Informes Técnicos Ciemat

762

Septiembre 1995

Puntos de salida en el plasma de los iones rápidos durante NBI en el TJ-II

J. Guasp

Asociación EURATOM / CIEMAT para Fusión - 27

Instituto de Investigación Básica

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: 238-95-010-2
ISSN: 0214-087X

Editorial CIEMAT

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

700380, 700412
TOKAMAK DEVICES, HELIAC STELLARATORS, BEAM INJECTION, FAST NEUTRONS, ION SCATTERING ANALYSIS, ENERGY LOSSES, PARTICLE LOSSES, PLASMA

"Puntos de salida en el plasma de los iones rápidos durante NBI en el TJ-II"

Guasp, J.
53 pp. 33 figs. 2 refs.

Resumen

En este estudio se analiza la distribución de los puntos de salida, en el plasma, de los iones rápidos perdidos durante la inyección tangencial balanceada de haces neutros en el Stellarator de eje helicoidal TJ-II, tanto las pérdidas directas como las retardadas.

Se estudia también la relación entre la posición de esos puntos de salida, los de nacimiento y las órbitas y sus derivas, comprobando que esa relación es bastante independiente de la densidad del plasma y de la energía del haz inyectado y que, fundamentalmente, está ligada a las propiedades de la configuración magnética.

Este estudio constituye un paso preliminar indispensable para analizar las posibles zonas de acumulación de los impactos de esos iones sobre la cámara de vacío del TJ-II.

"Exit points, on plasma, of lost fast ions during NBI in TJ-II"

Guasp, J.
53 pp. 33 figs. 2 refs.

Abstract

The distribution of the exit points, on plasma border, for the lost fast ions during tangential balanced NBI in TJ-II helical axis Stellarator is theoretically analysed, as well for direct as for delayed losses.

The link between the position of those exit points and the corresponding at birth, orbits and drifts is analysed also. it is shown that such relation is rather independent of beam energy and plasma density and is mainly related to the magnetic configuration characteristics.

This study is a needed intermediate step to the analysis of impacts of those ions on the vacuum vessel of TJ-II.

Puntos de salida en el plasma de los iones rápidos durante NBI en el TJ-II.

J. Guasp

Asociación EURATOM / CIEMAT para Fusión

Junio 1994

Indice

1. Introducción.

2. Pérdidas instantáneas.
   - 2.1 Puntos de salida en el espacio real.
   - 2.2 Puntos de salida en coordenadas de Boozer.
   - 2.3 Dependencias con la energía y la densidad.
   - 2.4 Situación de salida con respecto a la cámara de vacio

3. Pérdidas retardadas.

4. Caso con CX.

5. Conclusiones.

Referencias

Lista de Tablas.

Lista de Figuras.

Apéndice I. Orbitas típicas para pérdidas instantáneas.

1. INTRODUCCION.

Un análisis correcto de los impactos de iones rápidos en la cámara de vacio (VV) requiere llegar a comprender por dónde emergen en el plasma esas partículas y a eso se dedica este estudio. Para ello se han seguido las órbitas de los iones rápidos hasta que emergen del plasma, tomando nota de sus coordenadas de salida y otras características de sus órbitas (puntos de nacimiento, número de vueltas o de inversiones de pitch, etc.). Como en este caso las partículas permanecen hasta el final en el plasma, se ha utilizado el código Fafner-II, por lo tanto usado coordenadas de flujo (de Boozer) sin reentering.

Estos puntos de salida en el plasma constituyen las posiciones iniciales para seguir, posteriormente, su trayectoria hasta la VV (esta vez, forzosamente, con Fafner-I) y determinar así las zonas de impacto y cargas.

Los cálculos se han efectuado para tres energías del haz de neutros (27, 40 y 50 keV) y, al igual que en el estudio del comportamiento de pérdidas iónicas [1], para tres densidades centrales ionicas ("baja" : d1 = 1.94, "media" : d2 = 5.83 y "alta" : d3 = 11.1×10^{13} cm^{-3}) a una sola energía (40 keV), separando los casos CO y COUNTER, tanto con CX como sin él.

En este estudio se dedicará atención especial a las pérdidas de iones rápidos instantáneas (PI) que son siempre muchísimo más importantes que las retardadas (PR), aproximadamente un 80% del total de pérdidas iónicas rápidas en el caso CO y un 60% en el COUNTER y, en términos de potencia, mas de 3 veces superiores en el caso CO.

2. PERDIDAS INSTANTANEAS (PI).

Como ya se ha dicho, son, con mucho, las más importantes, tanto en magnitud como en concentración, y por ello serán objeto de mayor atención.

2.1 Puntos de salida en el espacio real.

La Fig. 1 muestra los puntos de salida en el plasma de los iones rápidos perdidos instantáneamente para los casos CO y COUNTER a alta densidad y 40 keV vistos, en el espacio real, desde la parte superior del toro. Se observará en primer lugar que el número es mucho mayor en el caso CO (384 casos, 176.7 kW, 21.5% de la potencia disponible) que en el COUNTER (124, 56.3 kW, 6.8%).

Se observará también la marcadísima tendencia de las CO a salir por la parte exterior del toro y de las COUNTER en sentido contrario. Una consecuencia directa de los desplazamientos horizontales que sufren las superficies de deriva de ambos tipos de partículas [2].

Otro hecho notable es la pronunciada asimetría en la localización toroidal de los puntos de salida, no solo dentro de cada periodo sino, sobre todo, entre uno y otro. Esta aperiodicidad queda reflejada en la Tabla I en donde aparece la fracción de potencia que sale por cada periodo (que es muy similar, aunque no idéntica, al numero de puntos). Los periodos estan numerados por orden, , sin incluir el 0, desde el -2 ($\Phi r=[-180°, -90°]$) al +2 ($\Phi r=[+90°, +180°]$).

Tabla I. Porcentaje de potencia en cada periodo (40 keV, alta densidad)

Caso	Periodo				OUT	IN	Total
	-2	-1	1	2			
CO (Beam#2)	5.8	17.2	7.1	69.9	94.8	5.2	100% (176.6 kW)
COUNTER	4.5	2.8	19.5	73.2	18.5	81.5	100% (56.3 kW)

Si en lugar de utilizar el haz n°2 para co-injeccion se hubiera utilizado el n°4 (que está desplazado toroidalmente 180° del anterior y parece el más probable) los porcentajes de la primera fila de la tabla se desplazarían horizontalmente dos lugares. En este caso ya no coincidirían los periodos de màximo CO y COUNTER. En cualquier caso, dentro de ese periodo de máximo, la potencia no se distribuye de manera uniforme sino que en el caso CO cae en octante distinto al del COUNTER además de en lados radiales opuestos. Para el caso CO la mayor concentracion se encuentra en

angulos toroidales comprendidos entre 180° y 135° (56% de la potencia total), mientras en el COUNTER aparece en el octante opuesto (entre 135° y 90°, 71.4%) de modo que las perdidas CO y COUNTER emergen por sitios bien distintos.

La diferente posición real de los puntos de salida CO y COUNTER tambien puede percibirse en la Fig.2 que muestra los puntos de salida en un diagrama Φr-Z (Z es la altura en el espacio real). Estos diagramas también ponen de manifiesto que los puntos de salida se acumulan a lo largo de estructuras aproximadamente helicoidales que recuerdan vagamente las lineas de campo.

Como se verá más adelante (§2.3) estas formas varían poco con la energía y la densidad (lo que sí que varia es la potencia total en cada caso pero su distribución espacial apenas) sugiriendo que su estructura de localizacion es, predominantemente, un efecto debido a la configuración magnética, algo que será confirmado inmediatamente (§2.2).

2.2 Puntos de salida en coordenadas de Boozer.

Para confirmarlo es mejor pasar a coordenadas de Boozer [2]. La Fig. 3 muestra las posiciones angulares de salida (en coordenadas de Boozer) para los mismos casos que las figuras anteriores. Recuerdese que el angulo de Boozer toroidal Φb es aproximadamente opuesto al real (Φr), mientras que el poloidal Θb señala *grosso modo* hacia el exterior del toro en la zona $\Theta b \approx 0°$, hacia dentro para $\Theta b \approx 180°$ y hacia abajo en $\Theta b \approx +90°$. En la Fig. 3 tambien aparece la posicion del Hard Core (HC) y un fragmento de una linea de campo (la de puntos) que en estas coordenadas son lineas rectas con pendiente igual a la transformada rotacional (-1.52 para el borde del plasma, s=1).

Como es lógico, dada la tendencia del desplazamiento horizontal para cada dirección de inyección, los puntos de salida se acumulan en el caso CO alrededor de valores de Θb cercanos a 0° (es decir hacia fuera del toro) mientras que en el COUNTER lo hacen alrededor de $\Theta b \approx 180°$ (hacia dentro) aunque, en este último caso, con muchas más excepciones.

Estos puntos de salida deben compararse con los de nacimiento (Fig. 4) , es facil percibir entonces que las zonas de acumulación de puntos de salida se obtienen de las de nacimiento sin más que trasladar éstas a lo largo de lineas rectas con pendiente similar a la de las lineas de campo en el sentido adecuado (es decir hacia la derecha y hacia abajo para el caso CO, hacia la izquierda y arriba para el COUNTER y tener en cuenta la doble periodicidad del diagrama). Esto se puede ver más claramente si representamos la diferencia de ángulos entre los puntos iniciales y finales, o lo que es equivalente, representamos el número de vueltas poloidales frente al de toroidales (en coordenadas de Boozer) para cada par de puntos (Fig. 5). Se encuentra entonces que, en ambos casos, la inmensa mayoria de los puntos caen sobre una linea recta, cuya pendiente es -1.60 para el caso CO (algo mayor que el valor de la transformada rotacional), como muestra la Fig. 5a, en la que se han representado sólo los casos en que se recorren menos de 6 vueltas poloidales (el 98% del total). Mientras para el caso COUNTER la pendiente media es -1.43 para la totalidad de puntos y -1.31 para aquellos que describen menos de 1 vuelta poloidal (92% del total), algo menor que la de la linea de campo. La explicación de estos hechos se encuentra en la forma de las trayectorias que son analizadas brevemente en el Apendice I.

Esto ayuda a reproducir bastante bien la distribución de puntos de salida. Efectivamente, si en el caso CO, para el cual los puntos iniciales aparecen con valores medios Φb=+13.8°, Θb =-47.5°, se desplazan a lo largo de la linea de pendiente -1.60 hacia delante en Φb y hacia abajo en Θb, resulta que la primera vez que a lo largo de esa "trayectoria" Θb pasa por un valor cercano a 0° ocurre para un valor de $\Phi b \approx$ -150.9° lo que coincide sorprendentemente bien con el valor medio de Φb para esa primera zona de acumulación de puntos de salida (la más importante) que es -151.7°. El resto de las zonas de acumulación consisten, en su mayor parte, en órbitas que han sobrevivido al primer paso por la zona externa (la $\Theta b \approx 0°$, preferente para la fuga de las partículas CO) y recorren 1 o 2 vueltas poloidales casi completas hasta que en alguno de esos pasos por la zona externa salen definitivamente. Como cabe esperar, a medida que aumenta el número de pasos sucesivos, sobreviven cada vez menos partículas.

Esto último se percibe en el histograma del número de vueltas poloidales (Fig. 6a) en donde se ve que tras el primer máximo (el mencionado antes) los siguientes están separados entre si por, aproximadamente, una vuelta poloidal (naturalmente esta diferencia es solo aproximada, las partículas no salen exactamente a $\Theta b=0°$ sino algo antes o después, dependiendo muchísimo de cada historia individual). Esto tambien puede percibirse en la Fig. 7 que muestra el número de vueltas poloidales que ha recorrido cada partícula en funcion del valor de Φb a la salida (la Fig. 7b muestra solo las que recorren menos de 3 vueltas poloidales, el 96.1%). Los grupos situados alrededor de $\Phi b \approx -180°$ son los que salen la primera vez que pasan por la zona de fugas $\Theta b \approx 0°$. Los situados entre $\Phi b = 0°$ y $+45°$ son los que sobreviven al paso anterior y salen al 2º paso y el grupo inferior situado hacia $\Phi b = -45°$ los que salen al 3er paso.

Por el contrario el pequeño grupo que aparece para el mismo angulo toroidal (-45°) algo más arriba (para -1.25 vueltas), corresponde a órbitas que nacieron en la parte superior del diagrama, algo separados del grueso de la zona de nacimiento (Fig. 4a), hacia $\Theta b=+90°$, y pasan por la zona de fugas, por segunda vez, aproximadamente 0.78 vueltas totoidales (unos 3 periodos) más adelante.

No todos los puntos corresponden al paso por la zona externa $\Theta b \approx 0°$, algunos otros (p. ej. las situados alrededor de $\Theta b \approx -90°$ en $\Phi b = +45°$ o $\Theta b \approx +90°$ en $\Phi b = +112°$ Fig. 3) corresponden a orbitas que comienzan ya muy cerca del borde y se pierden enseguida, en poquísimas fracciones de vuelta al pasar cerca del HC donde las derivas son importantes [2]. De esta forma todas las zonas de acumulación de puntos de salida quedan cualitativamente explicadas.

Algo similar sucede con los casos COUNTER, aqui la pendiente media es de -1.30 y ahora las partículas retroceden en Φb aumentando Θb. En este caso, partiendo de los valores medios de nacimiento $\Phi b=-11.5°$, $\Theta b = +30.2°$, el primer paso por la zona interna del toro $\Theta b \approx \pm 180°$ (la preferente para fugas en el caso COUNTER), se produciría para $\Phi b \approx -126°$ que también coincide bastante bien con el valor medio en esa zona (también la más importante) que es -121°. No obstante, en este caso, hay menos partículas, peor estadística y bastante más dispersión, poquísimas partículas sobreviven al primer paso (Figs. 6b y 8). Además ahora existen muchas más partículas que no emergen en la parte de fugas preferente (p. ej. el grupo situado entre $\Phi b=0°$ y -45° para $\Theta b < +90°$) que corresponden a partículas que nacen muy cercanas al borde y se pierden enseguida. Hay que tener en cuenta que en el caso COUNTER la corona de pérdidas instantáneas es considerablemente más estrecha que en el CO y por consiguiente son partículas que nacen, en media, más hacia la periferia (Fig. 9, s medio=0.79 para el caso CO, 0.86 para el COUNTER) lo que queda reflejado en el hecho de que el tiempo medio de estas pérdidas sea solo de 1.6 μseg. en el caso COUNTER, frente a 3.9 en el CO.

Otro grupo, más visible a otras densidades y energías (§2.3) es el que aparece alrededor de $\Theta b=+90°$ en el periodo situado más a la izquierda del diagrama (Fig. 3b). Estas partículas provienen de la franja vertical separada que aparece en la parte inferior de la Fig. 4b. y nacen "al otro lado del plasma", ya casi cerca del punto de salida del haz, más allá de la distancia de aproximacion mínima del haz al HC. También son partículas que nacen cercanas al borde y escapan por la parte convexa del plasma, en zonas opuestas al HC.

2.3 Dependencias con la Energía y la densidad.

Todo lo anterior tendría poca relevancia general si no fuera porque las zonas de acumulación de puntos de salida permanecen sorprendentemente estables al cambiar la energía del haz o la densidad del plasma. Basta ver la similitud en los diagramas de ángulos de Boozer a la salida para el caso CO a varias energías (Fig. 10) o densidades (Fig. 11) y lo mismo para el caso COUNTER (Figs. 12 y 13), confirmando que las estructuras de salida son un efecto debido a la configuración magnética.

No obstante algunas cosas sí que varían. Varía, por supuesto, la potencia total, que crece con la energía [1] y con la densidad. También varía, aunque algo más ligeramente, la relación entre la potencia que aparece en la zona de máxima concentración y la que le sigue en importancia. Todo ello queda reflejado en las Tablas II y III que muestran, respectivamente para los casos CO y COUNTER, para varias energías y densidades, la potencia total y el porcentaje que sale por los dos periodos de mayor concentración. Estos periodos se numeran de -2 a +2 de manera idéntica a la de la Tabla I.

Tabla II. Caso CO (Haz nº 2)

Energía (keV)	Densidad	Pot. total (kW)	Porcentaje periodo más afectado	Id. en 2º lugar
27	alta	154.2	74.7% (2)	11.0% (-1)
40	alta	176.7	69.9% (2)	17.2% (-1)
50	alta	184.3	62.8% (2)	24.2% (-1)
40	baja	69.3	57.2% (2)	25.8% (-1)
40	media	118.7	71.9% (2)	16.3% (-1)
40	alta	176.7	69.9% (2)	17.2% (-1)

La interpretación de las variaciones en el caso CO (Tabla II) es la más sencilla. En función de la energía la proporción que va a parar al periodo -1, es decir la de partículas que han sobrevivido al primer paso por la zona peligrosa y, por lo tanto, han dado una vuelta poloidal más, crece sistemáticamente. Esto se debe a que a medida que la energía aumenta el haz de neutros penetra más al interior del plasma y los iones rápidos nacen mejor centrados. Algo opuesto ocurre con la densidad: a menor densidad hay más penetración y nacen mejor centrados, aunque la diferencia entre densidad media y alta sea ya muy pequeña, como si entre esas dos se hubiera alcanzado un optimo.

En cualquier caso los dos periodos principales se llevan siempre más del 80% de la potencia total.

Tabla III. Caso COUNTER

Energía (keV)	Densidad	Pot. total (kW)	Porcentaje periodo más afectado	Id. en 2º lugar
27	alta	54.5	58.6% (2)	29.2% (1)
40	alta	56.3	73.2% (2)	19.5% (1)
50	alta	69.4	59.4% (2)	23.4% (1)
40	baja	35.1	74.3% (2)	15.2% (1)
40	media	60.3	62.0% (2)	24.2% (1)
40	alta	56.3	73.2% (2)	19.5% (1)

La interpretación en el caso COUNTER es muchísimo menos clara, no hay variacion sistemática y ello puede deberse a que hay peor estadística y tambien mayor dispersion en los puntos de nacimiento (Figs. 14 y 15). No obstante la complejidad del comportamiento puede ser achacada a la mayor presencia de partículas perifericas que se fugan muy prematuramente y que según los casos refuerzan o no la zona de concentración principal (la del periodo 2 en la parte interna del toro). Aunque hay varios posibles razonamientos que parece podrían explicar los cambios de tendencia, ninguno de ellos parece concluyente y podría tratarse de meras especulaciones o coincidencias. Afortunadamente este caso COUNTER lleva menos potencia y, sobre todo, presenta menos concentracion maxima que el CO, es pues menos crucial desde el punto de vista del cálculo de impactos en la VV.

En cualquier caso, también aqui, la posición del máximo principal se mantiene a todas las energías y densidades y los dos periodos principales se llevan más del 83% del total.

2.4 Situación de salida respecto a la cámara de vacio y al HC.

Con vistas al estudio posterior sobre impactos en la VV, conviene tratar de darse cuenta de la relación entre puntos de salida de las partículas en el plasma y su posición respecto a la VV y, muy en particular, respecto al HC.

Esto puede intuirse ya en los diagramas angulares de Boozer (Fig. 3). Vemos en ellos cómo las partículas CO (Fig. 3a) salen cerca de la línea del HC, acercandose a él desde Φb negativos (es decir angulos toroidales en el espacio real Φr positivos) y desde "abajo" en angulo poloidal Θb (es decir desde arriba en espacio real). Además si, fuera ya del plasma, las particulas también continuaran moviendose en lineas rectas en ese diagrama (es decir mas o menos las lineas de campo) la cosa sería sencilla. Ahora bien, aunque fuera de la última superficie magnética las coordenadas de Boozer ya no estan definidas, el efecto de limitador del HC "afeita" al plasma antes de alcanzarse aquella, por lo que no parece excesivamente aventurada tal suposición, al menos durante cortos trayectos.

Si esto fuera así las partículas del caso CO mencionadas antes incidirían enseguida sobre el HC con bastante concentración, hacia $\Phi b=-135°$ y en su parte superior. Esto puede percibirse también en la Fig. 16 que muestra la proyeccion poloidal en espacio real (R-Z) de los puntos de salida del plasma (todos en Fig. 16a, los de la concentracion mayor en la b) junto con la posición de la VV en un ángulo toroidal determinado $\Phi r=146.5°$, donde parecería situarse la máxima concentración. Es obvia la acumulación en la zona del HC, algo más bien preocupante.

Un diagrama similar para el caso COUNTER (Fig. 17) con la posición de la VV en $\Phi r=112.5°$ muestra una situación muy distinta, la mayor parte de las partículas parecen salir lejos del HC, muchas de ellas en la zona opuesta. En este caso cuando las partículas salen del plasma, como se ve en el diagrama angular de la Fig. 3b, van en direccion de Φb negativo, alejandose del HC, a lo largo de lineas que si "grosso modo" tuvieran la inclinación de las del campo, o algo menor, no las harían tropezar inmediatamente con el HC, sino que necesitarían al menos dos periodos enteros, hacia atrás, para alcanzarle en la parte interna del toro (el primer cruce con el HC se produce por la externa y como estas pertículas están desplazadas hacia dentro, pasan relativamente mas lejos del HC y logran esquivarlo), fundamentalmente en la zona $\Phi b=18.5°$, $\Theta b=+106°$ (es decir en el periodo -1 del espacio real incidiendo desde abajo), aunque el mayor recorrido fuera del plasma, donde los gradientes son mas grandes, hace todo más incierto y cabe esperar mayor dispersion y menor concentración que en el caso CO. En cualquier caso todo ésto necesita ser confirmado en el estudio de impactos en la VV.

Una manera mas útil de ver cómo salen las partículas con relación al plasma y a la VV es representar los puntos de salida en una proyección poloidal en la que el ángulo poloidal en el espacio real Θ girara solidario con el HC, es decir utilizar en realidad el ángulo $\Theta r-4\Phi r$. De esta forma, en esa proyección, la superficie externa del plasma permanecería aperentemente fija y lo mismo le ocurriría al HC, facilitando así la interpretación de las posiciones relativas.

Esto es lo que se ha hecho en la Fig. 18. En ella se observa que para el caso CO las partículas salen por la parte inferior (en ese diagrama) de la periferia del plasma, acumulandose fundamentalmente cerca de la placa "inferior" del HC. Lógicamente cabe esperar que sea ahi en donde incidan sobre la VV.

Por el contrario en el caso COUNTER las partículas salen más repartidas, muchas de ellas por la parte opuesta al HC, es decir por la parte convexa del plasma, aunque también una cantidad considerable salga por el "cuerno" inferior. Como estas partículas no emergen cerca del HC es dificil, sin seguir su trayectoria verdadera hasta la VV, dilucidar a dónde irán a parar, aunque cabe pensar que, lógicamente, su dirpersión sea mayor. Todo esto será analizado a fondo en el estudio sobre impactos.

3. PERDIDAS RETARDADAS (PR).

Como ya se ha indicado [1], estas pérdidas representan una fracción menor de las pérdidas de iones rápidos totales (alrededor de un 20% para el caso CO y de un 40% en el COUNTER) muy similares, en términos de potencia, para los dos casos (37.5 keV para el CO, 44.1 keV para el COUNTER a 40 keV y alta densidad). Decrecen ligeramente con la energía y también con la densidad en ausencia de CX y son debidas a partículas pasantes que sobreviven a las pérdidas instantáneas y posteriormente, la mayor parte, tras sufrir pitch angle scattering, se convierten en atrapadas y escapan del plasma.

Esto último queda confirmado en la Fig. 19 que muestra que en el caso CO a 40 keV y alta densidad la casi totalidad de las PR consisten en partículas atrapadas (indice -2), con unas pocas atrapadas localmente (-3) y una cantidad nula de pasantes (-1, 0, estas últimas no se fugan). El caso COUNTER es incluso más acusado (Fig. 19b). Este hecho se repite a todas las densidades y energías y explica la indiferencia a la dirección inicial de inyección.

Otra característica importante de las PR es la periodicidad toroidal (que no uniformidad) de su distribución de puntos de salida (Figs. 20 y 21) lo que tambien era de esperar: dada su naturaleza han perdido memoria de dónde han nacido.

Dentro de cada periodo la distribución totoidal no es uniforme sino que parece presentar un mínimo hacia $\Phi r = 45°$ y máximos en la zona situada alrededor de 20° y 70° lo que coincide con los mínimos y máximos de la distribución toroidal de partículas atrapadas (cf. [2]) Fig. 22.

Además, al contrario que en las PI, aqui ya no hay diferencias perceptibles entra las proporciones que van a parar dentro y fuera del toro. En cambio lo que ahora predomina en todos los casos es un neta preferencia a escapar hacia abajo, lo que es de esperar dada la dirección predominante de la velocidad de deriva [2]. Efectivamente el histograma de ángulos de Boozer poloidales (Fig. 23) muestra una clara concentración en valores de Θb positivos, con un ancho máximo alrededor de +40°, es decir hacia abajo en el espacio real. Esa misma preferencia podía percibirse ya en la Fig. 21, en la que la parte superior del diagrama angular ($\Theta b>0$) está, claramente, más ocupada que la inferior, en ambos casos.

Finalmente una proyección poloidal en un sistema que girara con el HC (como en la Fig. 19) muestra (Fig. 24) la acumulación preferente de las PR en la parte inferior, aunque bastante repartida, no siempre en la vecindad del HC y, preferentemente, en la zona de los "cuernos".

Aparte de fluctuaciones estadísticas no parece existir ninguna dependencia notable con energia o densidad no ligada a la variación del nivel global de potencia.

4. CASO CON CX.

El caso de PR incluyendo CX resulta ser una mezcla del caso PI (§2) y del PR sin CX (§3). La razón estriba en que las reionizaciones producen partículas con pitch dirigido, preponderantemente, en la dirección del de la población inicial (las partículas pasantes que sobreviven a las PI) y la reionización será isotrópica en centro de masas pero no lo es en el Sistema del Laboratorio. Esto se confirma en la Fig. 25 que muestra los histogramas de pitch para las partículas que provienen de reionización y permanecen pasantes (las otras han cambiado de pitch y perdido información sobre la dirección inicial). Como era de esperar las reionizaciones en el caso CO tienen, preferentemente, pitch positivo y lo contrario sucede en el caso COUNTER.

Otro modo de verlo aparece en la Fig. 26 que muestra el valor medio del pitch, y del peso estadístico, para cada tipo de atrapamiento. Se observará que mientras para las partículas atrapadas (-2) ese valor es muy pequeño, para las pasantes (-1, 0) tiene claramente el signo adecuado. Los valores no nulos obtenidos para las localmente atrapadas (-3) no tienen relevancia estadística puesto que representan un número insignificante de casos (Fig. 27)

Cómo consecuencia de todo ello las PR, en el caso con CX, muestran tanto el desplazamiento preferente hacia abajo (típico de las PR, provocado por la direccion predominante de la velocidad de deriva) como, la preferencia hacia fuera o dentro del toro caracteristica delas partículas pasantes, por supuesto en mucha menor medida que en las PI. Lo que no muestran es aperiodicidad, lo que es lógico dado su mecanismo de nacimiento, y permite suponer que no van a provocar acumulaciones excesivas de impactos en la VV. Todos esos comportamientos son visibles en los diagramas de puntos de salida (R-Φr) y (Φb-Θb) de las Figs. 28 y 29.

5. CONCLUSIONES.

En conclusión:

1) Los puntos de salida del plasma para las partículas correspondientes a las PI muestran fuerte aperiodicidad y concentración y comportamiento muy distinto entre los casos CO y COUNTER.

a) Para las CO, que son, con mucho, las más importantes y las que muestran más concentración, sus puntos se acumulan hacia la parte de fuera del toro, en una zona situada media vuelta toroidal más allá del punto de nacimiento y, en segundo lugar y en cantidad menor, a una vuelta. Emergen muy cerca del HC con tendencia a incidir en él en la parte de abajo.

b) Para las COUNTER la dispersión es bastante mayor, la concentración más importante se presenta hacia el interior del toro, aproximadamente a 1/4 de vuelta de su zona de nacimiento, emergiendo más lejos del HC.

2) Las PR (sin CX) no presentan diferencias apreciables entre CO y COUNTER, como corresponde a su caracter predominantemente atrapado. Son periódicas, aunque no distribuidas uniformemente sino que tienden a concentrarse preferentemente en las zonas de mayor presencia de partículas atrapadas aunque sin fuertes concentraciones. No presentan asimetría dentro/fuera pero si una marcada preferencia a emerger hacia abajo.

3) Las zonas de acumulacion principales muestran poca dependencia con la energía y la densidad.

4) En el caso de las PR con CX aparece una pequeña fraccion de particulas reionizadas pasantes que contribuye a la aparición de una disimetría dentro/fuera aunque manteniendo la periodicidad y ausencia de concentraciones importantes.

Estos resultados servirán de base de partida para el cálculo de impactos de iones rápidos en la VV.

APENDICE I.

ORBITAS TIPICAS PARA PERDIDAS INSTANTANEAS.

Como ejemplo de órbitas típicas para las PI se han tomado aquellas que se inician con los valores medios de nacimiento, que son:

CO	$s = 0.79$,	$\Phi b = +13.8°$,	$\Theta b = -47.5°$,	$E = 29.3$ keV,	$\gamma = +0.91$
CNT	$s = 0.86$,	$\Phi b = -11.5°$,	$\Theta b = +30.3°$,	$E = 28.8$ keV,	$\gamma = -0.87$

Para ambos casos se ha representado en la Fig. A1 la proyección poloidal en el plano (s-Θb), mientras que la trayectoria en ángulos de Boozer (Φb,Θb) aparece en la Fig. A2.

La órbita correspondiente al caso CO describe aproximadamente 3/4 de vuelta poloidal en el sentido de las agujas del reloj y emerge hacia la parte de fuera del toro en Θb=+4.5° tras 2.4 μseg. (Fig. A1a). Como era de esperar la trayectoria en ángulos de Boozer no sigue exactamente la linea de campo debido a las derivas, pero no se aleja mucho de ella (Fig. A2a) y termina en la zona de máxima acumulación. La pendiente de la trayectoria, es decir la relacion entre el numero de vueltas en ambas direcciones, es -1.59 (muy parecida a la obtenida en §2.2 para todos los puntos), algo mayor en valor absoluto que la transformada rotacional en el borde del plasma (-1.52), es decir gira poloidalmente algo más aprisa que la linea de campo.

Esto se explica facilmente ya que la velocidad de deriva (que es opuesta a la binormal de la linea de campo [2] y, por consiguiente, está dirigida predominantemente hacia abajo en el espacio real) esta dirigida hacia arriba en el diagrama de la Fig. A1, por tanto acelera a la partícula cuando pasa por la zona $-270° < \Theta b < -90°$ situada en la parte de dentro del toro ($\Theta b \approx 180°$) y como la partícula no llega a completar una vuelta poloidal por la parte de fuera, la aceleración poloidal en la zona interior predomina sobre la deceleracion que se produciría en la zona exterior ($\Theta b \approx 0°$). Estas aceleraciones y deceleraciones poloidales se perciben levemente en los cambios de inclinación en la Fig. A2a.

Lo contrario sucede en el caso COUNTER, la órbita no llega a completar media vuelta poloidal en sentido contrario a las agujas del reloj, saliendo en $\Theta b = 174.6°$ tras 1.32 μseg. La trayectoria en ángulos de Boozer (Fig. A2b) posee una pendiente media de -1.38, en este caso la velocidad de deriva decelera poloidalmente a la partícula en el intervalo $90° < \Theta b < 180°$ como claramente se observa en el cambio de pendiente de la Fig. A2b.

Para completar los ejemplos típicos se incluye también el de una partícula CO (Fig. A3) que recorre aproximadamente 1 1/2 vueltas poloidales (pendiente media -1.60) y emerge en Θb=+45.5 tras 3.4 μseg. También aqui se notan las aceleraciones y deceleraciones poloidales en las zonas apropiadas (Fig. A3b).

Finalmente la Fig. A4 muestra una de las partículas COUNTER extremadamente periférica (s_0=0.90) que se pierde rapidísimamente (0.3 μseg.) sin alcanzar la zona interna del toro, tras recorrer poco más de 1/8 de vuelta poloidal (47°), emergiendo del plasma por la parte <u>opuesta</u> al HC (Θb=95°, Φb=-8.8°). Como en este caso la partícula, durante su brevísimo trayecto, es acelerada por la velocidad de deriva, la pendiente angular resulta ser -1.8, mayor que la de la línea de campo.

REFERENCIAS

[1] J.Guasp, M.Liniers. "Comportamiento de las pérdidas instantáneas y retardadas en la Inyección de Neutros del TJ-II". Report CIEMAT. Mayo 1994.

[2] J. Guasp. "Loss cone structure for fast ions in TJ-II Helical Axis Stellarator" Submitted to "Plasma Physics and Controled Fusion". Abril 1994.

LISTA DE TABLAS.

Tabla I. Porcentaje de potencia en cada periodo (PI, 40 keV, alta densidad)

Tabla II. Porcentaje de potencia en los dos principales periodos para varias energias y densidades (caso CO.).

Tabla III. Ibid. caso COUNTER.

LISTA DE FIGURAS.

Fig.1. Puntos de salida en el plasma. Vistos desde la parte superior del toro (diagrama R-Φr). Casos CO y COUNTER, 40 keV, alta densidad.
Fig.2. Puntos de salida en el plasma. Vista en alzado (diagrama Φr-Z).

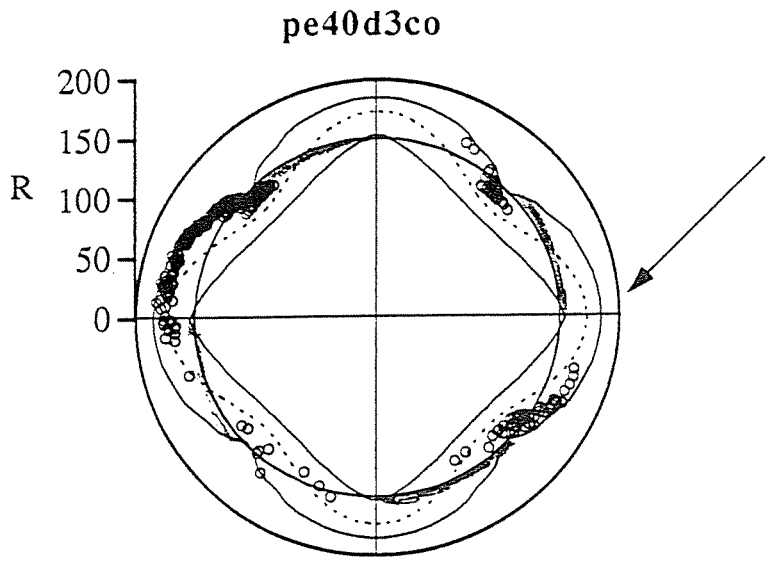
Fig.3. Puntos de salida en coordenadas angulares de Boozer (diagrama Φb-Θb).
Fig.4. Ibid. para los puntos de nacimiento.
Fig.5. Relación entre el número de vueltas poloidales y toroidales.
Fig.6. Histograma del número de vueltas poloidales.
Fig.7. Número de vueltas poloidales para cada Φb de salida (caso CO).
Fig.8. Ibid. para el caso COUNTER.
Fig.9. Puntos de nacimiento para las PI en el diagrama (s-Θb).

Fig.10. Diagrama (Φb-Θb) para varias energias en el caso CO a alta densidad.
Fig.11. Ibid. para varias densidades en el caso CO a 40 keV.
Fig.12. Diagrama (Φb-Θb) para varias energías en el caso COUNTER a alta densidad.
Fig.13. Ibid. para varias densidades en el caso COUNTER a 40 keV.
Fig.14. Puntos de nacimiento para las PI en el diagrama (Φb-Θb) para el caso COUNTER a varias energías.
Fig.15. Ibid. para varias densidades a 40 keV.

Fig.16. Proyección poloidal (R-Z) en espacio real de los puntos de salida mostrando la posición de la VV para Φr=146.25°. Caso CO, 40 keV, alta densidad.
Fig.17. Ibid. para el caso COUNTER. Posición de la VV: Φr=112.5°.
Fig.18. Posición de los puntos de salida respecto a un sistema en el que el HC permaneciera fijo.

Fig.19. Tipo de atrapamiento de las partículas PR (40 keV, alta densidad).
Fig.20. Puntos de salida de las PR en el diagrama (R-Φr).
Fig.21. Ibid. en diagrama de Boozer (Φb-Θb).
Fig.22. Distribución de los puntos de salida PR en un periodo toroidal.
Fig.23. Distribución de ángulos poloidales de Boozer (Θb) a la salida del plasma.
Fig.24. Proyección poloidal de los puntos de salida de las PR en un sistema que girara con el HC.
Fig. 25. Histograma de pitch para partículas reionizadas pasantes de las PR.
Fig. 26. Valor medio del pitch y del peso estadístico para cada tipo de atrapamiento en el caso de partículas reionizadas PR.
Fig. 27. Proporción de cada tipo de atrtapamiento en el caso anterior.
Fig. 28. Diagrama (R-Φr) para el caso con CX (40 keV, alta densidad).
Fig. 29. Diagrama de ángulos de Boozer (Φb-Θb) en el caso anterior.

Fig.A1. Proyección poloidal sobre el plano (s-Θb) de las órbitas PI típicas para los casos CO y COUNTER.
Fig.A2. Ibid. en el diagrama de ángulos de Boozer (Φb-Θb).
Fig.A3. Caso de una partícula típica CO que recorre más de una vuelta poloidal.
Fig.A4. Ibid. COUNTER muy periferica que se pierde muy rápidamente.



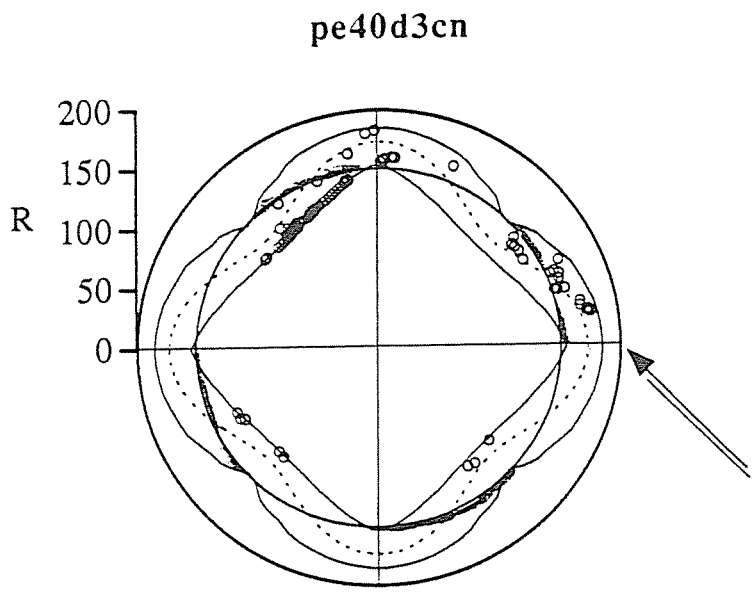
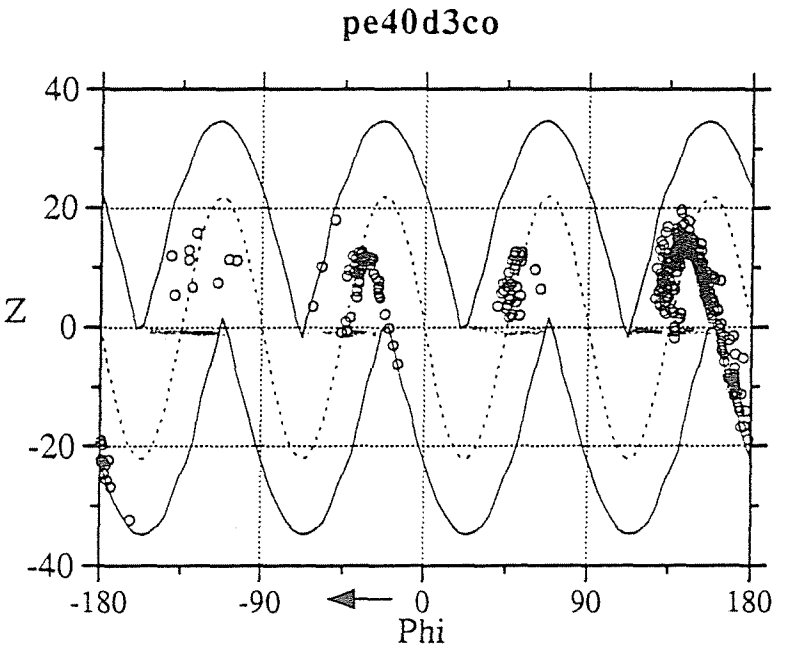


Fig. 1


pe40d3co
40
20
Z
0
-20
-40
-180
-90
0
90
180
Phi

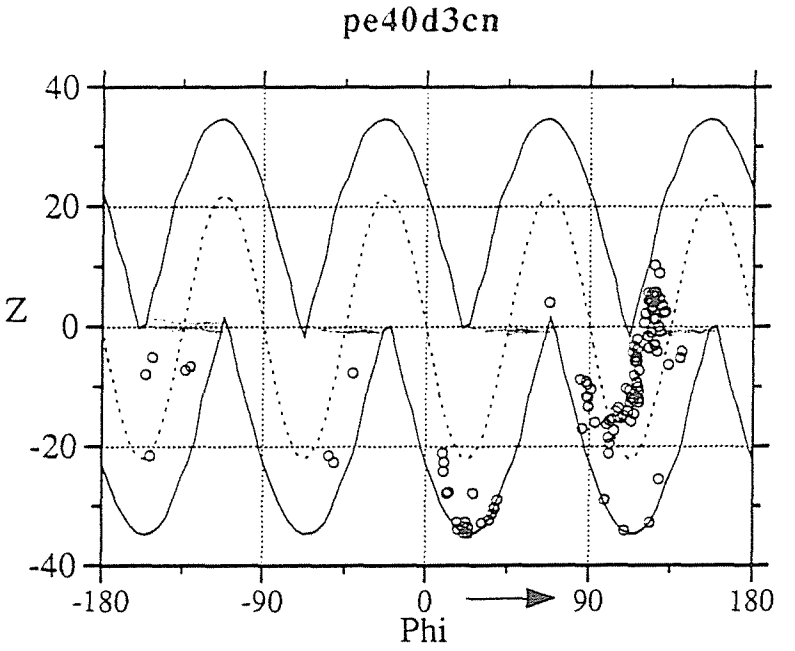
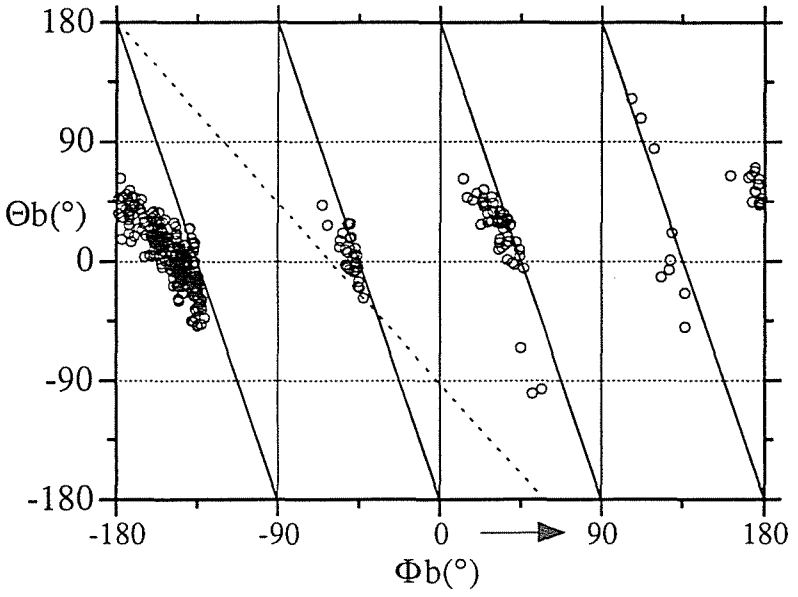

pe40d3cn
40
20
Z
0
-20
-40
-180
-90
0
90
180
Phi

Fig. 2

pe40d3co



pe40d3cn

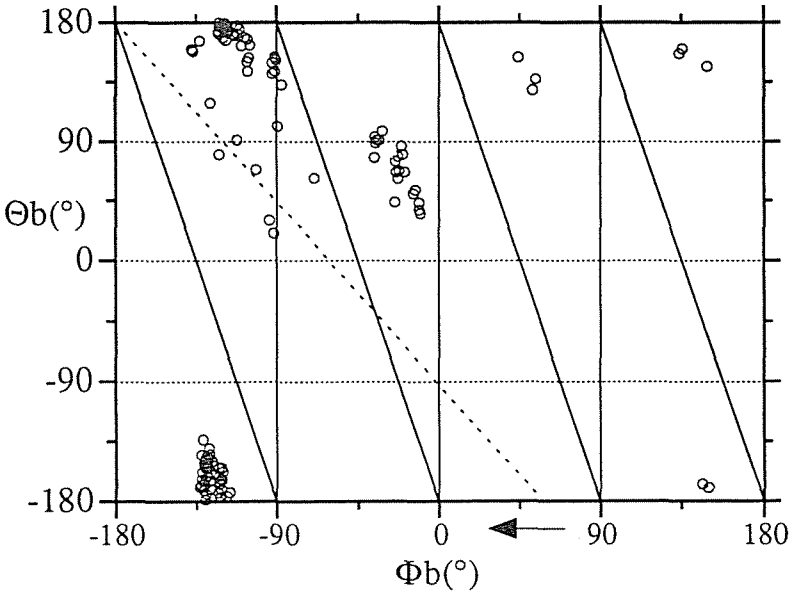
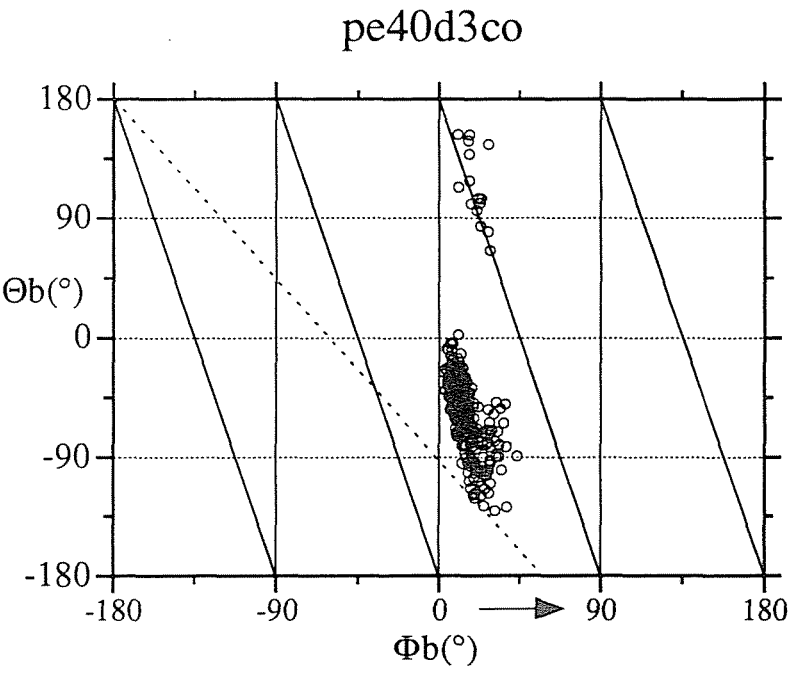


Fig. 3


pe40d3co
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

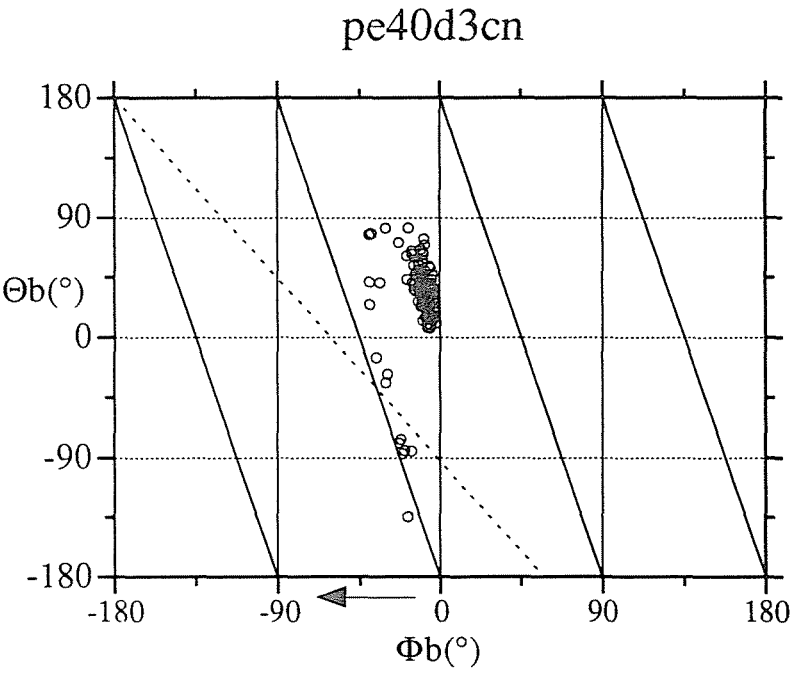
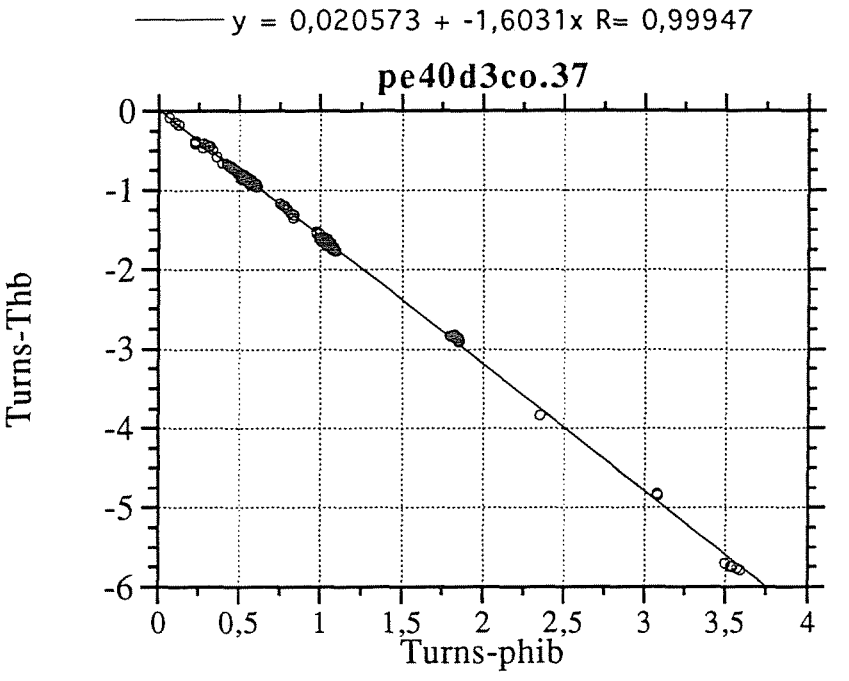

pe40d3cn
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

Fig. 4


y = 0,020573 + -1,6031x R= 0,99947
pe40d3co.37
Turns-Thb
Turns-phib
0
-1
-2
-3
-4
-5
-6
0
0,5
1
1,5
2
2,5
3
3,5
4

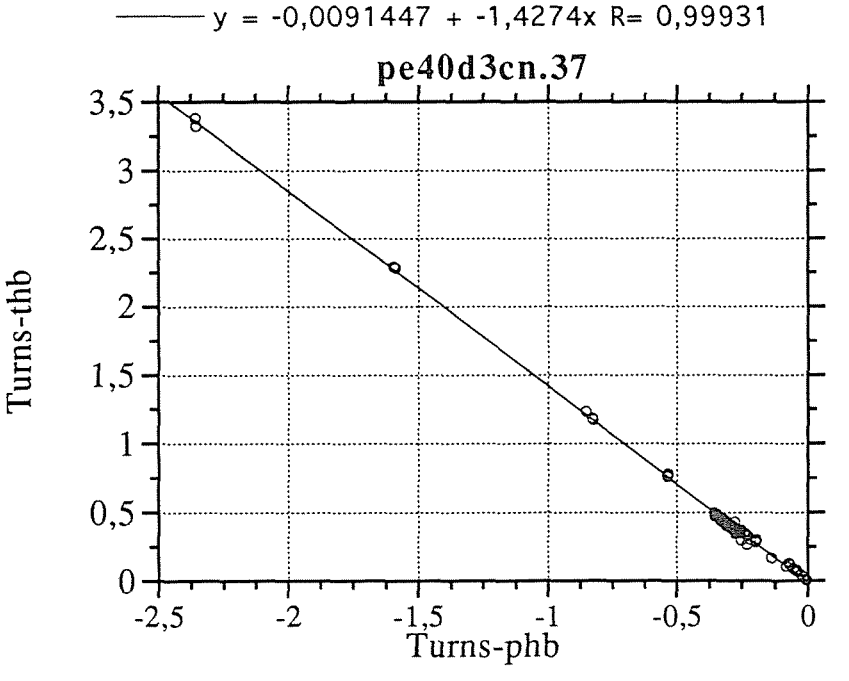
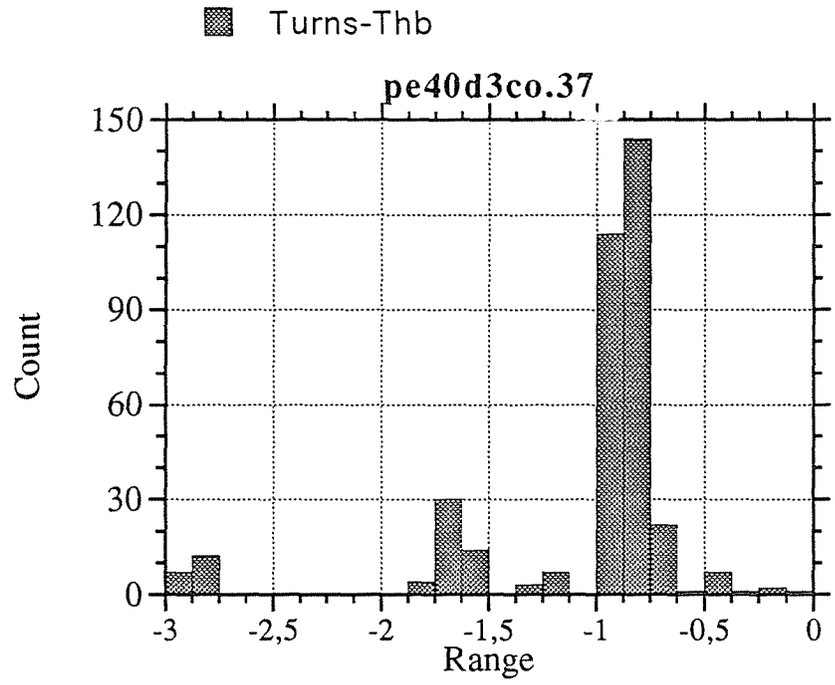

y = -0,0091447 + -1,4274x R= 0,99931
pe40d3cn.37
Turns-thb
Turns-phb
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
0
-2,5
-2
-1,5
-1
-0,5
0

Fig. 5


Turns-Thb
pe40d3co.37
150
120
90
60
30
0
Count
-3
-2,5
-2
-1,5
-1
-0,5
0
Range

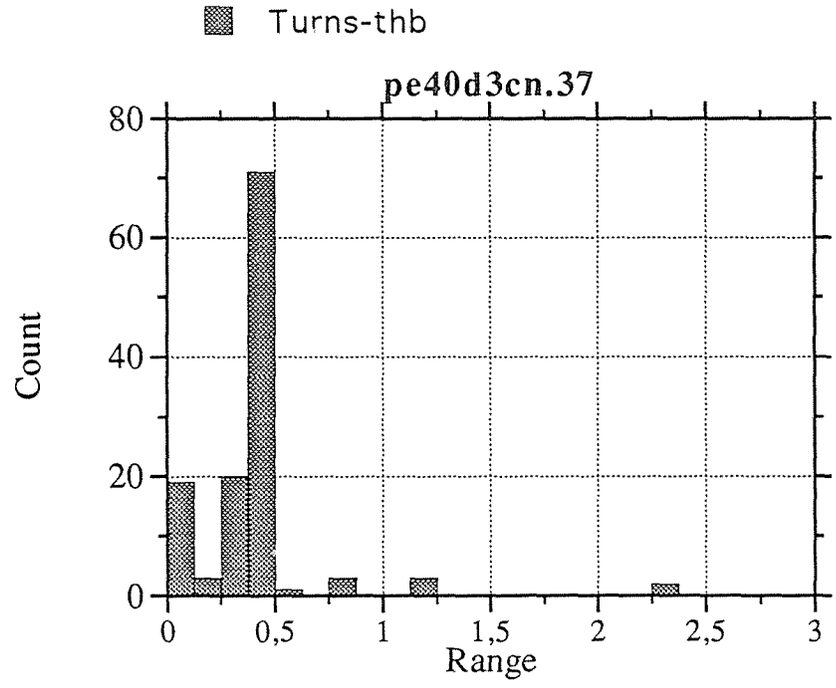
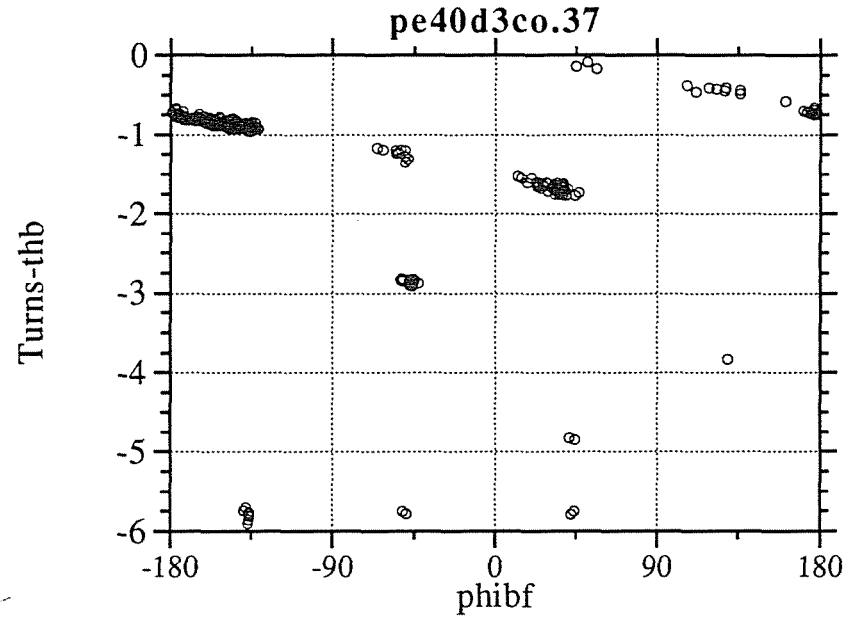

Turns-thb
pe40d3cn.37
80
60
40
20
0
Count
0
0,5
1
1,5
2
2,5
3
Range

Fig. 6


pe40d3co.37
Turns-thb
phibf
0
-1
-2
-3
-4
-5
-6
-180
-90
0
90
180

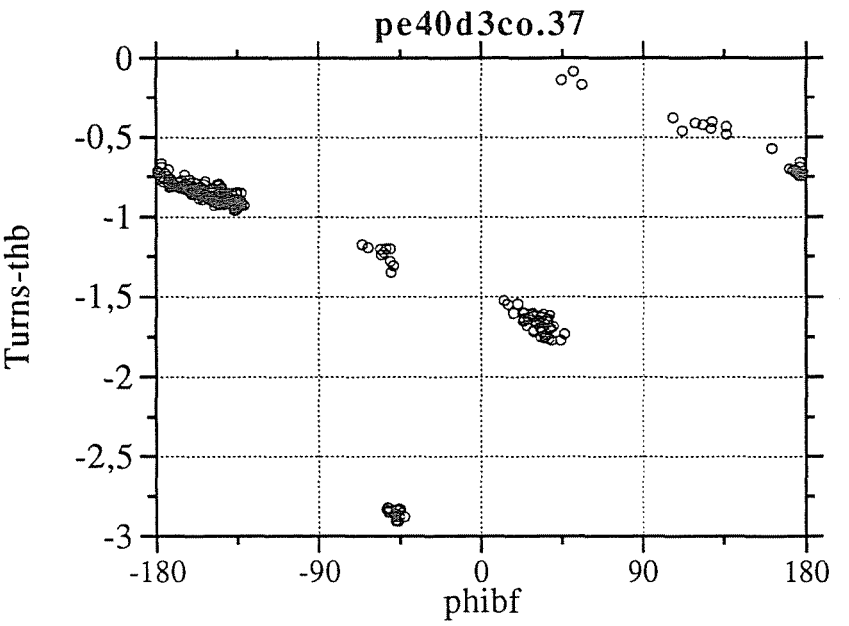
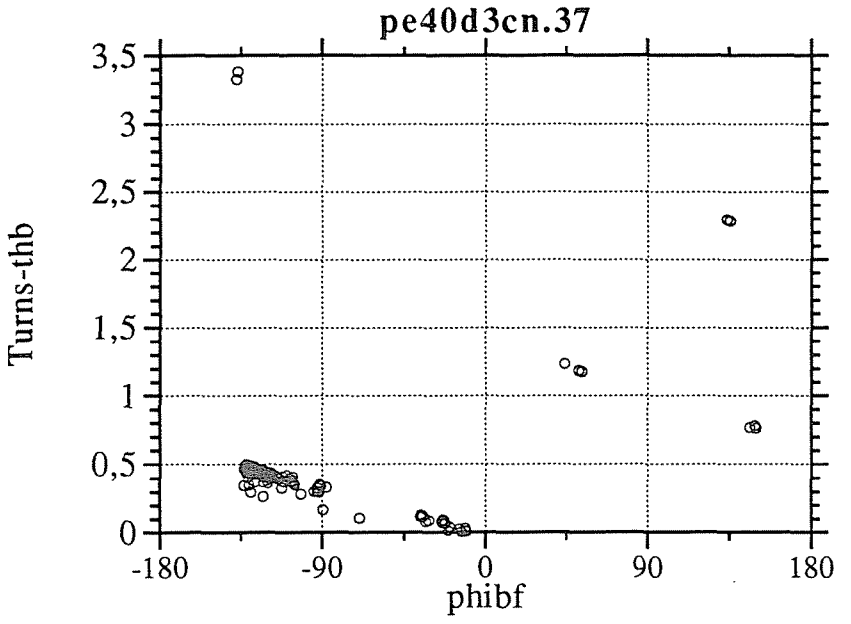

pe40d3co.37
Turns-thb
phibf
0
-0,5
-1
-1,5
-2
-2,5
-3
-180
-90
0
90
180

Fig. 7


pe40d3cn.37
Turns-thb
phibf
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
0
-180
-90
0
90
180

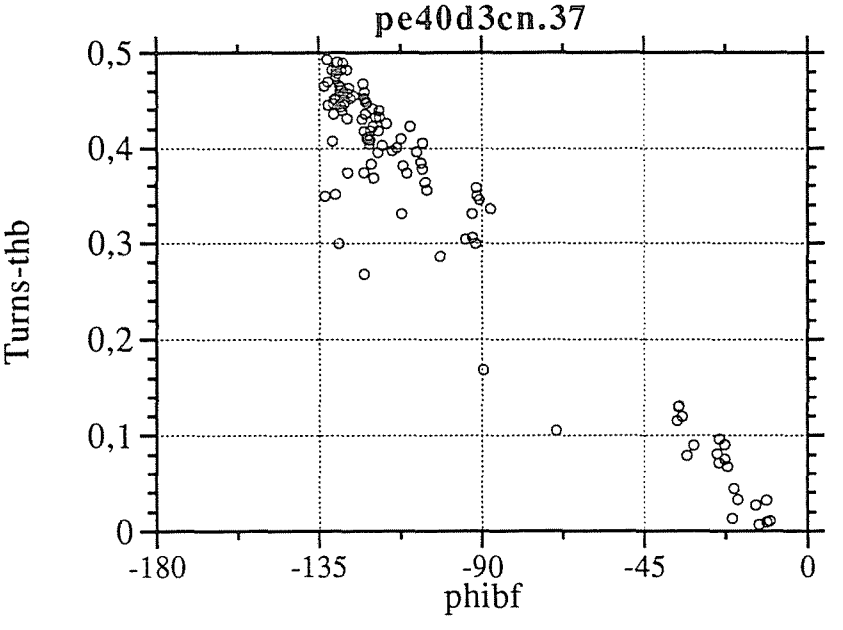
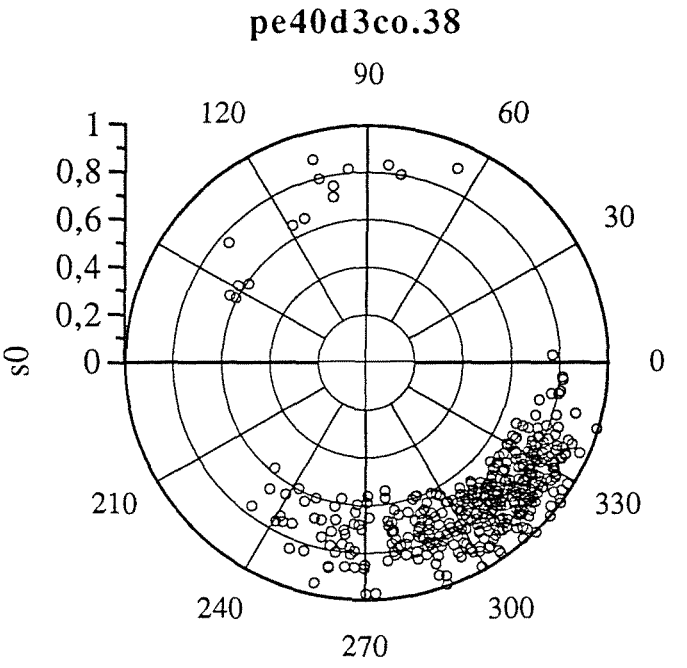

pe40d3cn.37
Turns-thb
phibf
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
-180
-135
-90
-45
0

Fig. 8


pe40d3co.38
90
120
60
30
0
330
300
270
240
210
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
s0

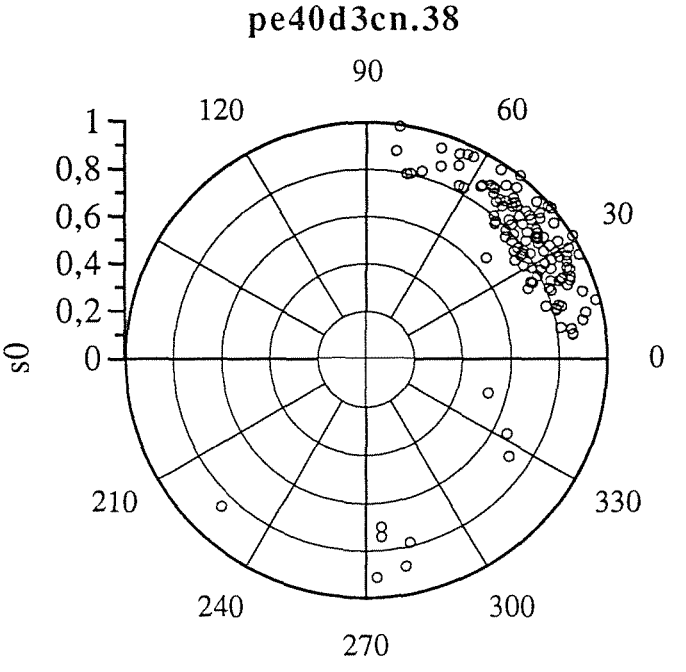
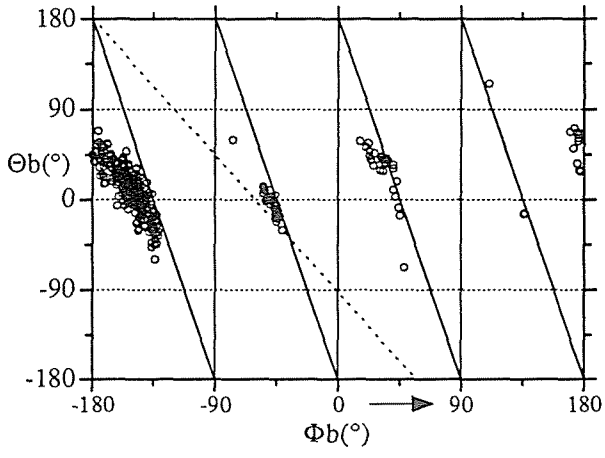
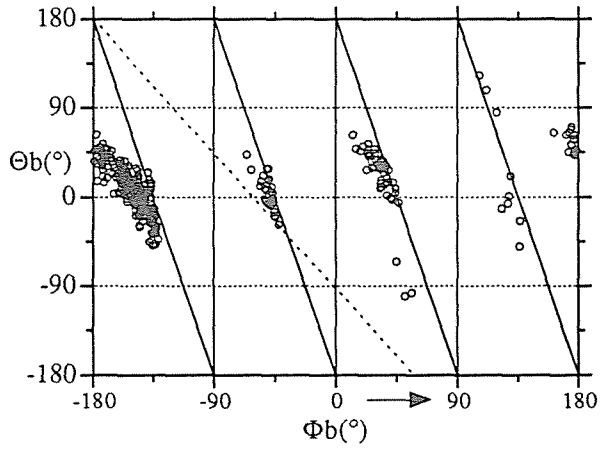

pe40d3cn.38
90
120
60
30
0
330
300
270
240
210
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
s0

Fig. 9

pe27d3co



pe40d3co



pe50d3co

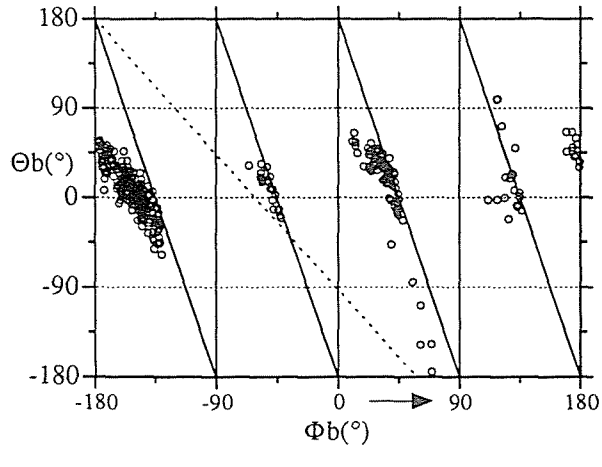
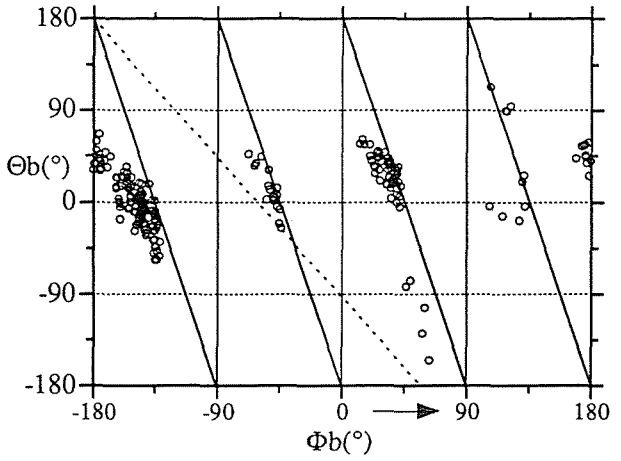
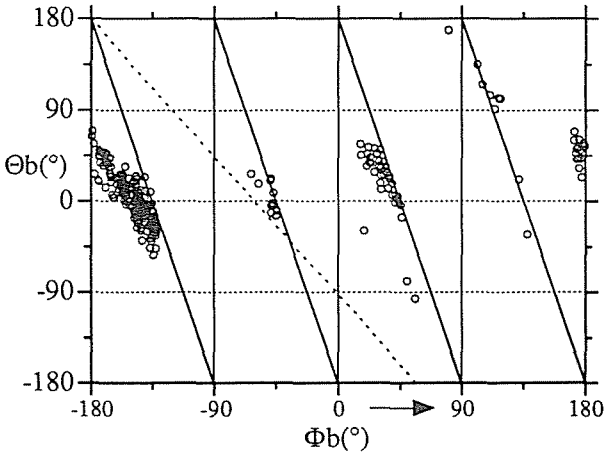


Fig. 10

pe40d1co



pe40d2co



pe40d3co

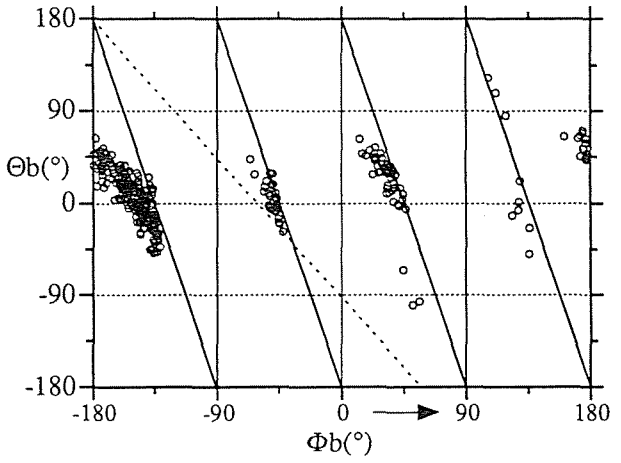
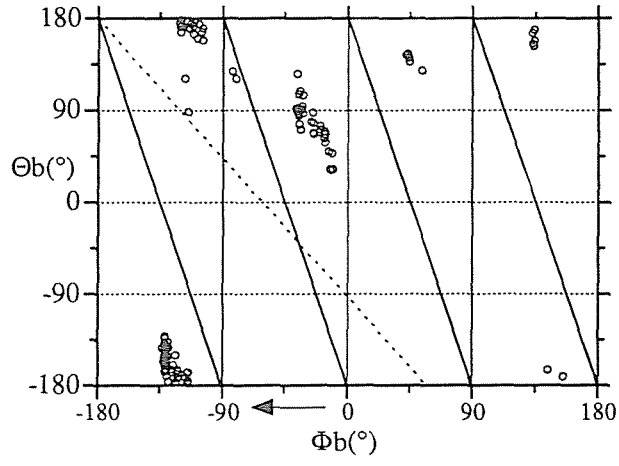
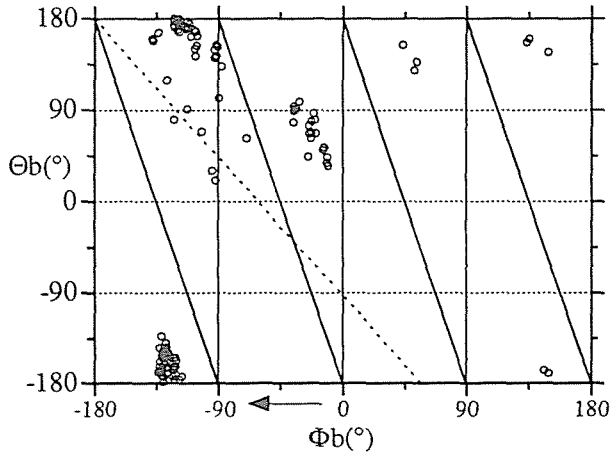


Fig. 11

pe27d3cn



pe40d3cn



pe50d3cn

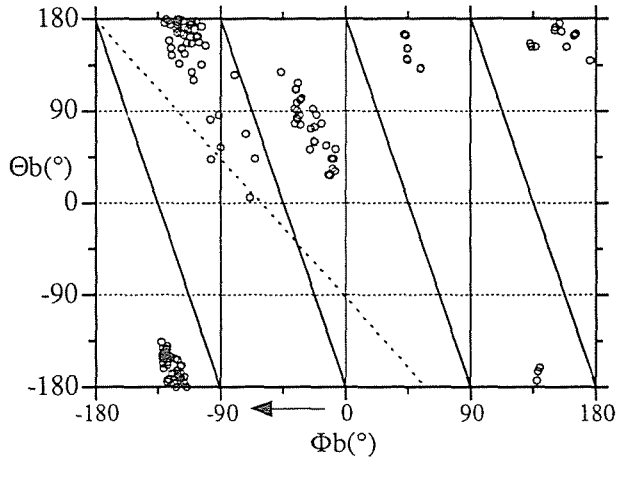
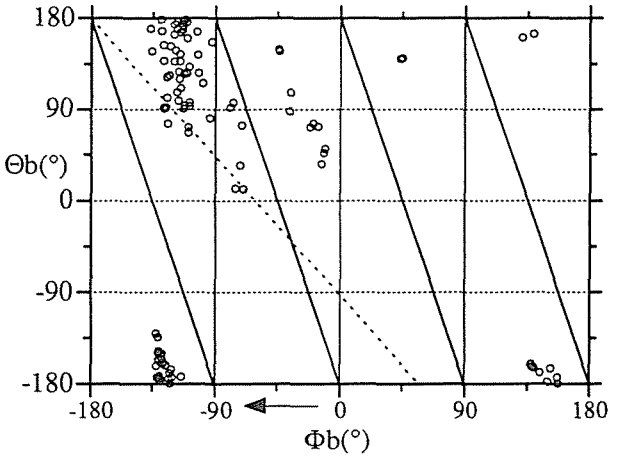
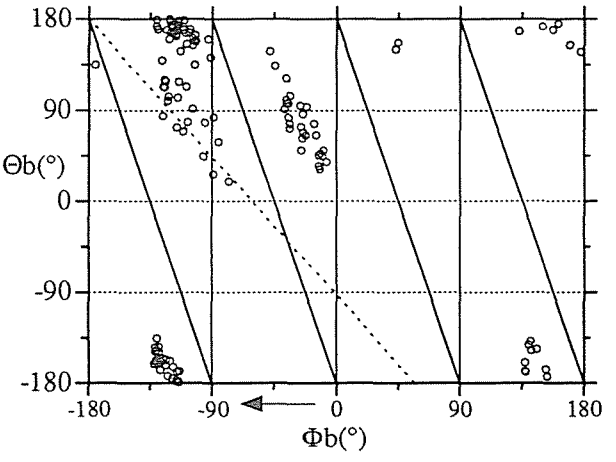


Fig. 12

pe40d1cn



pe40d2cn



pe40d3cn

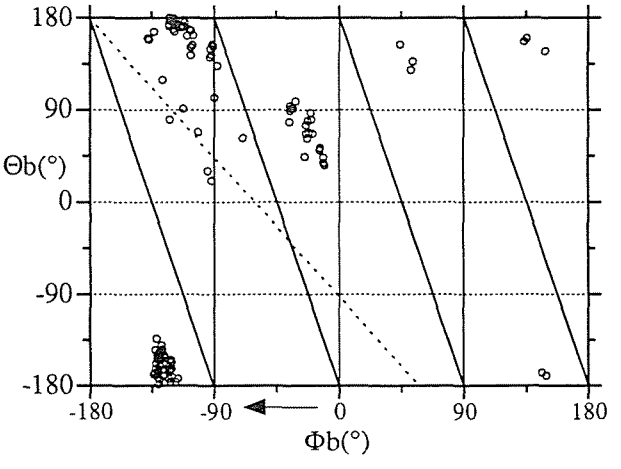
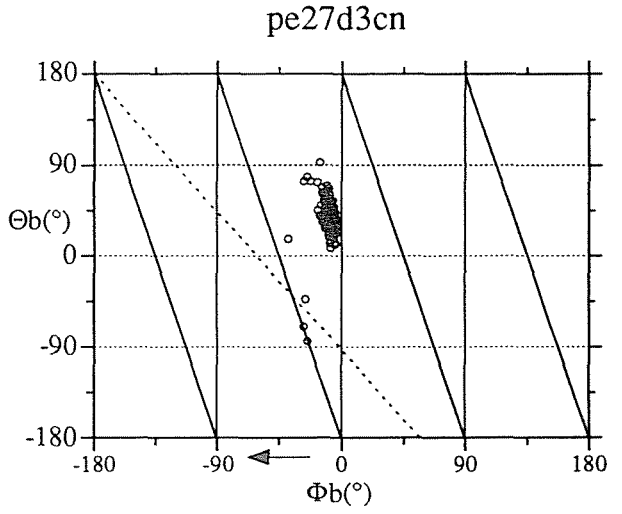
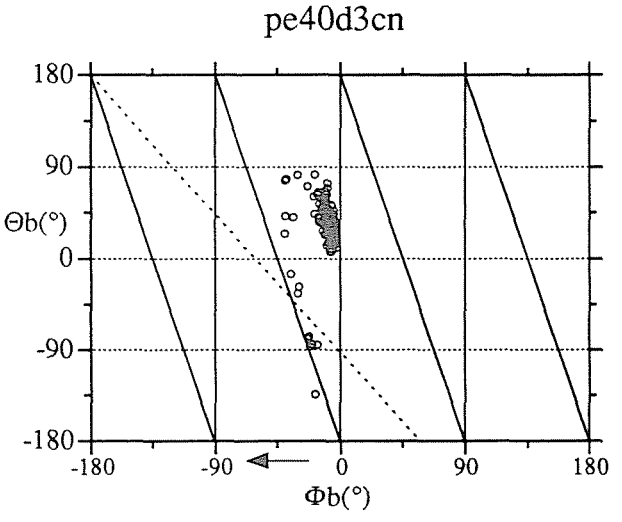


Fig. 13


pe27d3cn
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)


pe40d3cn
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

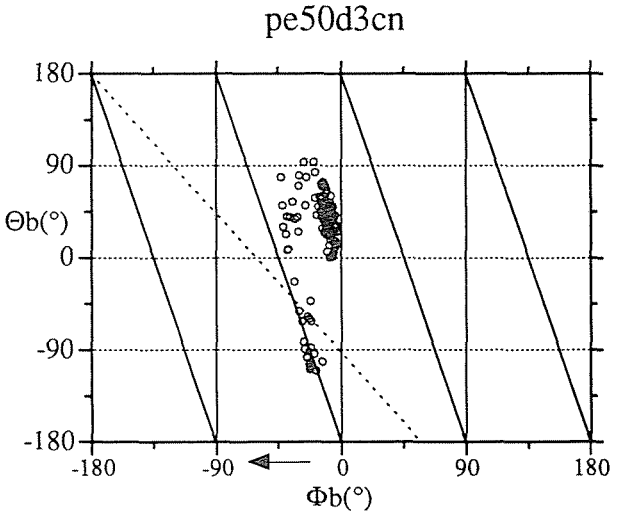
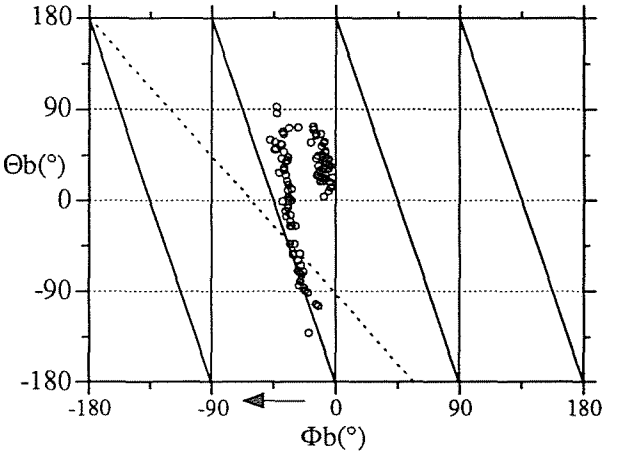
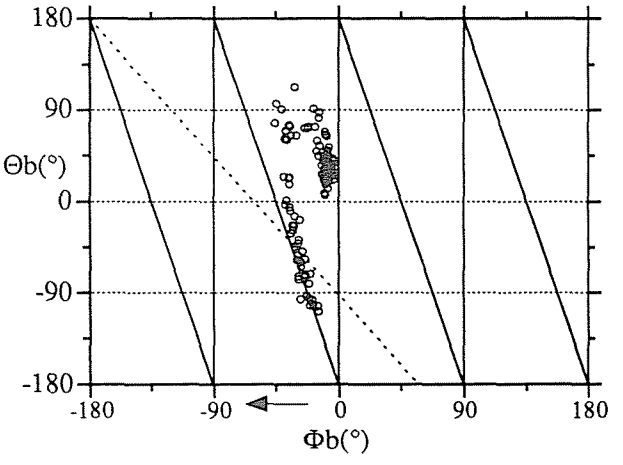

pe50d3cn
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

Fig. 14

pe40d1cn



pe40d2cn



pe40d3cn

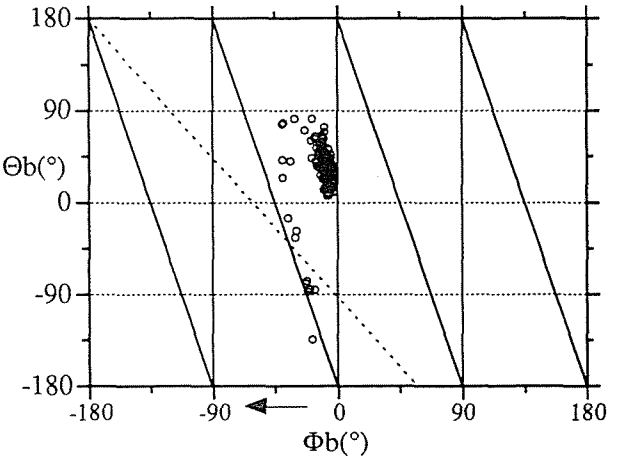
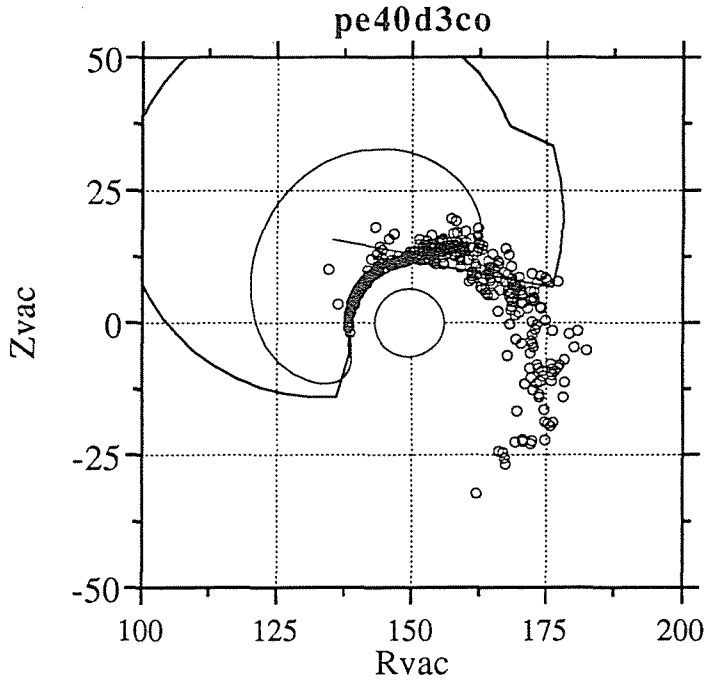


Fig. 15


pe40d3co
50
25
0
-25
-50
Zvac
100
125
150
175
200
Rvac

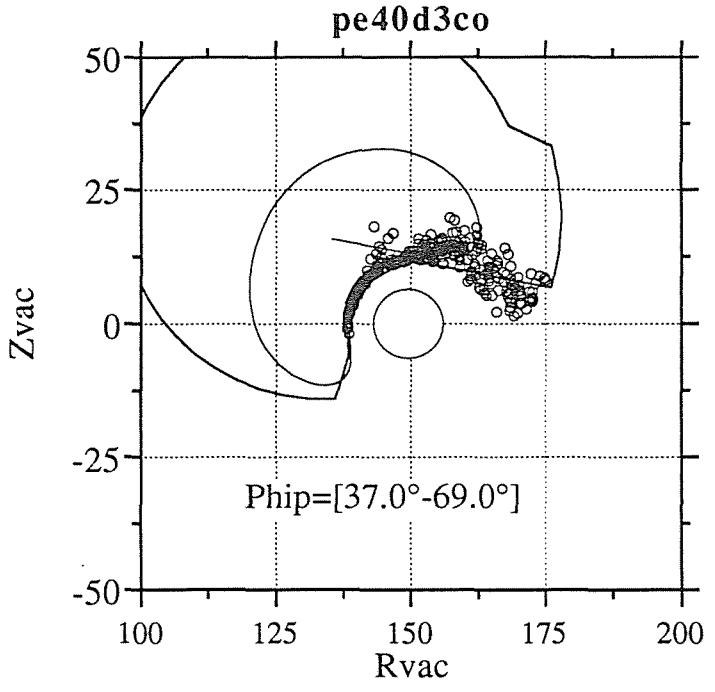
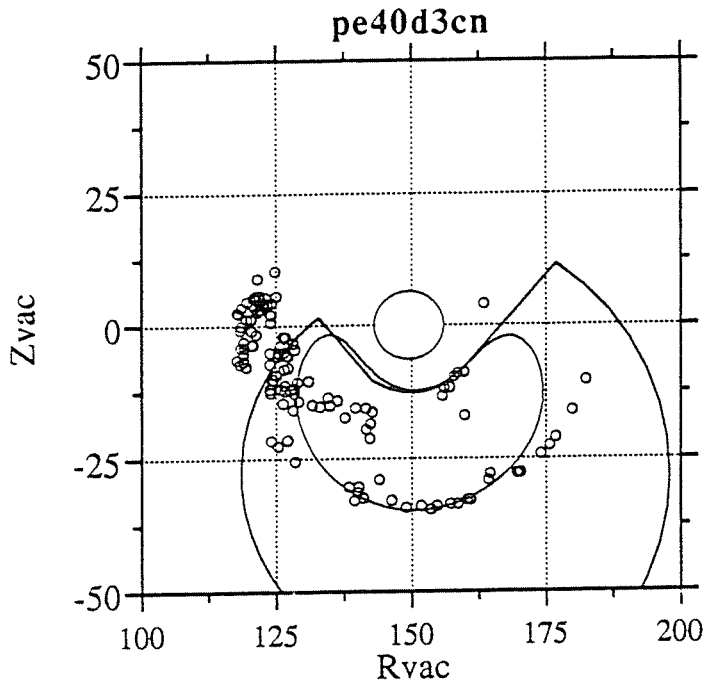

pe40d3co
50
25
0
-25
-50
Zvac
Phip=[37.0°-69.0°]
100
125
150
175
200
Rvac

Fig. 16


pe40d3cn
50
25
0
-25
-50
Zvac
100
125
150
175
200
Rvac

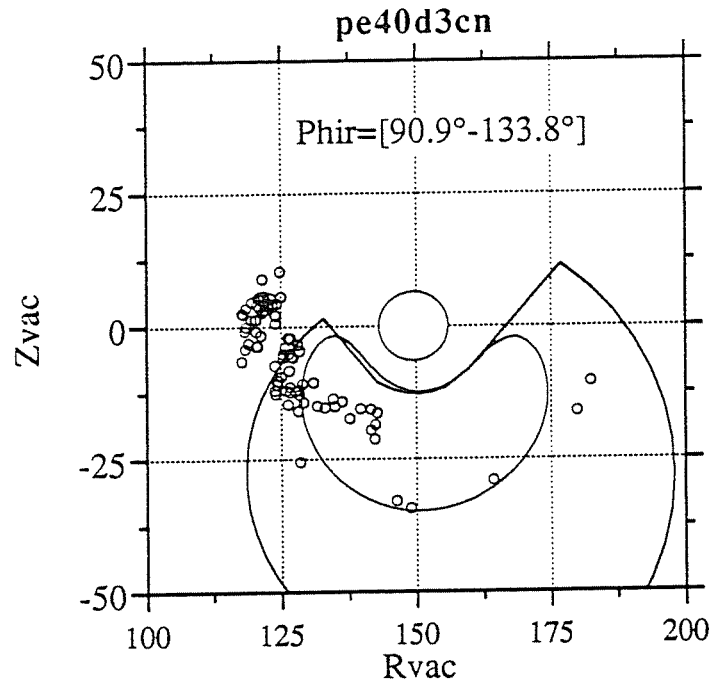
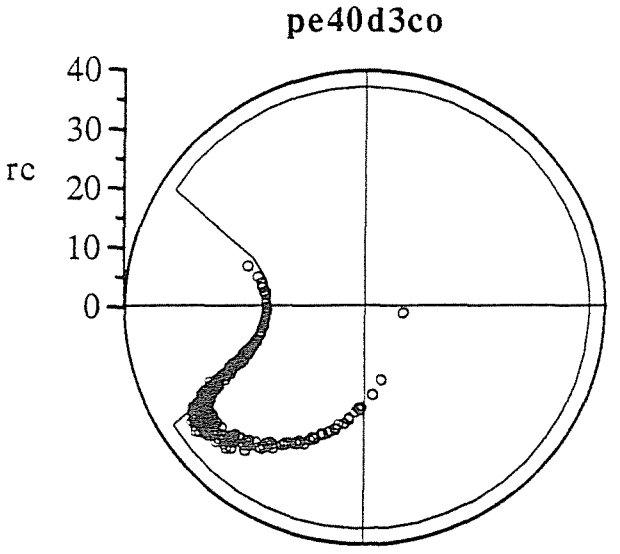

pe40d3cn
Phir=[90.9°-133.8°]
50
25
0
-25
-50
Zvac
100
125
150
175
200
Rvac

Fig. 17



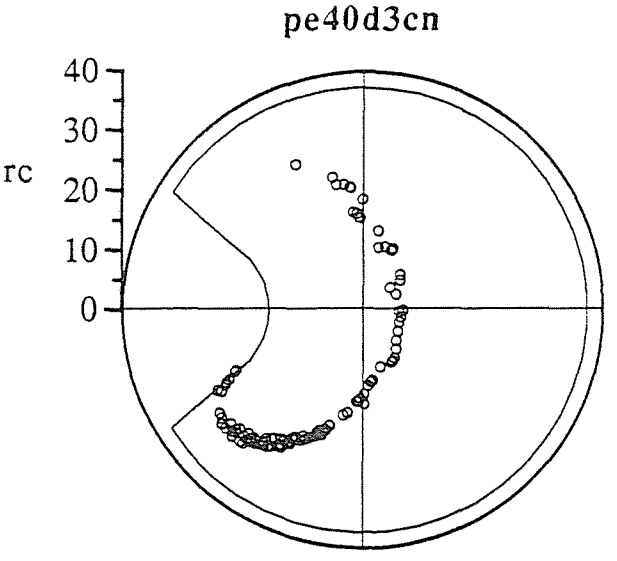
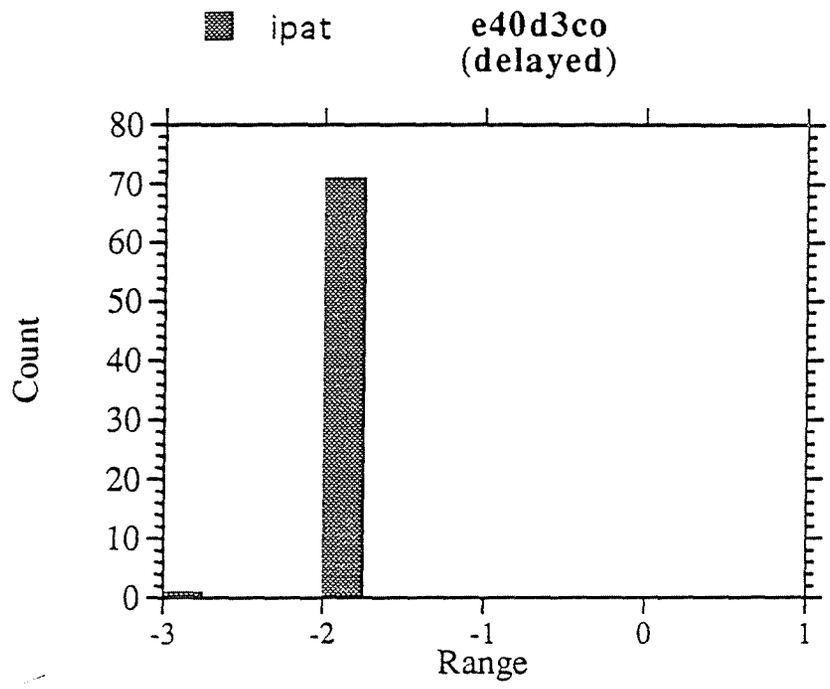


Fig. 18


ipat
e40d3co
(delayed)
Count
80
70
60
50
40
30
20
10
0
-3
-2
-1
0
1
Range

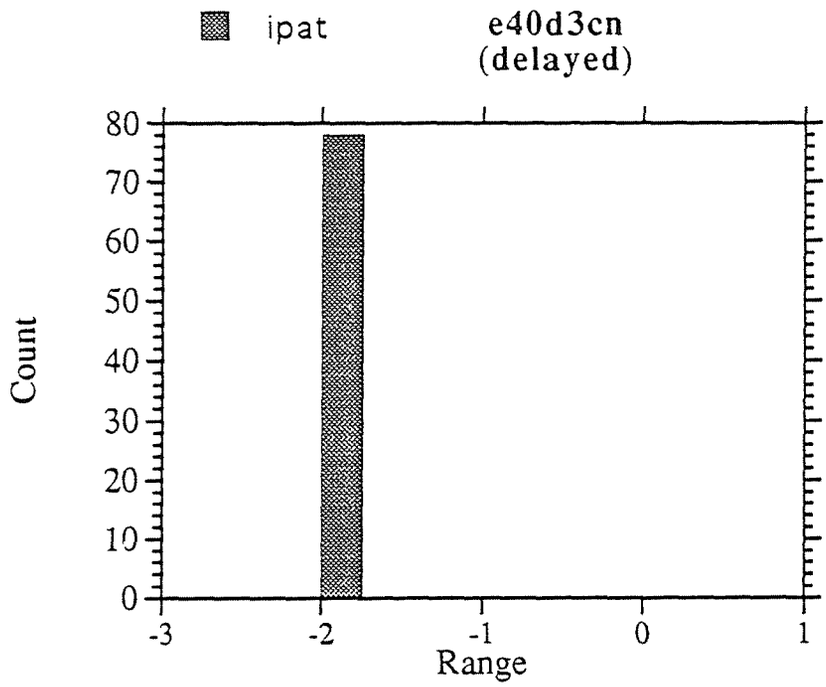
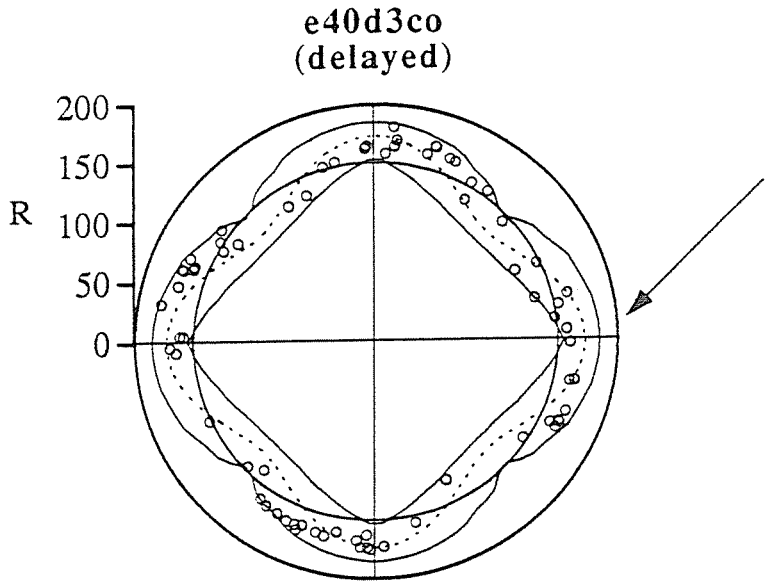

ipat
e40d3cn
(delayed)
Count
80
70
60
50
40
30
20
10
0
-3
-2
-1
0
1
Range

Fig. 19


e40d3co
(delayed)
200
150
R
100
50
0

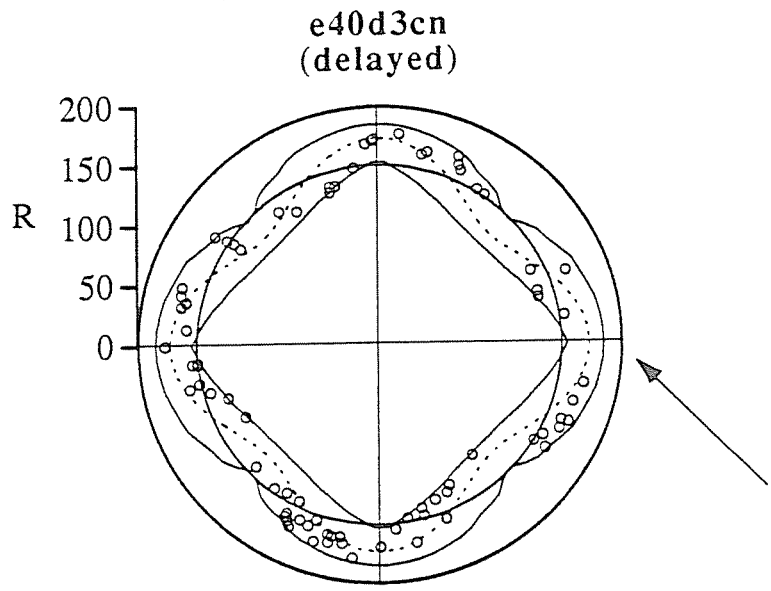
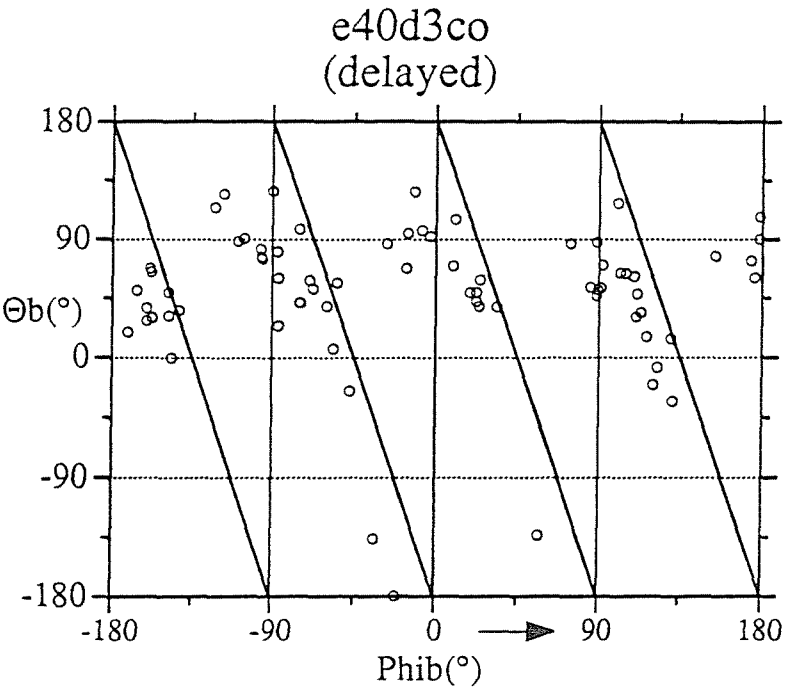

e40d3cn
(delayed)
200
150
R
100
50
0

Fig. 20


e40d3co
(delayed)
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Phib(°)

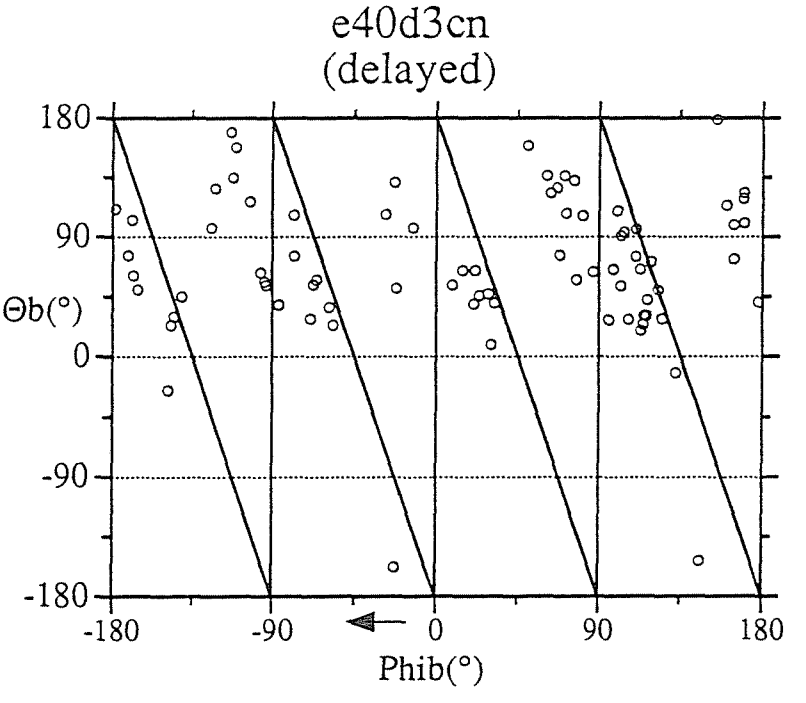
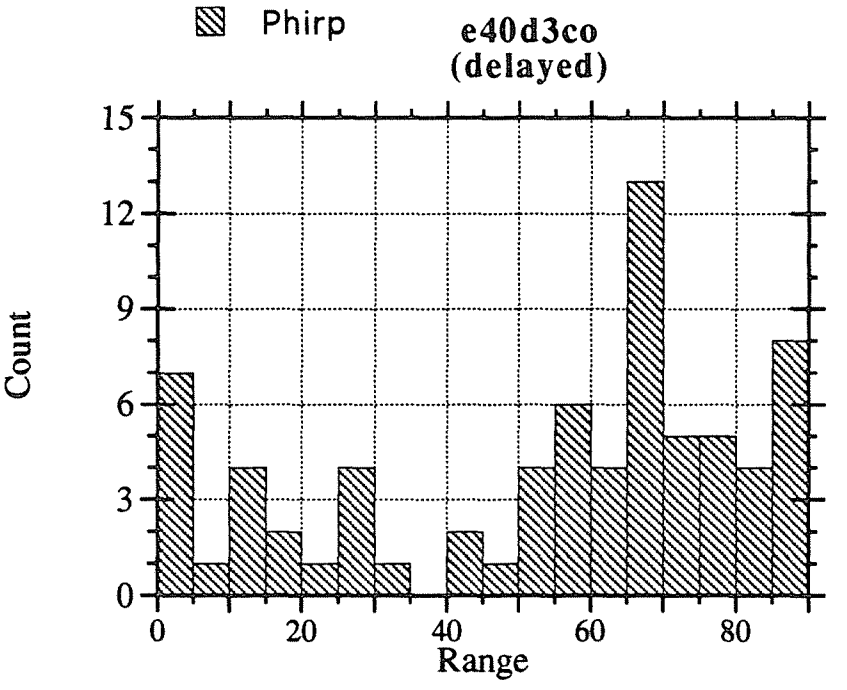

e40d3cn
(delayed)
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Phib(°)

Fig. 21


Phirp
e40d3co
(delayed)
Count
15
12
9
6
3
0
0
20
40
60
80
Range

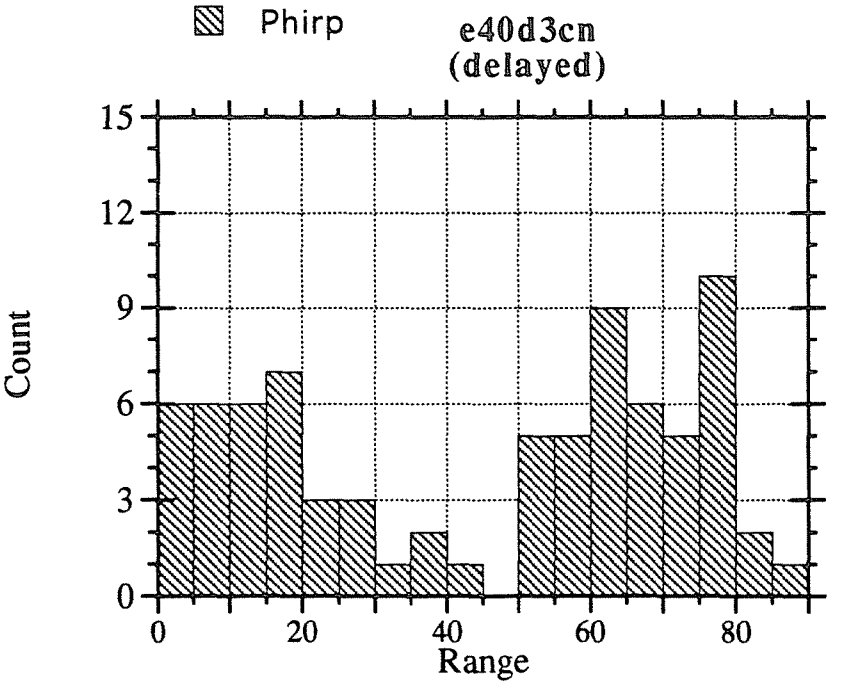
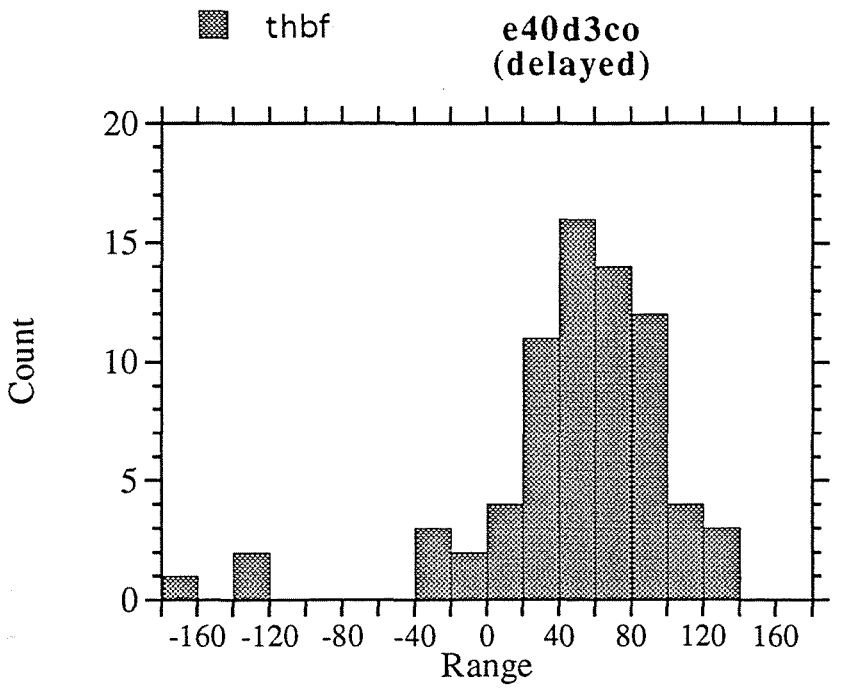

Phirp
e40d3cn
(delayed)
Count
15
12
9
6
3
0
0
20
40
60
80
Range

Fig. 22


thbf
e40d3co
(delayed)
Count
20
15
10
5
0
-160 -120 -80 -40 0 40 80 120 160
Range

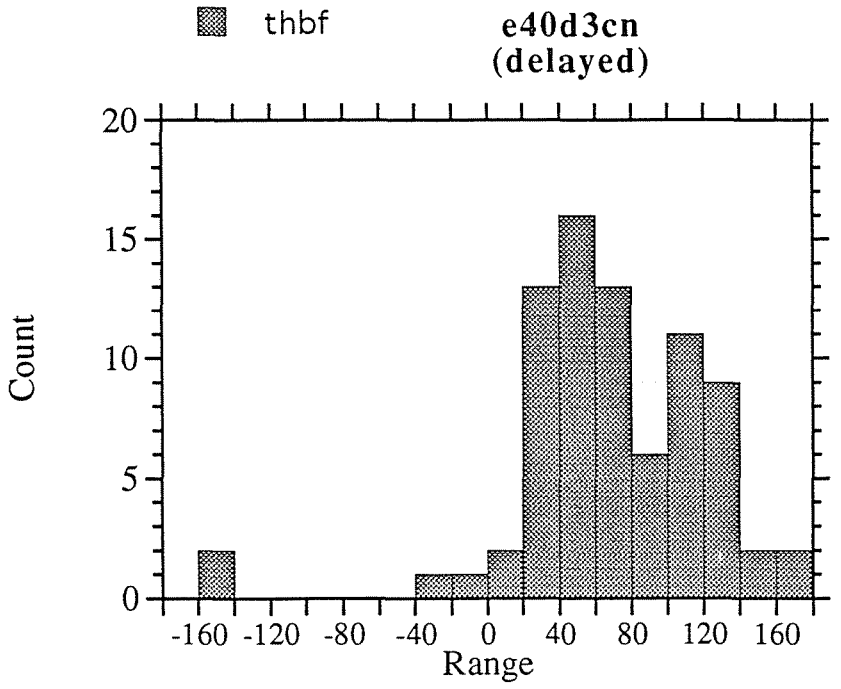
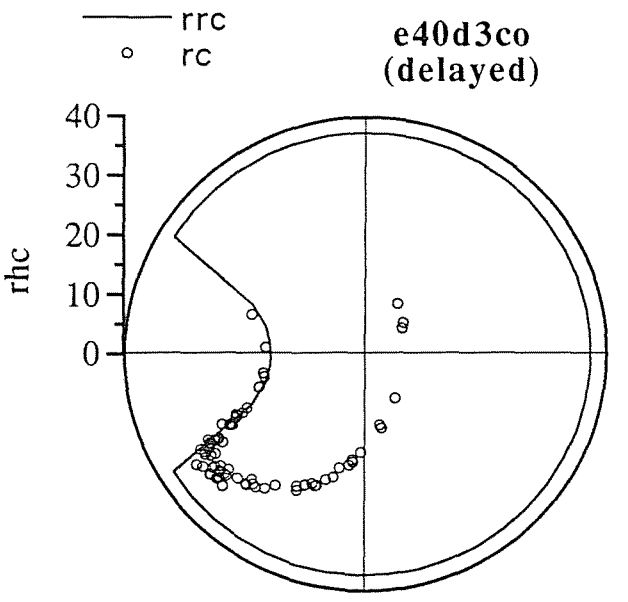

thbf
e40d3cn
(delayed)
Count
20
15
10
5
0
-160 -120 -80 -40 0 40 80 120 160
Range

Fig. 23


rrc
rc
e40d3co
(delayed)
40
30
20
10
0
rhc

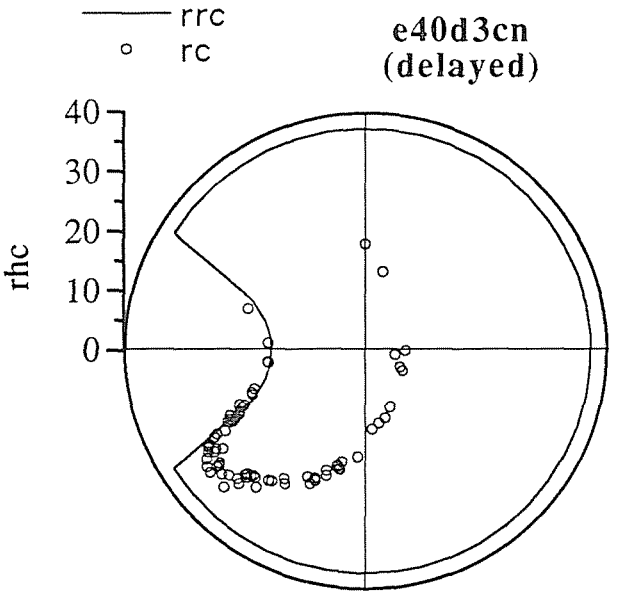
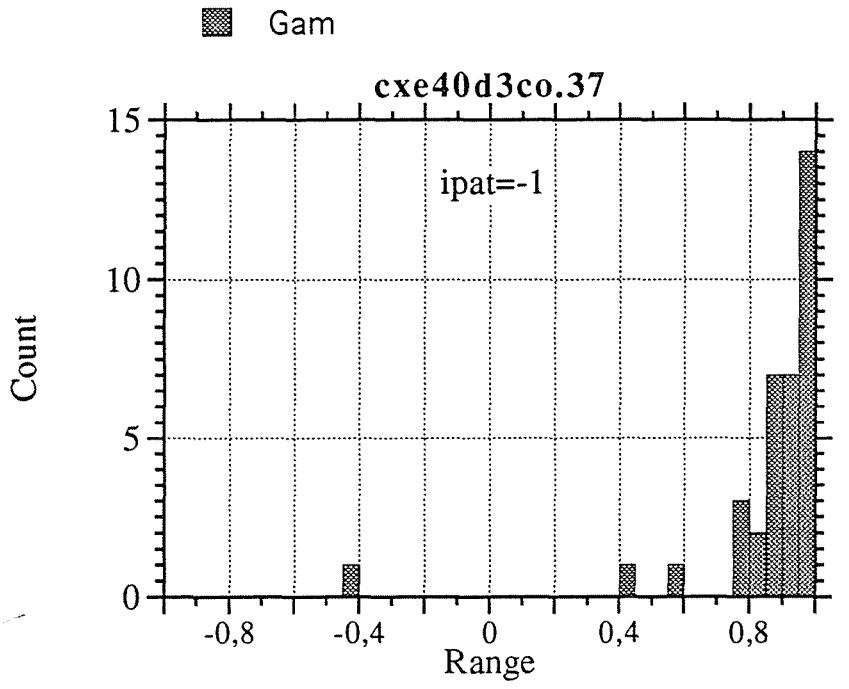

rrc
rc
e40d3cn
(delayed)
40
30
20
10
0
rhc

Fig. 24


Gam
cxe40d3co.37
ipat=-1
Count
15
10
5
0
-0,8
-0,4
0
0,4
0,8
Range

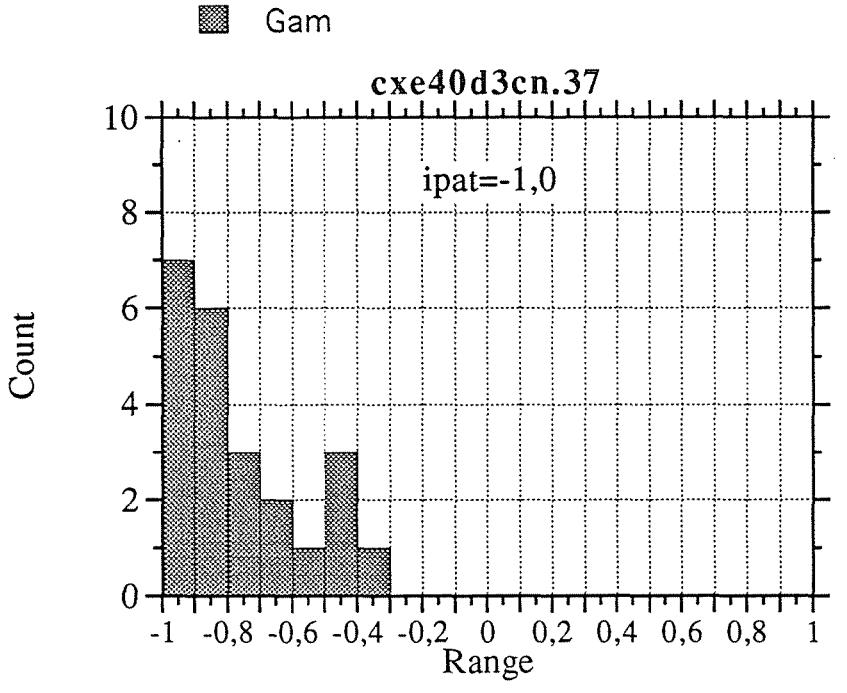
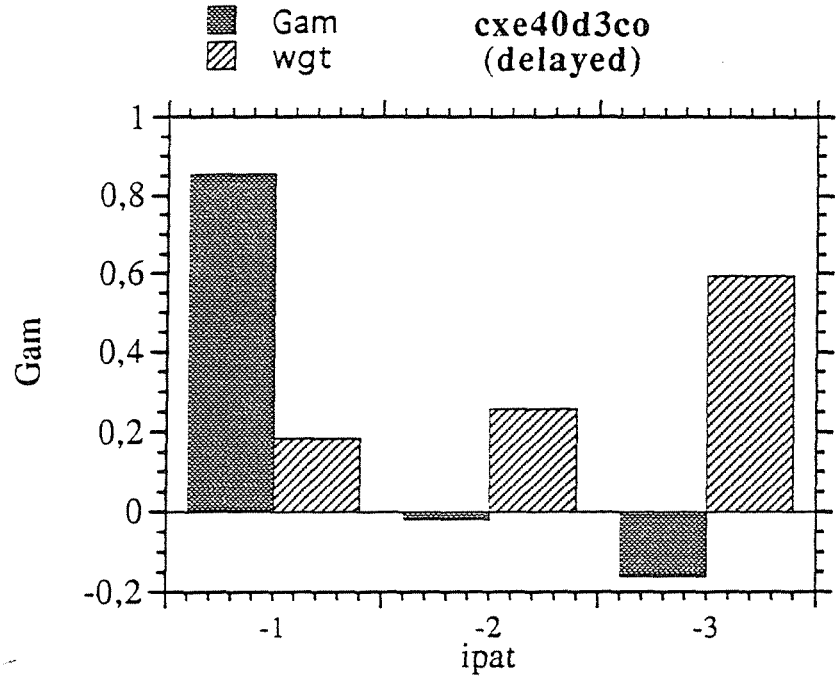

Gam
cxe40d3cn.37
ipat=-1,0
Count
10
8
6
4
2
0
-1
-0,8
-0,6
-0,4
-0,2
0
0,2
0,4
0,6
0,8
1
Range

Fig. 25


Gam
wgt
cxe40d3co
(delayed)
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
-0,2
Gam
-1
-2
-3
ipat

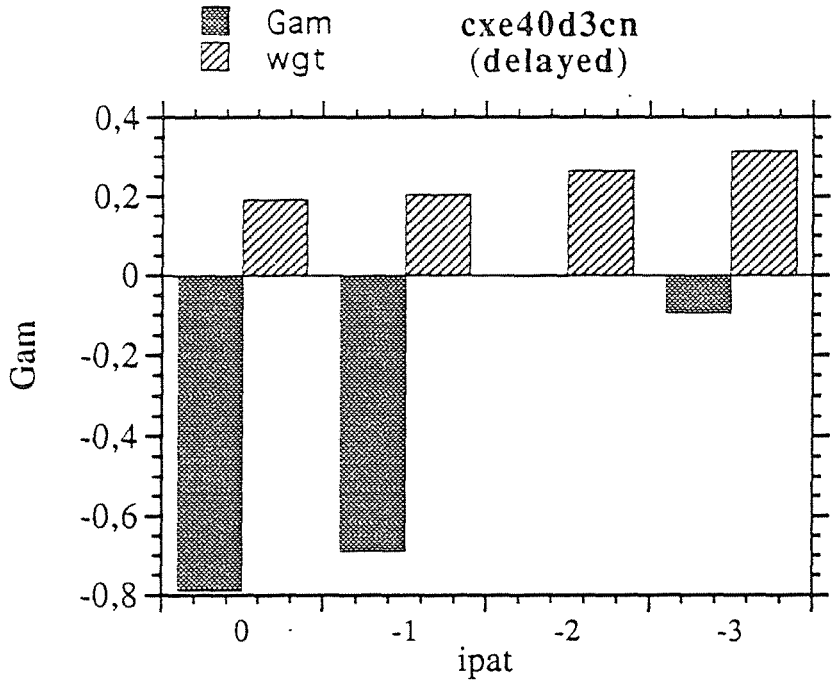
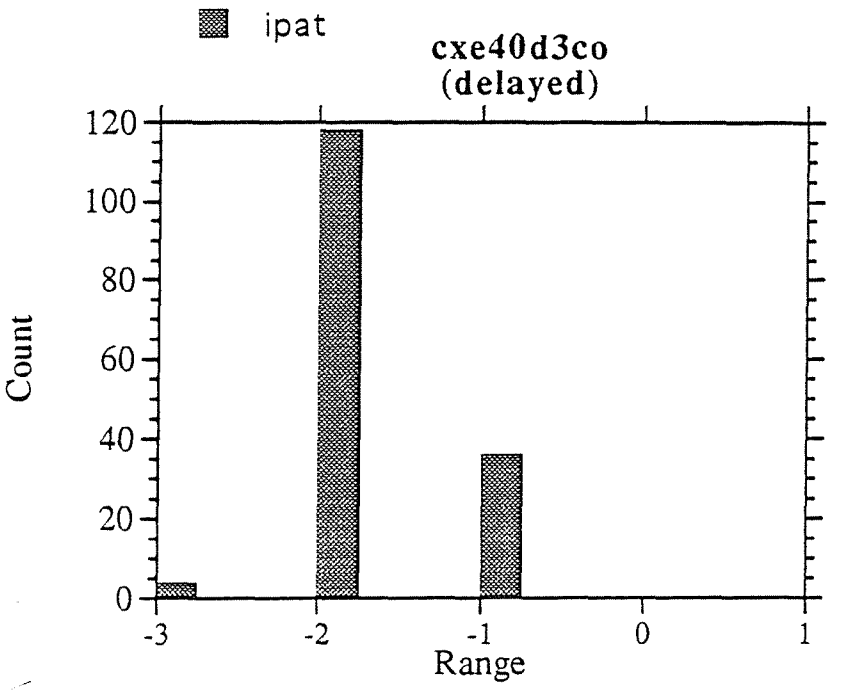

Gam
wgt
cxe40d3cn
(delayed)
0,4
0,2
0
-0,2
-0,4
-0,6
-0,8
Gam
0
-1
-2
-3
ipat

Fig. 26


ipat
cxe40d3co
(delayed)
120
100
80
60
40
20
0
Count
-3
-2
-1
0
1
Range

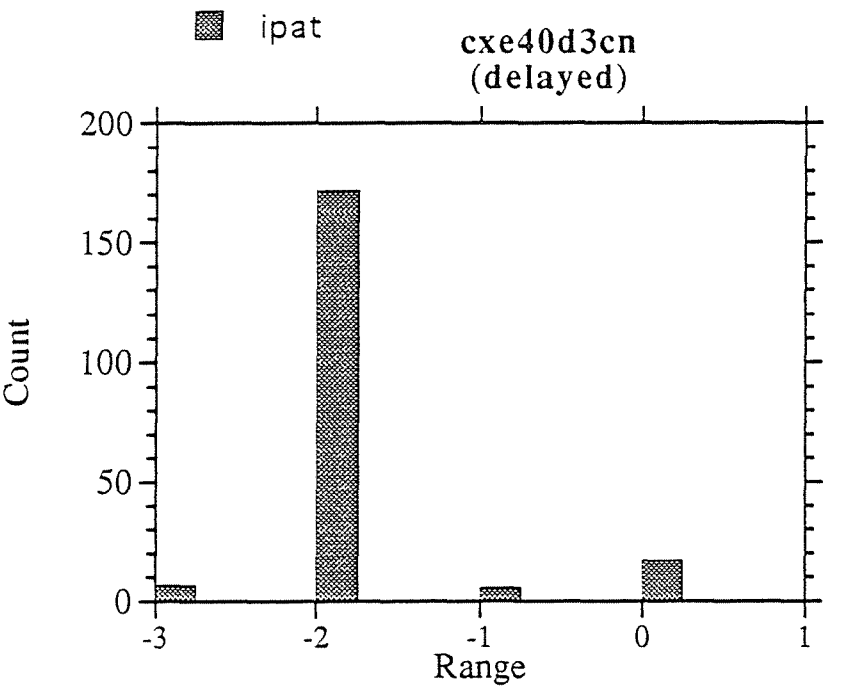
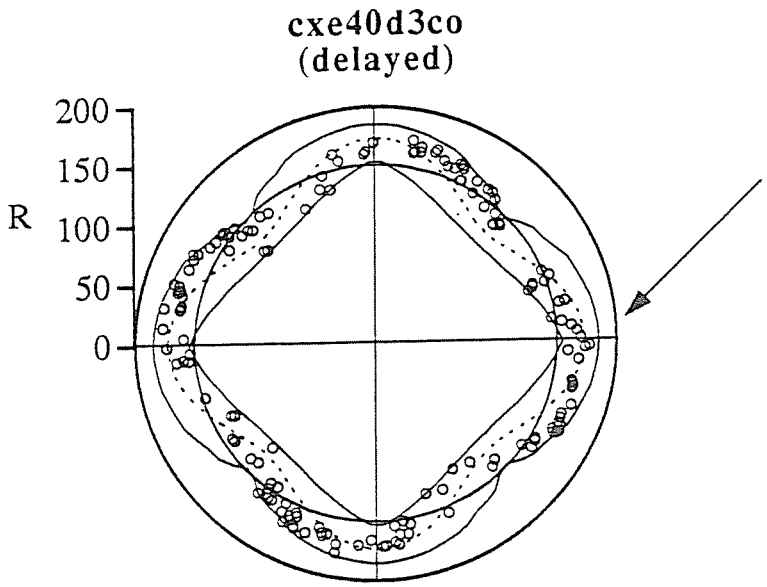

ipat
cxe40d3cn
(delayed)
200
150
100
50
0
Count
-3
-2
-1
0
1
Range

Fig. 27


cxe40d3co
(delayed)
200
150
R
100
50
0

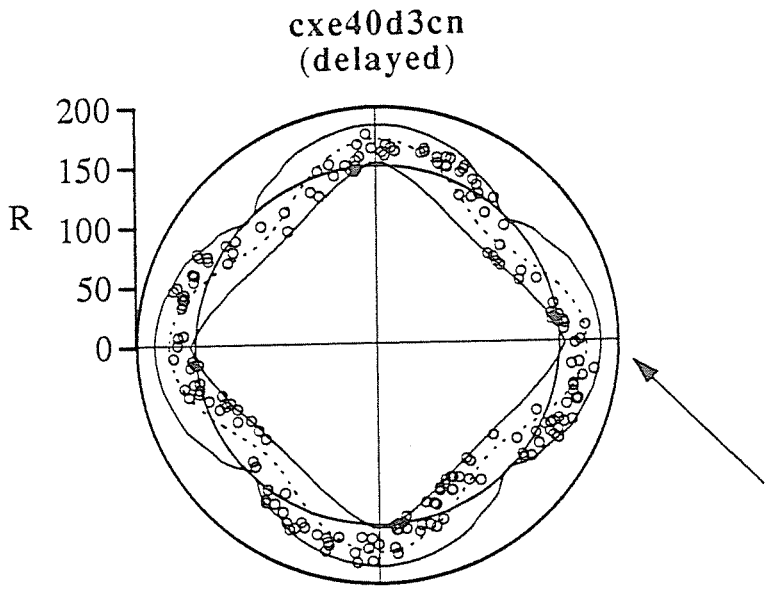
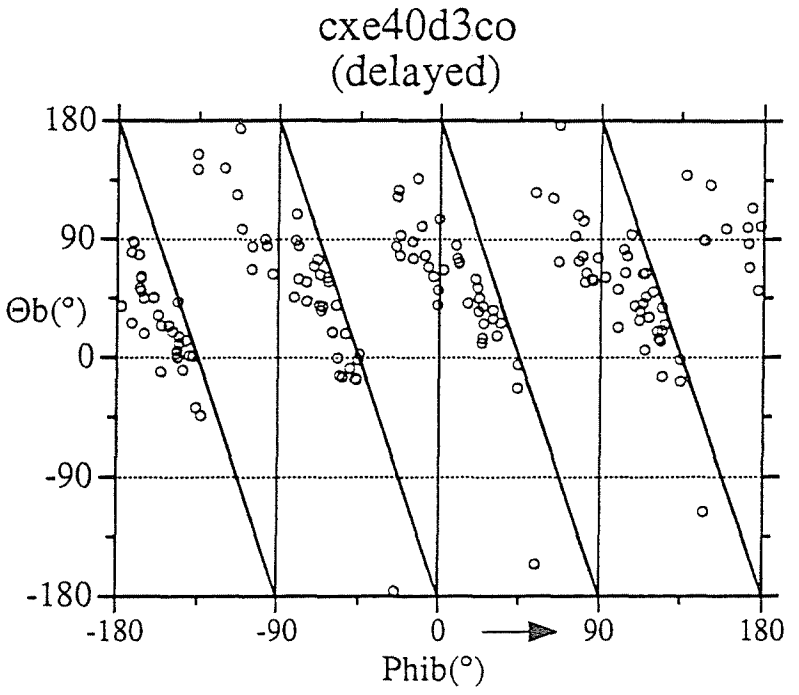

cxe40d3cn
(delayed)
200
150
R
100
50
0

Fig. 28


cxe40d3co
(delayed)
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Phib(°)

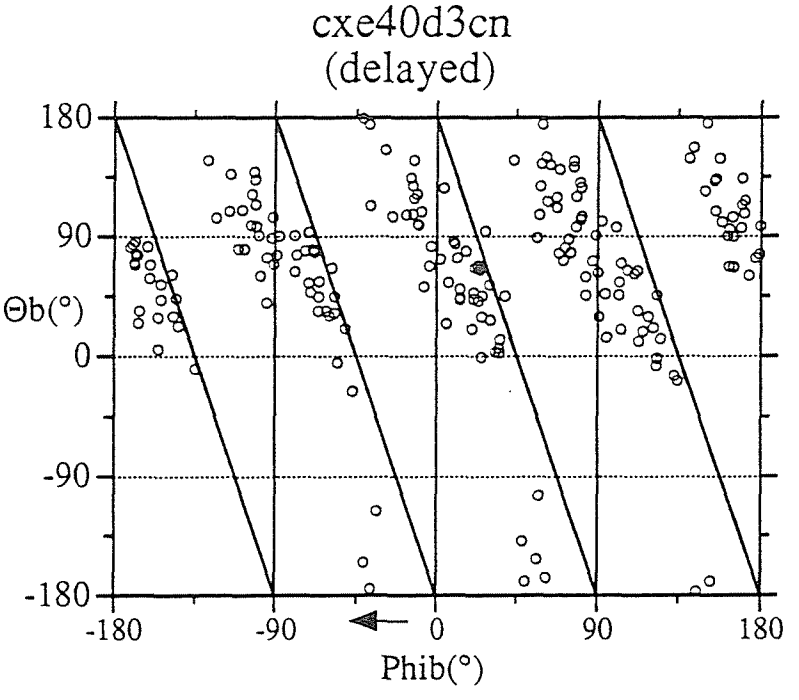
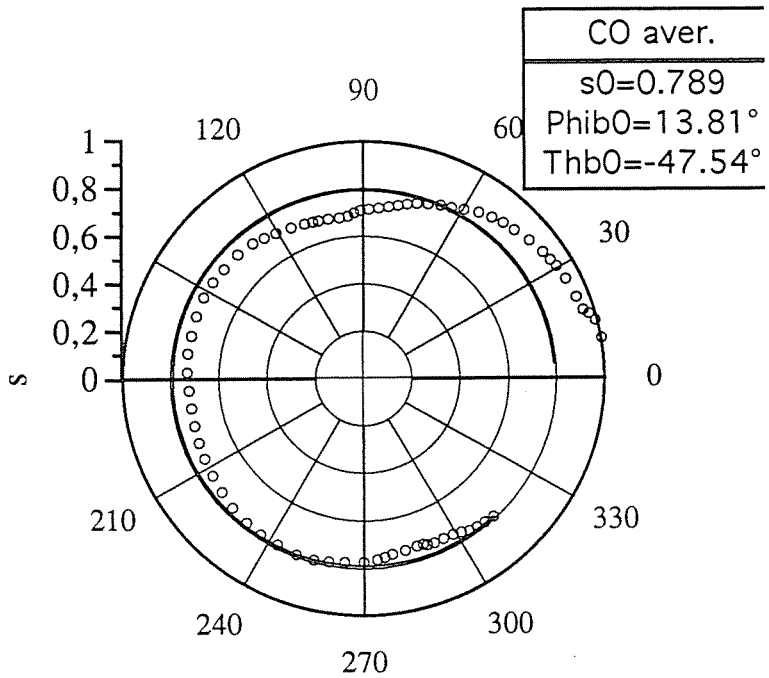

cxe40d3cn
(delayed)
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Phib(°)

Fig. 29


CO aver.
s0=0.789
Phib0=13.81°
Thb0=-47.54°
90
120
60
30
0
330
300
270
240
210
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
s

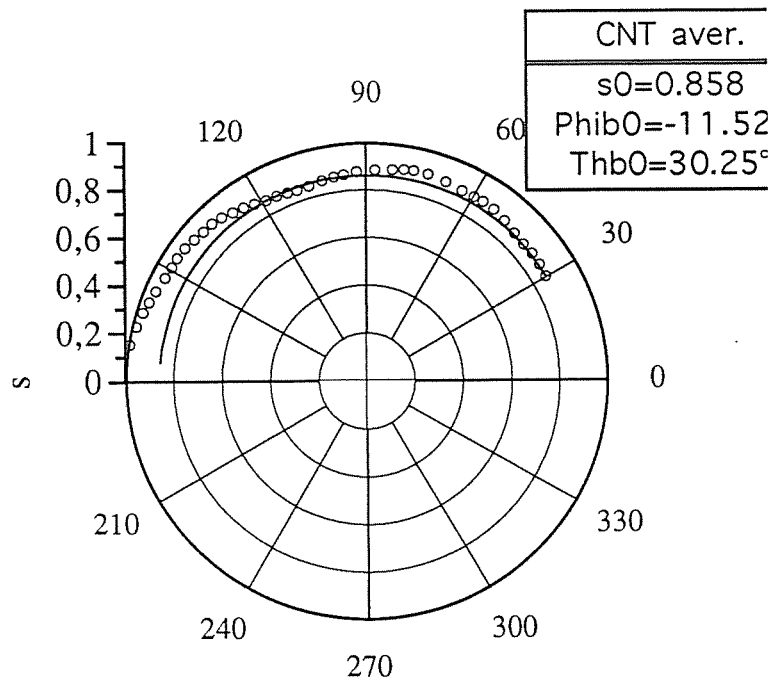
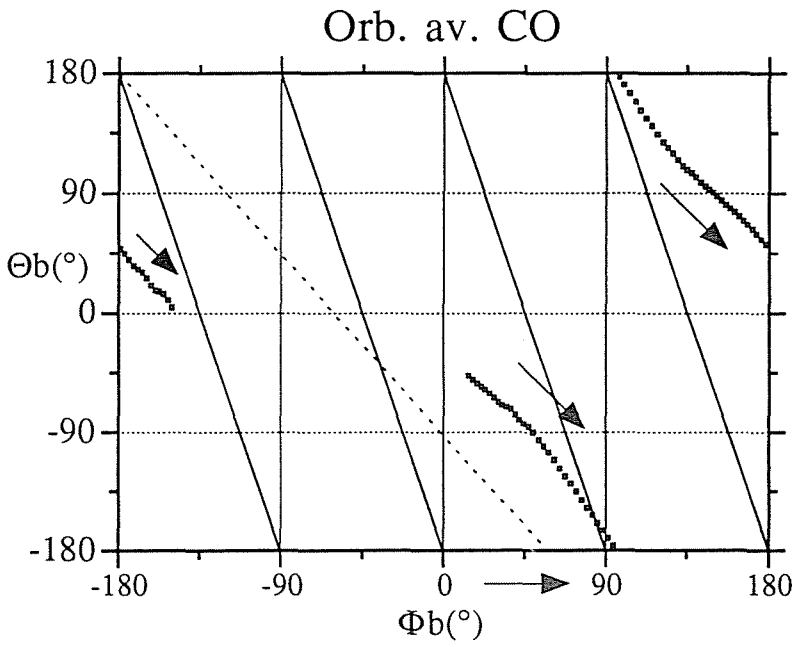

CNT aver.
s0=0.858
Phib0=-11.52
Thb0=30.25°
90
120
60
30
0
330
300
270
240
210
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
s

Fig. A1


Orb. av. CO
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

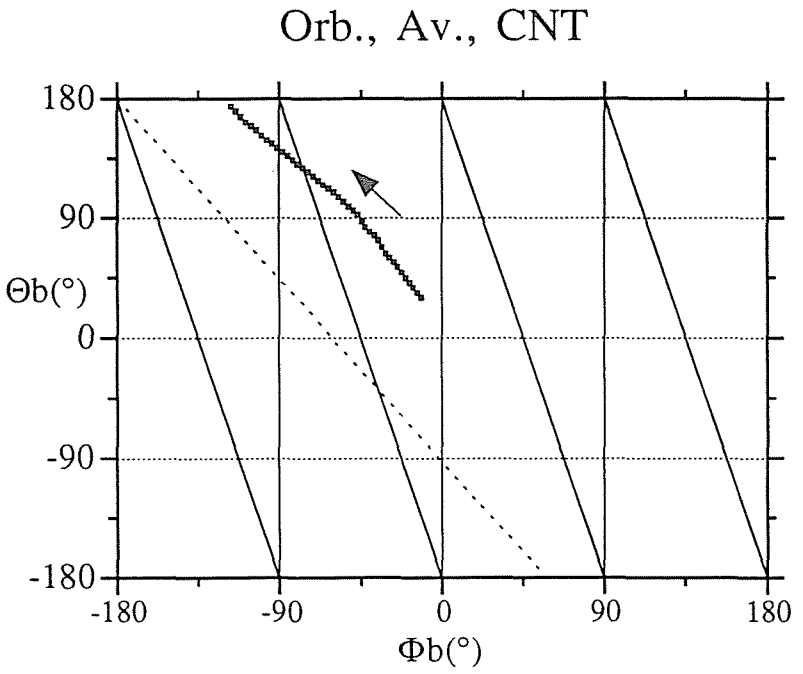
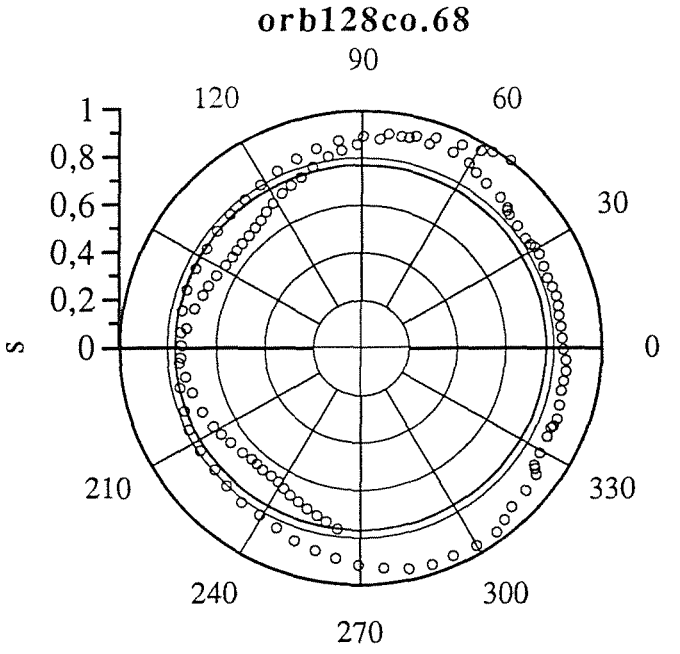

Orb., Av., CNT
180
90
Θb(°)
0
-90
-180
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

Fig. A2


orb128co.68
90
120
60
30
0
330
300
270
240
210
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
s

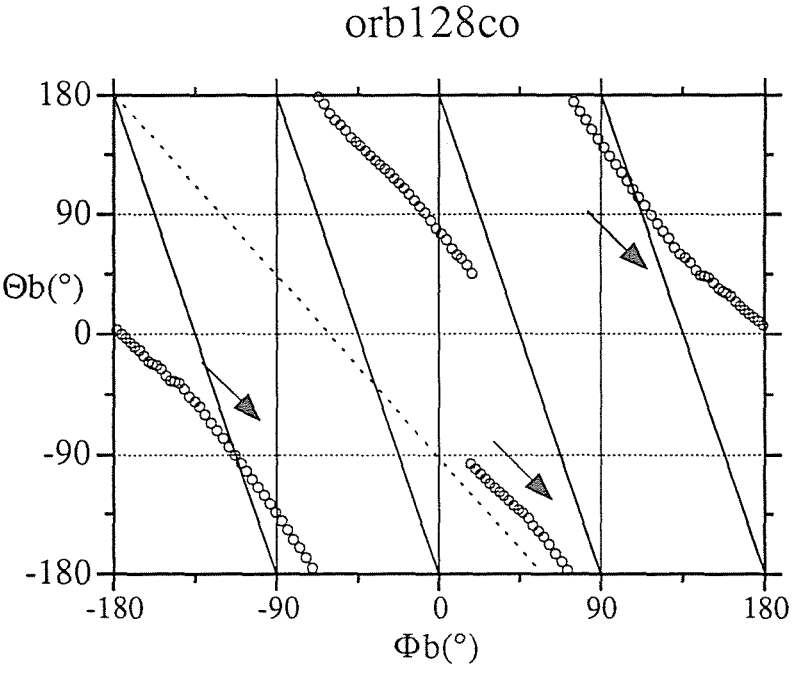
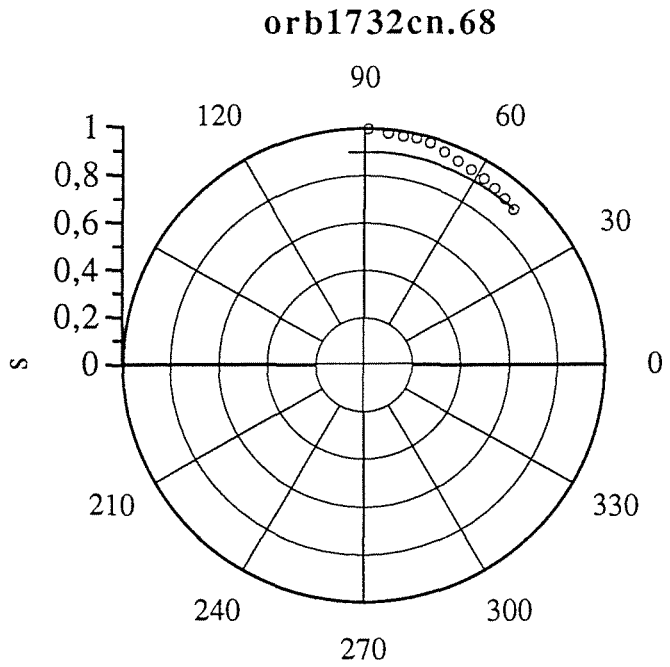

orb128co
180
90
0
-90
-180
Θb(°)
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

Fig. A3


orb1732cn.68
90
120
60
30
0
330
300
270
240
210
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
s

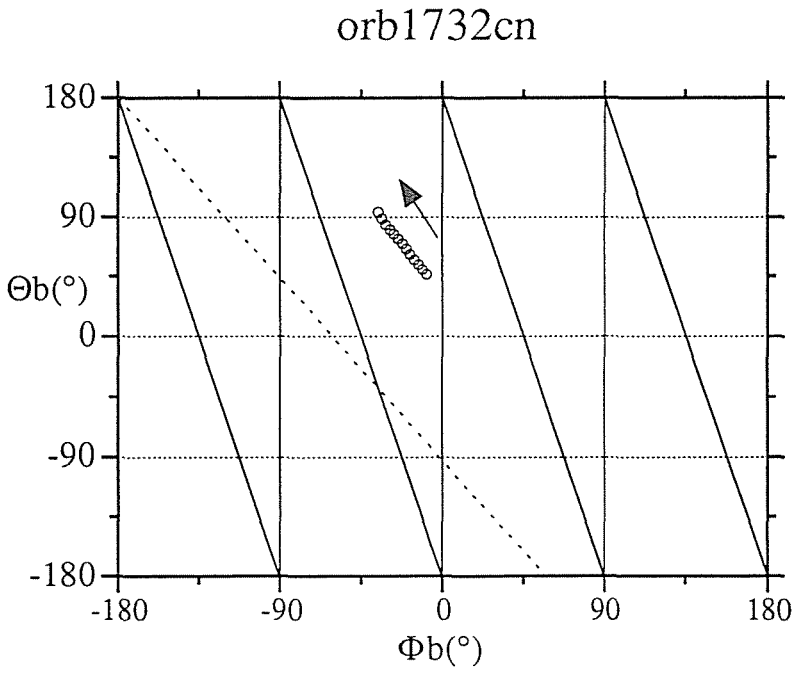

orb1732cn
180
90
0
-90
-180
Θb(°)
-180
-90
0
90
180
Φb(°)

Fig. A4