Informes Técnicos Ciemat

845

mayo, 1998

Dependencia de las Pérdidas Directas y de las Propiedades de Atrapamiento con la Configuración Magnética en el TJ-II

J. Guasp
M. Liniers

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 47

Departamento de Fusión y Partículas Elementales

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

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

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

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

Depósito Legal: M-14226-1995
NIPO: 238-98-002-5
ISSN: 1135-9420

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700380, 00412
PLASMA; HELIAC STELLARATORS; HELICA CONFIGURATION; ELECTRIC FIELDS, PARTICLE LOSSES; BEAM INJECTION; NUMERICAL ANALYSIS.

"Dependencia de las pérdidas directas y de las propiedades de atrapamiento con la configuración magnética en el TJ-II"

Guasp, J.; Liniers, M.
71 pp. 41 figs. 8 refs.

Resumen:

Se han extendido a configuraciones magnéticas del TJ-II distintas de la de Referencia los estudios anteriores relativos al comportamiento de las pérdidas directas, asimetrías a la salida del plasma, atrapamiento e influencia del campo eléctrico en iones de energía intermedia.

En ausencia de campo eléctrico exiten grandes similitudes en los comportamientos de todas las configuraciones: asimetrías y deposición de pérdidas a la salida del plasma, perfiles radiales y angulares, etc. En general las diferencias que aparecen son sólo cuantitativas y se encuentran dominadas por el valor del *ripple* magnético en el borde que, a su vez, presenta una clara correlación positiva con el radio de la configuración.

Esa similitud en el comportamiento cualitativo de todas las configuraciones cesa cuando se introduce un campo eléctrico radial. Son las resonancias del campo las responsables de esas diferencias. La ordenación e influencia de esas resonancias se reproduce correctamente mediante un modelo simple.

Salvo en aquellos casos en que la resonancia **0** predomina, las asimetrías de la distribución de pérdidas a la salida del plasma se desplazan siempre en el sentido de la rotación poloidal inducida por el campo eléctrico.

Los perfiles radiales de pérdidas son fuertemente influenciados por la Resonancia -2, que puede producir la aparición de iones pasantes no confinados muy al interior del plasma. Por el contrario, los perfiles radiales y angulares de atrapamiento son poco afectados por la Resonancia -2, mientras que la Resonancia **0** los afecta muy fuertemente.

"Dependence of direct losses and trapping properties with the magnetic configuration in TJ-II"

Guasp, J.; Liniers, M.
71 pp. 41 figs. 8 refs.

Abstract:

The former studies concerning direct losses, disymmetries, trapping and radial electric field effects for intermediate energy ions have been extended to several magnetic configurations in TJ-II.

In the absence of electric field there are strong similarities in the behaviour of all the configurations: disymmetries, loss distributions at plasma border, radial and angular profiles, etc. Generally the differences are only cuantitative and dominated by the magnetic ripple at border, thast is clearly related with the configuration radius.

This cualitative similarity disappears in the presence of a radial electric field. The field resonances are at the origin of these differences. A simple model reproduces correctly the ordering and degree of influence of these resonances.

Except when the **0** Resonance predominates the loss distributions at plasma border move always in the direction of the induced poloidal rotation.

The loss radial profiles are strongly affected by the -2 Resonance, that can provoke the appearance of lost passing ions well inside the plasma. Instead the radial and angular profiles for trapping are only slightly affected by the -2 Resonance, while the **0** Resonance has a very strong influence there.

INDICE

1. Introducción

1.1 Método de cálculo

2. Propiedades de las configuraciones magnéticas seleccionadas.

2.1 Propiedades globales
2.2 Superficies magnéticas
2.3 Espectro de momentos del campo
2.4 Propiedades de atrapamiento en ausencia de derivas.

3. Resultados para campo eléctrico nulo.

3.1 Comparación de pérdidas.
3.2 Asimetrías a la salida del plasma
3.3 Perfiles radiales y angulares de pérdidas y atrapamiento.

4. Dependencia con el campo eléctrico.

4.1 Dependencia de las pérdidas globales.
4.2 Dependencia de las asimetrías a la salida del plasma
4.3 Situación de las resonancias
4.4 Modificación de los conos de pérdidas
4.5 Modificación de los perfiles radiales
4.6 Modificación de los perfiles angulares

5. Conclusiones

Referencias

Lista de Figuras

1. Introducción

En este estudio se comparan las propiedades que presentan las fugas directas y el atrapamiernto de iones de energía intermedia para una serie de configuraciones magnéticas del TJ-II. Por lo tanto se trata de la extensión a otras configuraciones de los diversos estudios que fueron realizados para la configuración de referencia [1] - [4] con especial énfasis en la influencia del campo eléctrico radial.

Sin embargo, a causa del enorme tiempo de cálculo requerido, de momento, no se ha llevado a cabo la extensión a otras configuraciones correspondiente a los electrones [5], ni tampoco al cálculo de la deposición de pérdidas sobre la cámara de vacío [2], estos cálculos se han dejado para eventuales trabajos futuros aunque sí que se efectuarán aqui algunos comentarios sobre estos temas en el lugar oportuno.

Debido a que muchos de los resultados obtenidos son similares a los correspondientes a la configuración de referencia, las alusiones a análisis y figuras contenidos en esas publicaciones van a ser constantes, especialmente las [3] y [4] que son indispensables para la correcta comprension de lo expuesto aquí.

1.1 Método de cálculo

El método seguido ha sido idéntico al utilizado en aquellos estudios, es decir, se siguen las trayectorias de iones H^+ de energía intermedia (0.5 keV) en la aproximación *Centro Guia* [6], en coordenadas de Boozer [7]. Para las energías utilizadas aquí ésta es una aproximación razonable [1], por otro lado se supone también que no existen colisiones (es decir se van a analizar sólo las pérdidas *directas*). Las partículas se siguen hasta alcanzar el borde del plasma o, en su defecto, durante un tiempo equivalente a 60 vueltas al toro (~1.8 ms para iones H de 0.5 keV)

Aunque los códigos utilizados permiten la introducción de perfiles radiales para el potencial eléctrico muy generales, en estos estudios nos hemos limitado a considerar un perfil radial puramente parabólico, nulo en el borde del plasma y máximo (o mínimo, según su signo) en el eje magnético, es decir un perfil radial análogo a los de la temperatura electrónica del plasma. Se observa que los resultados son poco dependientes de la forma radial de ese potencial.

De esta forma el campo eléctrico crece linealmente desde un valor nulo en el eje hasta su máxima intensidad en el borde. Por consiguiente con este criterio un potencial central positivo da lugar también a un campo positivo, dirigido hacia el exterior del plasma. P. ej. para la configuración magnética de referencia (Ref2, 18 cm de radio medio) un valor central del potencial de +1000 Volt. produce un campo eléctrico en el borde de unos +111 Volt./cm.

Generalmente la intensidad del potencial central se ha variado desde -2 hasta +2 veces la energía cinética (en eV), aunque en ocasiones, para percibir mejor el efecto de las resonancias, ese margen se haya ampliado.

Los análisis de trayectorias y campo magnético se simplifican considerablemente si se utilizan coordenadas de flujo de tipo Boozer [6] ya que en esas coordenadas las líneas de campo magnético son rectas con pendiente igual al valor de la transformada rotacional, en esas coordenadas cada superficie magnética viene caracterizada por un radio medio s normalizado a 1 en el borde del plasma.

Como se recordará, para el TJ-II [1] los ángulos toroidal (Φ_b) y poloidal (Θ_b) en coordenadas de Boozer son opuestos a los del espacio real, por lo tanto las direcciones arriba (UP) y abajo (DOWN) respecto al eje magnético se encuentran situadas de manera opuesta, por el contrario las dirigidas hacia el exterior del toro (OUT) y el interior (IN) mantienen la misma posición.

En todo este estudio los perfiles "radiales" se muestran siempre en función de la "distancia horizontal normalizada " x/a, definida de forma que valores de x positivos corresponden a radios medios del plasma s = x situados en la parte externa del toro ($-90° < \Theta_b \leq 90°$) en donde Θ_b es al ángulo poloidal de Boozer, mientras que en la parte interna del toro ($90° < \Theta_b \leq 270°$) corresponde a valores de x negativos con |x| = s. En suma, se tiene: $x/a = s \,.\, \text{signo}\,[\cos(\Theta_b)]$

2. Propiedades de las configuraciones magnéticas seleccionadas.

Se ha intentado seleccionar un conjunto sufucientemente representativo de configuraciones magnéticas de forma que puedan hacerse patentes las similitudes y diferencias entre las diversas regiones del diagrama de flexibilidad.

Ese diagrama, con las 9 configuraciones seleccionadas, aparece en la Fig.2.1. En el eje de abscisas se representa la corriente del conductor circular Icc (en Amp.-vuelta) mientras en el de ordenadas aparece la del helicoidal Ihc. En el presente caso se supone que las dos mitades del conductor helicoidal llevan la mísma corriente (Ihc1 = Ihc2) y que, con la excepción de la configuración g (cf.§2.1), la corriente en las bobinas de campo vertical se elige de forma que la disimetría del eje magnetico (diferencia entra la posición del eje para ángulo toroidal $\Phi = 0°$ y 45°) no sea superior a 2 cm (esto maximiza, ordinariamente, el volumen de plasma).

Las líneas curvadas del diagrama representan valores constantes para la transformada rotacional en el eje t(0). Se observará que no se han seleccionado configuraciones en la zona superior del diagrama (por encima de t(0) = 2), la razón es que en esas zonas los códigos de equilibrio presentan problemas de convergencia numérica debido a la gran indentación de las superficies magnéticas, por lo tanto aún no se encuentran disponibles las indispensables coordenadas de Boozer. Será necesario esperar a futuras mejoras en esos códigos para extender este estudio a esas configuraciones.

Veamos ahora las principales características de las configuraciones seleccionadas que aparecen resumidas en la Tabla 2.I, se resaltan en negrita los valores máximo y mínimo de cada parámetro.

2.1 Propiedades globales

Desde el punto de vista de pérdidas y atrapamiento las propiedades más importantes de las configuraciones son el rizado (*ripple*) del campo magnético, tanto en el eje: $\delta B(0)$, como en el borde: $\delta B(a)$, el radio medio de la última superficie magnética: ap y la transformada rotacional en el eje: t(0).

Estas magnitudes aparecen representadas para las diversas configuraciones en la Fig.2.2. La Fig. superior muestra ambos *ripples* y la distancia del eje magnético al centro del conductor circular (dRax) en

función del radio de cada configuración. Como se observará existe una buena correlación positiva entre el *ripple* en el borde y el radio del plasma, lo que es lógico, puesto que cuanto mayor sea ese radio más se acerca el borde de la superficie magnética a las bobinas de campo toroidal (TF). Una de las pocas excepciones es la configuración f que presenta un "exceso" de *ripple*. Igualmente la configuración de menor radio, que es también más cercana al HC, la glow, presenta ese "exceso", que en este caso puede atribuirse a los mayores gradientes producidos por el HC.

Asimismo se observará una buena correlación positiva entre la elongación del eje magnético (dRax) y el radio medio (ap), lo que es lógico, pues cuanto más apartado se encuentra el eje de la cubierta del Hard Core (HC, principal agente limitador en el TJ-II) más volumen estará disponible para el plasma.

Por otro lado también existe una ligera correlación negativa entre el *ripple* en el eje magnético y el radio. Esto es debido tanto al efecto anterior, que aleja el eje del HC en donde los gradientes de campo son grandes, como a que, en estos casos, el eje se acerca más al centro de las bobinas TF en donde el efecto de su naturaleza discreta es mínimo.

Todo esto hace que un modo natural de ordenar las diversas configuraciones sea el de radio medio creciente, así es como aparecen en la Tabla 2.I y en la mayor parte de las Fig. posteriores. En el diagrama de flexibilidad de la Fig.2.1 esa ordenación corresponde *grosso modo* a seguir la dirección que va desde la esquina inferior izquierda (bajas corrientes) hasta la esquina opuesta, aunque aparecen varias excepciones.

Por supuesto existen otras alternativas para esa ordenación, p. ej. en función de la elongación del eje magnético o, incluso, del propio rizado en el borde $\delta B(a)$, pero también presentan excepciones, por lo que no parece que ofrezcan mayores ventajas.

Por su parte la transformada rotacional no presenta clara correlación con el radio medio (Fig.2.2 inferior), se observará que aparecen dos configuraciones (f y b) con t(0) ~1.92, los valores más altos, mientras que el valor más bajo corresponde a la configuracion e (0.94), que es también, junto con la glow, una de las de menor radio y de mayor cercanía del eje magnético al CC.

El resto de las características principales aparecen en la Fig.2.3. El comportamiento de la profundidad del pozo magnético (Fig. 2.3 superior) obedece a dos tendencias contrapuestas: por un lado la indentación de las superficies magnéticas se acentúa cuando nos movemos, sobre una mísma línea de valor constante de t(0), hacia la izquierda del diagrama (-Icc decreciente) ya que eso acerca el eje al HC y eso debería aumentar la

indentación y hacer el pozo más profundo. Sin embargo también aparece, simultáneamente, una disminución del radio del plasma, que tiende a limitar los valores del pozo realmente alcanzables. El primer efecto puede comprobarse comparando la configuración b (la de mayor radio) con la f, que tiene el mísmo valor de t(0), radio no muy diferente pero pozo mucho menor. Algo similar ocurre con la a y la c, esta última, situada más a la izquierda, posee mayor pozo, mientras que la glow, cuyo valor de t(0) no difiere mucho de las anteriores, posee un radio extremadamente reducido dando lugar a un pozo mucho menos profundo aún cuando su eje se encuentre mucho más cercano al CC

La disimetría del eje magnético, diferencia entra la posición del eje para ángulo toroidal $\Phi = 0°$ y $45°$, aparece en la Fig.2.3 central. Casi todas los configuraciones poseen un valor similar (arededor de +1.8 cm), valor que maximiza el volumen de plasma, salvo para la configuración g (+5 cm) que es fuertemente asimétrica, elegida así *ex profeso* para apreciar el efecto de éste parámetro.

Finalmente el *shear* magnético, diferencia entre el valor de la transformada rotacional en el borde y en el eje, presenta situaciones muy diversas aunque, en general, aquellas configuraciones en las que el eje se encuentra más cercano al HC poseen un valor mayor, atribuible a los mayores gradientes producidos por el HC.

2.2 Superficies magnéticas.

La forma de las superficies magnéticas es muy similar en todos los casos, la Fig.2.4 muestra dos cortes toroidales correspondientes a ángulos $\Phi = 22.5°$ y $67.5°$ para la configuración de referencia, también aparecen las direcciones locales de las velocidades de deriva en el caso de iones de 0.5 keV. Las configuraciones que menos se asemejan a ésta son las de pequeño radio medio, p. ej. la e (Fig.2.5) o la glow, que presentan mucha menor indentación en el borde o bien la configuración g en donde la fuerte disimetría del eje magnético es muy visible (Fig. 2.6).

Además, como muestran las figuras, las direcciones de las velocidades de deriva para los iones son también similares en todos los casos, haciendolos emerger preferentemente hacia abajo, acercandolos en la dirección del HC para $\Phi = 67.5°$ y alejandolos en el otro semiperiodo ($\Phi = 22.5°$).

Por todo ello cabe esperar que los efectos de las asimetrías de las fugas a la salida del plasma sean también similares, como efectivamente se comprobará en §§3.2 y 4.2.

Tabla 2.I

Principales características de las configuraciones

Config.	ap (cm)	t(0)	W (%)	δB(0) (%)	δB(a) (%)	dRax (cm)	Asim. (cm)	Shear (%)	-Icc (kA-t)	-Ihc (kA-t)
glow	**7.2**	1.35	1.30	**4.02**	**12.9**	**17.9**	**+1.70**	**+7.0**	**72**	72
e	11.2	**0.94**	**0.49**	2.45	17.3	19.8	+1.75	+5.5	247	**0**
d	13.0	1.20	1.32	2.26	20.5	20.4	+1.78	+3.2	213	37.3
c	13.0	1.40	2.47	2.58	21.5	19.8	+1.99	+0.3	151	64.3
g	14.3	1.40	2.63	3.42	24.7	21.5	**+4.96**	+2.2	236	64.5
a	16.2	1.39	2.15	1.49	27.6	22.0	+1.84	+3.2	234	66
f	17.3	1.91	2.04	3.85	**35.9**	**26.7**	+1.70	**-1.1**	**273**	**205**
Ref2	18.2	1.47	2.35	**0.71**	32.7	22.8	+1.77	+3.0	250	80
b	**18.4**	**1.91**	**5.45**	2.05	35.0	24.8	+1.79	-0.5	189	179

Nomenclatura:

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

2.3 Espectro de momentos del campo

Las componentes de Fourier del módulo del campo en coordenadas de Boozer, es decir los momentos del campo, coeficientes de desarrollo en la expresión:

$$B = 1 + \sum_{n,m} B_{nm} \cos(n\Phi + m\Theta)$$

constituyen los factores predominantes para el comportamiento de las pérdidas y el atrapamiento. En este estudio se han tomado siempre 24 coeficientes de ese desarrollo, los de mayor valor, que no coinciden, forzosamente, con los de menor orden.

La Fig.2.7 muestra las componentes principales, correspondientes a la superficie magnética de radio normalizado s=0.75, para todas las configuraciones, ordenadas segun radio medio de plasma creciente.

Lo primero que resalta es que todas los momentos, salvo el (4,0), crecen claramente con el radio de la configuración, lo que era de esperar, dado que, para una misma configuracion, los coeficientes tienden a crecer *grosso modo* como s^m (cf. [8] y Fig.A1 de [1]). Además cabe resaltar lo siguiente:

a) En la mayor parte de los casos (7 sobre 9) la componente mayor es la (4,1): el *corner ripple*, originado por la fuerte helicidad del eje magnético, una peculiaridad del TJ-II. La únicas excepciones son la configuración glow, en donde predomina el término (4,0) ya que su pequeño radio impide que el (4,1) lo supere y la configuración c, en donde las dos componentes (4,0) y (0,1) presentan valores prácticamente idénticos con ligerísimo predominio del primero.

b) El segundo coeficiente más importante es casi siempre (8 casos de 9) el (0,1): el *ripple toroidal* y además la única excepción es el caso c, mencionado anteriormente, en donde éste término es precisamente el predominante.

c) El siguiente término más importante es siempre el (8,1): el *ripple helicoidal*, que nunca supera a los otros dos.

d) Aparece siempre una notable contribución del término (32,0), claramente proviniente de la naturaleza discreta de las 32 bobinas TF.

e) Finalmente la importancia del resto de los momentos es ya muy dependiente de cada configuración, aunque en muchas de ellas aparece un término (4,0) notable, atribuible al espaciado no uniforme de las bobinas TF (la *modulación* toroidal), especialmente en las de pequeño radio.

Con el fin de apreciar la influencia del número de momentos considerado se han repetido los cálculos, para la configuración de referencia Ref2, con 12 y 48 términos, en lugar de los 24 ususales. El resultado es que si sólo se consideran 12 momentos la estructura local de pozos magnéticos está algo más suavizada, subestimando ligeramente las posibilidades de atrapamiento. Por el contrario, para 48 momentos se enriquece esa estructura aunque el efecto final en las tasas de atrapamiento sea muy parecido al obtenido con 24 términos. P.ej., para el caso de iones de 0.5 keV, teniendo en cuenta las derivas aunque sin campo eléctrico, la tasa media de atrapamiento, que es de 35.6% con 24 momentos (cf. §3.1), desciende a 34.0% si sólo se consideran 12 (una subestimación del 4.5%), mientras que con 48 resulta ser de 35.9% (una diferencia de sólo 0.8%). Diferencias similares se obtienen para las tasas de pérdidas.

Por todo ello consideramos que la limitación a 24 momentos constituye un compromiso razonable entre precisión y tiempo de cálculo.

2.4 Propiedades de atrapamiento en ausencia de derivas.

En ausencia de derivas y de campo eléctrico las tasas de atrapamiento vendrían dadas por la fórmula usual (cf. [8] y [1] §4.1):

$$fr = [1 - B/B_{max}]^{1/2}$$

en donde fr es la fracción de partículas atrapadas, B el campo magnético local y B_{max} el valor máximo del campo sobre la superficie magnética inicial. La presencia de derivas hace que las partículas se aparten de la superficie magnética inicial y modifica estos valores que, por lo tanto, constituyen sólo una aproximación teórica.

El perfil radial de esas tasas teóricas, promediadas con relación a los ángulos toroidal y poloidal, aparece en la Fig.2.8 para las diversas configuraciones. En todas ellas se observa la presencia de un mínimo de atrapamiento en el eje (x/a=0) y el crecimiento monótono hacia el borde (x/a=±1) con valores que, para cada configuración, se encuentran en correspondencia con los del *ripple* del campo (cf. Tabla 2.1 y Fig.2.1).

Por su parte el perfil angular poloidal (en coordenadas de Boozer) para la superficie magnética s=0.75, promediado con relacion al ángulo toroidal Φ_b, se representa en la Fig.2.9. En todos los casos aparecen distribuciones con formas muy similares que presentan un máximo en la dirección exterior (ángulo poloidal $\Theta_b = 0°$), efecto del predominio de los términos (0,1) y (4,1) en el espectro de momentos, con valores que, en

esa superficie bastante externa, se corresponden con el valor del *ripple* en el borde de cada configuración.

Por el contrario el perfil angular toroidal para la mísma superficie magnética s=0.75, promediado con relacion al ángulo poloidal Θ_b, Fig.2.10, presenta más diferencias entre configuraciones. Así, junto al hecho evidente de la presencia sistemática del término (32,0), visible por las oscilaciones que reflejan la presencia de las bobinas TF, aparece también, para las configuraciones de menor radio (glow, e, d, c), un máximo alrededor del centro del periodo (Φ_b=45°), que procede de la importancia de la componente (4,0) en esas configuraciones y es mucho menos visible en las demás.

Sin embargo estos perfiles en los que se promedia uno de los ángulos enmascaran la verdadera complejidad de la estructura magnética. Esta sólo puede percibirse cabalmente cuando se observan los mapas angulares (Figs.2.11 a 2.13), en estos casos se representan los contornos de las tasas de atrapamiento teóricas correspondientes a la superficie s=0.75 en funcion del ángulo toroidal Φ_b (eje horizontal, un sólo periodo) y poloidal Θ_b (eje vertical) para tres configuraciones (Ref2, e y g, las más dispares entre si).

Pese a las diferencias visuales entre esas figuras, la presencia de maximos de atrapamiento en los mísmos pozos locales es evidente, el desplazamiento del máximo de un pozo a otro se debe a que esos valores máximos son muy similares entre si, un hecho que se acentúa en las cercanías del eje magnético, por lo que cualquier pequeña diferencia produce el "salto".

3. Resultados para campo eléctrico nulo

3.1 Comparación de pérdidas.

En ausencia de campo eléctrico las tasas de pérdidas totales y la de atrapamiento siguen muy fielmente una tendencia creciente con el radio de la configuración (Fig.3.1a, iones de 0.5 keV) que es consecuencia directa del crecimiento del *ripple* magnético (Fig.2.1). De hecho esa correlación es todavía mejor cuando se representa con relacion a ese *ripple* (Fig.3.1b) aún cuando tampoco falte alguna excepción (c y d).

Se observará la similitud entre los comportamientos de la tasa de atrapamiento y de las pérdidas totales, ambas son mínimas para la configuración de menor radio y *ripple* (glow: 27.3% y 28.8%, respectivamente) y máximas para la de mayor *ripple* (f: 36.2% y 36.8%)

Al igual que en el caso de referencia [1], en ausencia de campo eléctrico, una apreciable proporción de las partículas atrapadas se pierden (entre 22.5% para glow y 34.8% para f) mientras que la proporción de pasantes perdidas (relativa a la totalidad de todas las pasantes) es siempre muy reducida (entre 0.9% para Ref2 y 4.8% para glow) y tiende a decrecer con el radio de la configuración, algo que parece lógico ya que la relación entre el desplazamiento lateral (*shift*) que experimentan esas partículas (cf. (1.9) [4]) y el radio de la configuración es inversamente proporcional a éste. Sólo la f y la b, por razones que serán discutidas en §4.3, escapan a esa tendencia con un "exceso" de pérdidas pasantes (3.1% y 4.3%).

Por último la tasa de partículas localmente atrapadas (cf. [1], [3]) también crece con el *ripple* pasando de 3.2% para glow a 5.3% para b, en ausencia de campo eléctrico, casi la totalidad de estas pertículas escapan (siempre más de un 99%).

3.2 Asimetrías a la salida del plasma.

Estas pérdidas emergen del plasma de manera muy similar a la que se producía para la configuracion de referencia [2]. La Fig.3.2a muestra la fraccion de iones de 0.5 keV que emergen por la parte de abajo del plasma (en el espacio real), por el lado exterior del toro y las que lo hacen por el segundo octante de cada periodo. Se observará que, aunque ahora la dispersión es grande, todas las configuraciones presentan valores similares para esos parámetros. En todas ellas la inmensa mayoría (entre un 83% y un 94%) emergen por la parte de abajo, la mayor parte (entre 60% y

76%) emergen por la parte de fuera, mientras que se percibe una ligera preferencia por el 2° octante (entre 53% y 61%).

La distribución en cuadrantes a la salida del plasma aparece en la Fig.3.2b en donde se hace aún más evidente la fuerte asimetría abajo-fuera, sin que se perciba ninguna expcepción ni, tampoco, ninguna clara correlación con el radio de la configuración. Perfiles angulares de esas pérdidas serán presentados más adelante (§4.2) con relación a la discusión de la influencia del campo eléctrico.

Como fué explicado detenidamente en [1] y [2] todos estos fenómenos son debidos al comportamiento de las velocidades de deriva en el TJ-II lo que era ya fácimente previsible a la vista de las Figs.2.4 a 2.6.

Los mapas angulares (en el espacio real) de la deposición de estas pérdidas también son todos muy similares (Figs.3.3 para Ref2 y 3.4 para e), mostrando el efecto (ya discutido en [1]) de mayor concentración en la zona vecina al HC, preferentemente sobre el 2° octante y entre los huecos de las bobinas TF.

Aunque no se han efectuado cálculos para electrones fuera de la configuración de referencia, la estructura de las velocidades de deriva y los resultados para iones para las otras configuraciones, permiten esperar que la deposición de pérdidas de electrones a la salida del plasma sea similar a la expuesta en [5], con emergencia preferente hacia arriba, acumulación en las cercanías del HC y preferencia para el 1er cuadrante (cf. Figs. 3.4 a 3.6 de [5]).

Análogamente, aun cuando sólo se hayan seguido las trayectorias hasta la Cámara de Vacío del TJ-II (VV) para la Ref2, parece lógico pensar que el comportamiento de la deposición de pérdidas en ella también va a seguir siendo similar, con las mísmas características expuestas en el §4 de [2] para iones y en §4 de [5] para electrones.

3.3 Perfiles radiales y angulares de pérdidas y atrapamiento.

También los perfiles radiales de pérdidas (Fig.3.5) presentan gran similitud entre si, mostrando una concentración acusada el el borde del plasma, debida no sólo a la mayor proporción de partículas atrapadas en esa zona, sino tambien a la de pasantes perdidas que, en ausencia de campo eléctrico, se restringen a la periferia extrema del plasma (Fig.3.5b).

Al igual que en el caso de referencia, los perfiles radiales de atrapamiento en presencia de derivas son muy similares a los teóricos,

presentados en el §2.4, (cf. Fig.2.2 [3]) y sólo difieren entre si en las cercanías del eje magnético en donde el atrapamiento de los iones queda algo incrementado debido a su apartamiento de la superficie magnética inicial. Por el contrario para electrones, donde ese apartamiento es mucho menor, los perfiles de atrapamiento van a coincidir prácticamente con los teóricos (cf. Fig.5.2 [5]).

Algo análogo ocurre con los perfiles angulares de atrapamiento: los perfiles reales (con derivas) resultan ser muy similares a los teóricos (Figs.2.9 y 2.10). Sólo cuando nos acercamos al eje magético tiene lugar un ligero incremento de las tasas de atrapamiento (cf. Fig.2.10 a 2.12 de [3]).

En conclusión, en ausencia de campo eléctrico, existen grandes similitudes en los comportamientos de todas las configuraciones: asimetrías y deposición de pérdidas a la salida del plasma, perfiles radiales y angulares, etc. En general las diferencias que aparecen son sólo cuantitativas y se encuentran dominadas por el valor del *ripple* magnético en el borde que, a su vez, presenta una clara correlación positiva con el radio de la configuración.

4. Dependencia con el campo eléctrico

Esta similitud en el comportamiento cualitativo de todas las configuraciones cesa cuando se introduce un campo eléctrico radial. Como se analizará en §4.3 son las resonancias del campo las responsables de esas diferencias.

4.1 Dependencia de las pérdidas globales

Efectivamente la tasa de pérdidas totales, en función del potencial eléctrico central V_0, aparece para las diversas configuraciones en la Fig.4.1 (iones de 0.5 keV). Se observará que mientras algunas de ellas muestran comportamientos cualitativos análogos a los discutidos en [1] (p. ej. Ref2, a, c, al menos a bajo campo): fuerte decrecimiento con el campo, algo más acusado para potencial negativo (campo eléctrico retardador), por el contrario muchas otras exhiben diferencias marcadas (b, f, d, g), sobre todo las configuraciones de pequeño tamaño (e y glow).

Estas diferencias son todavía mas notables cuando se representa la tesa de pérdidas de partículas pasantes (relativa a toda la población pasante, Fig.4.2). Se aprecia perfectamente la presencia de picos, aparentemente inesperados, para potencial eléctrico relativamente bajo (p. ej. b y f) así como otros, más anchos y situados a potencial mayor, sobre todo en las configuraciones de pequeño tamaño (e y glow). En algún caso este incremento inusual de las pérdidas de partículas pasantes se deja sentir incluso en las pérdidas totales (b, f, e, glow, etc.).

Esas irregularidades se presentan también para la tasa de atrapamiento (Fig.4.3, b, e, glow, etc.), aunque en menor medida que para las pérdidas.

A primera vista cabría pensar que tales irregularidades pudieran provenir de que se están comparando comportamientos para el mísmo valor del potencial eléctrico central V_0, esto sería lo correcto si, como es usual, existiera una relación entre potencial electrico local y temperatura (electrónica o ionica) local, configuraciones que tuvieran temperaturas y relaciones potencial/temperatura similares poseerían tambien valores similares de V_0.

Sin embargo valores iguales de V_0 producen, en configuraciones de radio distinto, valores diferentes para el campo eléctrico en el borde ($\sim V_0/a$) y, por lo tanto, valores distintos para la velocidad de rotación poloidal inducida por el campo [1], [4]. Cabría entonces intentar comparar

las configuraciones para valores similares del campo eléctrico en el borde. Cuando eso se intenta se observa que las irregularidades permanecen, que los picos se sitúan en valores distintos del campo para cada configuración y que, en suma, no se obtiene ninguna clarificación.

Esa aparente anarquía sólo se clarifica cuando se analiza la situación de las resonancias del campo eléctrico en cada configuración (§4.3), es la ordenación de las resonancias la responsable de esos comportamientos tan distintos.

4.2 Dependencia de las asimetrías a la salida del plasma

No obstante conviene analizar antes, muy brevemente, las modificaciones que introduce el campo en las asimetrías de las pérdidas a la salida del plasma.

La Fig.4.4 muestra los perfiles angulares de la distribución de pérdidas a la salida del plasma (iones de 0.5 keV), con respecto al ángulo poloidal Θ_r en el espacio real, para potencial eléctrico central V_0 = -200, 0 y +200 V en tres configuraciones (Ref2, e y g). Se observa clarísimamente el desplazamiento de la distribución de pérdidas en la dirección de la rotación poloidal, es decir (cf. [1], [4]), hacia ángulos poloidales decrecientes para potencial positivo (campo eléctrico dirigido hacia fuera del plasma, cf.§1.1) y en sentido opuesto para potencial negativo.

Este comportamiento es sistemático para todas las configuraciones y es idéntico al que fué discutido en [1] para iones y en [5] para electrones y produce el bien conocido efecto de trasladar las distribuciones de pérdidas, que se muestran en los mapas angulares de las Figs.3.3 y 3.4, a lo largo de la diagonal del diagrama (que es la zona más cercana al HC) hacia arriba y hacia la izquierda para potencial positivo y en sentido contrario para V_0 negativo.

Por consiguiente, pese a las diferencias que la situación de las resonancias produce en los comportamientos de las diversas configuraciones, este efecto de arrastre de la distribución de pérdidas en el sentido de la rotación poloidal inducida, se sigue manteniendo.

Solamente para valores del potencial extremos, en donde las pérdidas se han reducido enormemente y se han concentrado en la periferia extrema del plasma se observa una detención de esa tendencia, tal como fué discutido en [1]

No obstante en algunos casos en que la influencia de la resonancia **0** (cf. §4.3) es muy intensa (en particular para las configuraciones de pequeño tamaño e y glow), ese comportamiento se altera ligeramente, favoreciendose una mayor proporción de fugas hacia la parte externa del toro, a causa de que es en esa zona (cf. §3 de [4]) donde las pérdidas asociadas a esa reonancia son mayores. No obstante la tendencia de los iones a emerger preferentemente hacia abajo se mantiene en todo momento.

4.3 Situación de las resonancias

Como se discutió en [4] un modelo analítico extremadamente simple predice que las resonancias del campo eléctrico de los iones aparecerían para valores del potencial central dados aproximadamente por:

$$V_{0,N}\ (\text{kVolt.}) = 3.73\ (N+t)\ [a(\text{cm})/18.2]^2\ \gamma\ [T(\text{keV})]^{1/2} \qquad (4.1)$$

En donde (cf. §1.2 de [4], fórmula (1.7)) N es el orden de la resonancia, t la transformada rotacional (tomada positiva), a el radio de la configuración (en cm), γ el *pitch* del ion y T su energía cinética (en keV).

Según ésto, para una energía y *pitch* dados, la ordenación de las resonancias dependería, exclusivamente, del término $(N+t)a^2$. Esta predicción queda totalmente confirmada cuando de representan los valores reales de las resonancias en función de ese parámetro.

Así, en la Fig.4.5 aparecen representados los valores de las resonancias más importantes (N=-2, 0 y -4) para el caso de iones de 0.5 keV, nacidos en la superficie magnética de radio normalizado s=0.50 y ángulos de Boozer $\Phi=0°$, $\Theta=0°$, con *pitch* $\gamma=+0.90$ en función del valor aproximado predicho por el modelo simple (4.1).

Como se observará, los valores reales y los del modelo no coinciden, la discrepancia máxima puede alcanzar hasta un 32% (resonancia **0** en la configuración f), aunque para la -4 y -2 nunca supera el 22%, los valores predichos por el modelo se encuentran generalmente sobreestimados. No obstante, dado lo burdo del modelo utilizado [4], el acuerdo no resulta tan malo.

Sin embargo lo que importa no es tanto la predicción precisa de los valores resonantes como la correlación entre los valores reales y el parámetro $(N+t)a^2$ mencionado anteriormente y, esa correlación (Fig.4.5)

es excelente, la ordenación de las resonancias coincide exactamente con la de los valores de ese parámetro (recuerdese que los valores reales de los potenciales resonantes se encuentran en la escala de ordenadas de esas Figs.)

Esto hace que la resonancia -2 (Fig.4.5 superior), que como ya se indicó en [4] posee signo opuesto al del *pitch* y tiene gran influencia en las pérdidas aunque poca en el atrapamiento, ocurra para potenciales muy bajos (~-200 V) en las configuraciones f, b y glow, justo donde aparecen los picos en las pérdidas de partículas pasantes (Fig.4.2). Por el contrario, para las otras configuraciones los valores resonantes se encuentran ya entre -680 (c) y -1100 V (Ref2), donde empiezan a percibirse (sobre todo para potencial positivo, es decir *pitch* negativo) incrementos en las pérdidas pasantes.

Por su parte la resonancia **0** (Fig.4.5 central), que como ya se indicó en [4] posee signo igual al del *pitch* y tiene enorme influencia tanto en las pérdidas como en el atrapamiento, ocurre a potenciales centrales sorprendentemente bajos para las configuraciones de pequeño tamaño (+470 V para glow, 710 V para la e, 1200 V para la d, etc.) y eso coincide, en todos los casos, con picos de las pérdidas tanto pasantes como totales. Para las configuraciones de mayor radio esta resonancia se encuentra ya muy alejada (2800 V para Ref2 y f, 3600 V la b).

Finalmente la resonancia -4 (Fig.4.5 inferior), que como ya se indicó en [4] posee signo opuesto al del *pitch* y también tiene enorme influencia en el atrapamiento, aparece siempre a potenciales centrales extremadamente elevados (-5200 V para Ref2, -2600 V para la e), salvo en el caso de la configuración glow (-1010 V), en el que se produce un valor sorprendentemente bajo para esta resonancia.

La posición de esas resonancias, así como su influencia en el atrapamiento y en las fugas, pueden percibirse mejor en los diagramas *pitch*-potencial (γ-V_0) para las bandas resonantes, introducidos en §2.2 de [4]. Las Figs.4.6 a 4.9 muestran esos diagramas para iones de 0.5 keV nacidos en la superficie s=0.90, con ángulos de Boozer Φ=0°, Θ=0°, entre -2000 y +2000 V para varias configuraciones (Ref2, b, f y e).

En esos diagramas cada banda resonante viene marcada por un símbolo distinto (cruces para la resonancia -2, rombos para la 0, circulos para la -4, etc.). La zona de atrapamiento es la interior a los contornos de líneas gruesas mientras que las de pérdidas se encuentran dentro líneas de puntos o de trazo contínuo fino (cf. [4]).

Como ya fué discutido en [4], en las cercanias de la resonancia **0**, se observa claramente un aumento del atrapamiento para potenciales algo inferiores en valor absoluto a los de la banda resonante y un fuerte decrecimiento en el interior de dicha banda (Fig.4.6). Lo mísmo ocurre con la resonancia -4 allí donde es visible (Figs.4.8 y, sobre todo 4.9). Por el contrario la resonancia -2 no parece afectar mucho al atrapamiento en ningún caso. En cuanto a las pérdidas de iones pasantes, éstas aparecen siempre en bandas vecinas a las de resonancia situadas del lado más positivo del potencial (Fig.4.7 y 4.8 para la resonancia -2 en los casos b y f, Fig.4.9 para las -2, 0 y -4 del caso e).

Se observará también en algunos casos la presencia de pequeñas bandas de pérdidas en zonas intermedias entre la resonancia -2 y la -1 (aspas, Figs.4.7). Como ya se discutió en [4], esas pérdidas corresponden al efecto de la resonancia -1.33 (4/3). Las otras resonancias (-1, -3, etc.) no parecen tener efecto considerable.

Todo esto era debido a que la importancia de las resonancias en el atrapamiento y las fugas dependía, sobre todo, de su *periodicidad básica* (-N/4, cf. §5 de [4]): numero de vueltas poloidales por periodo y que los valores que correspondían a los números racionales de menor orden eran los que producían mayor efecto. Así la *periodicidad básica* de orden más bajo sería la 0/0, que correspondería a la resonancia 0. La que le siguiera en importancia la 1/1 (resonancia -4, recuerdese que en el TJ-II hay 4 periodos y que el sentido de giro de la transformada rotacional es negativo [1]), a continuación se situaría la 1/2 (resonancia -2), seguida de la 1/3 (-1.33) y de la 2/3 (-2.67, se citaron ejemplos de esta última en el §5 de [4]), etc. Esta ordenación en importancia, que no en valor del potencial resonante, ya fué enunciada para la configuración de referencia en [4] y se confirma ahora como un hecho general de todas las configuraciones.

En resumen: el parámetro $(N+t)a^2$ es el factor determinante de la ordenación en voltaje de las resonancias, mientras que la *periodicidad básica* (-N/4) lo es para la importancia de su efecto en pérdidas y atrapamiento.

Como se analizó en [5] las resonancias para los electrones ocurren para valores del potencial 43 veces superiores al de los iones y con signo invertido. Por ello esas resonancias tendrían lugar usualmente para potenciales irrealizables en el TJ-II. No obstante la influencia de la resonancia **0** (y también la -4) se deja sentir en el atrapamiento a potenciales muy alejados del resonante. Por esa causa es necesario dilucidar si, en aquellas configuraciones en que esa resonancia aparece a potenciales muy bajos, sus efectos sobre los electrones son o no importantes para potenciales realistas. Esto podría ocurrir p.ej. con la

configuración glow en donde esa resonancia (Fig.4.5 central) aparece, para iones, hacia +470 V, con lo que en el caso de electrones se situaría alrededor de unos -20 kV.

Para dilucidar ese efecto se han calculado diagramas (γ-V_0) similares a los de la Fig.4.9, para electrones, extendiendo el rango del potencial entre -6000 y +6000 V para las configuraciones e, f y b. Los resultados son similares a los obtenidos para la Ref2 en [5]: no se observa variación apreciable con el campo eléctrico en las tasas de atrapamiento, ni tampoco aparecen pérdidas pasantes. Sin embargo para la configuración de menor tamaño, la glow, a partir de la zona de 4000 V ya empieza a percibirse un ligero incremento en la tasa de atrapamiento, sobre todo para potencial negativo, influencia de la lejana resonancia 0 (a ~-20 kV) y de la -4 (a ~+40 kV).

4.4 Modificación de los conos de pérdidas

Con esto es fácil extender a otras configuraciones el análisis que se efectuó en §2.3 de [4] relativo a la modificación de los conos de pérdidas con el campo eléctrico. Las Fig. que se presentan en este capítulo deberán ser comparadas con las similares (Figs.2.14 a 2.24 de [4]) obtenidas para la configuración de referencia. La nomenclatura para las resonancias y las regiones de fugas y atrapamiento de esas Fig. es idéntica a la de los diagramas (γ-V_0) del §4.3 (Figs. 4.6 a 4.9)

En primer lugar centraremos la atención en la configuración b, como ejemplo de aquellas que presentan claro efecto de la influencia de la resonancia -2 (Fig.4.7) en las pérdidas (Fig.4.2 superior), resonancia que aqui aparece para potenciales del orden de 200 V (Fig.4.5 superior).

Las Fig.4.10 y 4.11 muestran las bandas resonantes de esa configuración en un diagrama radio-*pitch* (x-γ) para iones de 0.5 keV nacidos con ángulos de Boozer Φ=25°, Θ=0° y potenciales centrales -200 y +200V. La banda resonante -2 aparece para valores de *pitch* muy altos (positivos para -200 V, negativos para +200 V) similares para todos los radios. Asociadas a esa banda se observan las zonas de fuga (interior de las líneas de puntos) y concentradas más bien hacia la periferia, aunque zonas bastante internas sufren esas fugas (§4.5). La perturbación sobre el atrapamiento es pequeña y limitada sólo a la periferia extrema.

Por otra parte las Fig.4.12 y 4.13 muestran esas mismas bandas en un diagrama velocidad paralela/velocidad perpendicular ($v_{\parallel}/v_{\perp}$) (cf. §2.3

[4], los *conos de pérdidas* propiamente dichos) para iones que nacen en s=0.75 con energía cinética inferior a 2 keV. Se observan también las bandas correspondientes a la resonancia -2 (para *pitch* positivo en el caso de -200 V, negativo en caso contrario, conforme a (4.1)) y, paralelamente a ellas, situadas del lado más positivo del pitch en conformidad con la Fig.4.7, las bandas de pérdidas pasantes. La perturbación en la zona de atrapamiento es poco notable.

Otro ejemplo ilustrativo corresponde a una de las configuraciones de pequeño tamaño (la e) en una zona dominada por la influencia de la resonancia **0**, esta vez con valores centrales de potencial de -500 y +500 V (Figs.4.2 y 4.3 centrales, Fig.4.9).

Las Figs.4.14 a 4.15 muestran un diagrama (x-γ) similar al anterior en el que, aparte de la resonancia -2, aparece además una amplia banda correspondiente a la resonancia **0**, que se concentra en la zona exterior del toro (cf. [4]) y va asociada a la consabida banda de pérdidas. Esa situación se percibe más claramente en los diagramas ($v_{\|}$ /$v_{\perp}$) de las Figs.4.16 y 4.17 donde destaca, sobre todo, la fuerte deformación de las zonas de atrapamiento (reconocible por la pérdida de simetría alrededor de $v_{\|}$=0, cf. Fig.2.19 [4]) que quedan restringidas con relación a la situación para potencial nulo, e incluso se escinden en zonas disjuntas.

Esos cambios corresponden a las profundas indentaciones causadas por la resonancia **0** en la Fig.4.9: abajo a la izquierda para potencial negativo, arriba a la derecha para el caso positivo. Aparece también la consabida banda de pérdidas, esta vez situada del lado más *negativo* del *pitch* (cf. Fig.4.9).

Otro ejemplo de la fuerte alteración que produce la cercanía de la resonancia **0** es el que muestran las Figs. 2.17,2.18 y 2.22 a 2.24 de [3] para la configuración de referencia.

En conclusión las modificaciones que el campo eléctrico aporta a los conos de pérdidas son similares para todas las configuraciones, difiriendo sólo en la posición de las resonancias en cada caso.

4.5 Modificación de los perfiles radiales

Para las potenciales alejados de las resonancias la modificación de los perfiles radiales por el campo eléctrico es similar a la que aparecía en la configuración Ref2 [2]. La Fig.4.18 muestra ese caso para potencial central V_0 = -500, 0 y +500 V. La Fig. superior muestra la modificacion del perfil radial de la tasa de pérdidas, se observará la progresiva concentración en la periferia, algo más acentuada para potencial negativo (con efecto retardador para los iones).

El perfil de pérdidas pasantes (Fig.4.18 central) está extremadamente concentrado en la periferia del plasma y muestra poca sensibilidad al campo, mientras que el de la tasa de atrapamiento (Fig.4.18 inferior) muestra mayor sensibilidad cerca del eje, creciendo para potencial negativo y disminuyendo ligeramente para el positivo, algo que ya se percibía en la Fig.4.3 y cuyas causas fueron discutidas extensamente en §3.1 de [3].

Más ejemplos de perfiles radiales para esta configuración de referencia pueden encontrarse en las Figs.3.1 a 3.6 de [3].

Comportamientos similares se observan, a estos potenciales, para las configuraciones a, d, g y c.

Por el contrario allí donde las resonancias juegan un papel importante los perfiles radiales son fuertemente afectados, como era de esperar.

Así para la configuración b, que, como se vió anteriormente, se encuentra fuertemente afectada por la resonancia -2 a potenciales centrales del orden de unos 200 V, se observa una menor concentración de las pérdidas en la periferia (Fig.4.19 superior), especialmente para las partículas pasantes (Fig.4.19 central) que aparecen ahora en zonas muy internas del plasma, especialmente para potencial positivo, algo que ya podía percibirse en los diagramas (x-γ) de las Fig.4.10 y 4.11, algo similar ocurre con la configuración f.

Por el contrario, en este caso de cercanía a la resonancia -2, el perfil de la tasa de atrapamiento no se modifica apenas. En cambio, para zonas afectadas por la resonancia 0 (p. ej. configuraciones glow, e, d a 500 o 1000 V) la tasa de atrapamiento sí que se modifica fuertemente siguiendo las pautas de las Fig.4.3 y 4.9, mientras que los perfiles de pérdidas se comportan de manera similar a la descrita para la configuración b.

4.6 Modificación de los perfiles angulares

Algo similar sucede también con los perfiles angulares. Lejos de la resonancia **0** (o de la -4) los perfiles de atrapamiento son poco afectados. Así la Fig.4.20 superior muestra el perfil angular poloidal para la superficie s=0.75 de la configuración Ref2 para potenciales centrales V0 = -1000, -200, 0, +200 y +1000 V. La inhibición del atrapamiento alrededor la zona $\Theta = 0°$ es el efecto debido a la lejana resonancia **0**, efecto que ya fué discutido extensamente en [3] y [4]. Como se vió alli este efecto es más acusado cerca del eje magnético.

Numerosos ejemplos de perfiles angulares y de mapas (Φ,Θ) para esta configuración de referencia pueden encontrarse a todo lo largo de la Ref.[3].

Configuraciones con alejamiento similar a esa resonancia muestran comportamiento análogo, p.ej. el caso a (Fig.4.21) aunque con la indentación alrededor de la zona $\Theta = 0°$ mucho más acusada, consecuencia del menor tamaño geométrico real de la superficie s=0.75 en esa configuración.

Para la configuración b (Fig.4.22), que es aquella para la cual la resonancia **0** se encuentra más alejada (Fig.4.5 central) ese efecto aún no se observa a 1000 V y el resultado es, simplemente, modificar el nivel de atrapamiento sin alteración en la forma del perfil. Ese incremento suave con el campo (ver también Fig.4.3 superior) fué justificado en §3.1 de [3].

Por el contrario alli donde la la resonancia **0** es influyente la modificación de perfiles angulares es muy considerable (Fig.4.23 para la configuración e), con un profundísimo efecto de indentacion en la zona $\Theta = 0°$.

Todas esas Fig. muestran también los perfiles angulares poloidales de las pérdidas totales y de las pérdidas pasantes que presentan comportamientos similares en todos los casos.

5. Conclusiones

La extensión a otras configuraciones magnéticas del TJ-II, distintas de la de referencia, de los comportamientos de las pérdidas directas, asimetrías a la salida del plasma, atrapamiento e influencia del campo eléctrico en iones de energía intermedia ha conducido a las siguientes conclusiones:

a) En ausencia de campo eléctrico existen grandes similitudes en los comportamientos de todas las configuraciones: asimetrías y deposición de pérdidas a la salida del plasma, perfiles radiales y angulares, etc. En general las diferencias que aparecen son sólo cuantitativas y se encuentran dominadas por el valor del *ripple* magnético en el borde que, a su vez, presenta una clara correlación positiva con el radio de la configuración.

b) Esa similitud en el comportamiento cualitativo de todas las configuraciones cesa cuando se introduce un campo eléctrico radial. Son las resonancias del campo las responsables de esas diferencias.

c) La ordenación en voltaje de las resonancias viene determinada por el parámetro $(N+t)a^2$, en donde N es el orden de la resonancia, t la transformada rotacional y a el radio de la configuración. Mientras que la importancia de su efecto en las pérdidas y el atrapamiento viene determinada por su *periodicidad básica* (-N/4). Esto da lugar a que en las configuraciones de pequeño tamaño (glow y e) las resonancias 0 y -4 se encuentren a voltajes muy reducidos y que aquellas en que la transformada rotacional es cercana a 2 (b y f) sea la resonancia -2 la que aparezca a bajos voltajes.

d) Salvo en aquellos casos en que la resonancia 0 predomina, las asimetrías de la distribución de pérdidas a la salida del plasma se desplazan siempre en el sentido de la rotación poloidal inducida por el campo eléctrico.

e) Las modificaciones que el campo eléctrico aporta a los conos de pérdidas son similares para todas las configuraciones, difiriendo sólo en la posición de las resonancias en cada caso.

f) Los perfiles radiales de pérdidas son fuertemente influenciados por la resonancia -2, que puede producir la aparición de iones pasantes no confinados muy al interior del plasma.

g) Los perfiles radiales y angulares de atrapamiento son poco afectados por la resonancia -2. Por el contrario la resonancia 0 los afecta muy fuertemente.

Referencias

[1]. J. Guasp, M.Liniers. "Influencia del Campo Eléctrico radial en las derivas, atrapamiento y trayectorias de partículas en el TJ-II". Informe CIEMAT-827. Mayo 1997.

[2]. J. Guasp. "Influencia del campo eléctrico en las Asimetrías de las pérdidas directas en el TJ-II". Informe CIEMAT-821. Febrero 1997

[3]. J. Guasp, M.Liniers. "Dependencia de las regiones de atrapamiento con el campo eléctrico radial en el TJ-II". Informe CIEMAT-824. Mayo 1997.

[4]. 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.

[5]. J. Guasp, M.Liniers. "Efectos del campo eléctrico radial sobre el confinamiento y atrapamiento de electrones no colisionales en el TJ-II". Informe CIEMAT en prensa.

[6]. 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.

[7]. A.H.Boozer. Physics Fluids. **23**, 904 (1980).

[8]. K. Miyamoto. "Plasma Physics for Nuclear Fusion". MIT Press. Cambridge. Mass. (1980).

Lista de Figuras

§2

Fig.2.1 Diagrama de flexibilidad del TJ-II mostrando la localización de las configuraciones seleccionadas.
Eje horizontal (Icc): Corriente en el conductor circular (CC)
Eje vertical (Ihc): 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
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 (dRax),
ripple en el eje($\delta B(0)$)
b) Dependencia de la transformada rotacional en el eje, t(0), con la configuración, ordenadas según radio creciente.

Fig.2.3 Propiedades de las configuraciones:
a) Profundidad del pozo magnético
b) Disimetría del eje magnético (cf.§2.1, Tabla 2.I)
c) Shear magnético

Fig.2.4 Sección transversal de las superficies magnéticas y velocidades de deriva en el espacio real sin campo eléctrico, iones de 0.5 keV para ángulo toroidal, en el espacio real, Φ_r = 22.5° y 67.5°. Configuración de referencia (Ref2)

Fig.2.5 Idem. para una configuración de pequeño radio (e)

Fig.2.6 Idem. para una configuración con fuerte disimetría del eje (g)

Fig.2.7 Espectro de momentos del campo magnético para s=0.75
Principales componentes: (4,1) = *Corner ripple*
(0,1) = *Toroidal ripple*
(8,1) = *Helical ripple*

Fig.2.8 Perfiles radiales, en función de la *distancia horizontal normalizada* x/a (cf.§1.1), para la tasa media de atrapamiento teórica ideal en varias configuraciones.

Fig.2.9 Perfiles angulares de la tasa media de atrapamiento teórica ideal para s=0.75, en función del ángulo de Boozer poloidal Θ_b, promediados respecto al toroidal (Φ_b), para varias configuraciones.

Fig.2.10 Idem. en función del ángulo de Boozer toroidal Φ_b

Fig.2.11 Mapa angular de la fracción de atrapamiento teórica ideal para la superficie magnética s=0.75 en la configuración de referencia (Ref2)

Fig.2.12 Idem. para una configuración de pequeño radio (e)

Fig.2.13 Idem. para una configuración con fuerte disimetría del eje (g)

§3

Fig.3.1 Resultados para campo eléctrico nulo (Iones 0.5 keV)
a) Dependencia con el radio de la configuración de la tasa de pérdidas, de la fracción de partículas atrapadas y de la de pasantes perdidas.
b) Idem. con relacion al *ripple* en el borde $\delta B(a)$

Fig.3.2 Asimetrías de fugas a la salida del plasma (campo eléctrico nulo)
a) Dependencia con el radio de la configuración
b) Distribución en cuadrantes de ángulo poloidal (espacio real)

Fig. 3.3 Mapa angular para las pérdidas directas en el borde del plasma para iones de 0.5 keV y V_0=0 Volt. Configuración de referencia (Ref2)

Fig.3.4 Idem. para una configuración de pequeño radio (e)

Fig.3.5 Perfil radial de la tasa de partículas perdidas para iones de 0.5 keV con distribución radial inicial uniforme (similar a la Fig.2.8) para varias configuraciones (e, g, f, Ref2)

a) Tasa total de pérdidas

b) Idem. para la población de partículas pasantes perdidas.

§4

Fig.4.1 Variación con el potencial eléctrico de la tasa de pérdidas directas para iones de 0.5 keV distribuidos inicialmente al azar con perfil radial parabólico en varias configuraciones.

Fig.4.2 Idem. para la fracción de pérdidas de las partículas pasantes.

Fig.4.3 Idem. para la fracción de atrapamiento.

Fig.4.4 Variación con el potencial eléctrico de la distribución angular poloidal de fugas a la salida del plasma (espacio real)

a) Configuración de referencia (Ref2)

b) para una configuración de pequeño radio (e)

c) para una configuración con fuerte disimetría del eje (g)

Fig.4.5 Voltajes resonantes para varias configuraciones en función de las predicciones del modelo simple (4.1) mostrando la excelente correlación con el parámetro $(N+t)a^2$ (§4.3)

a) Resonancia -2

b) Resonancia **0**

c) Resonancia -4

Fig.4.6 Diagrama *pitch*(γ)-potencial central (V_0) mostrando el contorno de la región de atrapamiento junto con las bandas resonantes (resolución de la resonancia ± 0.05). Iones 0.5 keV, nacidos con s=0.90, $\Phi b=0°$, $\Theta b=0°$. Configuración de referencia (Ref2)

Fig.4.7 Idem. para la configuración b

Fig.4.8 Idem. para la configuración f

Fig.4.9 Idem. para la configuración e

Fig.4.10 Diagrama distancia horizontal normalizada (x)-*pitch* (γ) para iones de 0.5 keV, nacidos en $\Phi b=25°$, $\Theta b=0°$, mostrando el contorno de la zona de atrapamiento y las bandas resonantes para potencial eléctrico central V_0 = -200 V. Configuración b

Fig.4.11 Idem. para V_0 = +200 V. Configuración b

Fig.4.12 Cono de pérdidas (diagrama velocidad paralela - velocidad perpendicular) mostrando el contorno de la zona de atrapamiento y las bandas resonantes. Iones de hasta 2 keV, nacidos con s=0.75, $\Phi b=0°$, $\Theta b=0°$. Caso de potencial eléctrico central V_0 = -200 V. Configuración b

Fig.4.13 Idem. para V_0 = +200 V. Configuración b

Fig.4.14 Diagrama (x-γ), similar a la Fig.4.10 para V_0 = -500 V en la configuración e

Fig.4.15 Idem. para V_0 = +500 V. Configuración e

Fig.4.16 Cono de pérdidas, similar a la Fig.4.12 para V_0 = -500 V en la configuración e

Fig.4.17 Idem. para V_0 = +500 V. Configuración e

Fig.4.18 Dependencia del perfil radial con el campo eléctrico (x/a es la *distancia horizontal normalizada* §1.1). Caso de la configuración de referencia (Ref2)

a) Tasa de pérdidas
b) Tasa de particulas pasantes perdidas.
c) Tasa de atrapamiento

Fig.4.19 Idem. para la configuración b

Fig.4.20 Dependencia del perfil angular poloidal con el campo eléctrico (similar a la Fig.2.9). Caso de la configuración de referencia (Ref2)

a) Tasa de atrapamiento

b) Tasa de pérdidas

Fig.4.21 Idem. para la configuración a

c) Tasa de particulas pasantes perdidas.

Fig.4.22 Idem. para la configuración b

Fig.4.23 Idem. para la configuración e

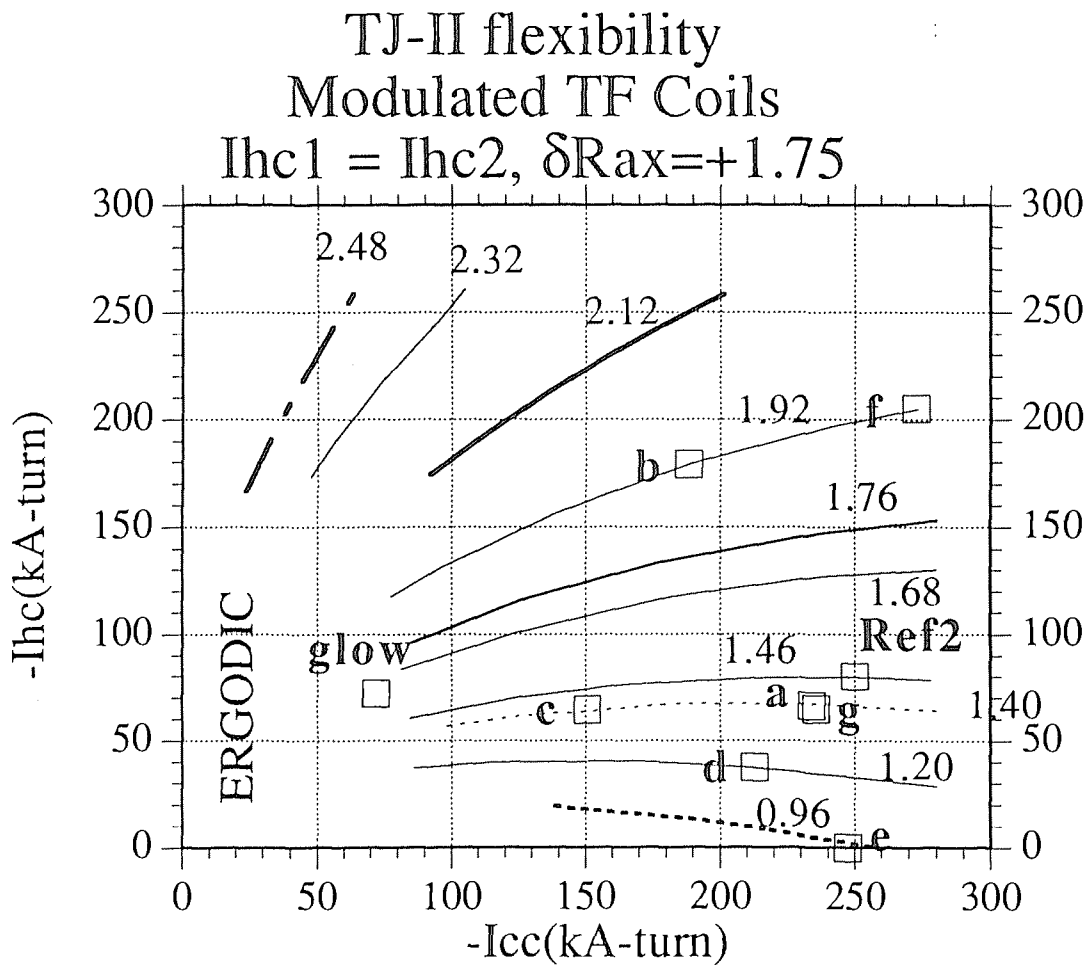
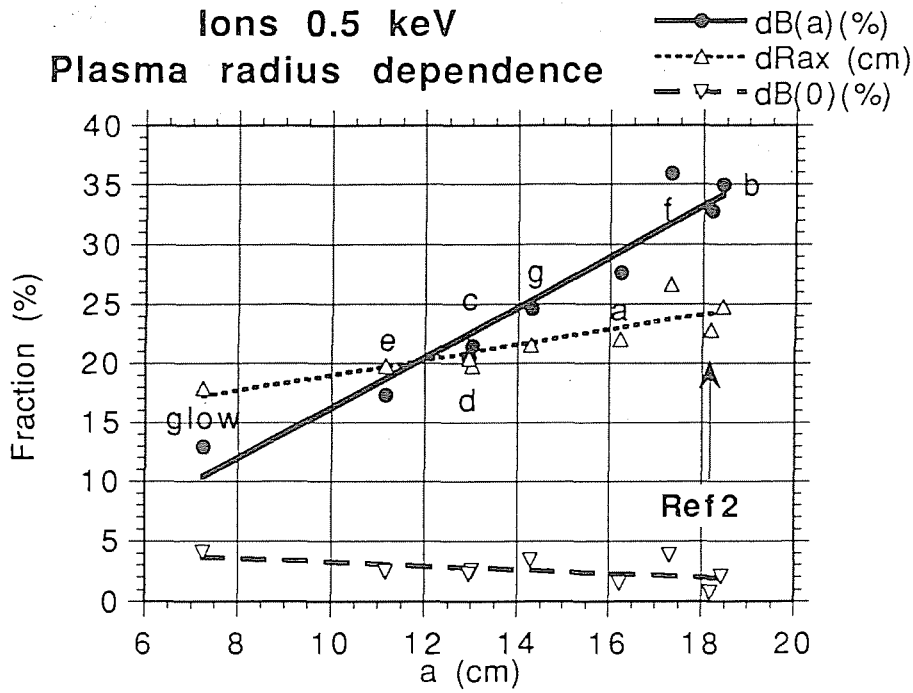

TJ-II flexibility
Modulated TF Coils
Ihc1 = Ihc2, δRax=+1.75
-Ihc(kA-turn)
-Icc(kA-turn)
ERGODIC
2.48
2.32
2.12
1.92
1.76
1.68
1.46
1.40
1.20
0.96
glow
Ref2
a
b
c
d
e
f
g
0
50
100
150
200
250
300

Fig.2.1


Ions 0.5 keV
Plasma radius dependence
dB(a)(%)
dRax (cm)
dB(0)(%)
Fraction (%)
a (cm)
glow
e
d
c
g
a
f
b
Ref2

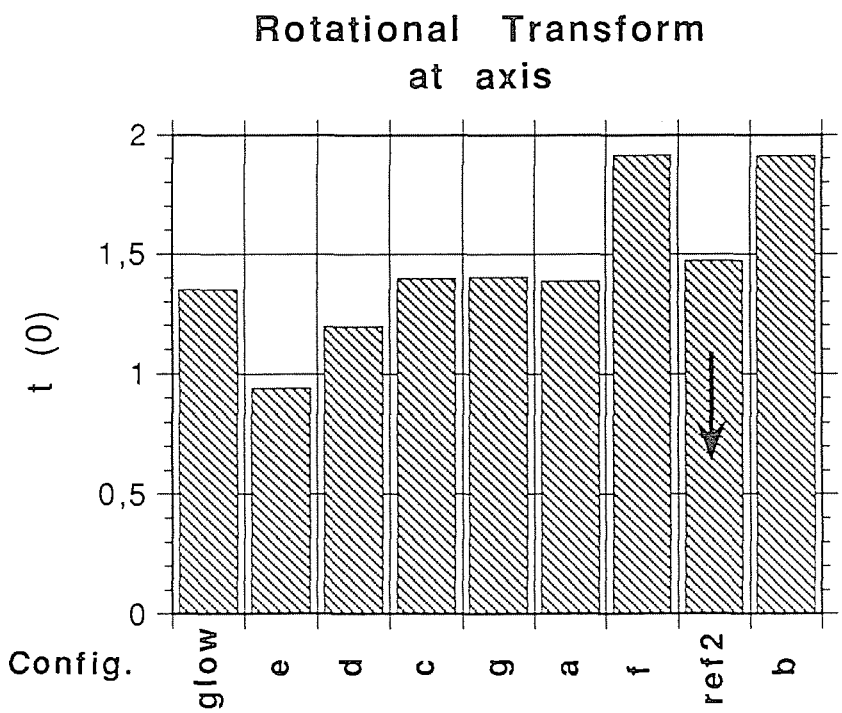

Rotational Transform
at axis
t (0)
Config.
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b

Fig.2.2

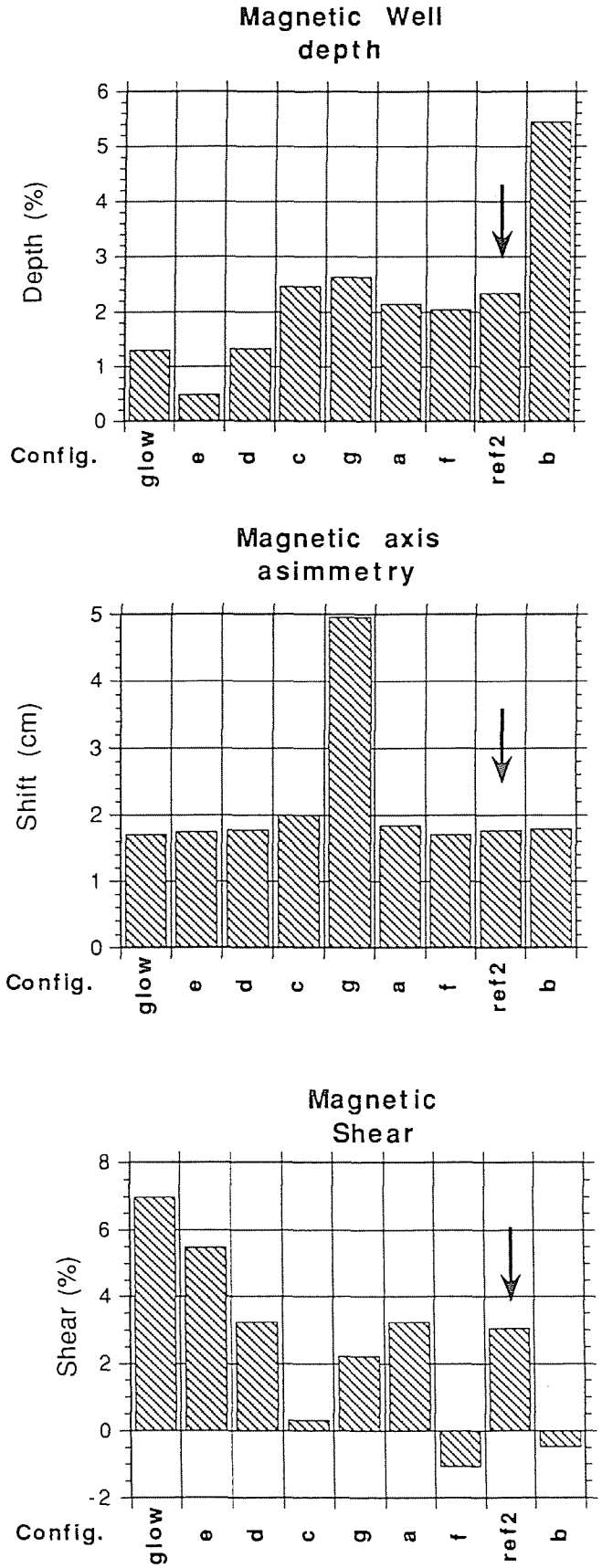
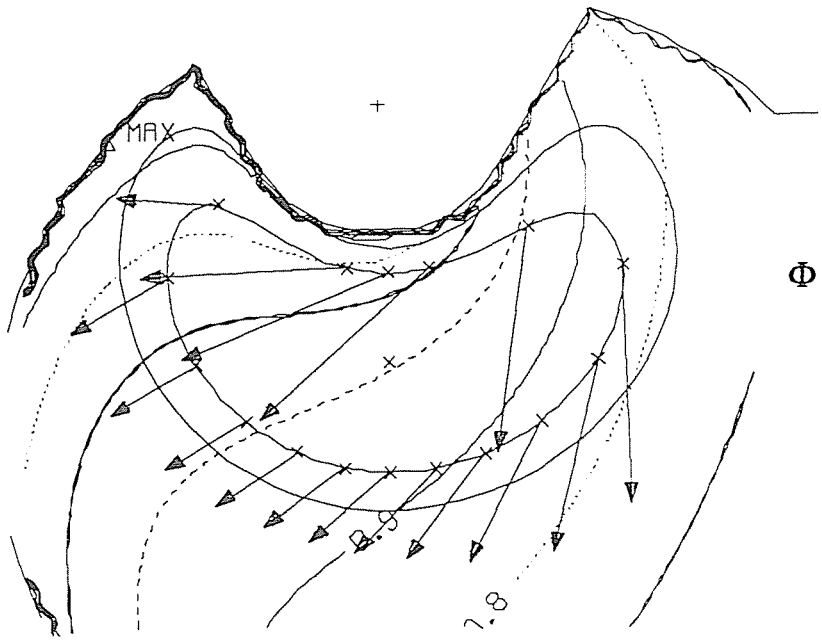
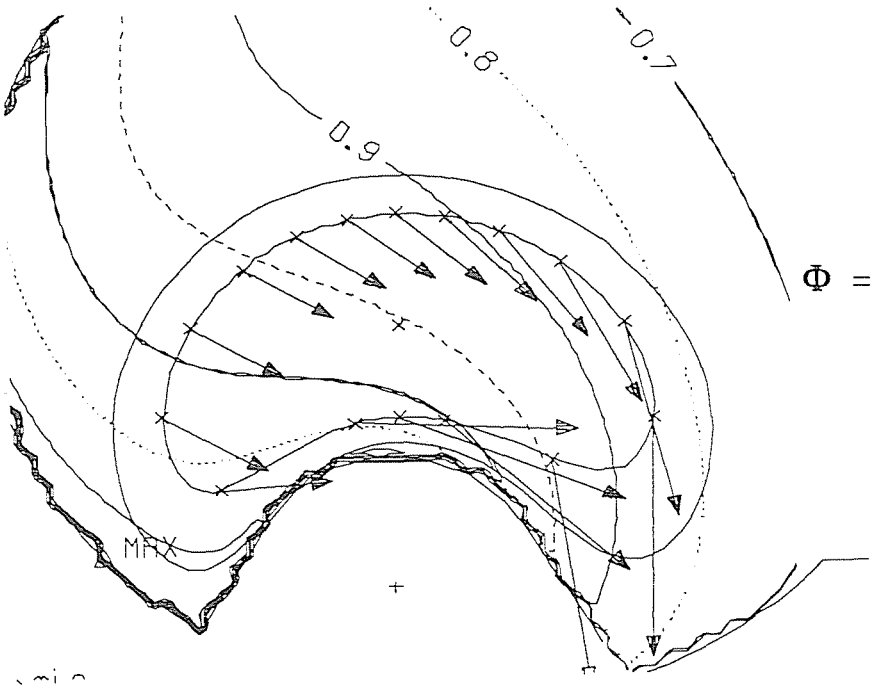

Magnetic Well depth
Depth (%)
0
1
2
3
4
5
6
Config.
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b
Magnetic axis asimmetry
Shift (cm)
0
1
2
3
4
5
Config.
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b
Magnetic Shear
Shear (%)
-2
0
2
4
6
8
Config.
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b

Fig.2.3

Config. ref2



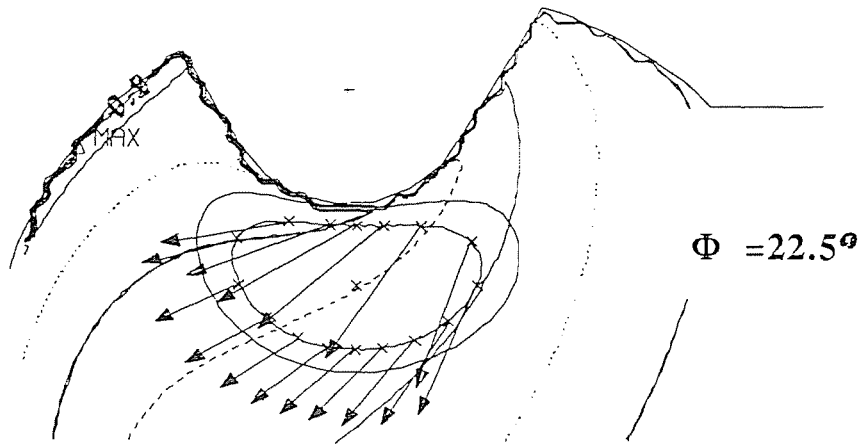
Φ = 22.5°



Φ = 67.5°

Fig.2.4

Config. e



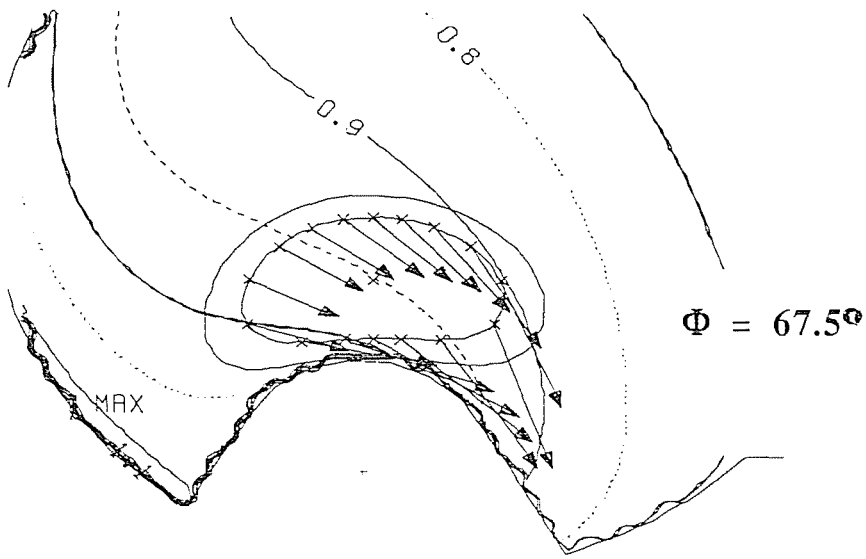
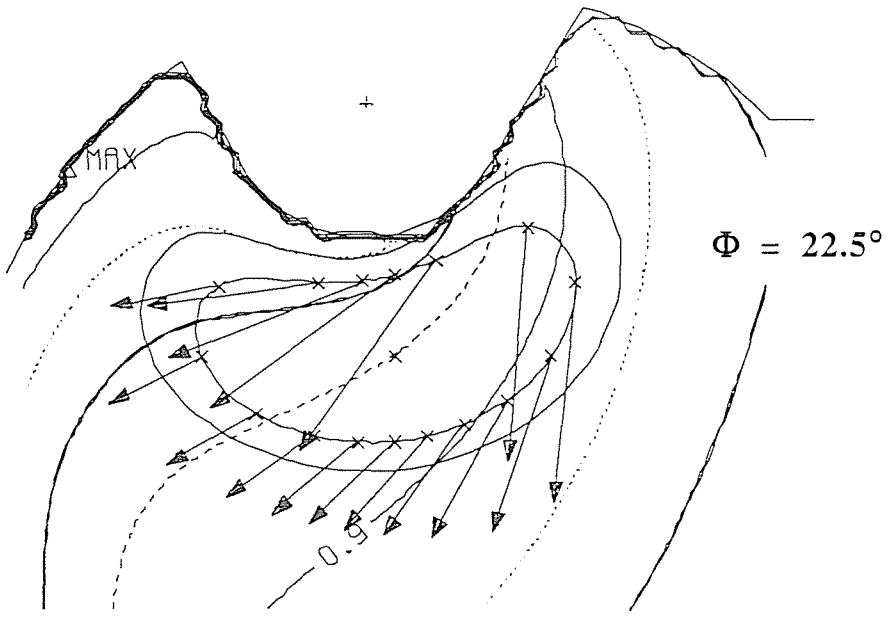
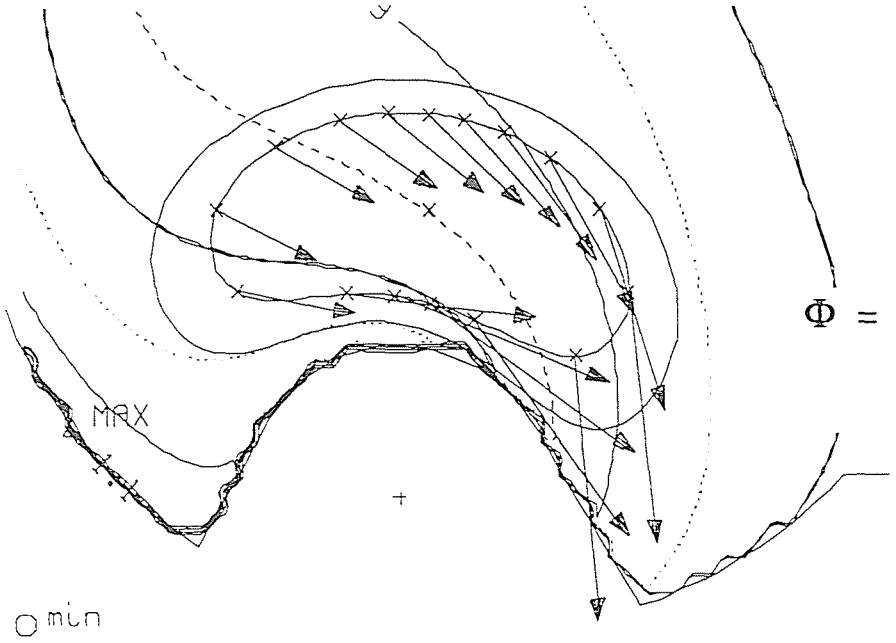


Fig.2.5

Config.g

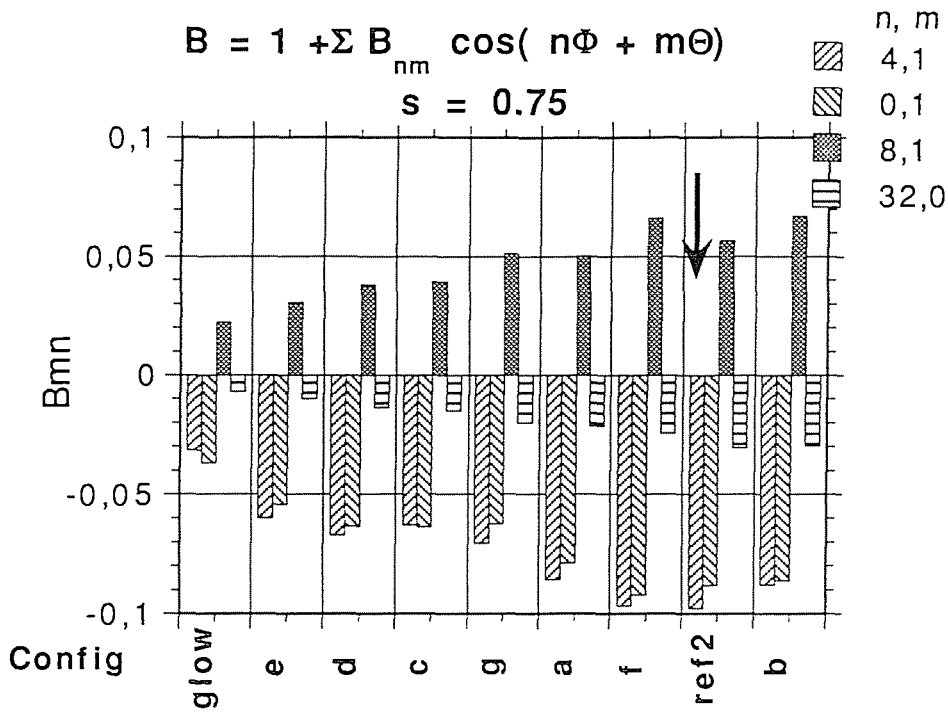


Φ = 22.5°



Φ = 67.5°

Fig.2.6


B = 1 +Σ B nm cos(nΦ + mΘ)
s = 0.75
n, m
4,1
0,1
8,1
32,0
0,1
0,05
0
-0,05
-0,1
Bmn
Config
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b

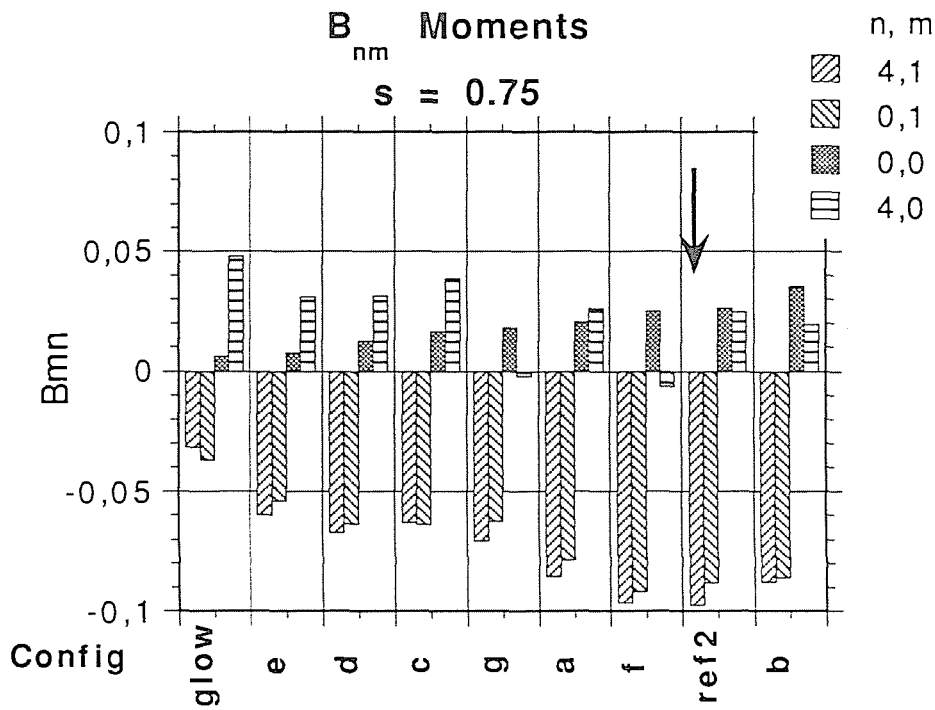
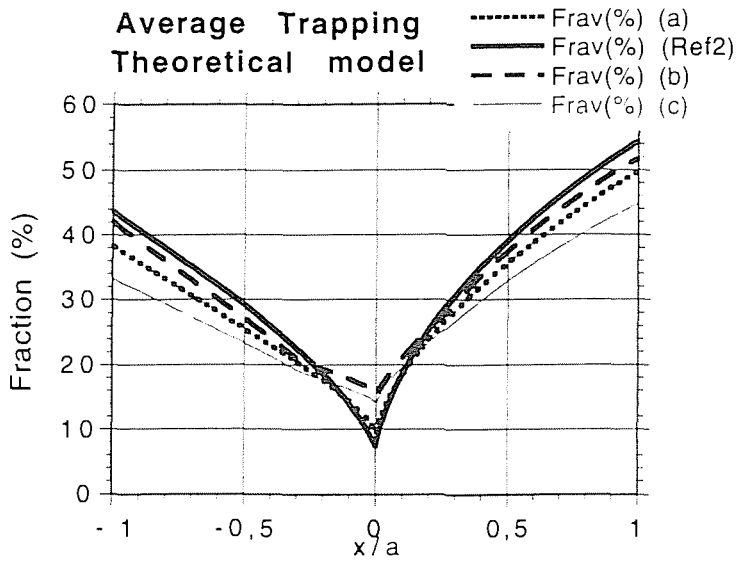
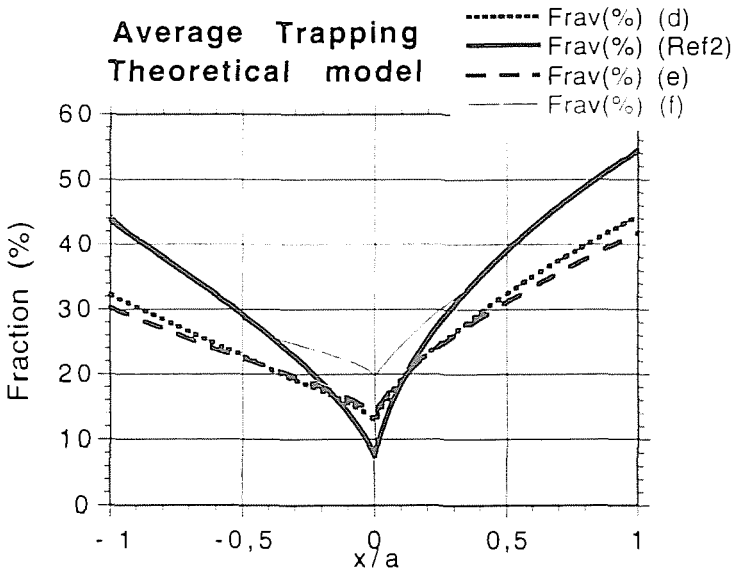

B nm Moments
s = 0.75
n, m
4,1
0,1
0,0
4,0
0,1
0,05
0
-0,05
-0,1
Bmn
Config
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b

Fig.2.7


Average Trapping
Theoretical model
Frav(%) (a)
Frav(%) (Ref2)
Frav(%) (b)
Frav(%) (c)
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
0
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a


Average Trapping
Theoretical model
Frav(%) (d)
Frav(%) (Ref2)
Frav(%) (e)
Frav(%) (f)
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
0
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

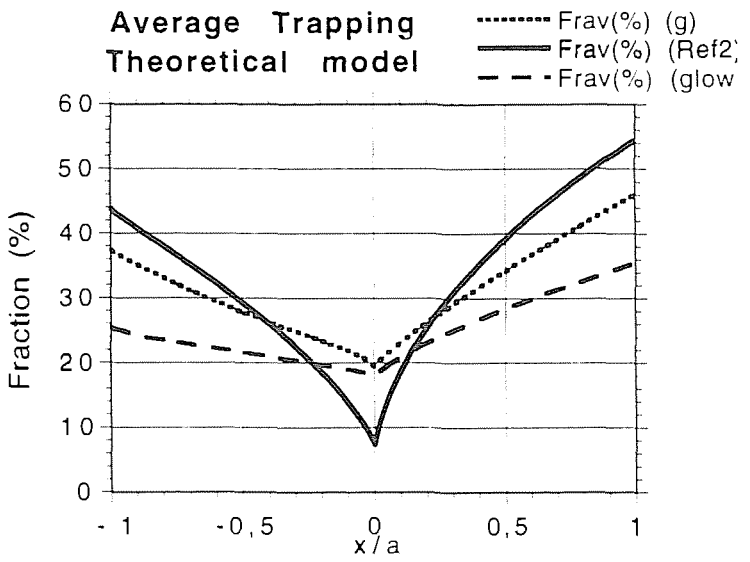
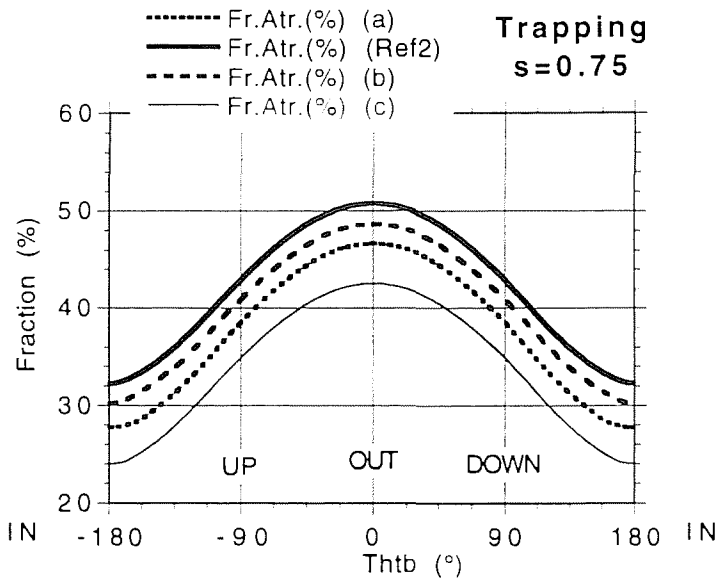
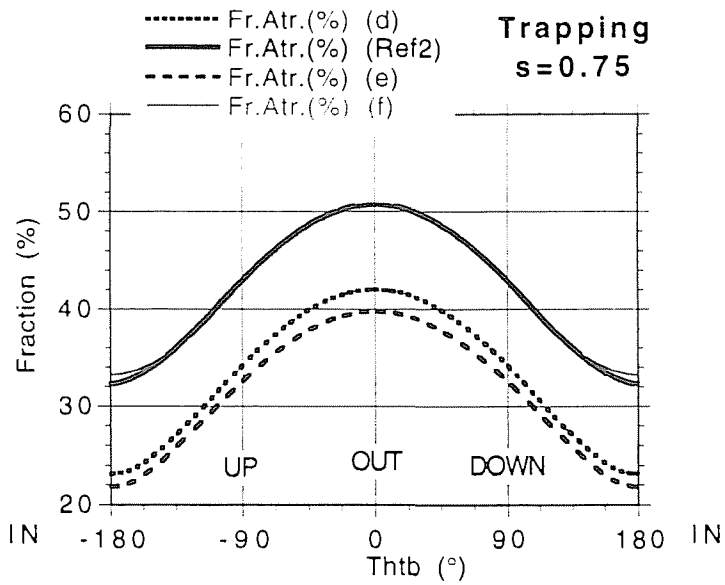

Average Trapping
Theoretical model
Frav(%) (g)
Frav(%) (Ref2)
Frav(%) (glow
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
0
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

Fig.2.8


Fr.Atr.(%) (a)
Fr.Atr.(%) (Ref2)
Fr.Atr.(%) (b)
Fr.Atr.(%) (c)
Trapping
s=0.75
Fraction (%)
60
50
40
30
20
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)


Fr.Atr.(%) (d)
Fr.Atr.(%) (Ref2)
Fr.Atr.(%) (e)
Fr.Atr.(%) (f)
Trapping
s=0.75
Fraction (%)
60
50
40
30
20
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)

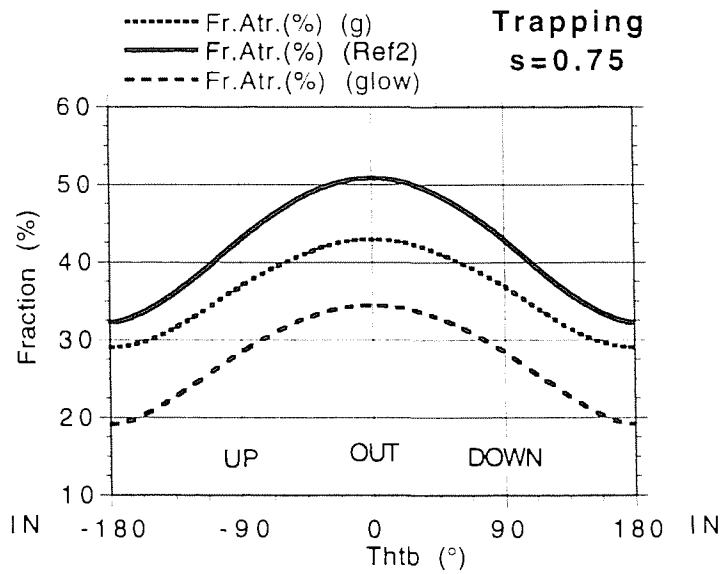
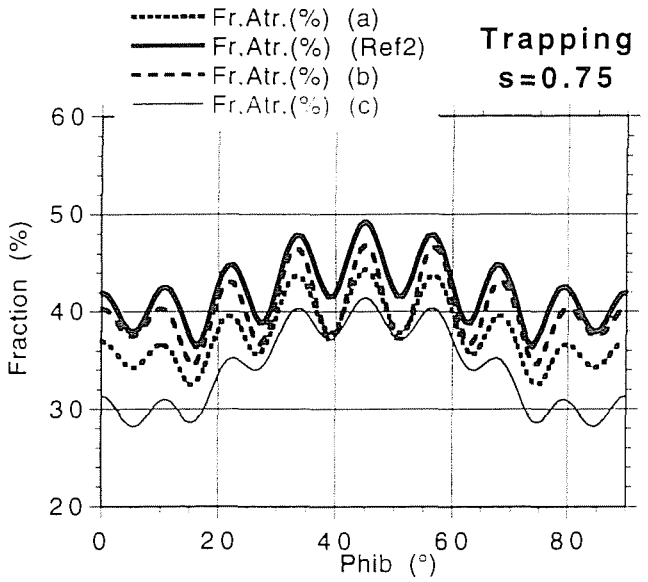
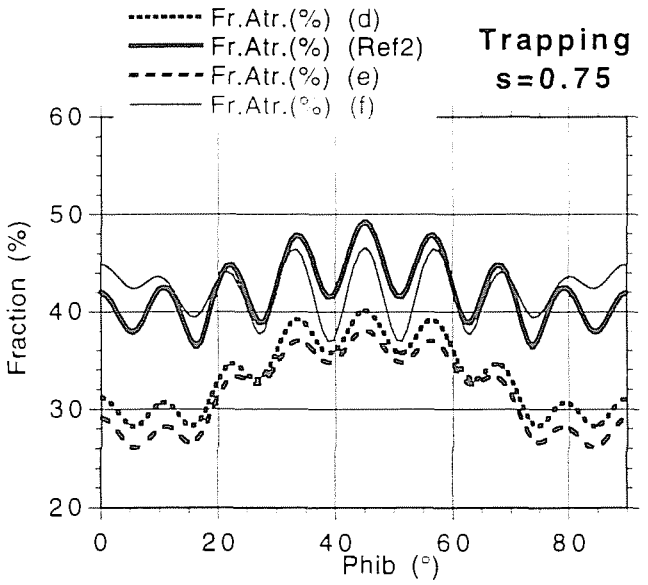

Fr.Atr.(%) (g)
Fr.Atr.(%) (Ref2)
Fr.Atr.(%) (glow)
Trapping
s=0.75
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)

Fig.2.9


Fr.Atr.(%) (a)
Fr.Atr.(%) (Ref2)
Fr.Atr.(%) (b)
Fr.Atr.(%) (c)
Trapping
s=0.75
Fraction (%)
Phib (°)


Fr.Atr.(%) (d)
Fr.Atr.(%) (Ref2)
Fr.Atr.(%) (e)
Fr.Atr.(%) (f)
Trapping
s=0.75
Fraction (%)
Phib (°)

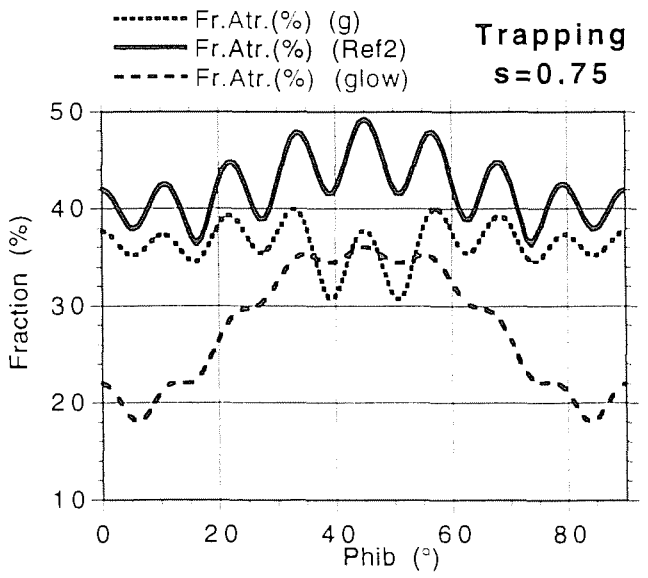

Fr.Atr.(%) (g)
Fr.Atr.(%) (Ref2)
Fr.Atr.(%) (glow)
Trapping
s=0.75
Fraction (%)
Phib (°)

Fig.2.10

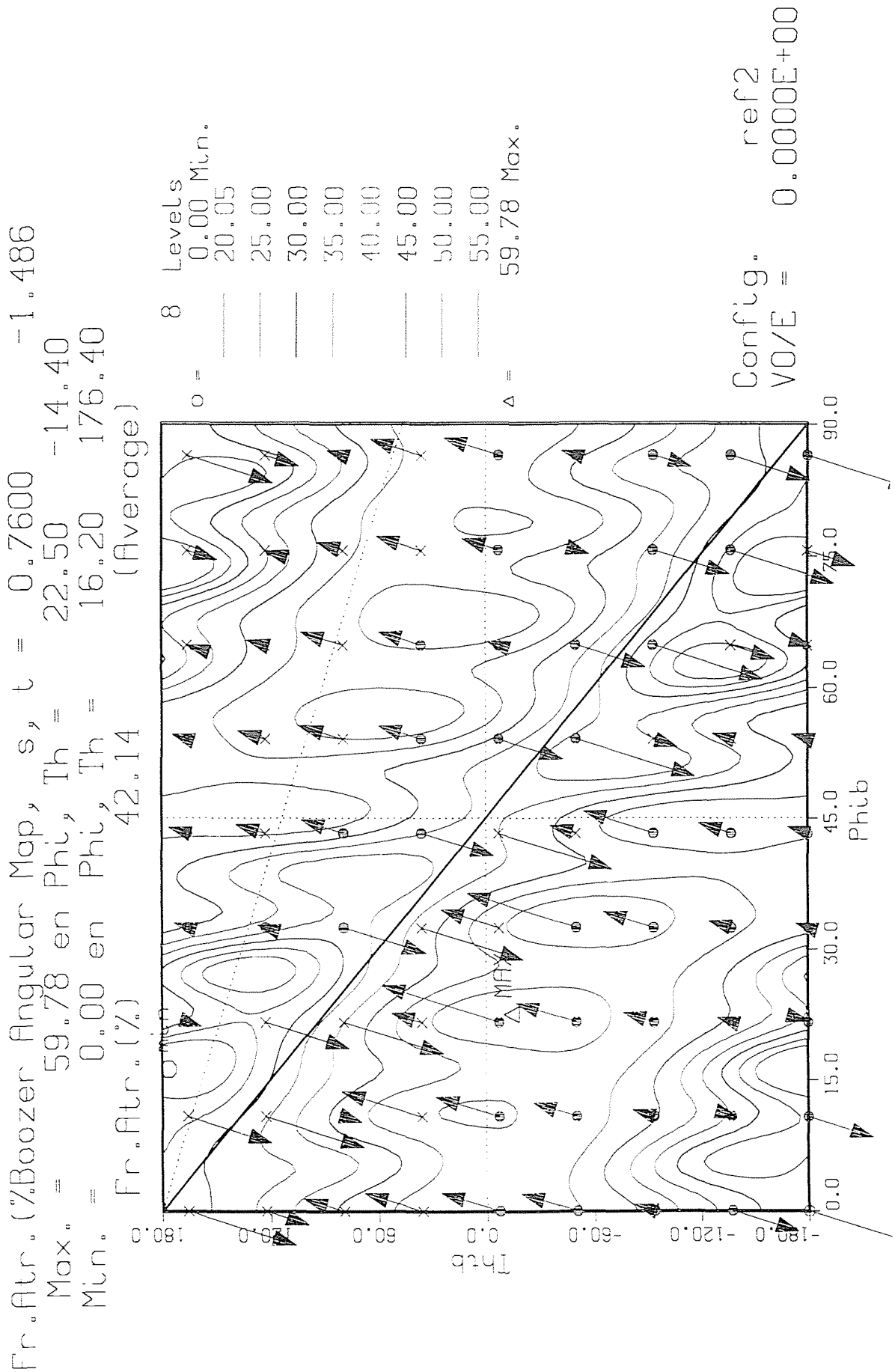

Fr.Atr.(%Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.486
Max. = 59.78 en Phi, Th = 22.50 -14.40
Min. = 0.00 en Phi, Th = 16.20 176.40
Fr.Atr.(%) 42.14 (Average)
8 Levels
0.00 Min.
20.05
25.00
30.00
35.00
40.00
45.00
50.00
55.00
59.78 Max.
Config. ref2
VO/E = 0.0000E+00
MAX
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.11

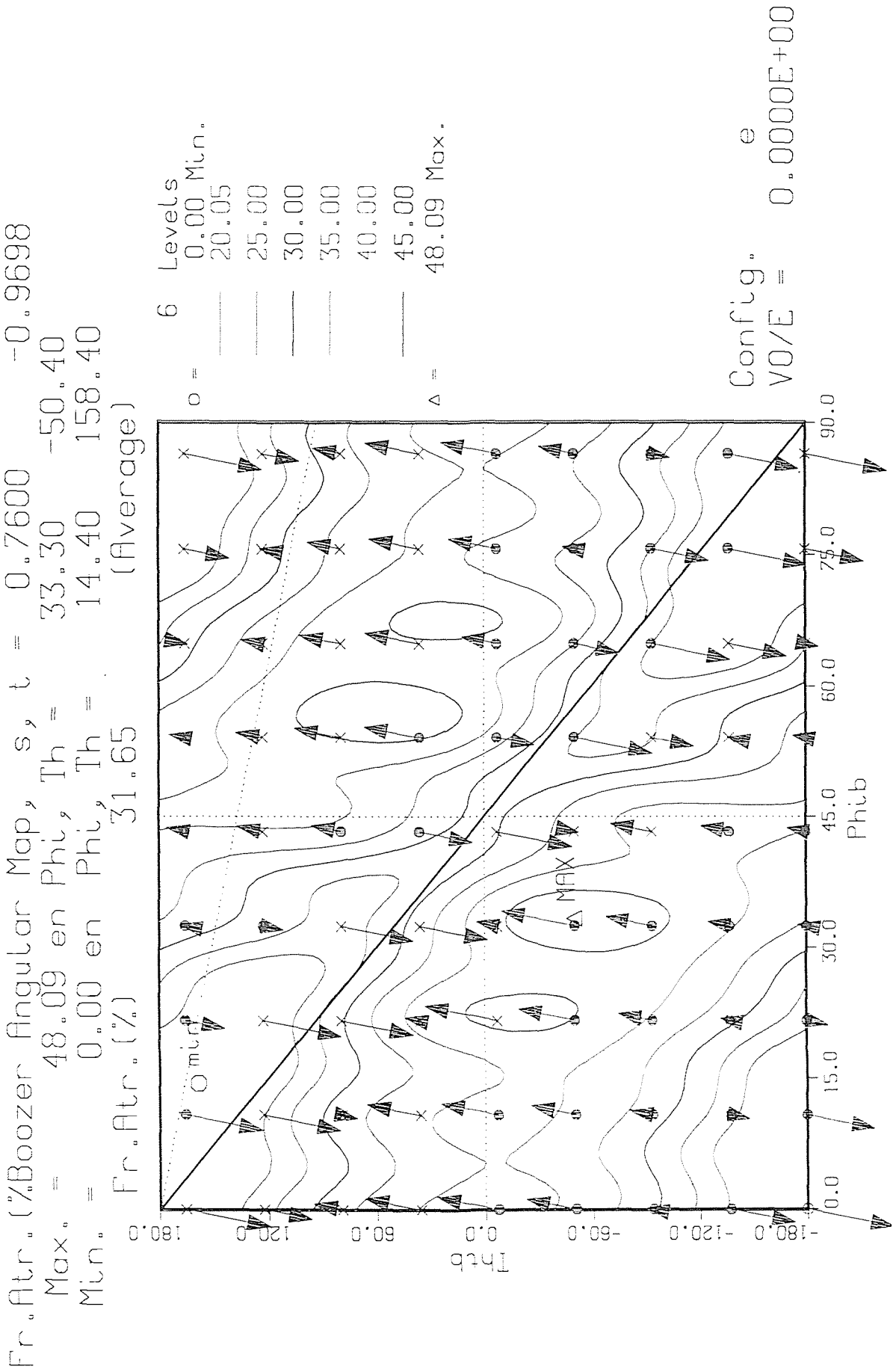

Fr.Atr.(%Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -0.9698
Max. = 48.09 en Phi, Th = 33.30 -50.40
Min. = 0.00 en Phi, Th = 14.40 158.40
Fr.Atr.(%) 31.65 (Average)
6 Levels
o = 0.00 Min.
20.05
25.00
30.00
35.00
40.00
45.00
Δ = 48.09 Max.
Config. e
V0/E = 0.0000E+00
Omin
Δ Max
Thtb
Phib
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0

Fig.2.12

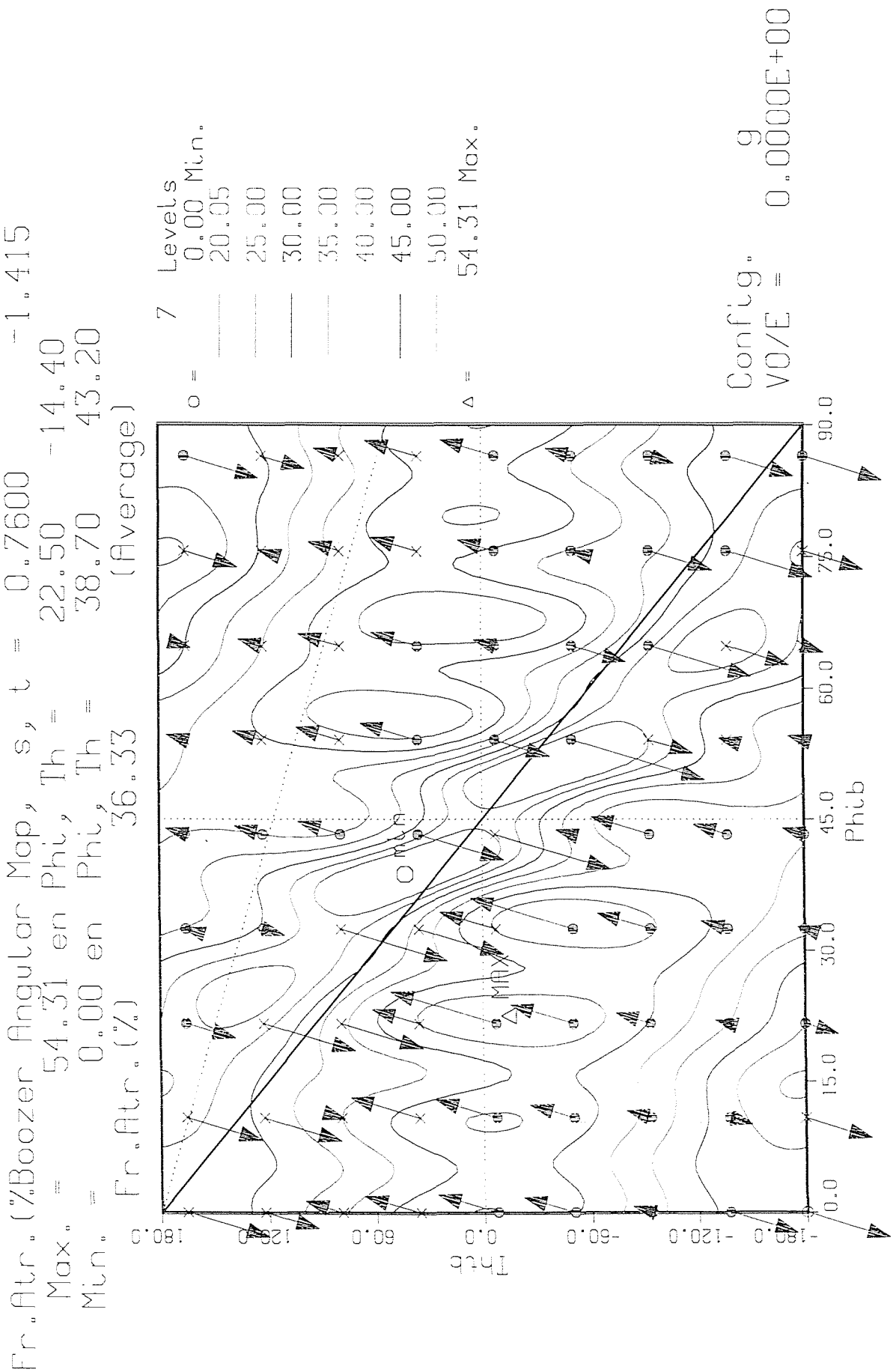
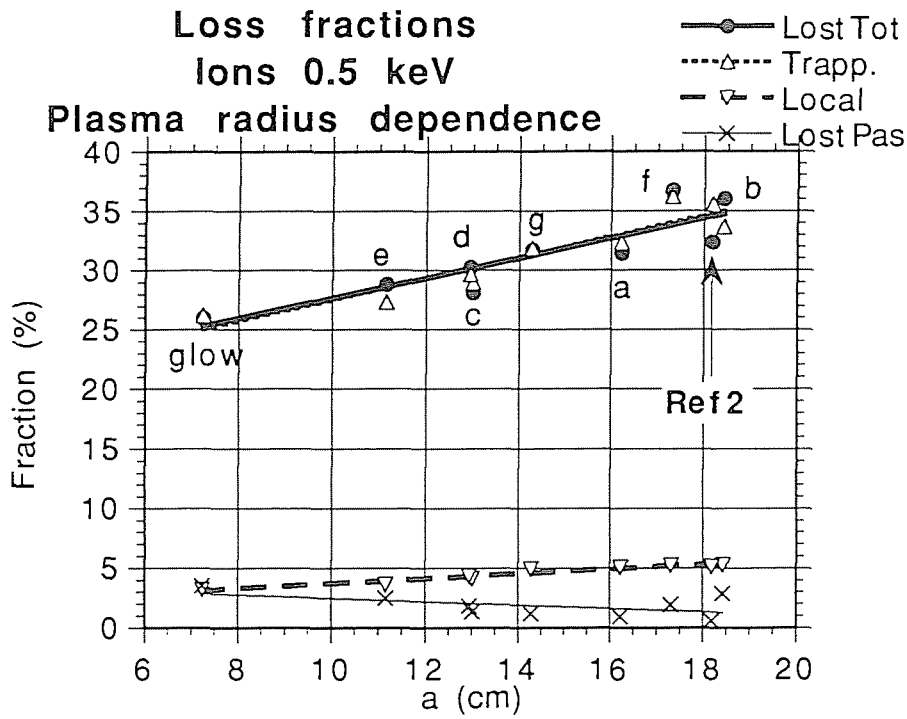

Fr.Atr.(%Boozer Angular Map, s, t = 0.7600 -1.415
Max. = 54.31 en Phi, Th = 22.50 -14.40
Min. = 0.00 en Phi, Th = 38.70 43.20
Fr.Atr.(%) (Average) 36.33
7 Levels
o = 0.00 Min.
20.05
25.00
30.00
35.00
40.00
45.00
50.00
Δ = 54.31 Max.
Config. g
VO/E = 0.0000E+00
Phib
Thib
MAX
MIN
0.0
15.0
30.0
45.0
60.0
75.0
90.0
180.0
120.0
60.0
0.0
-60.0
-120.0
-180.0

Fig.2.13


Loss fractions
Ions 0.5 keV
Plasma radius dependence
Lost Tot
Trapp.
Local
Lost Pas
Fraction (%)
a (cm)
glow
Ref2
a
b
c
d
e
f
g

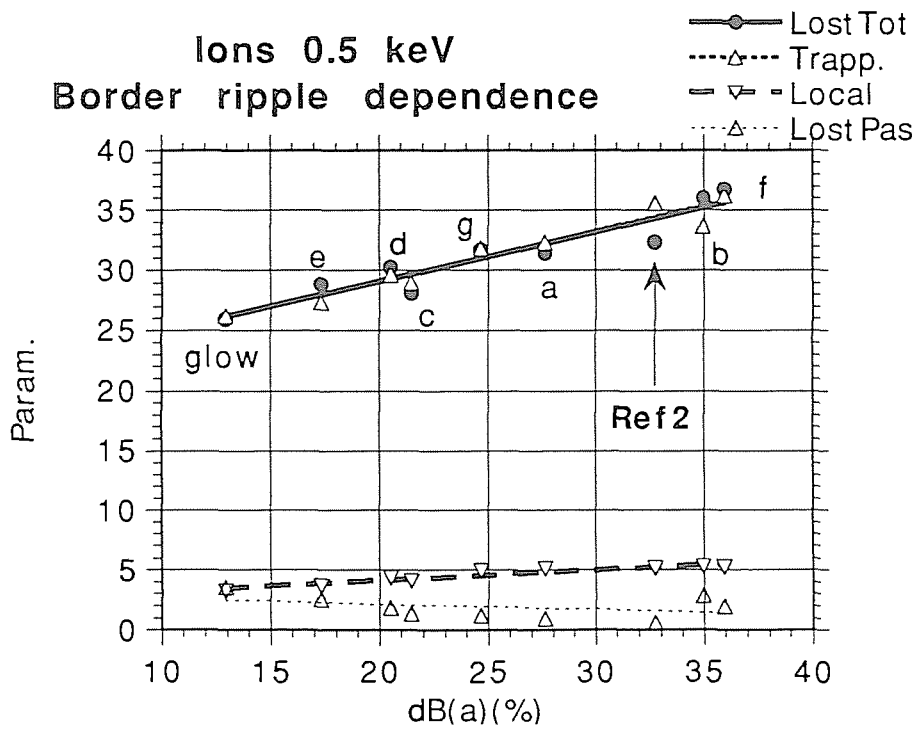
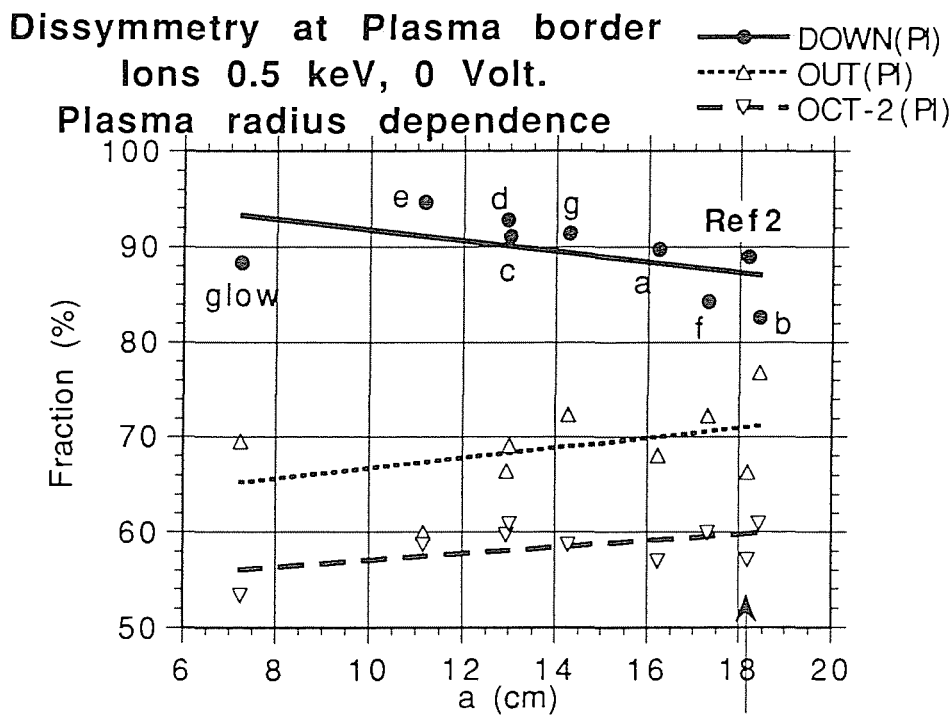

Ions 0.5 keV
Border ripple dependence
Lost Tot
Trapp.
Local
Lost Pas
Param.
dB(a)(%)
glow
Ref2
a
b
c
d
e
f
g

Fig.3.1


Dissymmetry at Plasma border
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Plasma radius dependence
DOWN(Pl)
OUT(Pl)
OCT-2(Pl)
Fraction (%)
a (cm)
glow
e
d
c
g
a
f
b
Ref2

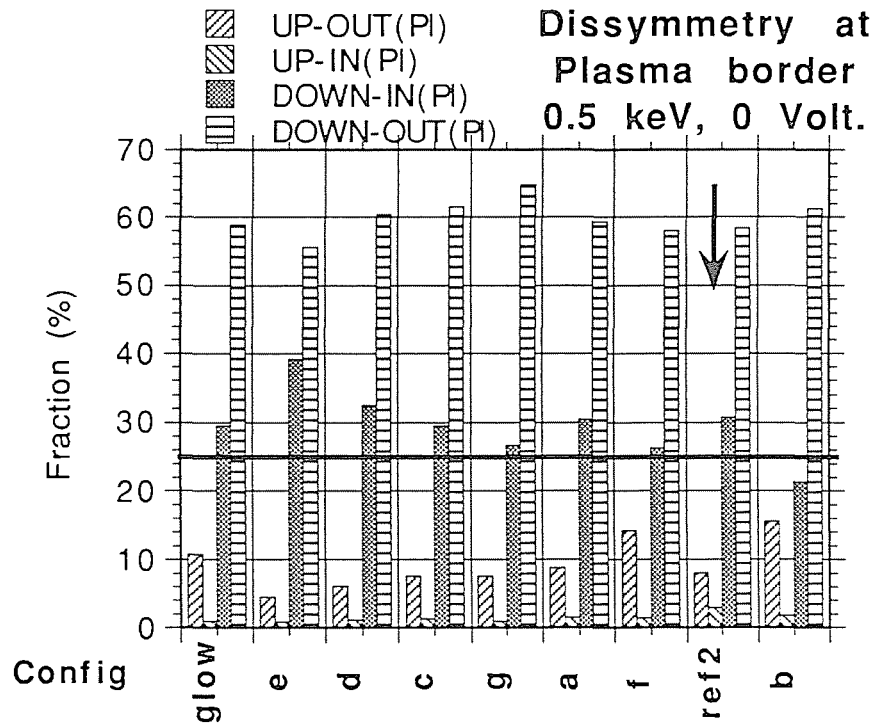

UP-OUT(Pl)
UP-IN(Pl)
DOWN-IN(Pl)
DOWN-OUT(Pl)
Dissymmetry at
Plasma border
0.5 keV, 0 Volt.
Fraction (%)
Config
glow
e
d
c
g
a
f
ref2
b

Fig.3.2

Random, Parab. Prof., E(keV), V = 0.5000 0.00(

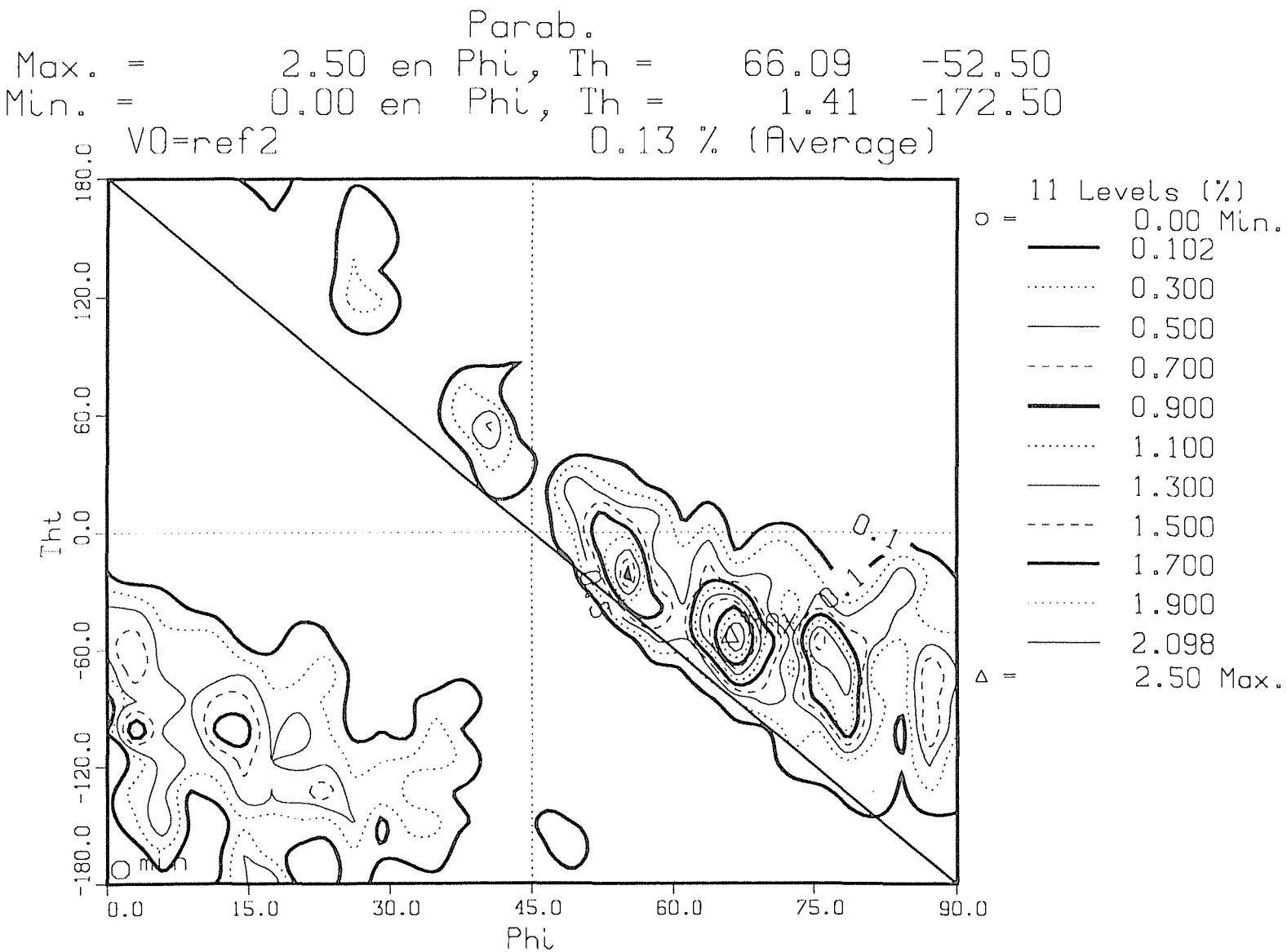


Fig.3.3

Random, Parab. Prof., E(keV), V = 0.5000 0.000

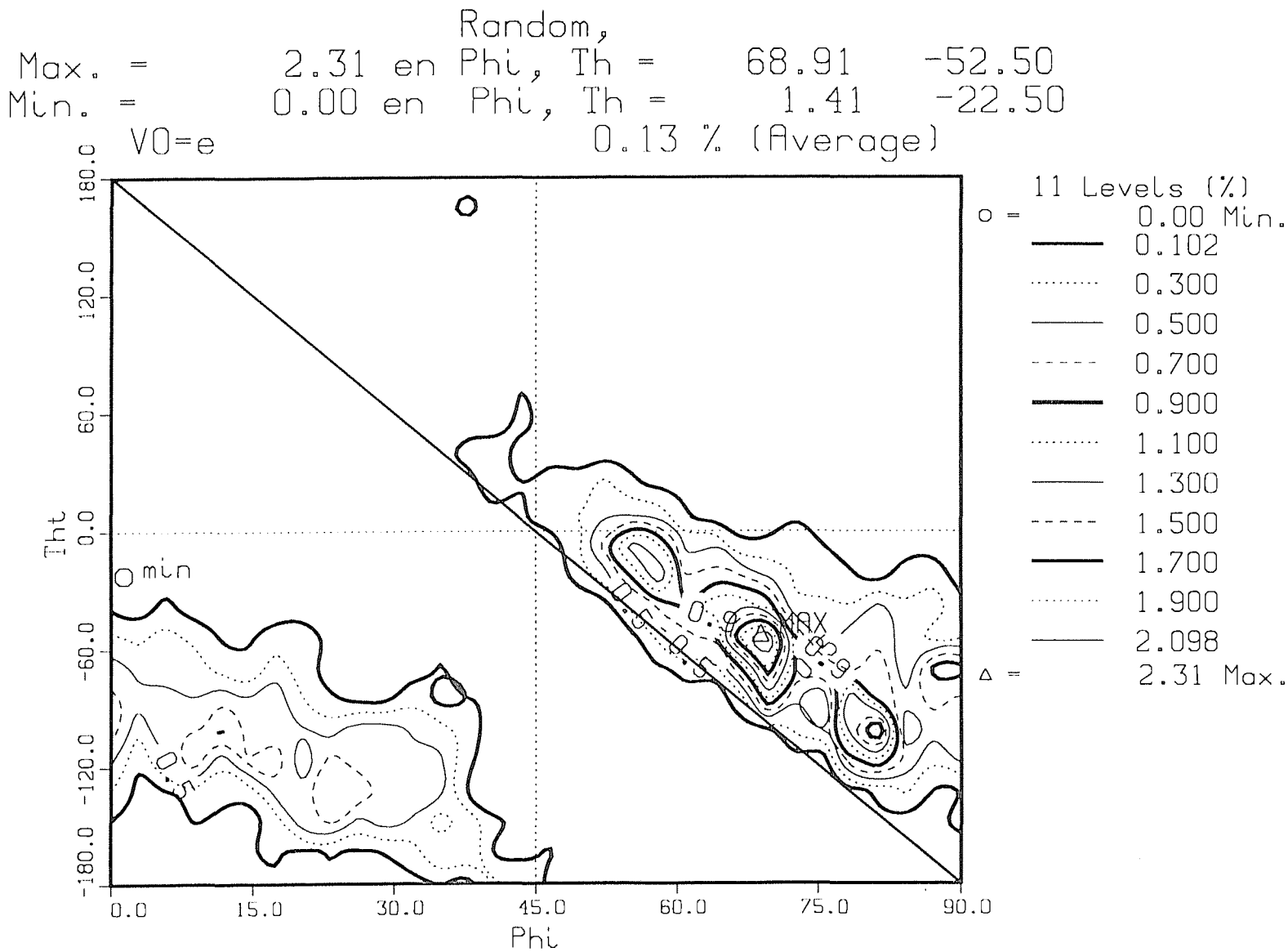
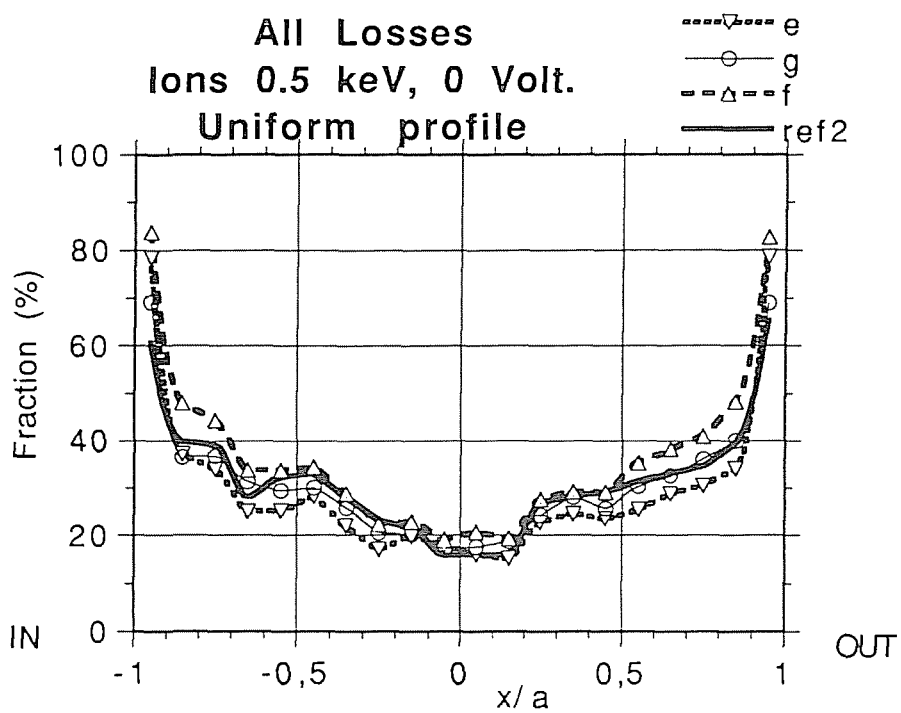


Fig.3.4


All Losses
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
e
g
f
ref2
Fraction (%)
100
80
60
40
20
0
IN
OUT
-1
-0,5
0
0,5
1
x/ a

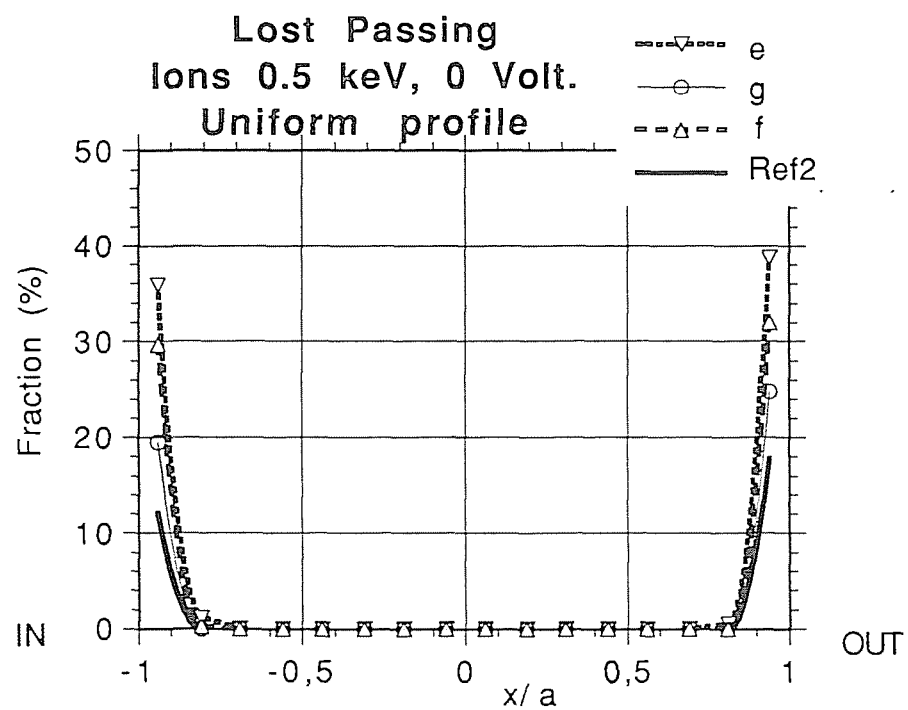

Lost Passing
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
e
g
f
Ref2
Fraction (%)
50
40
30
20
10
0
IN
OUT
-1
-0,5
0
0,5
1
x/ a

Fig.3.5

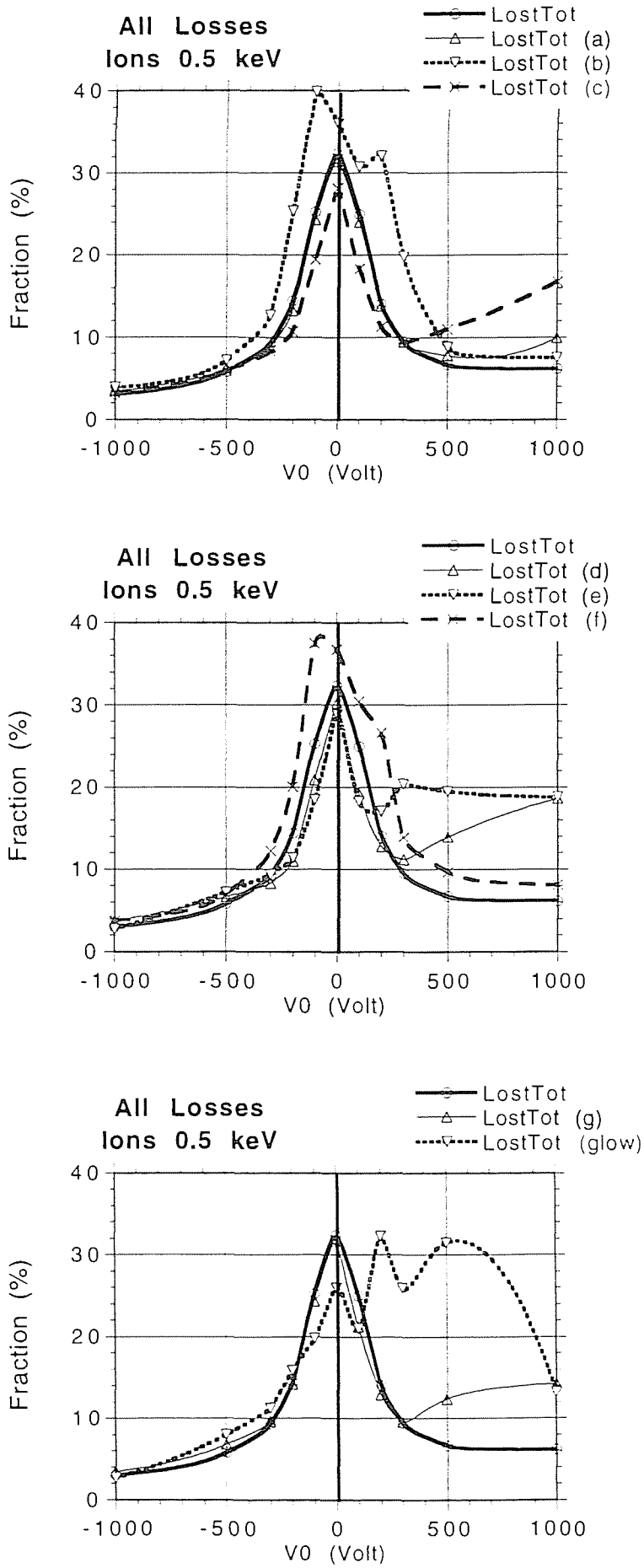
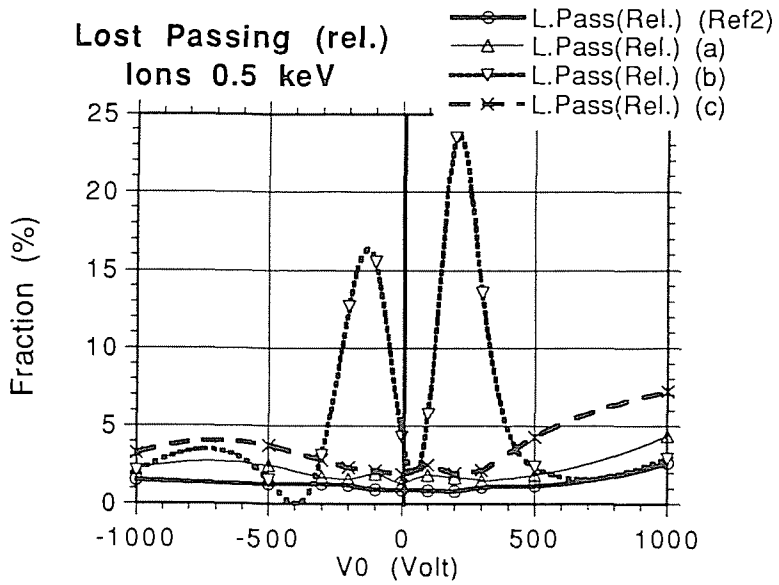
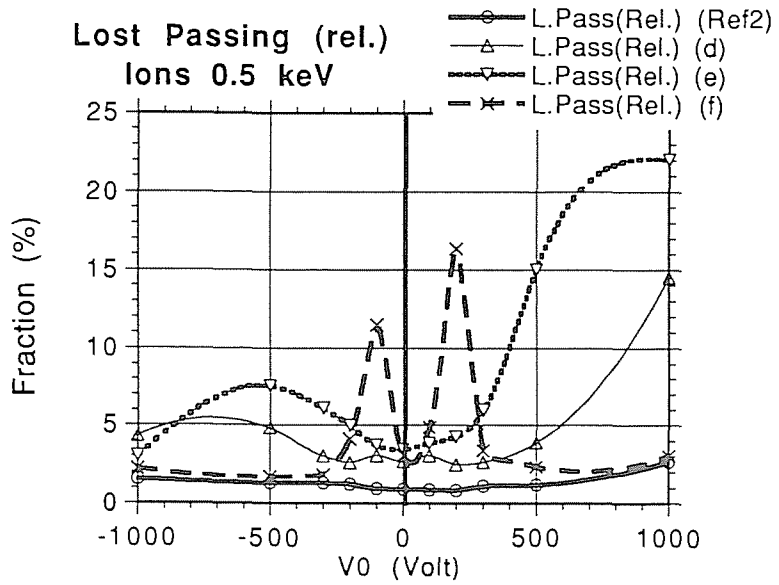

All Losses
Ions 0.5 keV
LostTot
LostTot (a)
LostTot (b)
LostTot (c)
Fraction (%)
V0 (Volt)
All Losses
Ions 0.5 keV
LostTot
LostTot (d)
LostTot (e)
LostTot (f)
Fraction (%)
V0 (Volt)
All Losses
Ions 0.5 keV
LostTot
LostTot (g)
LostTot (glow)
Fraction (%)
V0 (Volt)

Fig.4.1


Lost Passing (rel.)
Ions 0.5 keV
L.Pass(Rel.) (Ref2)
L.Pass(Rel.) (a)
L.Pass(Rel.) (b)
L.Pass(Rel.) (c)
Fraction (%)
25
20
15
10
5
0
-1000
-500
0
500
1000
V0 (Volt)


Lost Passing (rel.)
Ions 0.5 keV
L.Pass(Rel.) (Ref2)
L.Pass(Rel.) (d)
L.Pass(Rel.) (e)
L.Pass(Rel.) (f)
Fraction (%)
25
20
15
10
5
0
-1000
-500
0
500
1000
V0 (Volt)

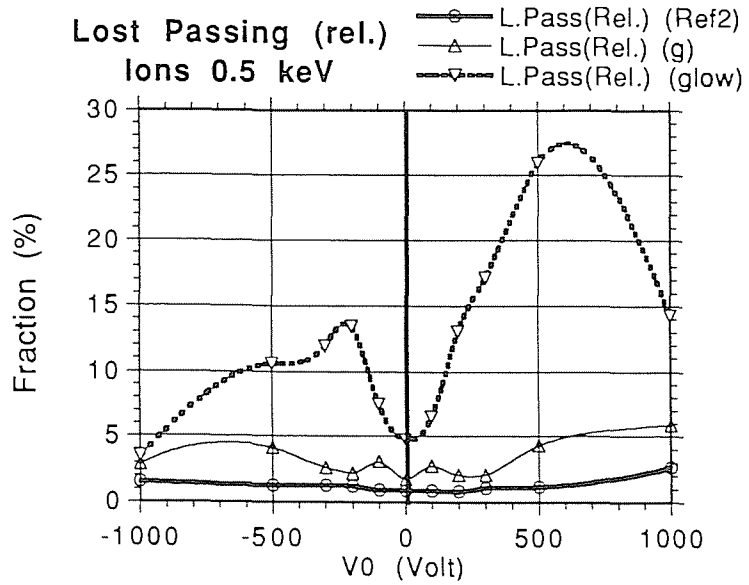

Lost Passing (rel.)
Ions 0.5 keV
L.Pass(Rel.) (Ref2)
L.Pass(Rel.) (g)
L.Pass(Rel.) (glow)
Fraction (%)
30
25
20
15
10
5
0
-1000
-500
0
500
1000
V0 (Volt)

Fig.4.2

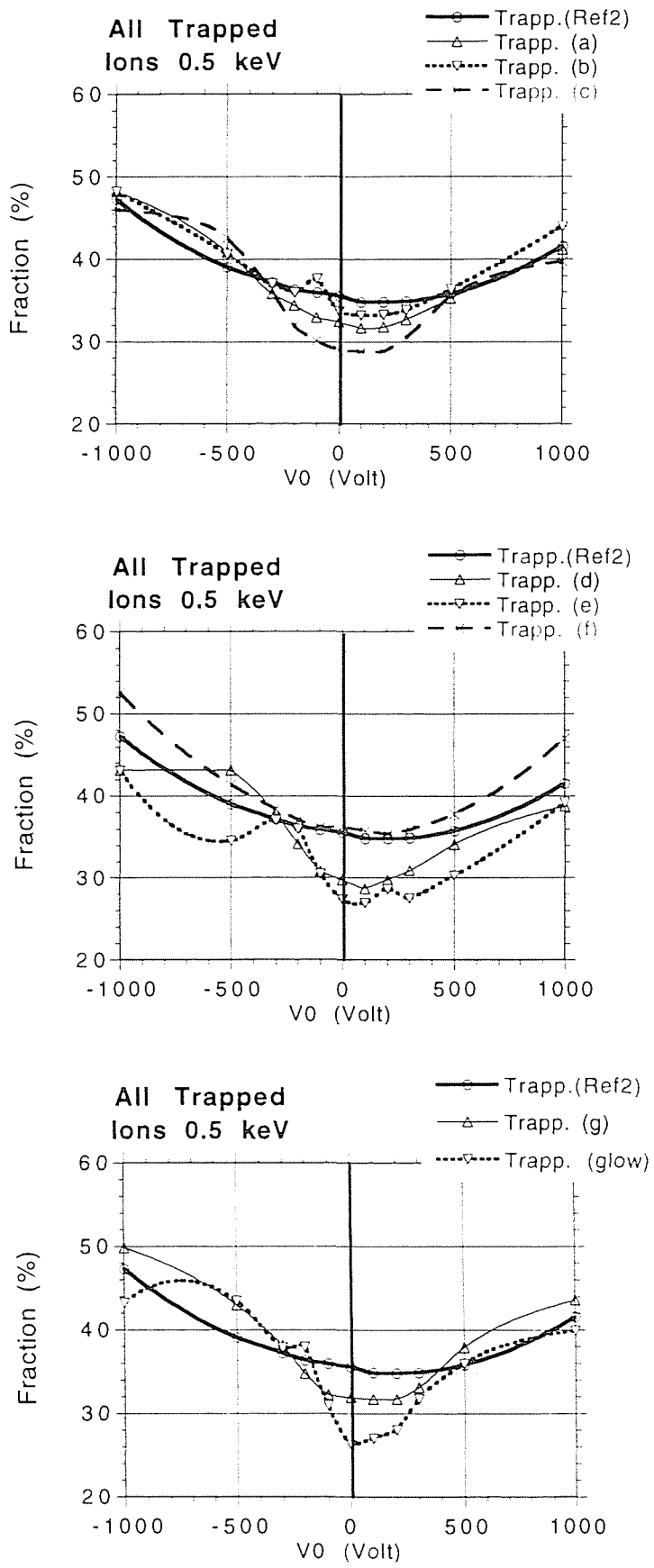
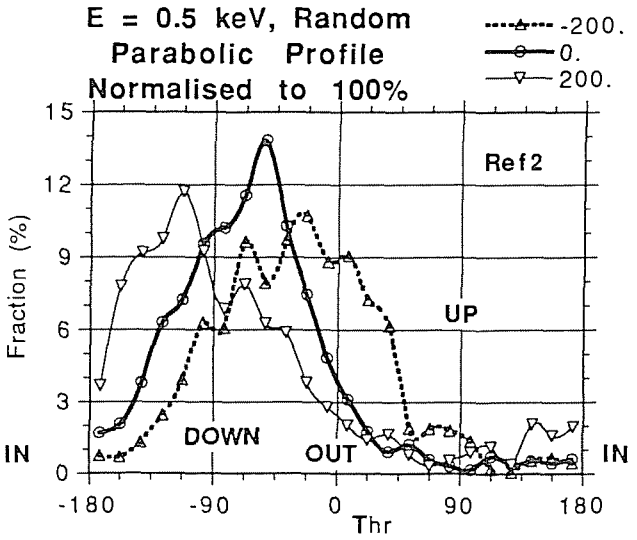
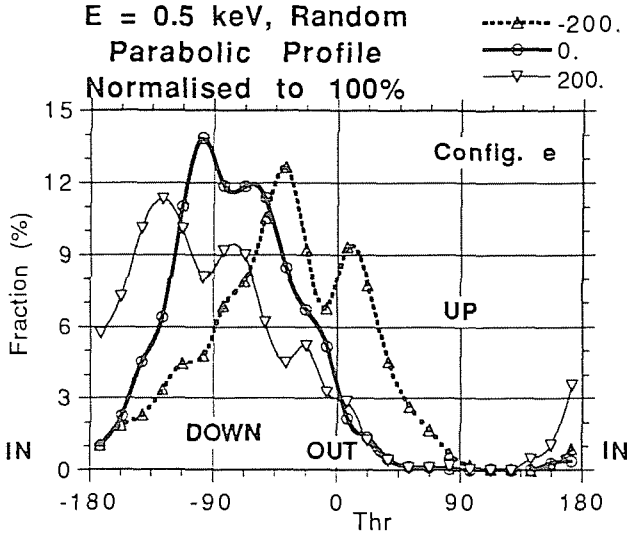

All Trapped
Ions 0.5 keV
Trapp.(Ref2)
Trapp. (a)
Trapp. (b)
Trapp. (c)
Fraction (%)
60
50
40
30
20
-1000
-500
0
500
1000
V0 (Volt)
All Trapped
Ions 0.5 keV
Trapp.(Ref2)
Trapp. (d)
Trapp. (e)
Trapp. (f)
Fraction (%)
60
50
40
30
20
-1000
-500
0
500
1000
V0 (Volt)
All Trapped
Ions 0.5 keV
Trapp.(Ref2)
Trapp. (g)
Trapp. (glow)
Fraction (%)
60
50
40
30
20
-1000
-500
0
500
1000
V0 (Volt)

Fig.4.3


E = 0.5 keV, Random
Parabolic Profile
Normalised to 100%
-200.
0.
200.
Ref2
UP
DOWN
OUT
IN
IN
Fraction (%)
Thr
15
12
9
6
3
0
-180
-90
0
90
180


E = 0.5 keV, Random
Parabolic Profile
Normalised to 100%
-200.
0.
200.
Config. e
UP
DOWN
OUT
IN
IN
Fraction (%)
Thr
15
12
9
6
3
0
-180
-90
0
90
180

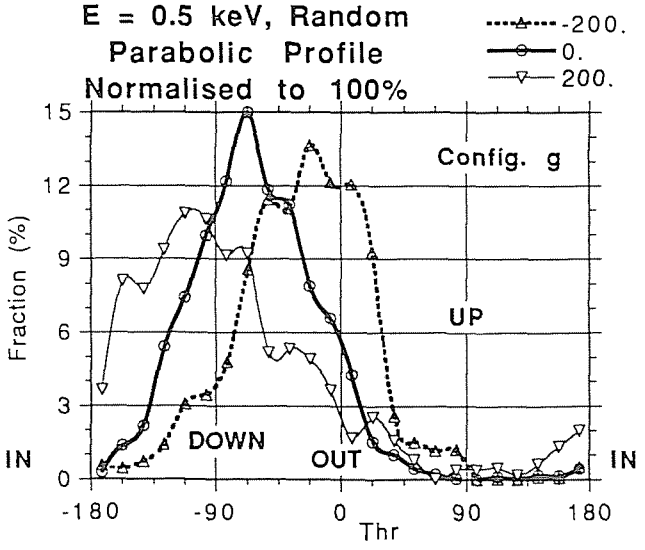

E = 0.5 keV, Random
Parabolic Profile
Normalised to 100%
-200.
0.
200.
Config. g
UP
DOWN
OUT
IN
IN
Fraction (%)
Thr
15
12
9
6
3
0
-180
-90
0
90
180

Fig.4.4

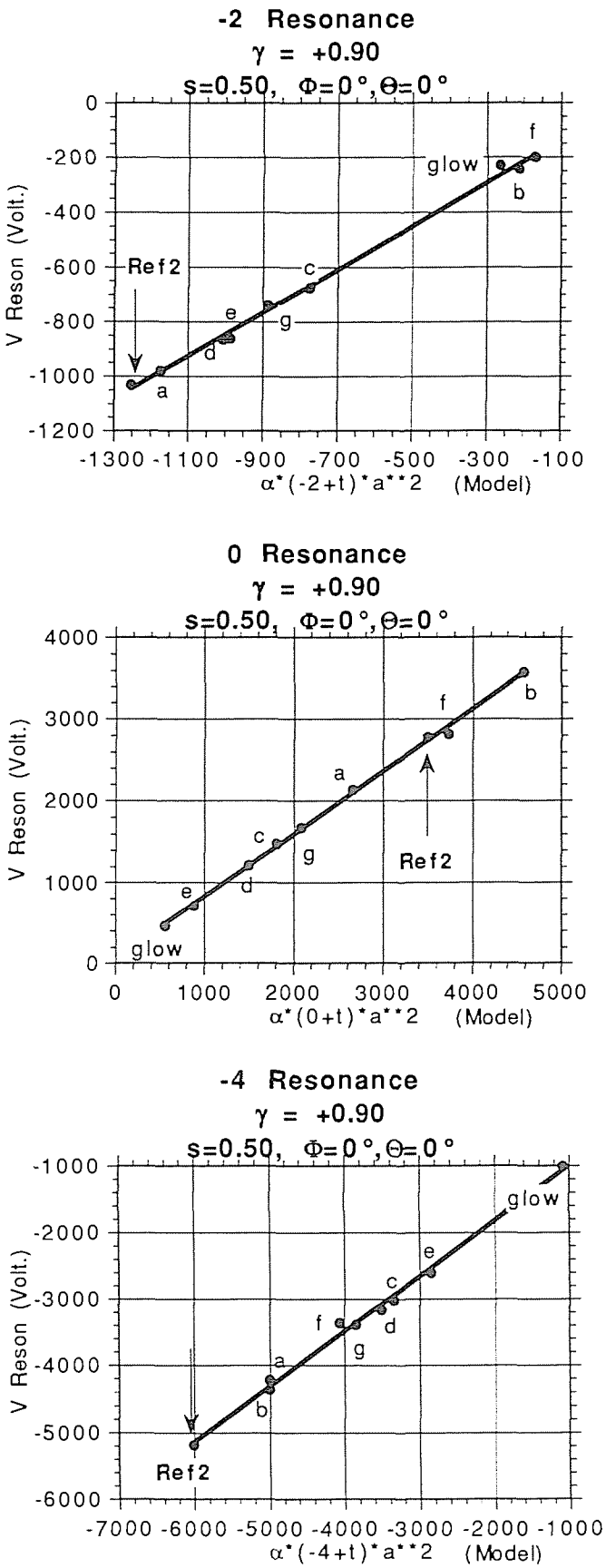

-2 Resonance
γ = +0.90
s=0.50, Φ=0°,Θ=0°
V Reson (Volt.)
α*(-2+t)*a**2 (Model)
Ref2
glow
a
b
c
d
e
f
g
0 Resonance
γ = +0.90
s=0.50, Φ=0°,Θ=0°
V Reson (Volt.)
α*(0+t)*a**2 (Model)
Ref2
glow
-4 Resonance
γ = +0.90
s=0.50, Φ=0°,Θ=0°
V Reson (Volt.)
α*(-4+t)*a**2 (Model)
Ref2
glow

Fig.4.5

Config. Ref2 E(keV) = 0.5000
s, Phi, Tht = 0.9000 0.0000E+00 0.0000E+00
Vmax(V) = 2000.
Delt = +- 5.0000E-02

Resonances

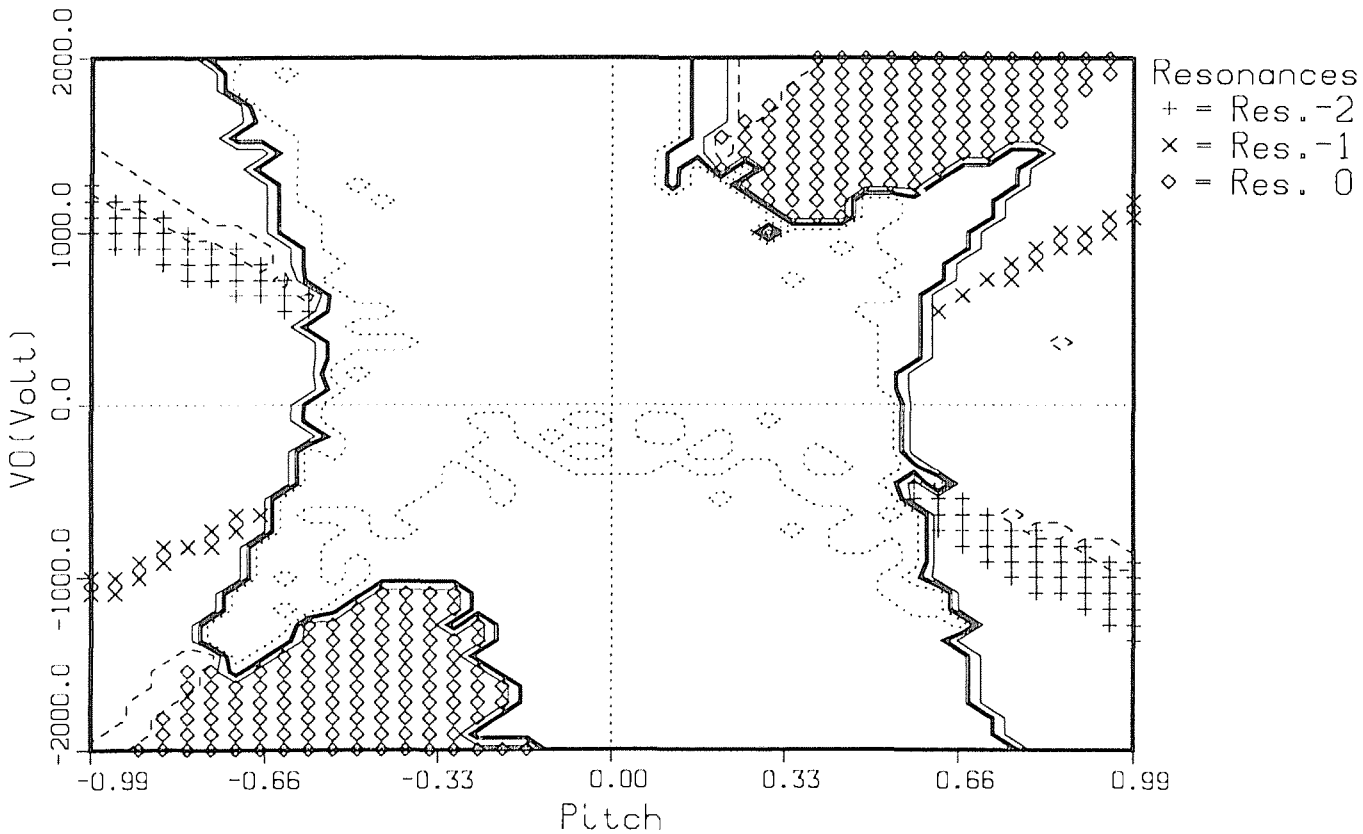


Fig.4.6

Fig.4.7

Config. b E(keV) = 0.5000
s, Phi, Tht = 0.9000 0.0000E+00 0.0000E+00
Vmax(V) = 2000.
Delt = +- 5.0000E-02

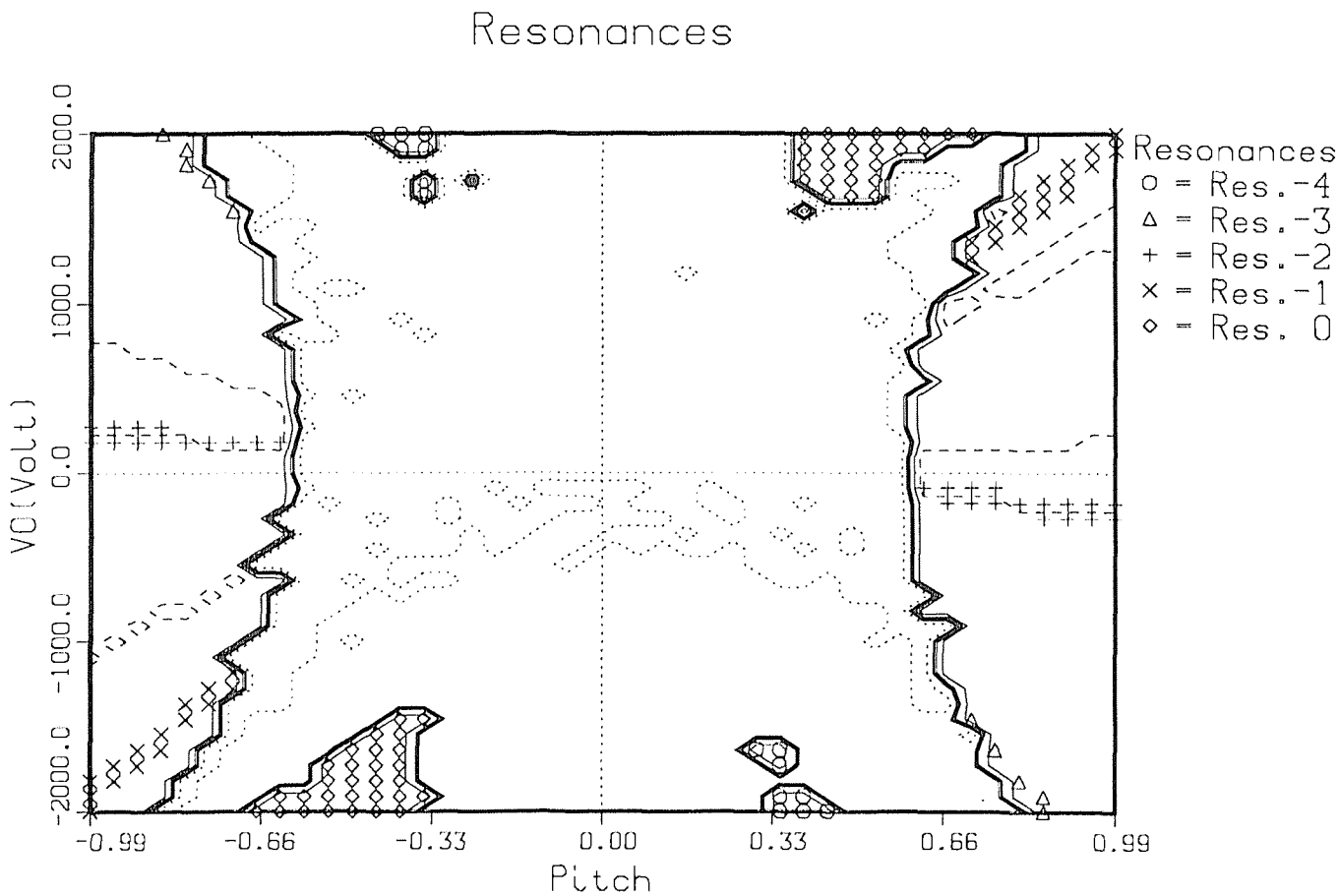


Fig.4.8

Config. f E(keV) = 0.5000
s, Phi, Tht = 0.9000 0.0000E+00 0.0000E+00
Vmax(V) = 2000.
Delt = +- 5.0000E-02

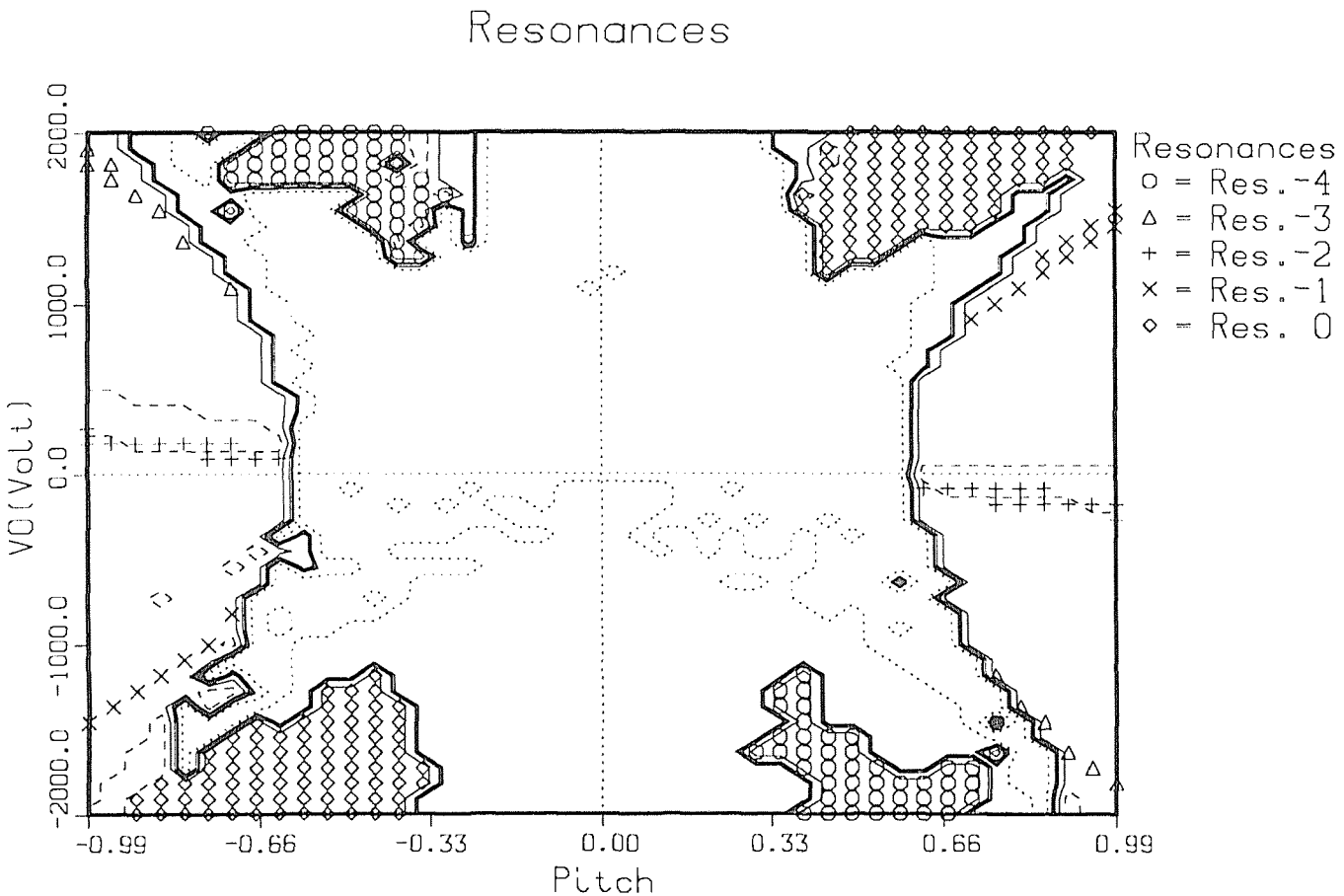
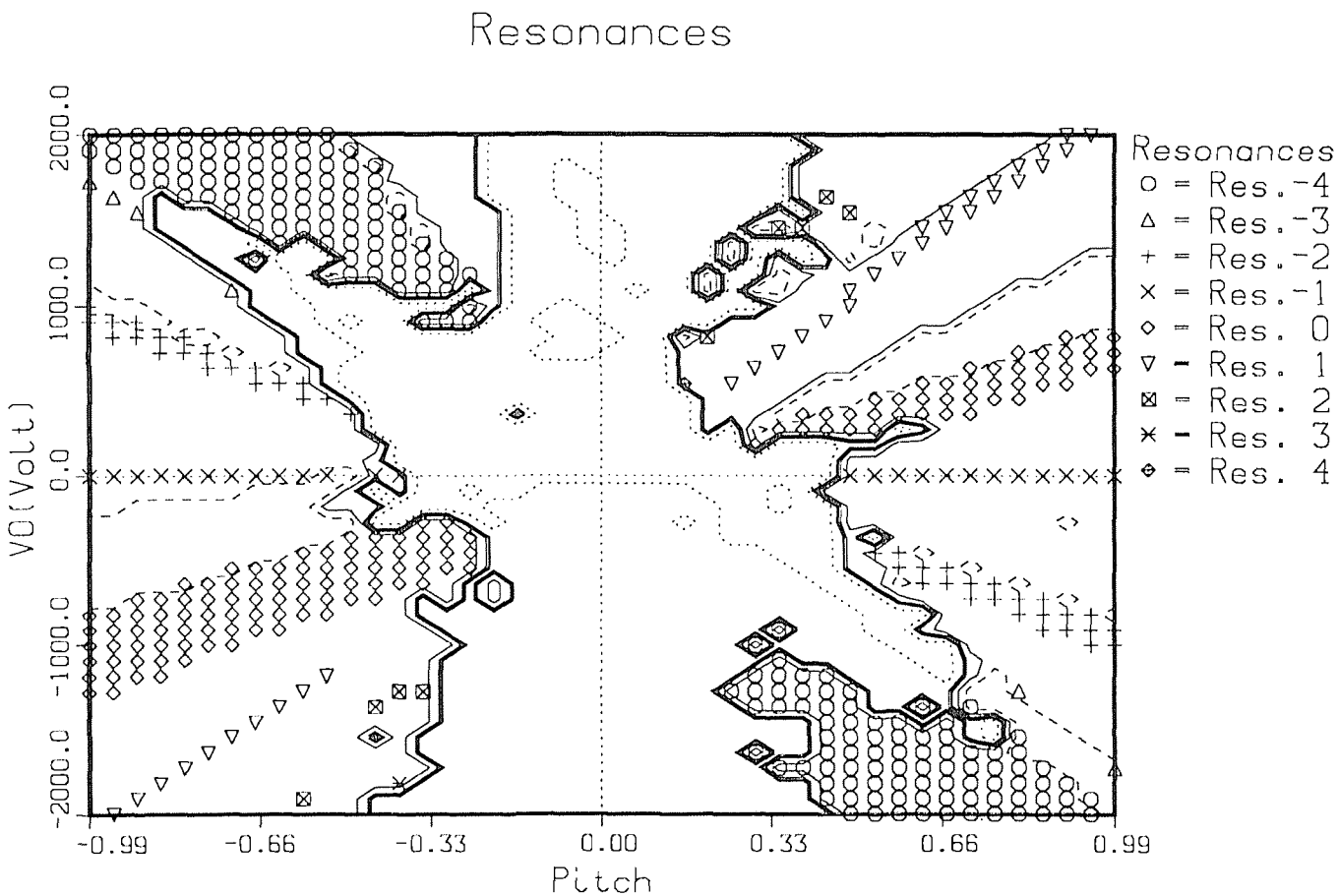


Fig.4.9


Config. e
E(keV) = 0.5000
s, Phi, Tht = 0.9000 0.0000E+00 0.0000E+00
Vmax(V) = 2000.
Delt = +- 5.0000E-02
Resonances
VO(Volt)
2000.0
1000.0
0.0
-1000.0
-2000.0
-0.99
-0.66
-0.33
0.00
0.33
0.66
0.99
Pitch
Resonances
o = Res.-4
Δ = Res.-3
+ = Res.-2
× = Res.-1
◇ = Res. 0
▽ = Res. 1
⊠ = Res. 2
✳ = Res. 3
⊕ = Res. 4

Config. b E(keV) = 0.5000
Phi, Tht = 25.00 0.0000E+00
V(V) = -200.0
Delt = +- 5.0000E-02

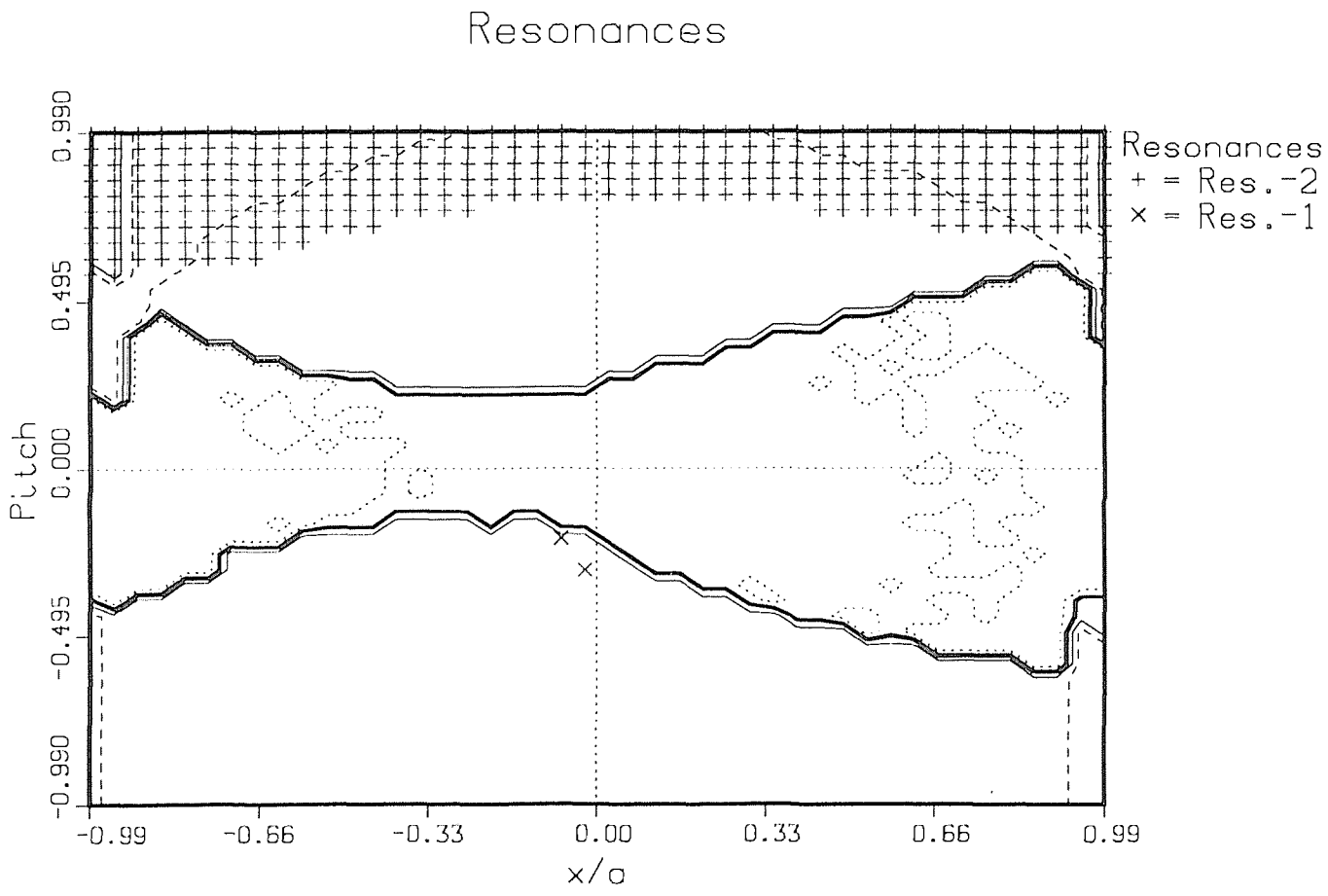


Fig.4.10

Fig.4.11

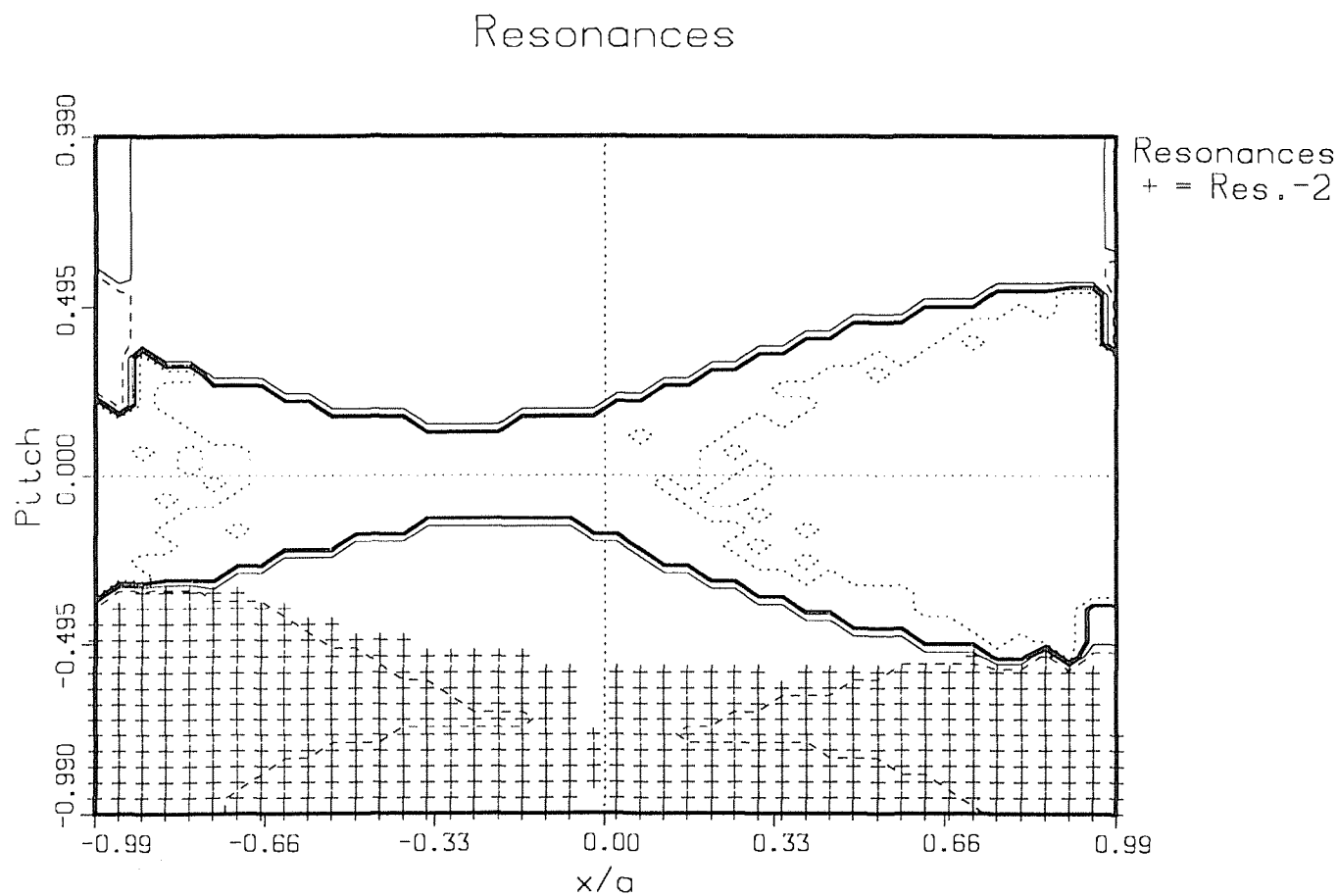

Config. b
E(keV) = 0.5000
Phi, Tht = 25.00 0.0000E+00
V(V) = 200.0
Delt = +- 5.0000E-02
Resonances
Resonances
+ = Res.-2
Pitch
0.990
0.495
0.000
-0.495
-0.990
-0.99
-0.66
-0.33
0.00
0.33
0.66
0.99
x/a

Fig.4.12

Config. b E(keV) = 2.000
s, Phi, Tht = 0.7500 0.0000E+00 0.0000E+00
V(V) = -200.0
Delt = +- 5.0000E-02

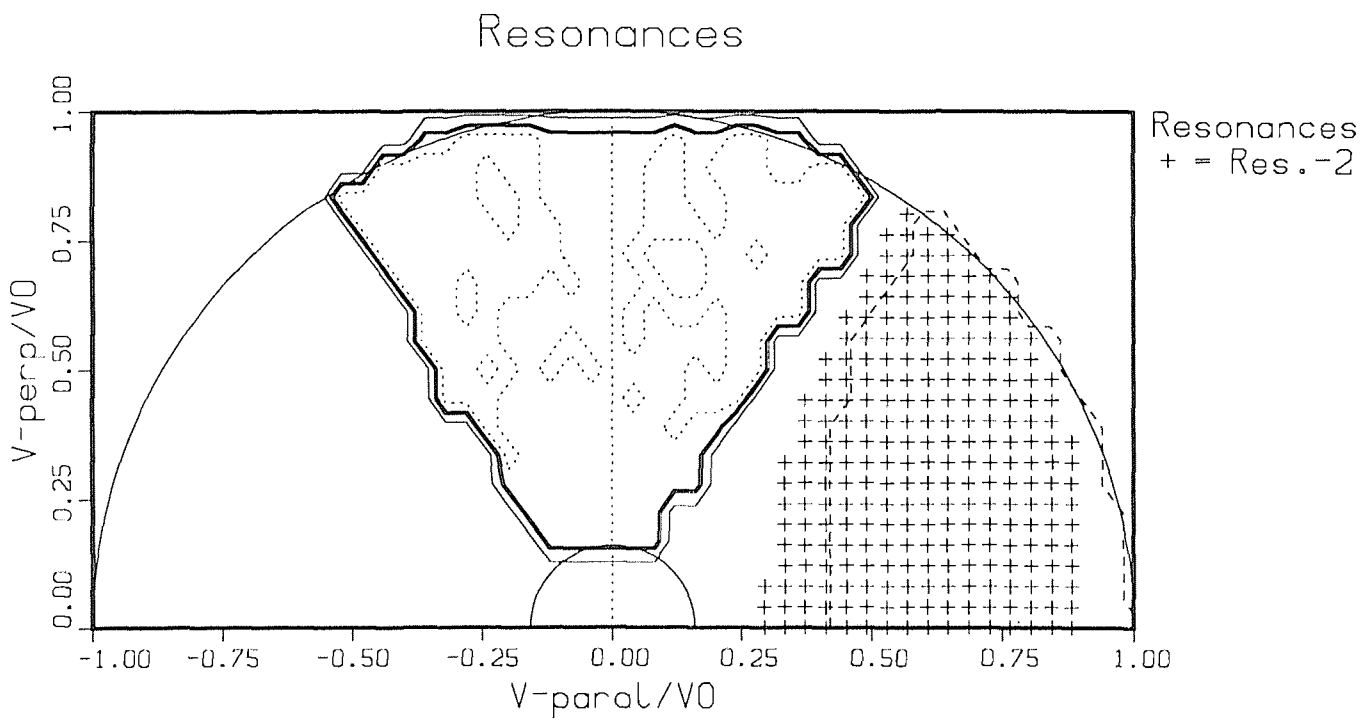


Fig.4.13

Config. b E(keV) = 2.000
s, Phi, Tht = 0.7500 0.0000E+00 0.0000E+00
V(V) = 200.0
Delt = +- 5.0000E-02

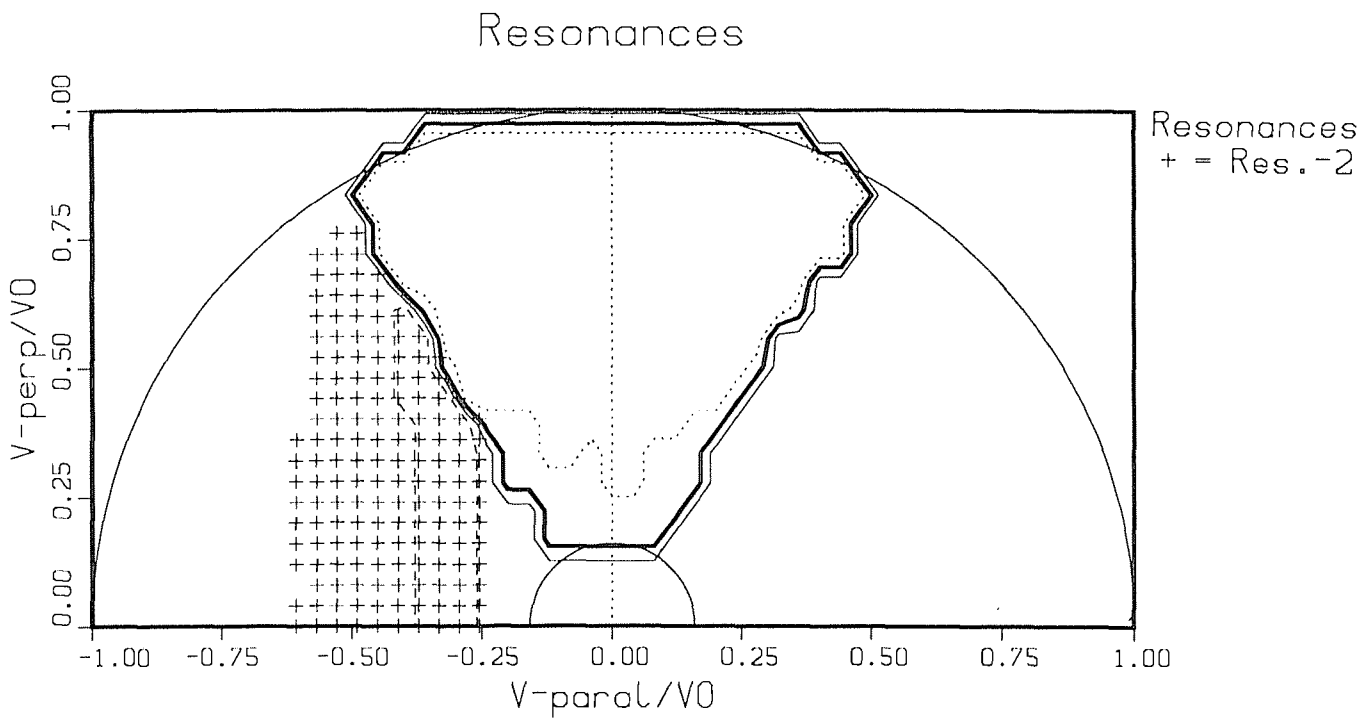


Fig.4.14

Config. e E(keV) = 0.5000
Phi, Tht = 25.00 0.0000E+00
V(V) = -500.0
Delt = +- 5.0000E-02

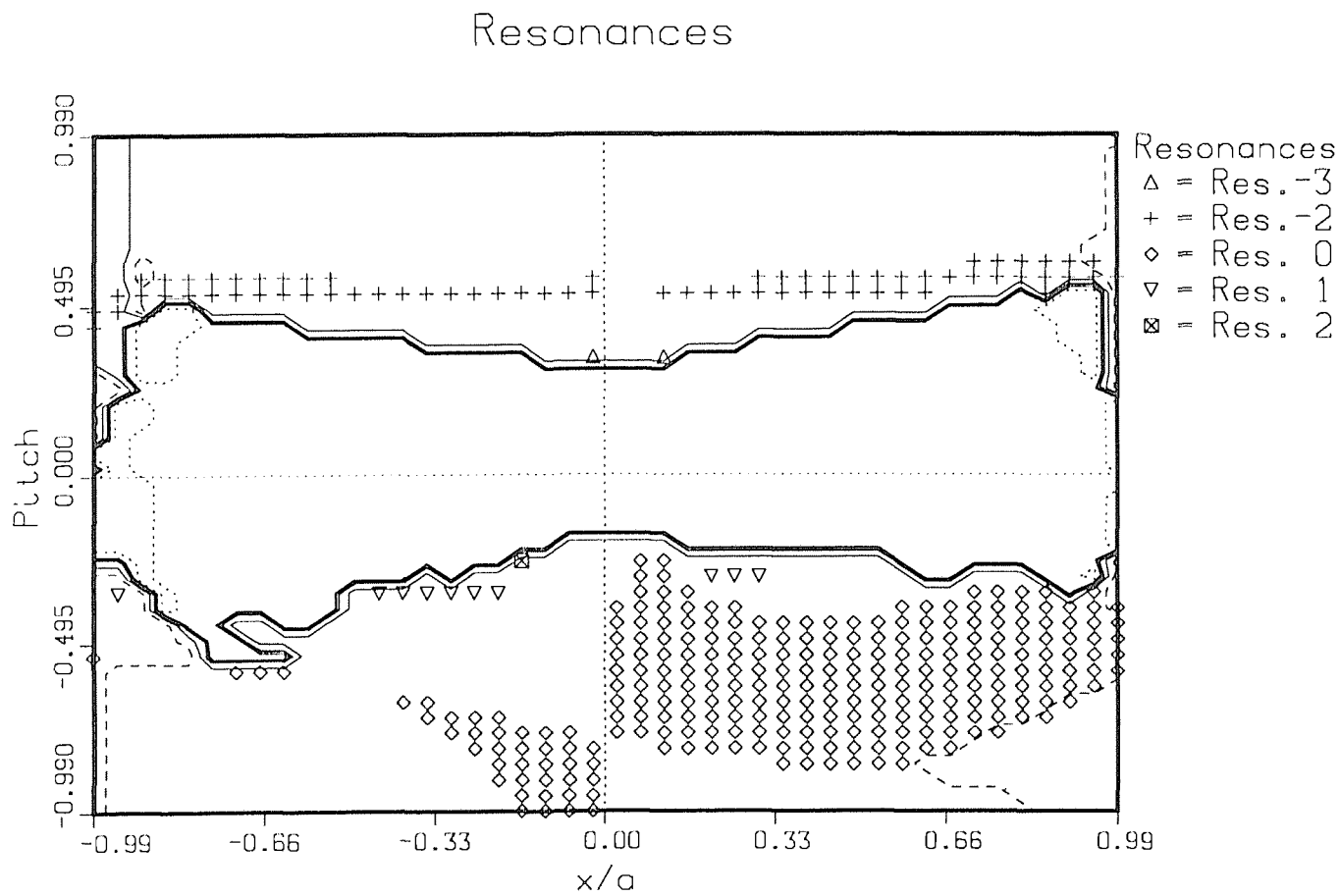


Fig.4.15

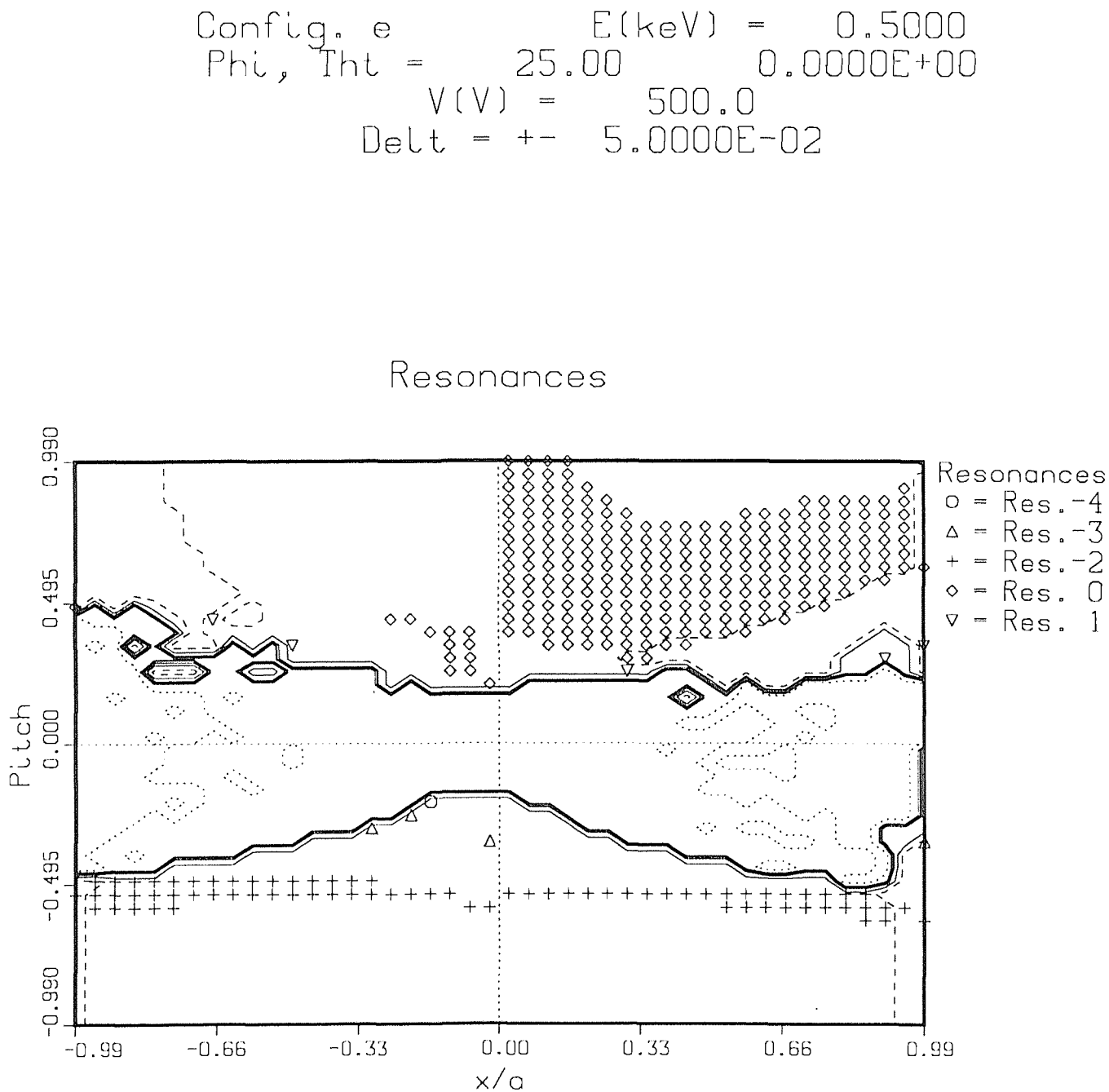

Config. e
E(keV) = 0.5000
Phi, Tht = 25.00 0.0000E+00
V(V) = 500.0
Delt = +- 5.0000E-02
Resonances
Resonances
o = Res.-4
Δ = Res.-3
+ = Res.-2
◇ = Res. 0
▽ = Res. 1
Pitch
0.990
0.495
0.000
-0.495
-0.990
-0.99
-0.66
-0.33
0.00
0.33
0.66
0.99
x/a

Fig.4.16

Config. e E(keV) = 2.000
s, Phi, Tht = 0.7500 0.0000E+00 0.0000E+00
V(V) = -500.0
Delt = +- 5.0000E-02

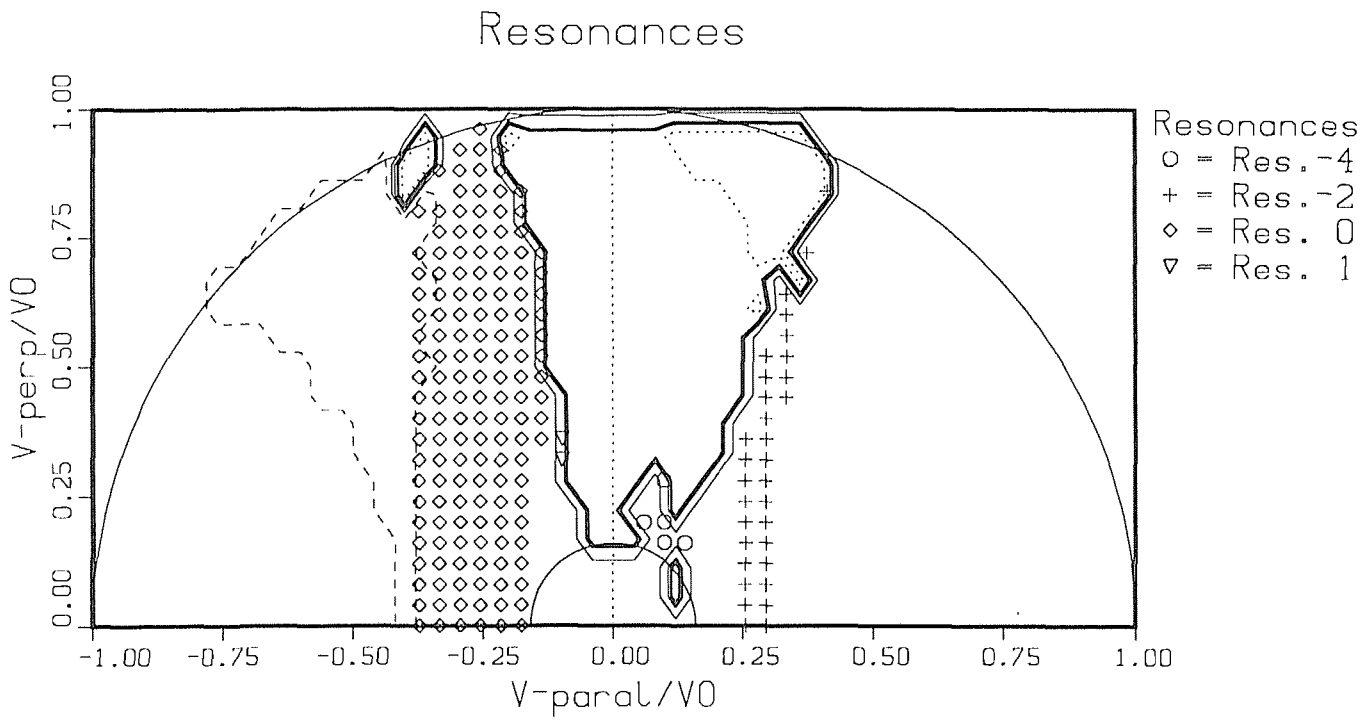
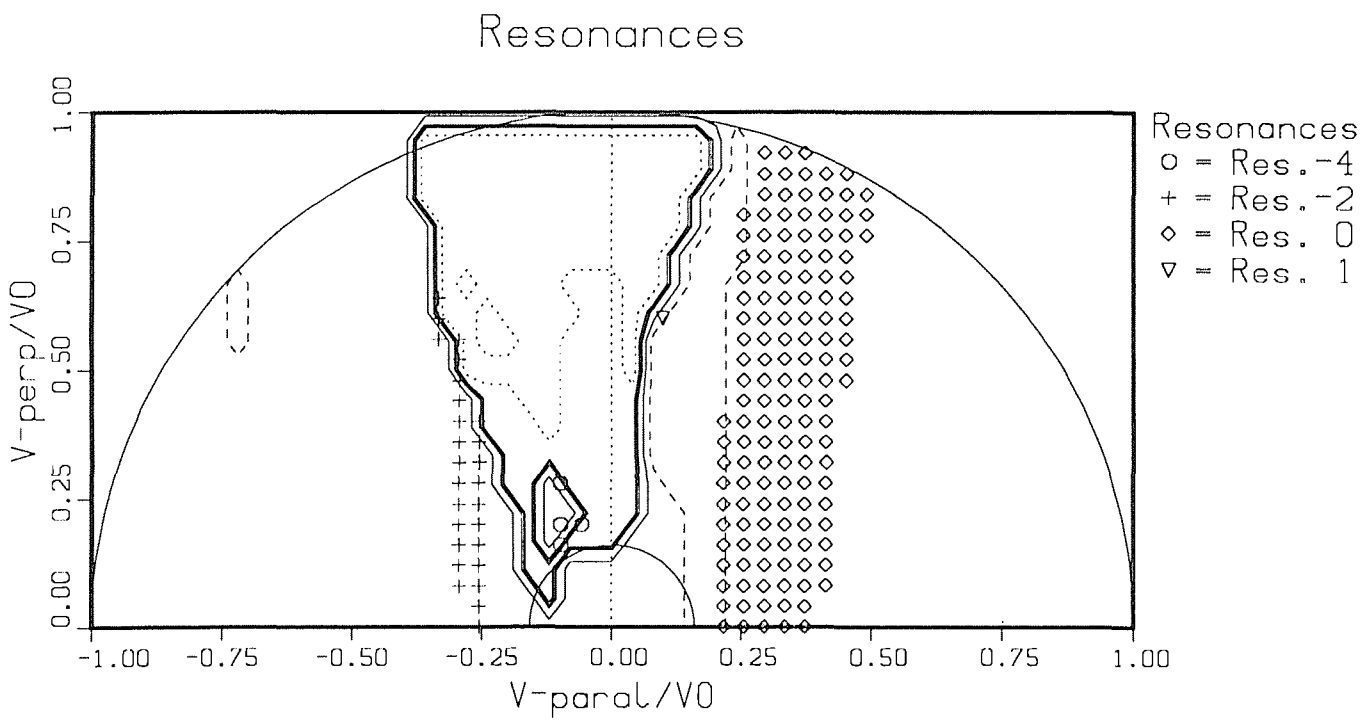
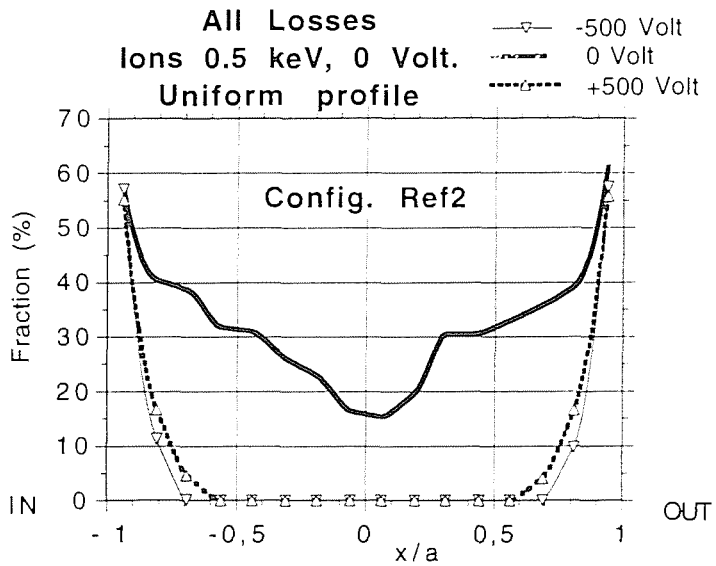
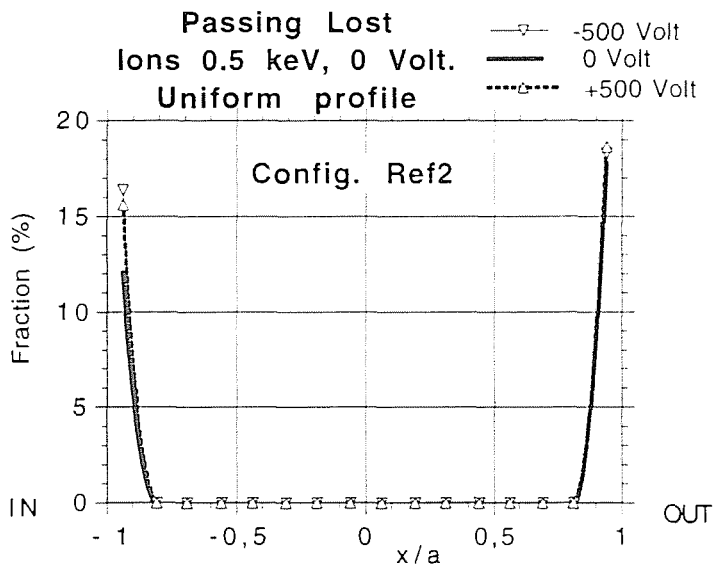


Fig.4.17


Config. e
E(keV) = 2.000
s, Phi, Tht = 0.7500 0.0000E+00 0.0000E+00
V(V) = 500.0
Delt = +- 5.0000E-02
Resonances
V-perp/V0
V-paral/V0
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
-1.00
-0.75
-0.50
-0.25
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
Resonances
o = Res.-4
+ = Res.-2
◇ = Res. 0
▽ = Res. 1


All Losses
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
-500 Volt
0 Volt
+500 Volt
Config. Ref2
Fraction (%)
70
60
50
40
30
20
10
0
IN
OUT
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a


Passing Lost
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
-500 Volt
0 Volt
+500 Volt
Config. Ref2
Fraction (%)
20
15
10
5
0
IN
OUT
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

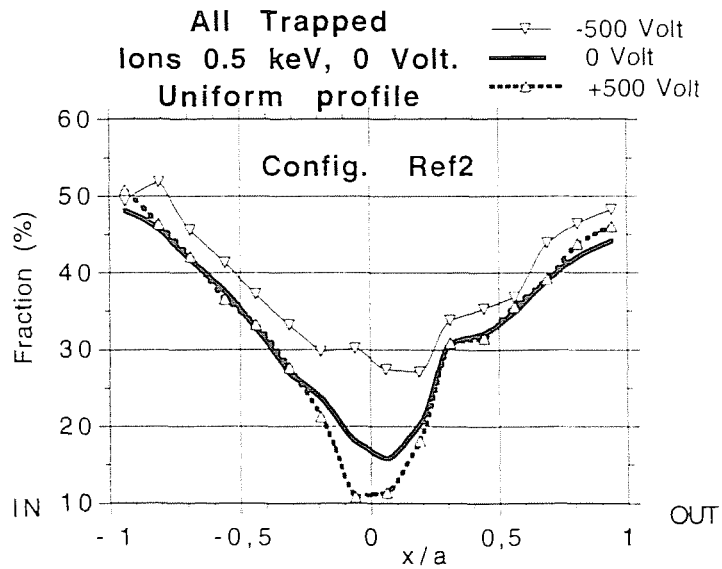
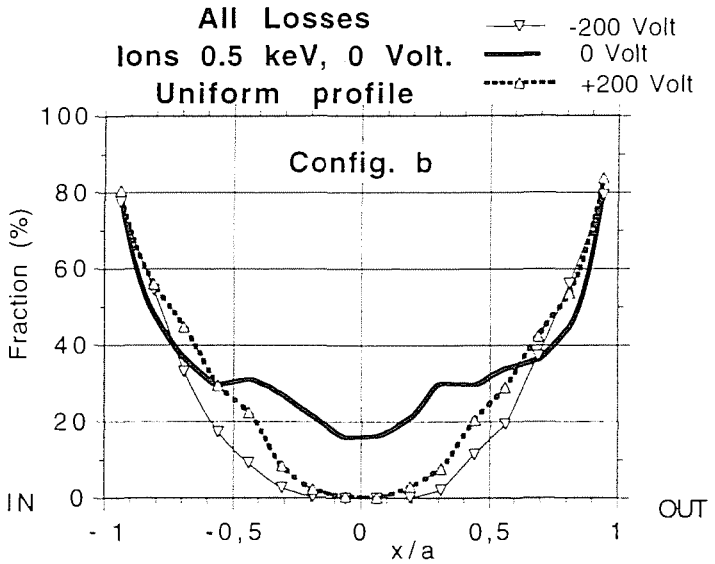
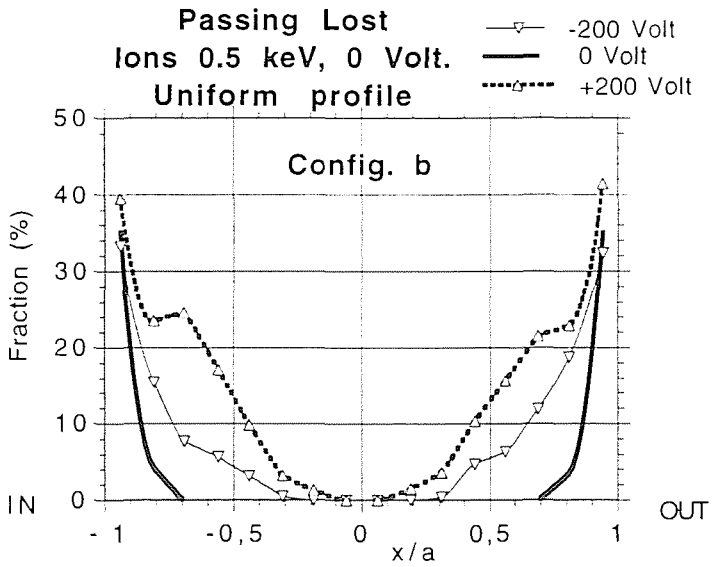

All Trapped
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
-500 Volt
0 Volt
+500 Volt
Config. Ref2
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
IN
OUT
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

Fig.4.18


All Losses
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
-200 Volt
0 Volt
+200 Volt
Config. b
Fraction (%)
100
80
60
40
20
0
IN
OUT
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a


Passing Lost
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
-200 Volt
0 Volt
+200 Volt
Config. b
Fraction (%)
50
40
30
20
10
0
IN
OUT
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

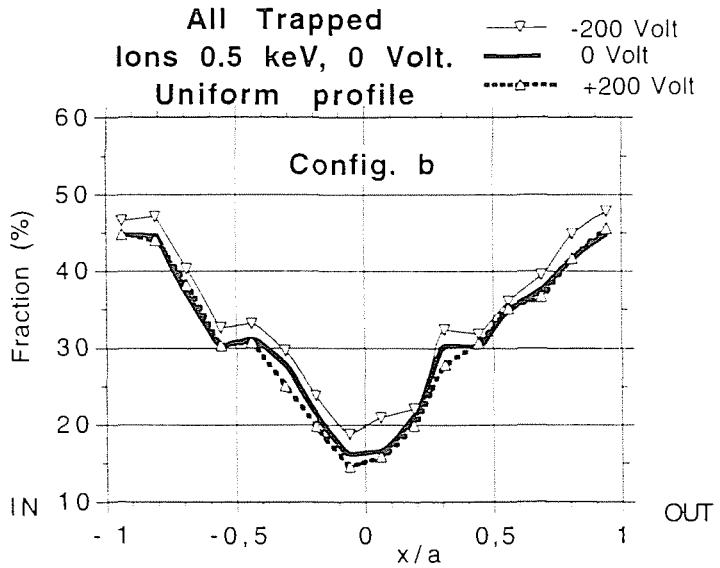
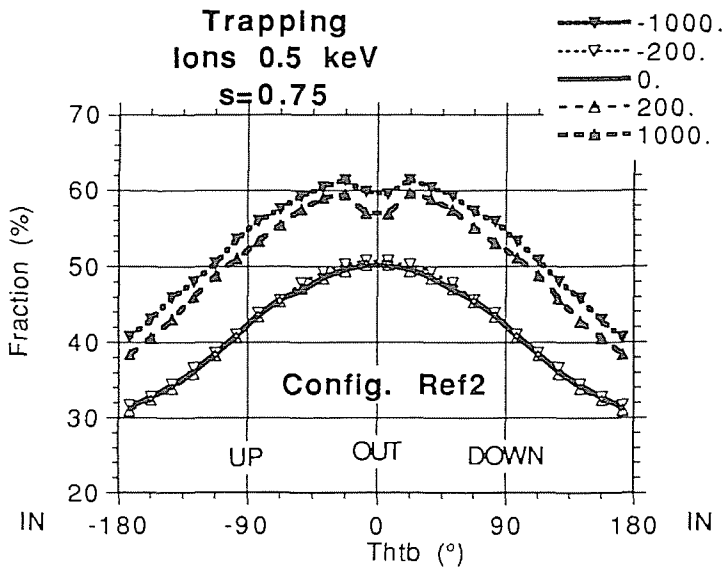

All Trapped
Ions 0.5 keV, 0 Volt.
Uniform profile
-200 Volt
0 Volt
+200 Volt
Config. b
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
IN
OUT
- 1
-0,5
0
0,5
1
x/a

Fig.4.19


Trapping
Ions 0.5 keV
s=0.75
-1000.
-200.
0.
200.
1000.
Fraction (%)
70
60
50
40
30
20
Config. Ref2
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)

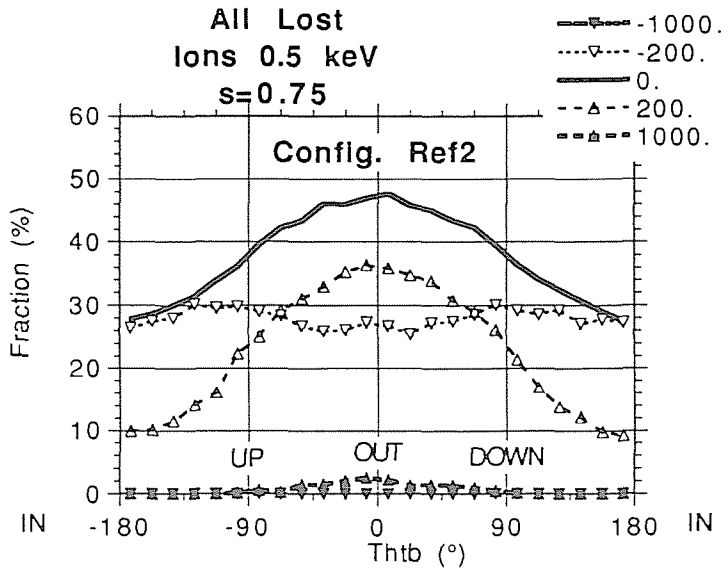
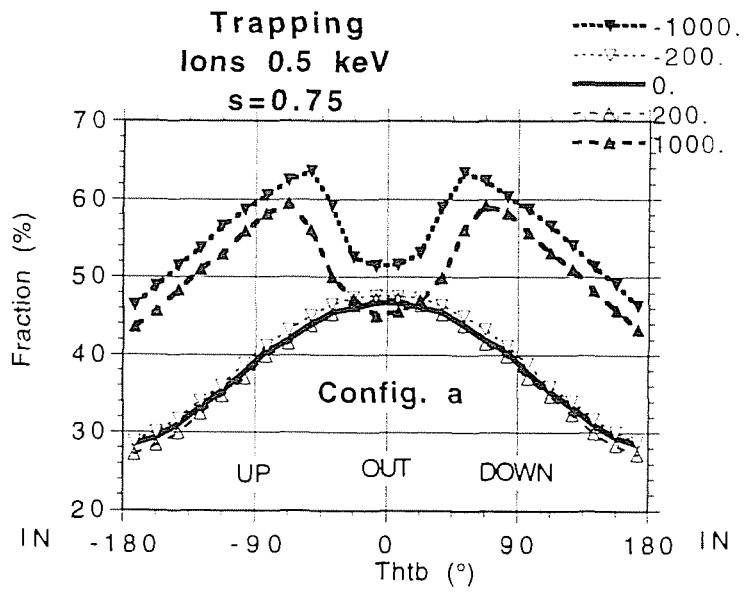
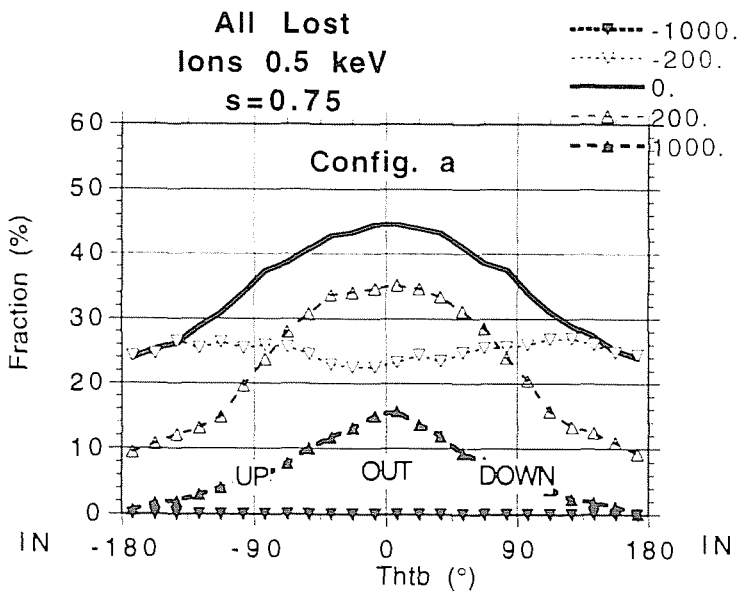

All Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75
-1000.
-200.
0.
200.
1000.
Fraction (%)
60
50
40
30
20
10
0
Config. Ref2
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)

Fig.4.20


Trapping
Ions 0.5 keV
s=0.75
-1000.
-200.
0.
200.
1000.
Fraction (%)
Config. a
UP
OUT
DOWN
IN
IN
Thtb (°)


All Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75
-1000.
-200.
0.
200.
1000.
Fraction (%)
Config. a
UP
OUT
DOWN
IN
IN
Thtb (°)

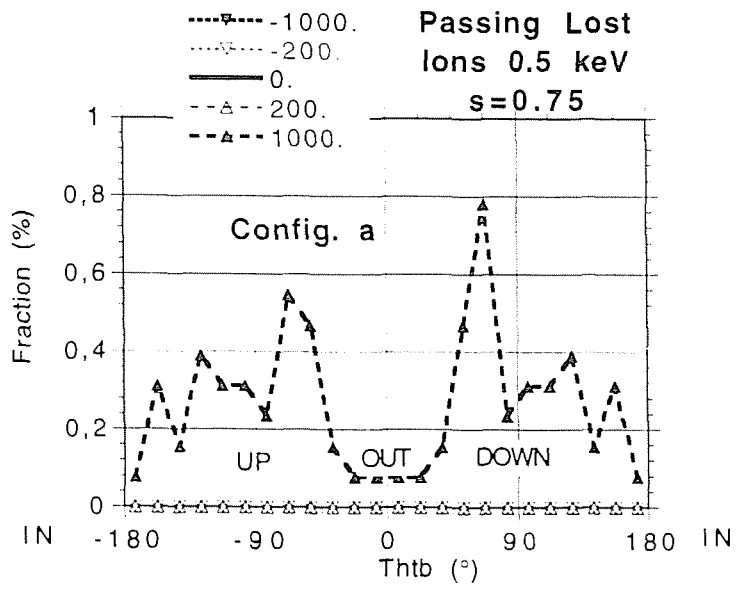

-1000.
-200.
0.
200.
1000.
Passing Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75
Fraction (%)
Config. a
UP
OUT
DOWN
IN
IN
Thtb (°)

Fig.4.21

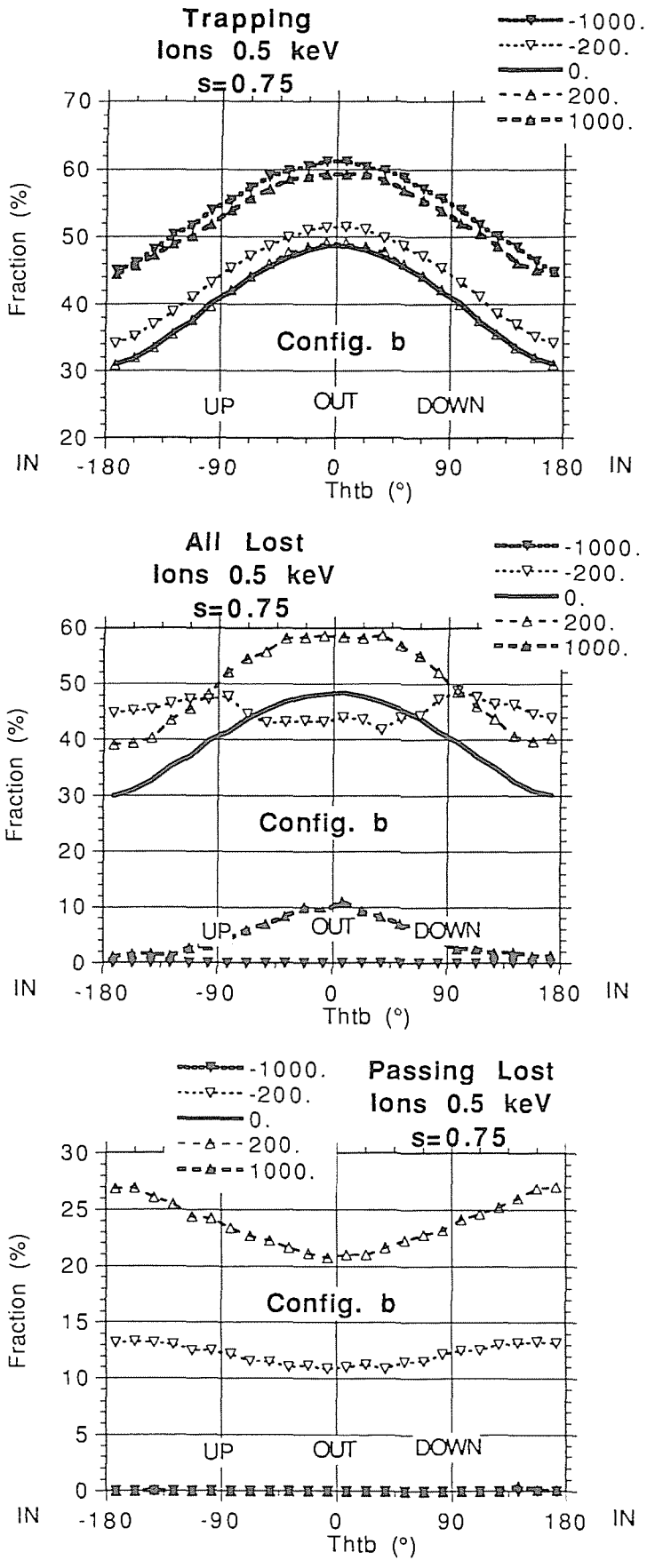
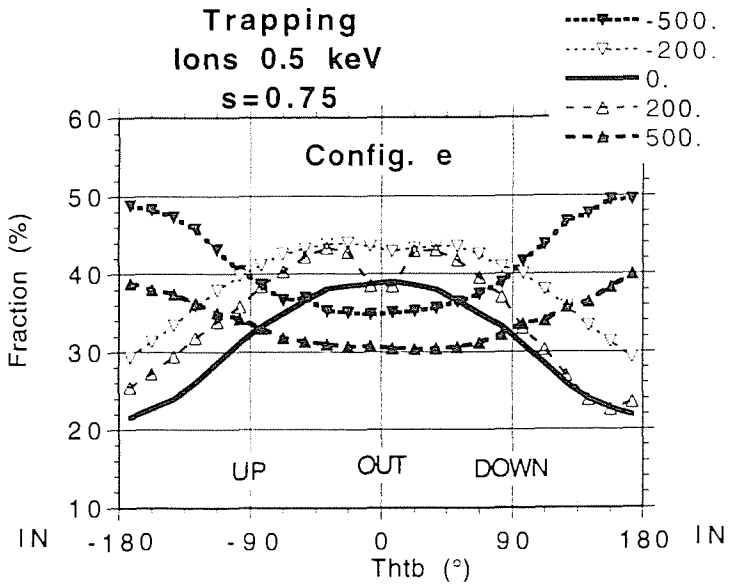
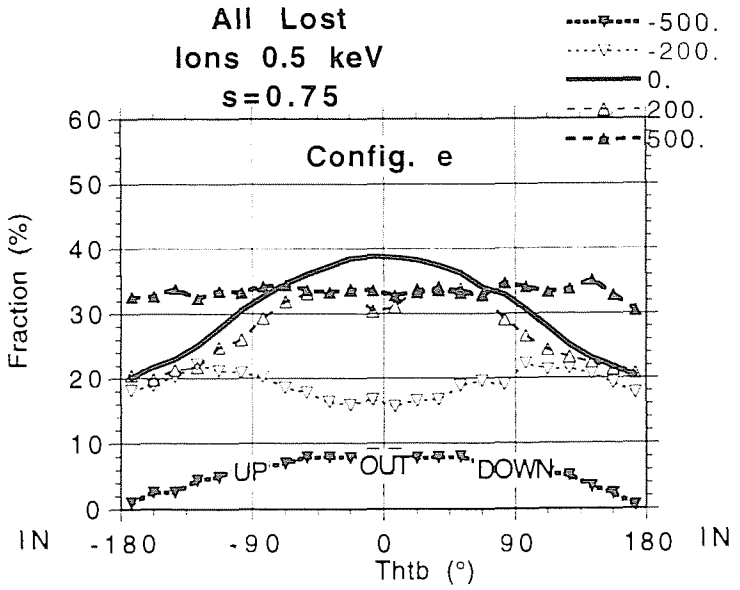

Trapping
Ions 0.5 keV
s=0.75
-1000.
-200.
0.
200.
1000.
Fraction (%)
Config. b
UP
OUT
DOWN
IN
Thtb (°)
All Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75
Passing Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75

Fig.4.22


Trapping
Ions 0.5 keV
s=0.75
-500.
-200.
0.
200.
500.
Config. e
Fraction (%)
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)


All Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75
-500.
-200.
0.
200.
500.
Config. e
Fraction (%)
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)

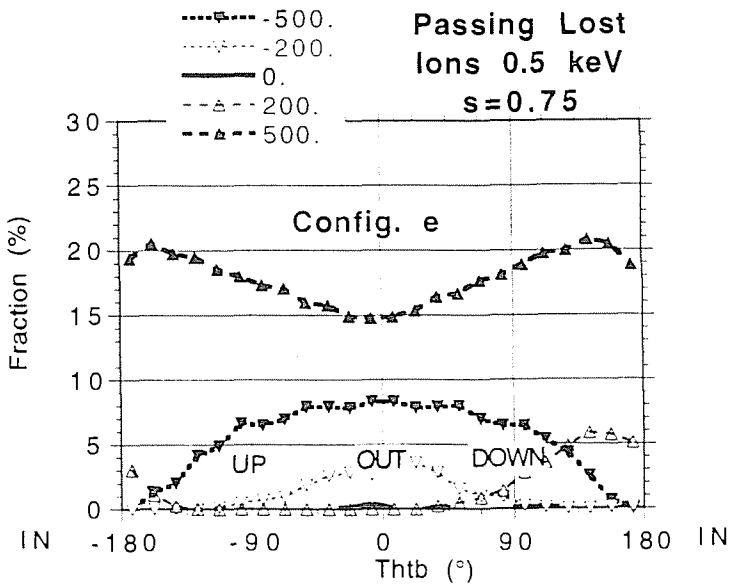

-500.
-200.
0.
200.
500.
Passing Lost
Ions 0.5 keV
s=0.75
Config. e
Fraction (%)
UP
OUT
DOWN
IN
-180
-90
0
90
180
IN
Thtb (°)

Fig.4.23