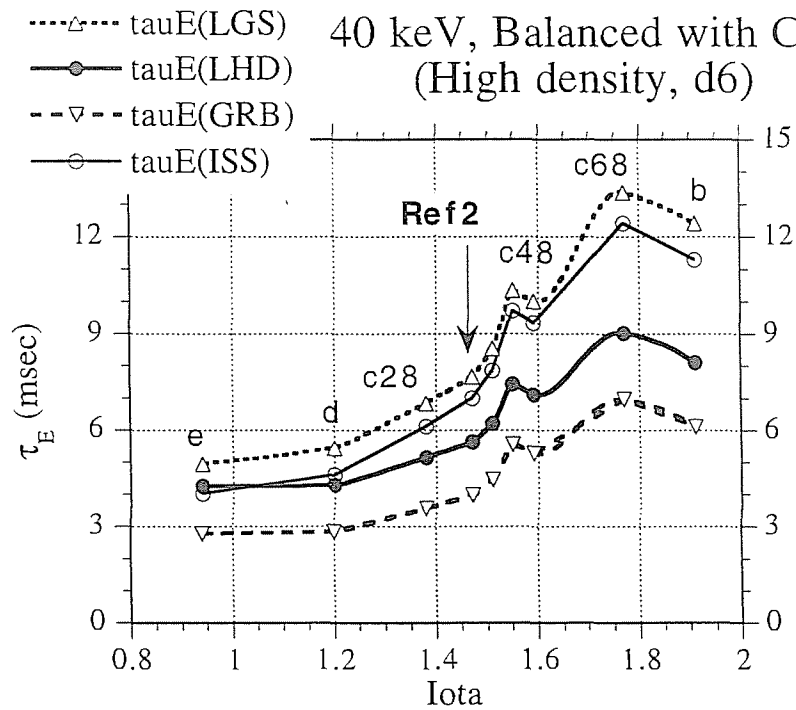


Fig.6.2

