

2j. 3



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

Facultad de Ciencias

**Diseño de un Espectrómetro de Masas para
Muestras Gaseosas de UF₆,
Parte II**

T E S I S

Que para obtener el título de :
F I S I C O
p r e s e n t a :
LUIS MIGUEL APATIGA CASTRO

México, D. F.

1983



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Contenido

1

Introducción	1
Optica de Iones	4
1.1 Sectores Magnéticos	4
1.2 Movimiento de Iones en un Campo Magnético Uniforme	8
1.3 Propiedades de Enfoque de un Campo Magnético Uniforme	12
1.4 Ley de Barber	17
1.5 Ley de Cartan	18
1.6 Movimiento de Iones en un Campo Magnético No Uniforme	20
1.7 Propiedades de Enfoque de un Campo Magnético No Uniforme	39

2

Instrumentación y Medición del Campo Magnético	41
2.1 Instrumentación	41
2.2 Consideraciones Necesarias en la Medición del Campo Magnético	47
2.3 Arreglo Experimental	51
2.4 Medición del Campo Magnético	52
2.5 Gráficas	57

3

Método de Cómputo 65

3.1 La Computadora 65

3.2 Descripción del Método de Cómputo 66

4

Resultados y Conclusiones 69

4.1 Resultados 69

4.2 Conclusiones 88

Referencias 89

Introducción

En 1934 Enrico Fermi descubrió que el isótopo 235 del uranio es fisiónable y que las grandes cantidades de energía liberadas en esta fisión ofrecen una alternativa para producir una nueva forma de energía, la energía nuclear.

En la actualidad la energía nuclear ha dejado de ser una novedad científica para convertirse en una realidad económica. Ha pasado ya la época en que se centraba la atención en discutir sobre las posibilidades que ofrecería el átomo para ayudar a las necesidades energéticas mundiales. Hoy se trata de integrar de la forma más conveniente en nuestro país esta forma de energía. Por esta razón es importante el conocimiento de la composición isotópica de los materiales fisiónables, en particular la del isótopo 235 del uranio y una forma de conocerla es por medio de un espectrómetro de masas. Un espectrómetro de masas es un instrumento que bajo la acción de campos eléctricos y magnéticos ó de este último, separa el material a estudiar en sus diferentes componentes de acuerdo a sus relaciones carga-masa.

El uso del uranio como material energético requiere del conocimiento de la relación isotópica $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$. El

compuesto utilizado en el proceso de enriquecimiento isotópico es el hexafluoruro de uranio gaseoso (UF_6) y es a éste al que se determina su composición isotópica mediante la comparación de su relación de masas $^{235}U^{19}F_5^+ / ^{238}U^{19}F_5^+$, con la de un patrón de relación conocida. Las muestras isotópicas ionizadas $^{235}U^{19}F_5^+$ y $^{238}U^{19}F_5^+$, de masas 330 y 333 respectivamente, se originan en la fuente de iones por ionización simple y pérdida de un átomo de fluor a partir de las muestras originales $^{235}U^{19}F_6$ y $^{238}U^{19}F_6$.

Dado que el hexafluoruro de uranio tiene características químicas y físicas muy particulares que hacen que su manejo requiera de técnicas especiales así como de altas medidas de seguridad, el espectrómetro necesario para su estudio deberá presentar determinadas características, tanto en su diseño como en su operación. Sin embargo presenta aspectos que son comunes a todos los espectrómetros. Sus principales partes son:

1. Sistema de Introducción de Muestras
2. Fuente de Iones
3. Sistema de Vacío
4. Colector de Iones
5. Tubo de Vuelo
6. Analizador Eléctrico y Magnético ó este último

El diseño específico y las características de las cinco primeras partes han sido discutidas en un trabajo previo¹. Respecto al analizador, si todos los iones emitidos por la fuente tienen la misma carga y energía, un analizador magnético será suficiente para llevar a cabo la separación de la muestra y hacer el análisis deseado.

El objetivo de esta tesis consiste en determinar la geometría del analizador magnético así como la posición en la que deberán colocarse la fuente de iones y los colectores respecto al analizador para un espectrómetro de masas de UF_6 gaseoso, de tal forma que la separación entre isótopos sea la máxima al mismo tiempo que

la anchura de la imagen producida por estos una vez que atraviesen el analizador magnético sea mínima, esto nos garantizará una buena resolución en el espectrómetro lo cual es muy importante en este tipo de instrumentos.

Capítulo I

Optica de Iones

La óptica de iones estudia el comportamiento de iones bajo la influencia de campos eléctricos y magnéticos ó de algunos de estos dos y como veremos es una herramienta muy poderosa en el diseño de geometrías de espectrómetros de masas. En nuestro caso estudiaremos el comportamiento de los iones bajo la influencia de un campo magnético. En la primera sección veremos como se puede producir un campo magnético de alta intensidad, en las secciones 2, 3, 4 y 5 estudiaremos el movimiento de los iones en un campo magnético con las características del anterior despreciando los efectos de borde y posteriormente, en las secciones 6 y 7 los estudiaremos considerando tales efectos.

1.1 Sectores Magnéticos

Es posible, por medio de un electroimán, producir un sector en el que exista un campo magnético intenso y que además en gran parte de éste, el campo sea uniforme. Un electroimán, como lo muestra la Figura 1.1, consta de una estructura de fierro con dos superficies polares

que son planos paralelos los cuáles se encuentran rodeados, cada uno de ellos, por una bobinas en las que circula una corriente eléctrica.

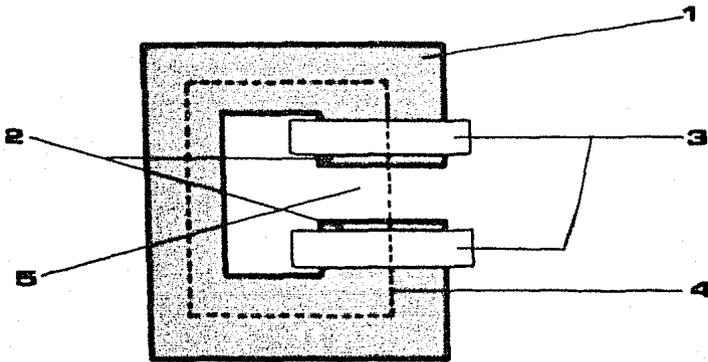


Figura 1.1 Electroimán. **1** Estructura de hierro. **2** Superficies polares. **3** Bobinas con N vueltas cada una. **4** Circuito rectangular. **5** Aire.

El campo magnético es debido a la corriente que circula en las bobinas y puede calcularse utilizando la Ley Circuital de Ampere:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu NI \quad (1.1)$$

Escogiendo un circuito magnético rectangular, como el que se indica en la Figura 1.1., considerando que la componente normal de \vec{B} es la misma en el hierro que en el aire, y que en la región central de los polos \vec{B} es normal a las superficies polares, entonces podemos aplicar la ecuación 1.1 a este circuito para así obtener:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{Bl_{\mu}}{\mu_a} + \frac{Bl_{\nu}}{\mu_{Fe}} = 2NI \quad (1.2)$$

donde los índices a y F_e se refieren al aire y al hierro respectivamente, l es la longitud del circuito e I es la corriente que circula en cada bobina. El campo magnético se obtiene de la ecuación 1.2:

$$B = \frac{2NI\mu_a\mu_{Fe}}{l_a\mu_{Fe} + l_{Fe}\mu_a} \quad (1.3)$$

Las unidades de B en el sistema M.K.S. obtenidas de la ecuación 1.3 son teslas, es decir:

$$\frac{\text{amp (weber/amp.m)}^2}{\text{m (weber/amp.m)}} = \frac{\text{weber}}{\text{m}^2} = \text{tesla}$$

y en el sistema C.G.S. las unidades son gauss, donde

$$1 \text{ gauss} = 10^{-4} \text{ teslas.}$$

En principio el campo magnético puede aumentarse ilimitadamente, de acuerdo con la ecuación 1.3, sin embargo existe la saturación en el material, puesto que se trata de un material ferromagnético, esta saturación ocurre aproximadamente en 2 teslas, por lo que en un trabajo experimental se estará limitado a producir campos magnéticos por debajo de esta magnitud. Otra de las consideraciones que se deben hacer si se va a trabajar en las regiones próximas a los bordes del electroimán, es el relacionado con el efecto de borde¹. En el interior del electroimán, el campo magnético es uniforme (B_0), en esta zona las líneas del campo son paralelas entre sí y perpendiculares a las superficies polares pero, conforme nos acercamos a los bordes, al entrar y salir de éstos en una región próxima el campo magnético decrece rápidamente y las líneas del campo se deforman como lo indica la Figura 1.2.a. Existen otros factores que contribuyen a que el campo magnético varíe

rápidamente en esta zona, estos son entre otros, el material con que este hecho el electroimán, el embobinado que se tenga en las superficies polares y a la separación que exista entre éstas (entre-hierro). Sin embargo

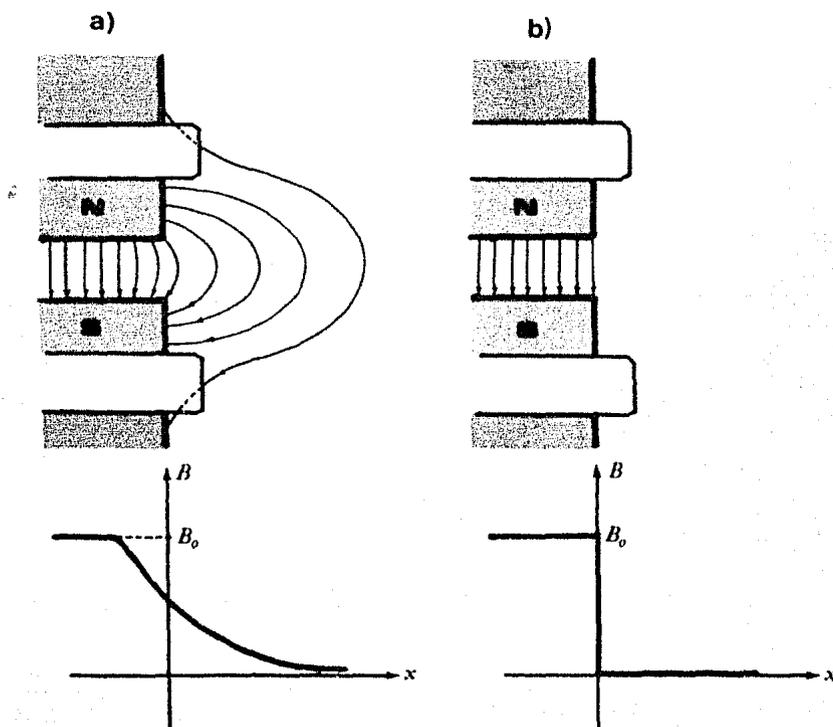


Figura 1.2 a) Variación del campo magnético al considerar el efecto de borde. b) Variación del campo magnético haciendo la hipótesis de campo- no campo.

para ciertos fines resulta práctico despreciar la variación del campo magnético en la vecindad de los bordes del electroimán,¹⁰ para esto se hace la hipótesis de que el campo magnético en el interior del electroimán es constante (B_0) y al salir de éste vale cero, esto se conoce como hipótesis de campo- no campo^{2,4,5} (ver Fi-

gura 1.2.b) y será empleada para desarrollar los conceptos manejados en las secciones 2,3,4 y 5 de este capítulo.

1.2 Movimiento de Iones en un Campo Magnético Uniforme

La fuerza \vec{F} que actúa sobre un ión de carga q que se mueve con velocidad \vec{v} en un campo magnético uniforme \vec{B} , está dada por^{3,8}:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B},$$

que escrita escalarmente queda como

$$F = qvB \operatorname{sen} \theta, \quad (1.4)$$

donde θ es el ángulo que forma el vector velocidad \vec{v} con el vector \vec{B} de inducción magnética. Esta fuerza es normal tanto a \vec{v} como a \vec{B} y actúa de tal forma, que si se pone \vec{v} y \vec{B} con un origen común al girar el vector \vec{v} hacia \vec{B} de manera que el ángulo de giro sea menor 180° , el ión avanzará con la dirección y sentido de \vec{F} que en este caso corresponde al de un tornillo derecho, si q es positiva, como lo muestra la Figura 1.3 e izquierdo si q es negativa.

Si $\theta = 0^\circ$ entonces la fuerza vale cero, y consecuentemente el ión se mueve paralelamente a las líneas de fuerza del campo magnético, por lo que F no actúa. Conforme el ángulo θ va aumentando, la fuerza también va aumentando y adquiere su valor máximo cuando $\theta = 90^\circ$ que corresponde al caso en el que el ión se mueve normalmente al campo magnético. En este caso la ecuación 1.4 se convierte en:

$$F = qvB, \quad (1.5)$$

esta fuerza es normal a la velocidad y al campo magnético

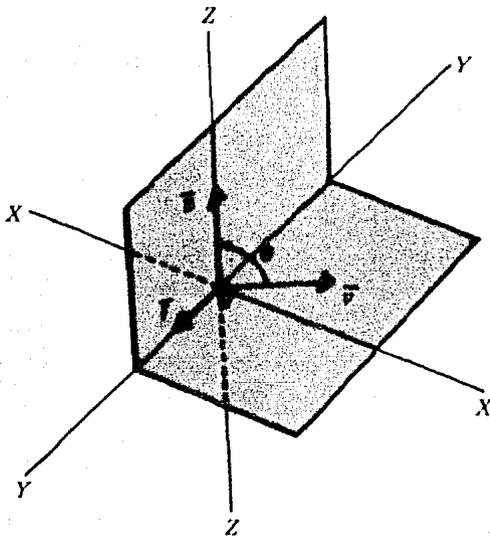


Figura 1.3 Dirección y sentido de la fuerza que actúa sobre un ión con carga positiva que se mueve en un campo magnético uniforme.

y hará que el ión describa un movimiento circular uniforme como lo indica la figura 1.4, por lo que esta fuerza juega el papel de una fuerza centrípeta. De esta forma escribimos

$$qvB = mv^2/r, \quad (1.6)$$

donde m es la masa del ión y r el radio de su trayectoria.

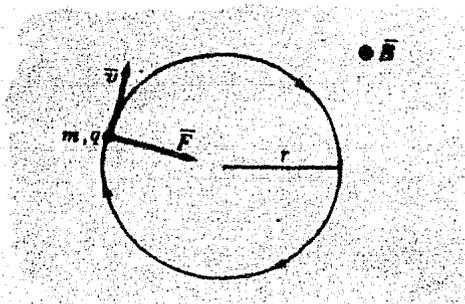


Figura 1.4 Movimiento circular uniforme de un ión que se mueve normalmente a un campo magnético uniforme.

Si el ión es acelerado mediante un potencial V constante, entonces su energía cinética vendrá dada por:

$$\frac{mv^2}{2} = qV. \quad (1.7)$$

Para q , B y v constantes, la ecuación 1.6 establece que las partículas más pesadas describen trayectorias con radios más grandes, y las partículas más ligeras con radios menores; es decir:

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (1.8)$$

Si despejamos v de la ecuación 1.7 y la sustituimos en 1.8 obtenemos:

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mV}{q}}, \quad (1.9)$$

por lo que el potencial V , con el que fue acelerado el ión, influye también en la magnitud del radio de la trayectoria.

Si el ión no se mueve normalmente al campo magnético, entonces su velocidad puede descomponerse en dos componentes, una normal (v_n) y otra paralela (v_p) al campo. Sobre la componente normal, el campo actúa produciendo un movimiento circular. Sobre la segunda componente, el campo magnético no actúa, produciéndose así un movimiento rectilíneo uniforme en la dirección del campo. Al combinarse estos dos movimientos, resulta un movimiento helicoidal^{3,8}, como lo indica la Figura 1.5, y es el que finalmente describirá el ión. En este caso el vector velocidad ($v=constante$) varía en dirección y sentido pero no en magnitud, ésto puede comprobarse escribiendo la ecuación 1.4 de la forma:

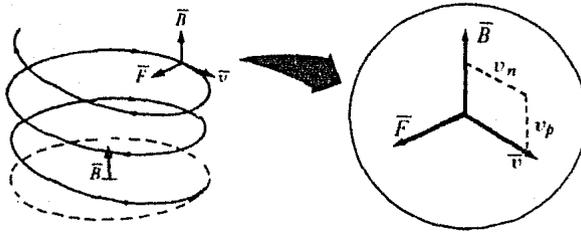


Figura 1.5 Movimiento helicoidal cuando el ión no se mueve normalmente al campo magnético.

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

por lo que \vec{v} es normal a $d\vec{v}$ y de acuerdo con la Figura 1.6, se tiene:

$$|\vec{v} + d\vec{v}| = |\vec{v}|$$

o sea:

$$|\vec{v}| = \text{constante}.$$

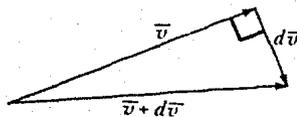


Figura 1.6 La magnitud del vector y velocidad permanece constante, sólo varía en dirección y sentido.

1.3 Propiedades de Enfoque de un Campo Magnético Uniforme

Un campo magnético uniforme tiene propiedades ópticas de enfoque³. Consideremos un sector de 180° en el que exista un campo magnético uniforme y en la frontera de éste una fuente puntual que emite dos tipos de iones, cada tipo con dos masas diferentes y moviéndose en direcciones ligeramente diferentes en un plano normal al campo magnético. Como lo indica la Figura 1.7 y de acuerdo con la ecuación 1.9, los iones con masas diferentes describirán trayectorias con radios diferentes y enfocarán una vez que el campo magnético las desvíe 180° . Las imágenes producidas por cada tipo de iones tendrán una deformación cuya separación ΔI_1 y ΔI_2 estarán dadas, de acuerdo con la figura 1.7, por:

$$\Delta I_1 = 2r_1(1 - \cos \epsilon) = r_1 \epsilon^2 - r_1 \epsilon^4/12$$

$$\Delta I_2 = 2r_2(1 - \cos \epsilon) = r_2 \epsilon^2 - r_2 \epsilon^4/12$$

donde la última expresión de cada ecuación se obtuvo desarrollando la función $\cos \epsilon$ en series de Taylor hasta el segundo orden, dando lugar a expresiones que muestran que la separación es proporcional a ϵ^2 , por lo que para $\epsilon = 0^\circ$ se tendrá una imagen puntual para cada tipo de iones, es decir:

$$\Delta I_1 = \Delta I_2 = 0.$$

Es importante hacer notar que en este caso para cualquier tipo de iones hay tres trayectorias c , d y f como lo indica la figura 1.7, los iones que describen cada una de estas trayectorias son deflectados un ángulo ligeramente distinto. Si llamamos ϕ al ángulo de de-

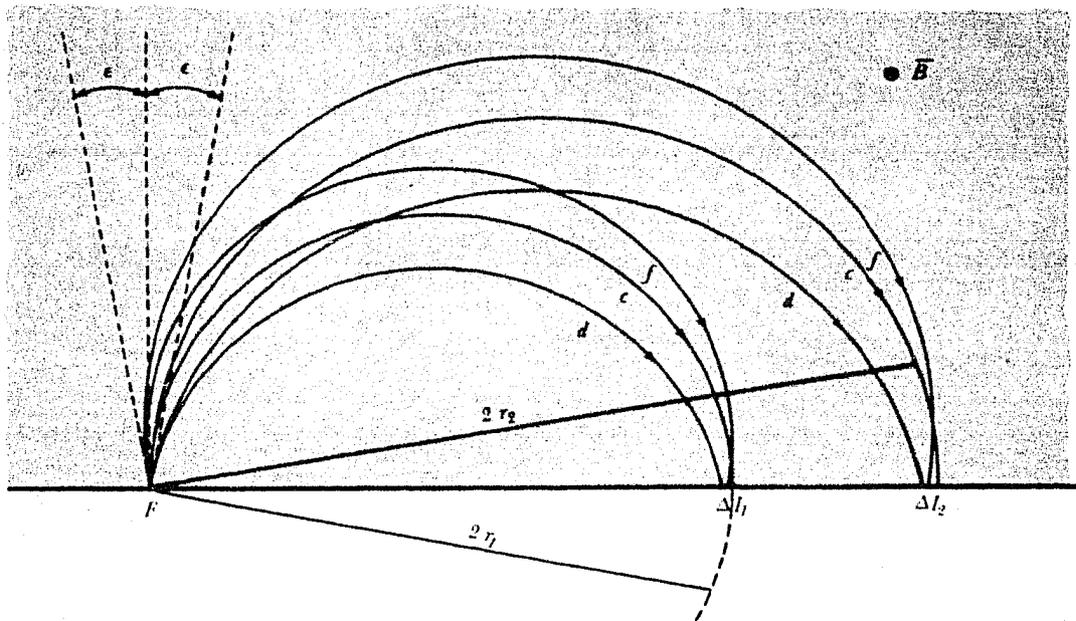


Figura 1.7 Enfoque de dos tipos de iones.

flexión y Ω al ángulo del sector magnético, se tendrá entonces:

$$\Phi_c = \Omega, \quad \Phi_d = \Omega + \epsilon, \quad \Phi_f = \Omega - \epsilon$$

para las trayectorias c , d y f , respectivamente. Este resultado es importante pues si se quiere alterar la forma de la imagen, basta con cambiar el ángulo de deflexión el cual está asociado con un cambio en la geometría del sector magnético y en la dirección de los iones ó solamente un cambio en esta última. Si $\epsilon \ll \Omega$ entonces los ángulos de deflexión para las diferentes trayectorias se convierten en:

$$\Phi_c = \Phi_d = \Phi_f = \Omega$$

Por lo que ahora, un cambio de la imagen está asociado sólo con un cambio en la geometría del sector magnético.

Las figuras 1.8, 1.9 y 1.10 muestran tres sectores magnéticos con diferentes geometrías, en cada uno de ellos se mueven dos tipos de iones, cada tipo con masas diferentes y moviéndose en direcciones ligeramente diferentes.

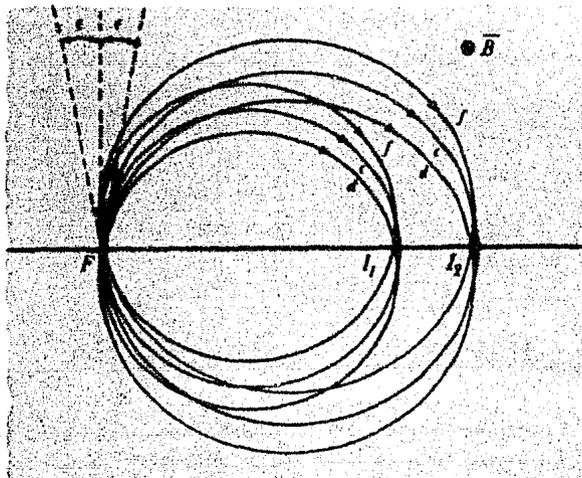


Figura 1.8 Sector magnético de 360°.

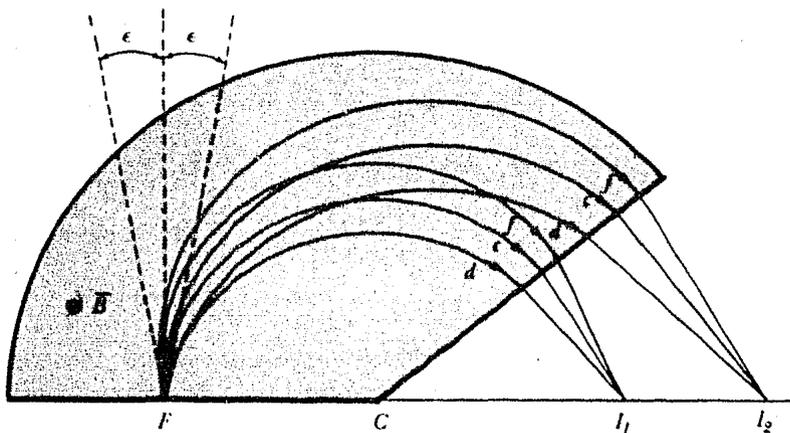


Figura 1.9 Sector magnético de 140° .

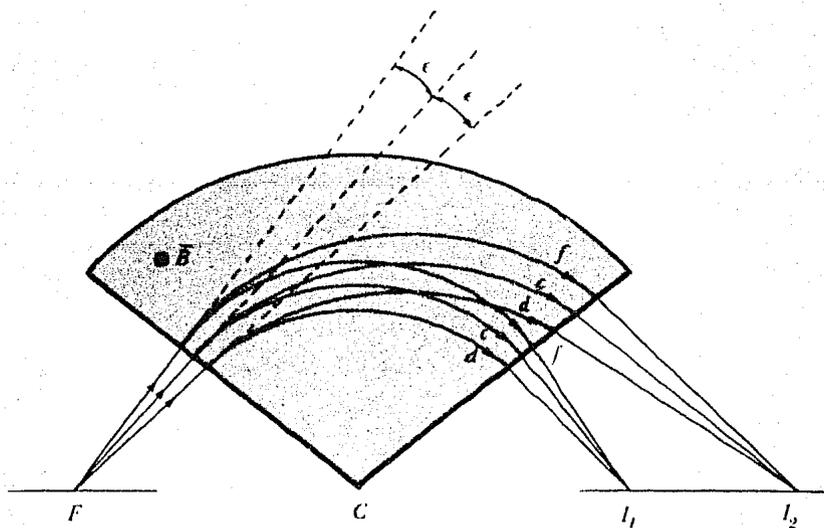


Figura 1.10 Sector magnético de 100° .

Como se puede observar en la Figura 1.8, los iones con masas diferentes enfocan en dos lugares diferentes I_1 e I_2 , para un giro de 180° , que corresponde al caso de la Figura 1.7, y al completar 360° los iones enfocan en I_3 que en este caso coinciden con la fuente puntual F . En la figura 1.9 el sector magnético se redujo a 140° , por lo que cada tipo de iones enfocan en lugares distintos fuera del sector magnético ya que en esta región el campo magnético vale cero. La Figura 1.10 muestra a la fuente puntual fuera del sector magnético y al haz central incidiendo normalmente a dicho sector. Al entrar al sector magnético cada tipo de iones describen nuevamente trayectorias con radios diferentes y enfocan en lugares I_1 e I_2 también diferentes.

Nótese que en las Figuras 1.9 y 1.10, la fuente F , el centro C del radio de curvatura de la trayectoria de los iones y la imagen I , se encuentran todos a lo largo de una línea recta. En la siguiente sección veremos que este hecho nos dá un criterio básico para el diseño de sectores magnéticos, que nos permitan obtener el enfoque deseado.

Si los iones se mueven fuera del plano normal al campo magnético, entonces las trayectorias serán hélices y de esta forma la imagen de la fuente puntual será un par de líneas, una para cada tipo de iones. Diremos entonces que un campo magnético uniforme tiene poder de enfoque en el plano normal al campo magnético, este enfoque lo llamaremos enfoque horizontal (ver la Figura 1.11).

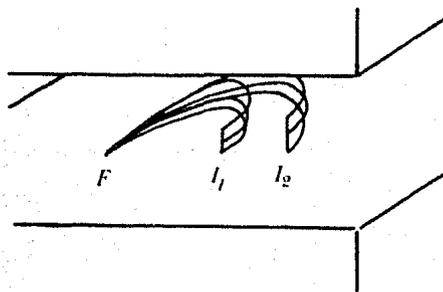


Figura 1.11 Enfoque de dos tipos de iones en el plano normal al campo magnético (enfoque horizontal).

1.4 Ley de Barber

La Figura 1.12 representa una fuente puntual F que emite haces de iones divergentes en el plano medio $z=0$, cuya trayectoria central entra y sale normalmente a las caras a y b de los polos del electroimán, en el que existe un campo magnético uniforme. Bajo estas condiciones la Ley de Barber⁵ establece, que en el plano medio, la fuente F , el centro C del radio de curvatura de la trayectoria de los iones centrales y la imagen I están todos sobre una línea recta. Esta ley está representada en la Figura 1.13.

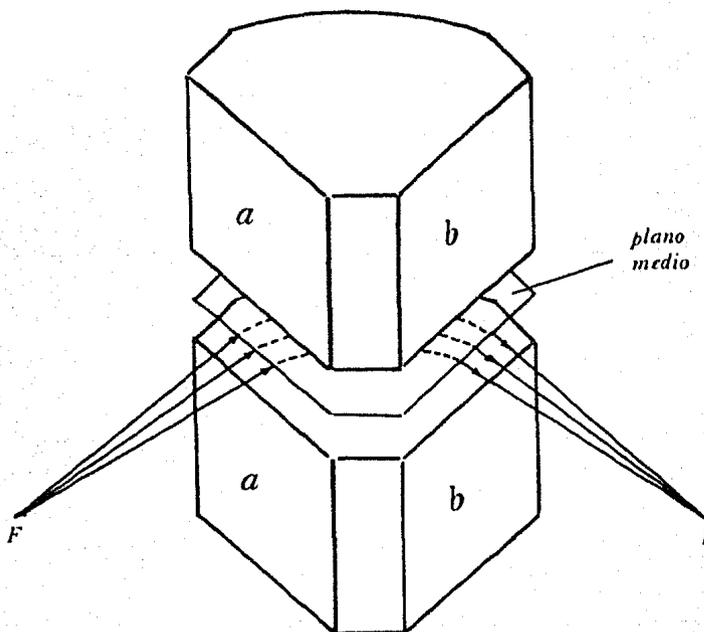


Figura 1.12 Haz de iones deflexionado por un electroimán que produce un campo magnético uniforme.

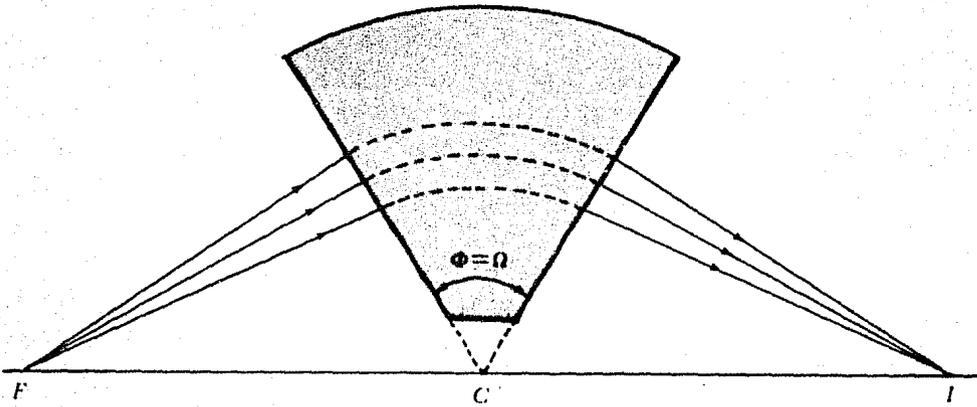


Figura 1.13 Representación de la Ley de Barber.

La importancia de esta Ley radica en el hecho de que si conocemos la posición de la fuente de iones y la del centro del radio de curvatura de la trayectoria de los iones, entonces el enfoque del haz divergente se encuentra prolongando la recta \overline{FC} hasta intersectar al haz que sale del electroimán, lo que nos permite encontrar la posición de la imagen fácilmente. Nótese que en este caso, el ángulo de deflexión coincide con el ángulo del sector magnético, es decir:

$$\Phi = \Omega \quad (1.10)$$

1.5 Ley de Cartan

Consideremos una fuente puntual que emite haces de iones divergentes en el plano medio $z=0$, y cuyo haz

central entra y sale con ángulos α y β , respectivamente ambos ángulos medidos respecto a las normales N_1 y N_2 de las caras de entrada y de salida de los polos del electroimán. Bajo estas circunstancias, si de la fuente F trazamos una normal n_1 al rayo central de tal forma que intersecte a la normal N_1 en un punto ξ_1 , entonces al prolongar la recta $\xi_1 C$ hasta el punto ξ_2 sobre la normal N_2 , se tiene que el enfoque de los haces de iones se encuentra trazando la normal n_2 a la trayectoria central de tal forma que ésta intersecte a ξ_2 . Esto se conoce como Ley de Cartan, la Figura 1.14 es una representación de esta Ley.

A diferencia de la Ley de Barber, la Ley de Cartan, permite conocer el lugar donde se produce el enfoque, para el caso en el que el haz no entra ni sale normalmente a las caras polares del electroimán.

En lo sucesivo α y β se considerarán positivos cuando la trayectoria central se encuentre entre la normal y el radio de giro, y negativos en caso contrario. De esta forma, para el haz central el ángulo de deflexión viene dado por:

$$\Phi = \Omega + \alpha + \beta. \quad (1.11)$$

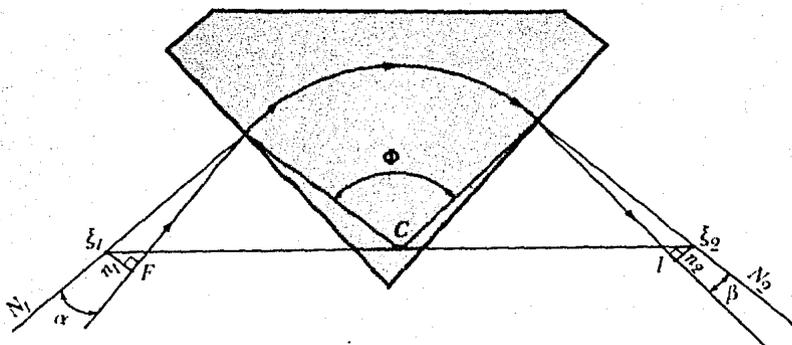


Figura 1.14 Representación de la Ley de Cartan.

1.6 Movimiento de Iones en un Campo Magnético No Uniforme

En esta sección estudiaremos el movimiento de los haces de iones tomando en cuenta el efecto de borde, por lo que el campo magnético existirá aún fuera del electroimán y consecuentemente cualquier haz sufrirá una pequeña deflexión, antes de entrar y después de salir de éste, además de la que sufrirán al encontrarse en la región en la que el campo magnético es uniforme. Consideraremos además que el electroimán posee simetría de espejo respecto al plano medio $z=0$, respecto al plano $y=0$ (puesto que los bordes, tanto a la entrada como a la salida, son planos), y respecto a un plano que bisecta a ambos polos del electroimán, como lo indica la figura 1.15.

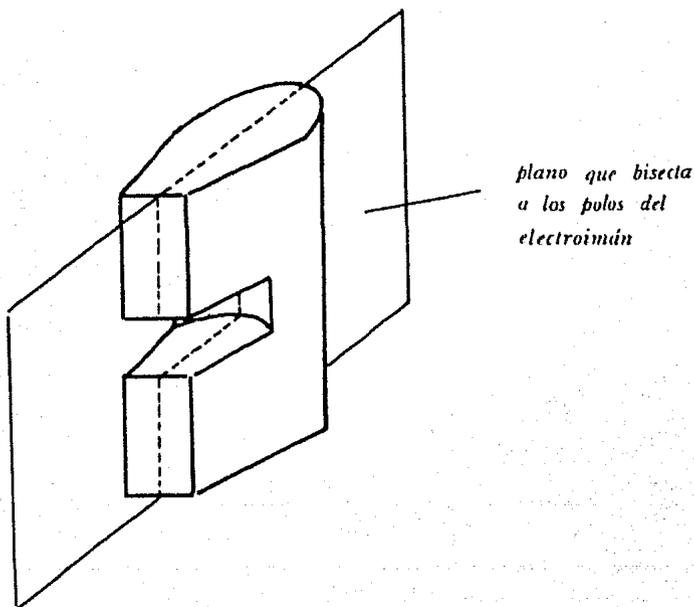


Figura 1.15 Simetría de espejo respecto a un plano que bisecta a los polos del electroimán.

Utilizaremos dos sistemas coordenados, uno a la entrada y otro a la salida del electroimán, y quedarán determinados por la intersección de los planos $z=0$ y $y=0$, de tal forma que sus orígenes se encuentren a la altura de los bordes de entrada y de salida, respectivamente, como lo indica la Figura 1.16.

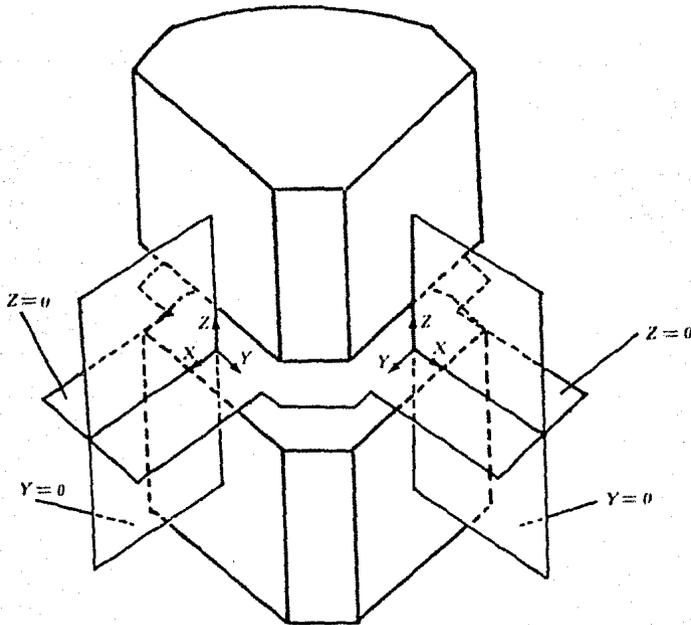


Figura 1.16 Sistema de coordenadas. En ambos casos el eje x es perpendicular a las caras polares de entrada y de salida del electroimán, el eje z es perpendicular al plano medio.

Para comprender mejor el movimiento de los haces de iones, es necesario conocer primero el comportamiento del campo magnético en el que se moverán dichos haces.

En el plano medio el campo magnético varía en for-

ma simétrica tanto a la entrada como a la salida del electroimán y en el interior es constante, por lo que su comportamiento,¹⁵ de acuerdo con la Figura 1.2.a será como el que indica la Figura 1.17, ver la sección 5 del capítulo 2.

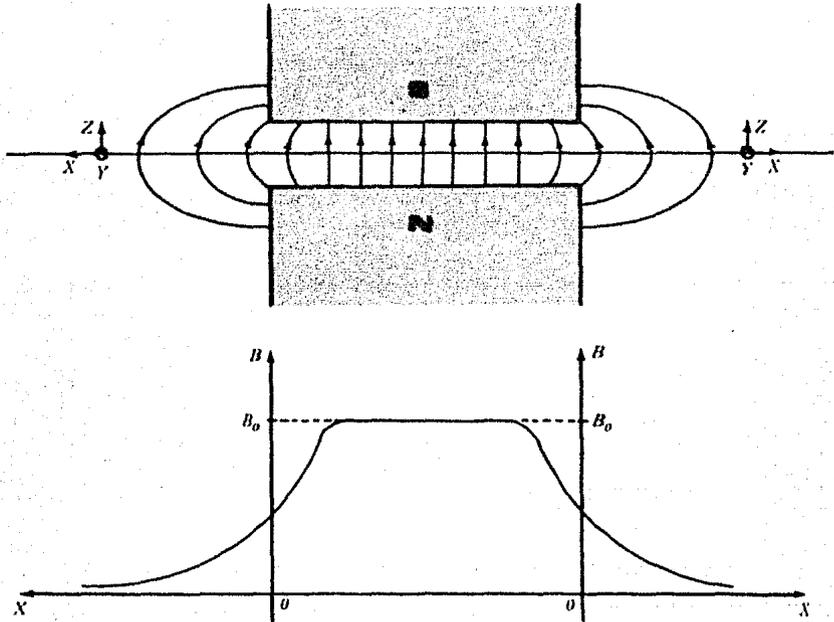


Figura 1.17 Variación del campo magnético a la entrada y a la salida del electroimán en el plano medio.

Para un plano superior o inferior al plano medio, el campo magnético también varía en forma simétrica tanto a la entrada como a la salida del electroimán y en el interior es constante (B_0). Conforme nos acercamos a la entrada del electroimán, las líneas del campo se van haciendo más curvas, por lo que el campo magnético es más débil en esta región, que estando en el plano

medio. Como el eje X de nuestro sistema coordenado es normal a las caras polares del electroimán, entonces para cualquier punto sobre el plano medio y próximo a la entrada del electroimán, el campo magnético tiene dos componentes $-B_x$ y B_z , y dada la simetría respecto al plano medio, un punto simétrico a éste tiene las componentes B_x y B_z , como lo indica la Figura 1.18. A la salida del electroimán, para un punto sobre un plano paralelo al medio y próximo a dicho electroimán, se tienen las componentes $-B_x$ y B_z , y para un punto simétrico a éste las componentes son B_x y B_z , ver Figura 1.18.

En el interior del electroimán, donde las líneas del campo son uniformes, la única componente será B_z , también cualquier punto en el plano medio tendrá únicamente a B_z como componente. Fuera del plano medio las componentes del campo pueden expresarse en series de Taylor¹⁴ en términos de z . Por razones de simetría respecto al plano medio, B_z puede contener únicamente potencias pares de z y B_x sólo potencias impares de z . Escribimos entonces:¹⁴

$$B_z(x, z) = B_z(x, z) + \frac{1}{2!} z^2 \left(\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} \right)_{z=0} + \frac{1}{4!} z^4 \left(\frac{\partial^4 B_z}{\partial z^4} \right)_{z=0} + \dots \quad (1.12)$$

$$B_x(x, z) = B_x(x, z) + \frac{1}{1!} z \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} \right)_{z=0} + \frac{1}{3!} z^3 \left(\frac{\partial^3 B_x}{\partial z^3} \right)_{z=0} + \dots \quad (1.15)$$

en este caso $\nabla \times \vec{B} = 0$; es decir:

$$\nabla \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ B_x & 0 & B_z \end{vmatrix} = \hat{j} \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial z}$$

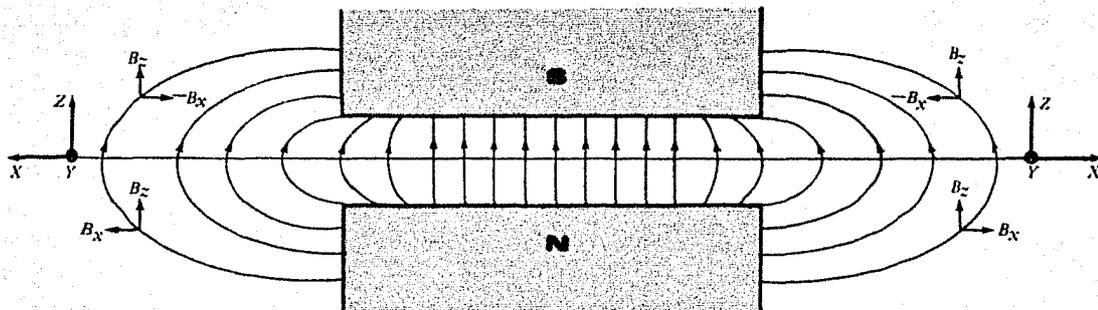


Figura 1.18 Componentes del campo magnético fuera del plano medio.

Además $B_x(x,0)=0$, y si tomamos valores de z próximos al plano medio, entonces las ecuaciones 1.12 y 1.13 se convierten en:

$$B_z(x,z) = B_z(x,0) \quad (1.14)$$

$$B_x(x,z) = z \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right)_{z=0} \quad (1.15)$$

Las ecuaciones 1.14 y 1.15 dan las componentes del campo magnético en cualquier punto fuera del plano medio, ya sea a la entrada o a la salida del electroimán.

En el plano medio y en cualquier punto del interior del electroimán, donde el campo es constante se tiene

$$B_z(x,z) = B_z(x,0) \quad (1.16) \quad \text{y} \quad B_x(x,z) = 0$$

por lo que el campo magnético en este caso queda determinado únicamente por la ecuación 1.16.

Con la ayuda de las ecuaciones 1.14 y 1.15 encontraremos las ecuaciones de movimientos de diferentes haces de iones con la misma masa pero moviéndose en diferentes direcciones y como veremos, los resultados podrán aplicarse fácilmente a iones de distintas masas sustituyendo sus valores. Una vez obtenidas sus ecuaciones de movimiento encontraremos, por medio de éstas, las de sus trayectorias, primero a la entrada (campo magnético no uniforme), después en el interior (campo magnético uniforme) y finalmente a la salida (campo magnético no uniforme) del electroimán, tal y como lo indica la Figura 1.19. Para ésto será necesario conocer las caracterís-

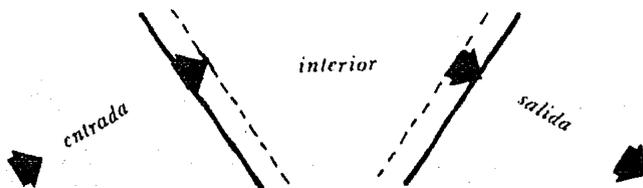


Figura 1.19 Entrada, interior y salida del electroimán.

ticas que presenta la fuente de iones en cuanto a la forma de emitirlos, por lo que a continuación se discutirán algunas de las características de la fuente de iones más utilizada en espectrometría de masas, la cual opera por bombardeo de electrones^{9, 11}. La Figura 1.20 es una representación esquemática de las principales partes de esta fuente; la muestra que se va a analizar es introducida a la cámara de vacío en donde es bombardeada por un flujo de electrones emitidos por un filamento en dirección perpendicular al flujo del gas. De esta forma el gas es ionizado, es posible separarlo de los electrones por medio de un voltaje repulsivo para posteriormente acelerarlo con un voltaje V con la ayuda de las placas aceleradoras. Estas placas aceleradoras sirven además para colimar al haz de iones. Sin embargo, debido a que los iones tienen la misma carga, existen fuerzas de repulsión entre ellos además del hecho

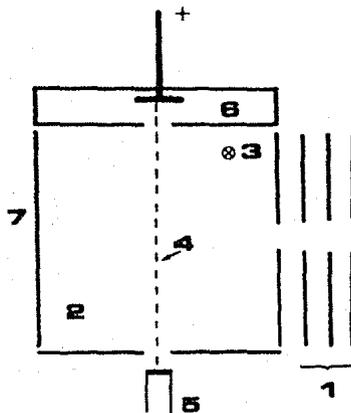


Figura 1.20 Representación esquemática de las principales partes de una fuente de iones que opera por bombardeo de electrones. 1 Placas aceleradoras. 2 Cámara de Vacío. 3 Dirección del gas. 4 Flujo de electrones. 5 Filamento. 6 Trampa para electrones. 7 Voltaje repulsivo.

de que la última rendija no es puntual, por lo que finalmente los iones saldrán de ésta en direcciones ligeramente diferentes como lo indica la Figura 1.21.

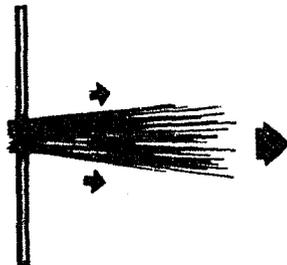


Figura 1.21 El haz de iones sale finalmente de la fuente en diferentes direcciones.

Como veremos en el capítulo 3, emplearemos un método de cómputo^{1,4} que nos ayudará a calcular las trayectorias de cada uno de los iones, para una fuente como la anterior la computadora requeriría de mucho tiempo para llevar a cabo los cálculos, por lo que únicamente escogeremos algunos haces representativos seleccionados entre la infinidad de los emitidos por la fuente de iones representada en la Figura 1.21. Nuestra fuente de iones tendrá las siguientes características para fines del método de cómputo: emitirá iones de tres puntos distintos (puntos de emisión) todos a lo largo de una línea vertical paralela al eje Z, supondremos que cada uno de estos puntos emite nueve haces de iones con la misma masa m , moviéndose en nueve direcciones ligeramente diferentes como lo indica la Figura 1.22. El punto que se encuentra en el centro de la línea vertical está en el plano medio y los otros dos se encuentran a una distancia z_0 sobre y por debajo de este plano. En total la fuente, que se puede considerar como un pequeño filamento, emite 27 haces de iones.

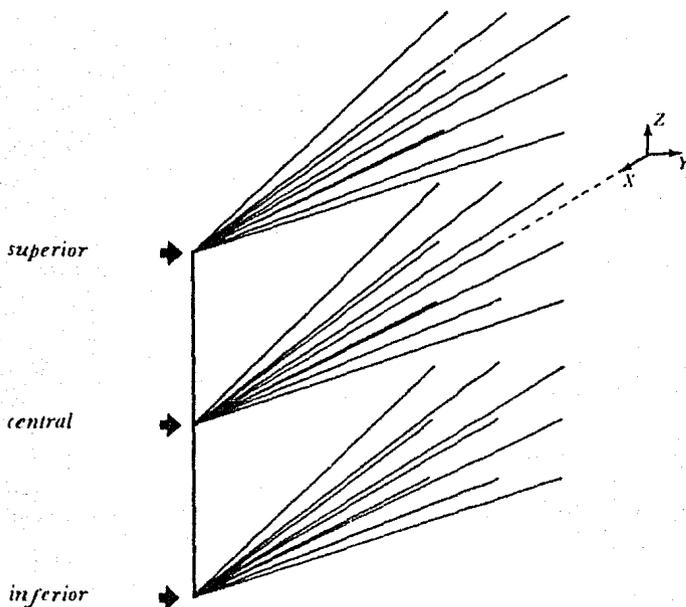


Figura 1.22 Fuente de iones que emite 27 haces provenientes de tres puntos diferentes, superior, central, e inferior.

Llamaremos pendiente horizontal (P_h) a la pendiente que forman las trayectorias de los iones al salir de la fuente respecto a la de los otros en el plano medio y cualquier otro paralelo a este, ver la Figura 1.23. A la pendiente que formen las trayectorias de los iones al salir de la fuente respecto a la de los otros en el plano $y=0$ y cualquier otro paralelo a este, la llamaremos pendiente vertical (P_v), ver la Figura 1.24.

Una vez que conocemos las características de emisión de la fuente de iones encontraremos ahora sus ecuaciones de movimiento y la de sus trayectorias.

A la entrada. De acuerdo con la Figura 1.18, las

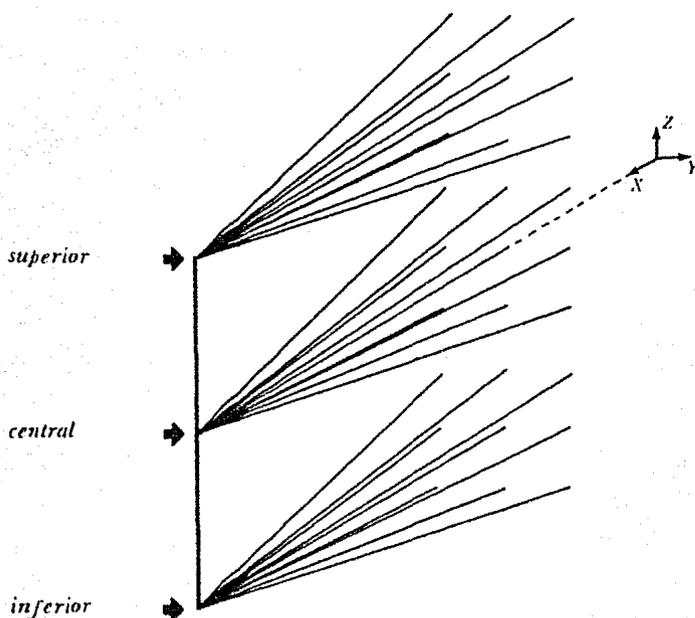


Figura 1.22 Fuente de iones que emite 27 haces provenientes de tres puntos diferentes, superior, central, e inferior.

Llamaremos pendiente horizontal (P_h) a la pendiente que forman las trayectorias de los iones al salir de la fuente respecto a la de los otros en el plano medio y cualquier otro paralelo a este, ver la Figura 1.23. A la pendiente que formen las trayectorias de los iones al salir de la fuente respecto a la de los otros en el plano $y=0$ y cualquier otro paralelo a este, la llamaremos pendiente vertical (P_v), ver la Figura 1.24.

Una vez que conocemos las características de emisión de la fuente de iones encontraremos ahora sus ecuaciones de movimiento y la de sus trayectorias.

A la entrada. De acuerdo con la Figura 1.18, las

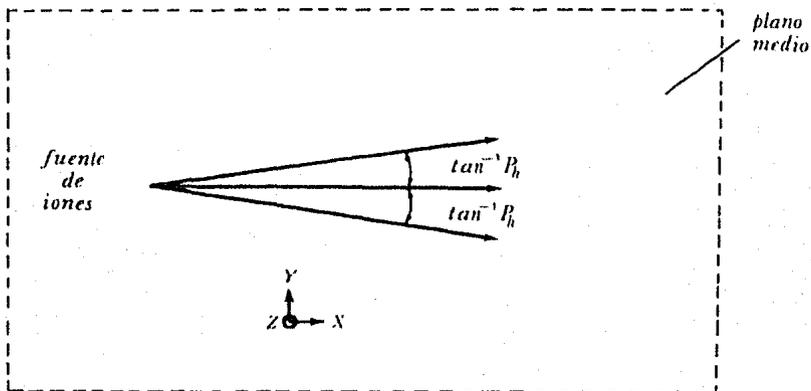


Figura 1.23 Pendiente horizontal.

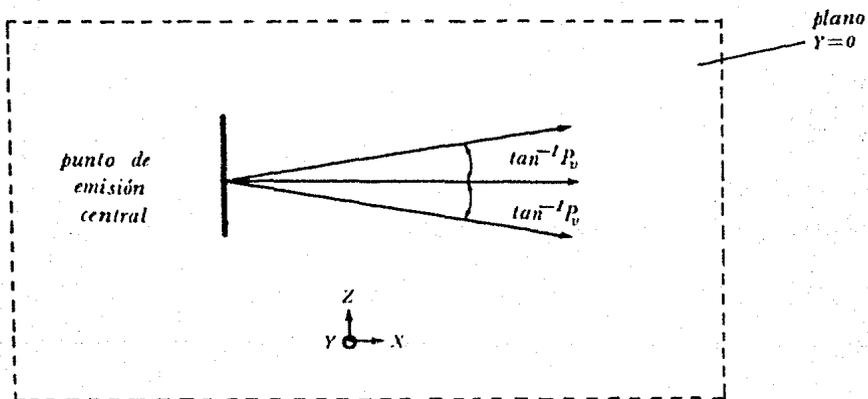


Figura 1.24 Pendiente vertical.

siguientes condiciones son válidas a la entrada del electroimán:

$$\left. \begin{array}{l} \text{si } z > 0; B_x < 0, B_z > 0 \\ \text{si } z < 0; B_x > 0, B_z < 0 \end{array} \right\} \quad (1.17)$$

Escribiendo la ecuación 1.4 en forma de determinante obtenemos:

$$\vec{F} = q \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}, \quad (1.18)$$

de acuerdo con las ecuaciones 1.14 y 1.15, tomando en cuenta que ahora $B_y = 0$ y que las pendientes (P_v) son pequeñas entonces \vec{F} se puede escribir como

$$\vec{F} = q \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & 0 \\ z \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right)_{z=0} & 0 & B_z \end{vmatrix}. \quad (1.19)$$

Considerando las condiciones dadas por las ecuaciones 1.17, podemos escribir los valores absolutos de las componentes x y z del campo magnético en la ecuación 1.19, por lo que ésta queda de la siguiente forma:

$$\vec{F} = q \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & 0 \\ z \frac{d|B_z|}{dx} & 0 & |B_z| \end{vmatrix}.$$

Desarrollando este determinante obtenemos las componentes x , y y z de la fuerza \vec{F} , estas son:

$$F_x = q v_y |B_z| = m \frac{dv_x}{dt}, \quad (1.20)$$

$$F_y = -q v_x |B_z| = m \frac{dv_y}{dt}, \quad (1.21)$$

$$F_z = -q v_y z \frac{d|B_z|}{dx} = m \frac{dv_z}{dt}, \quad (1.22)$$

y son válidas para todos los iones emitidos por la fuente. Las componentes F_y y F_z se llaman fuerzas de enfoque vertical y horizontal, respectivamente.

Dado que el campo magnético no es uniforme a la entrada y en una pequeña región en el interior del electroimán, un haz dirigido con un ángulo α respecto a la normal al electroimán, comenzara a deflectarse antes de entrar, por lo que de acuerdo con la Figura 1.25, las siguientes relaciones son válidas:

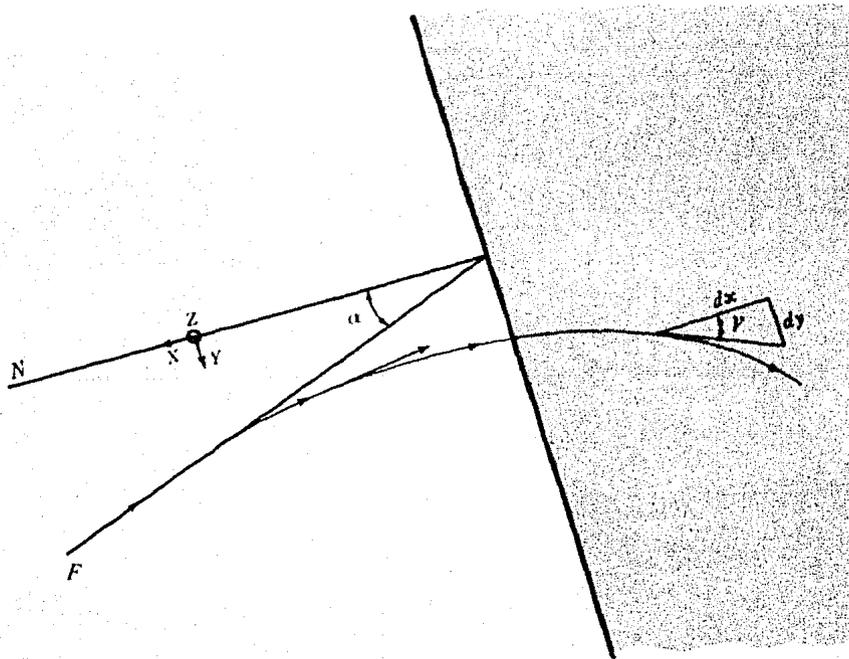


Figura 1.25 Desviación de un haz de iones antes de incidir en el electroimán.

$$\tan \nu = dy/dx = P_h \quad (1.23)$$

$$v_x = dx/dt = v \cos \nu \implies dt = dx/v \cos \nu \quad (1.24)$$

$$v_y = dy/dt = v \operatorname{sen} \nu \quad (1.25)$$

donde ν es el ángulo que forman la normal N al electroimán y la tangente a la trayectoria del haz. Utilizaremos estas relaciones para encontrar las ecuaciones de las trayectorias de los iones conforme se aproximen al interior del electroimán, donde el campo magnético es constante.

Para la componente F_x tenemos:

$$m \frac{dv_x}{dt} = q v_y |B_z|, \quad (1.26)$$

despejando dt de la ecuación 1.24 obtenemos:

$$dt = dx/v_x, \quad (1.27)$$

sustituyendo 1.27 en 1.26

$$m v_x \frac{dv_x}{dx} = q v_y |B_z|,$$

como

$$v_y/v_x = \tan \nu, \quad v_x = v \cos \nu, \quad q/mv = 1/rB_0,$$

donde B_0 es el campo magnético en el interior del electroimán y r es el radio de la trayectoria que describe el ión

en este campo, entonces

$$d \cos \nu = \frac{q}{m} \tan \nu |B_z| dx$$

$$\Rightarrow \frac{\cos \nu d \cos \nu}{\operatorname{sen} \nu} = \frac{l}{r B_0} |B_z| dx$$

$$\Rightarrow -\cos \nu d\nu = \frac{l}{r B_0} |B_z| dx \quad (1.28)$$

integrando la ecuación 1.28 desde una posición inicial (a), hasta una final (b) obtenemos

$$\operatorname{sen} \nu_a - \operatorname{sen} \nu_b = \frac{l}{r B_0} \int_a^b |B_z| dx$$

o sea;

$$\operatorname{sen} \nu_b = \operatorname{sen} \nu_a - \frac{l}{r B_0} \int_a^b |B_z| dx \quad (1.29)$$

Si conocemos la masa de los iones, la diferencia de potencial con el que son emitidos de la fuente y el campo magnético en el interior del electroimán, entonces podemos conocer el radio de la trayectoria por medio de la ecuación 1.9 y una vez conocido este radio, sólo falta por conocer la variación de la componente B_z a lo largo del eje X, para así poder aplicar la ecuación 1.29 y tener determinada la deflexión que sufren los iones conforme éstos avanzan. La mejor forma de conocer la variación de la componente B_z con la distancia x , es midiéndola directamente a determinados intervalos de longitud, mientras más pequeños sean estos intervalos mayor será la precisión que se tenga en cuanto a la información de la deflexión sufrida por los haces de iones. En el siguiente capítulo veremos que en efecto es

posible medir directamente la componente B_z , y daremos un método que nos permitirá determinar su variación a intervalos regulares de longitud pequeños, comparados con la distancia del interior del electroimán donde el campo magnético es constante, hasta aquella fuera del electroimán, donde el campo magnético vale cero. De esta manera podemos escribir la ecuación 1.29 por medio de iteraciones en i como sigue:

$$\boxed{\text{sen } \nu_{i+1} = \text{sen } \nu_i - \frac{|B_z|_i \Delta x}{r|B_0|}} \quad (1.30)$$

donde Δx es el intervalo de longitud (constante), $i=1,2,3,\dots,l$, y l es el número de estos intervalos existentes en esta región.

Para la componente F_y tenemos:

$$m \frac{dv_z}{dt} = -q v_x |B_z|, \quad (1.31)$$

y al sustituir 1.27 en 1.31 nos queda:

$$m v_x \frac{dv_y}{dx} = -q v_x |B_z|$$

$$\Rightarrow dv_y = -\frac{q}{m} |B_z| dx \quad (1.32)$$

pero

$$v_y = v \text{ sen } \nu, \quad \frac{q}{m v} = \frac{1}{r B_0}$$

sustituyendo estas dos últimas ecuaciones en 1.32

$$d \text{ sen } \nu = -\frac{1}{r B_0} |B_z| dx \quad (1.33)$$

integrando la ecuación 1.33, desde una posición inicial (a) a una final (b), se convierte en:

$$\operatorname{sen} \nu_b - \operatorname{sen} \nu_a = -\frac{I}{\tau B_0} \int_a^b |B_z| dx$$

o sea;

$$\operatorname{sen} \nu_b = \operatorname{sen} \nu_a - \frac{I}{\tau B_0} \int_a^b |B_z| dx \quad (1.34)$$

que es exactamente igual a la ecuación 1.30 obtenida con anterioridad.

Finalmente para la componente F_z tenemos:

$$m \frac{dv_z}{dt} = -q v_y z \frac{d|B_z|}{dx} \quad (1.35)$$

al sustituir la ecuación 1.27 en 1.35, nos queda:

$$m v_x \frac{dv_z}{dx} = -q v_y z \frac{d|B_z|}{dx} \quad (1.36)$$

como

$$v_x = v \cos \nu, \quad v_y = v \operatorname{sen} \nu, \quad q/mv = 1/\tau B_0$$

entonces al sustituirlas, 1.36 se convierte en

$$dv_z = -\frac{q}{m} z \tan \nu d|B_z| \quad (1.37)$$

integrando 1.37 de una posición inicial a una final obtenemos:

$$v_{z,b} = v_{z,a} - \frac{q}{m} z_a (\tan \nu)_a [|B_z|_b - |B_z|_a] \quad (1.38)$$

De la Figura 1.24, la pendiente vertical formada por la trayectoria de los haces en el plano $x-z$ viene dada por

$$P_v = dz/dx = v_z/v_x, \quad (1.39)$$

dividiendo 1.38 por $v_x = v \cos \gamma$ y sustituyendo la ecuación 1.39 llegamos a:

$$P_{vb} = P_{va} + z_a \frac{(\tan \gamma)_a}{(\cos \gamma)_a} [|B_z|_b - |B_z|_a] \quad (1.40)$$

y la pendiente en el plano horizontal formada por la trayectoria de los haces viene dada por:

$$P_h = T = \tan \gamma = dy/dx \quad \Rightarrow \quad dy = T dx \quad (1.41)$$

integrando 1.41 como se hizo anteriormente, obtenemos:

$$y_b = y_a + T_a \Delta x \quad (1.42)$$

donde $\Delta x = x_b - x_a$ y $T_a = (\tan \gamma)_a$, o sea:

$$T_a = \frac{y_b - y_a}{\Delta x} \quad (1.43)$$

De la ecuación 1.41 podemos despejar dz e integrar de a a b para obtener

$$z_b = z_a + P_a \Delta x \quad (1.44)$$

Una vez que conocemos la deflexión sufrida por los haces de iones en cada intervalo Δx , la variación de la pendiente formada por los haces en el plano $\gamma=0$ queda determinada por la ecuación 1.40, que también puede ser escrita por medio de iteraciones en i , quedando:

$$P_{i+1} = P_i + z_i \frac{(\tan \gamma)_i}{(\cos \gamma)_i} [|B_z|_{i+1} - |B_z|_i] \quad (1.45)$$

donde $i=1,2,3,\dots,l$; y $P_i=P_v$. Para los iones que se mueven en el plano medio y cualquier otro paralelo a éste, obtenemos:

$$P_{i+1} = P_i = 0$$

como era de esperarse.

Puesto que existe una variación en la posición de los haces de iones de z respecto a x , dada por 1.45, es posible obtener el desplazamiento en z por medio de la ecuación 1.44, que si la escribimos en su forma iterativa para i obtenemos:

$$z_{i+1} = z_i + P_i \Delta X \quad (1.46)$$

donde $i=1,2,3,\dots,l$ y $P_i=P_v$ viene dada por la ecuación 1.39, para los iones que se mueven en los planos $z=0$, $z=z_0$ y $z=-z_0$ la ecuación 1.46 nos dá:

$$z_{i+1} = z_i = 0$$

tal y como lo esperabamos.

Existe otra variación en la pendiente, sólo que en este caso ocurre en el plano medio y consecuentemente en los otros, paralelos a éste. Esta variación es de y respecto a x , y viene dada por la ecuación 1.43 que también puede ser escrita con iteraciones en i , para obtener:

$$T_i = \frac{y_{i+1} - y_i}{\Delta X} \quad (1.47)$$

con $i=1,2,3,\dots,l$; y T_i viene dada de acuerdo con la Figura 1.23.

Conforme los haces de iones se van deflectando al ir avanzando, también se van desplazando a lo largo del eje y , este desplazamiento está dado por la ecuación 1.42 que escrita con iteraciones en i , queda como:

$$\boxed{y_{i+1} = y_i + T_i \Delta X} \quad (1.48)$$

donde $i = 1, 2, 3, \dots, l$.

En el interior. La uniformidad que posee el campo magnético en esta región será aprovechada y utilizaremos algunos resultados obtenidos en las secciones anteriores. De acuerdo con la ecuación 1.9, para q, V y B fijas, dos iones con masas m_1 y m_2 describirán radios diferentes; que son:

$$\boxed{r_1 = \sqrt{\frac{2 m_1 V}{q B^2}}} \quad (1.49) \quad \text{y} \quad r_2 = \sqrt{\frac{2 m_2 V}{q B^2}}$$

dividiendo r_2 por r_1 obtenemos:

$$\frac{r_2}{r_1} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{r_2 = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} r_1} \quad (1.50)$$

así que una vez conocido r_1 mediante la ecuación 1.49, r_2 se puede conocer rápidamente por medio de la ecuación 1.50.

La deflexión (Φ) total sufrida por los iones en esta región puede calcularse por medio de la ecuación 1.11 obtenida en la sección anterior.

A la salida. Las condiciones para la entrada al electroimán dadas por las ecuaciones 1.17, también son válidas con ciertas restricciones, por lo tanto pueden usarse para describir la trayectoria de los iones una vez que salen del electroimán. Sin embargo el número de intervalos existentes en esta región no tiene porque ser igual al número de intervalos utilizados a la entrada del electroimán. En general las ecuaciones que describen el movimiento de los iones en esta región pueden escribirse con iteraciones en k con $k = 1, 1+2, \dots, n$ y donde n es el número de intervalos en esta región. Las ecuaciones necesarias para la descripción de las trayectorias

de los iones las podemos escribir entonces de la siguiente manera; para la deflexión:

$$\boxed{\text{sen } \gamma_{k,1} = \text{sen } \gamma_k + \frac{|B_z|_k \Delta X}{r B_0}} \quad (1.51)$$

para la pendiente en el plano $\gamma=0$:

$$\boxed{P_{k,1} = P_k + z_k \frac{(\tan \gamma)_k}{(\cos \gamma)_k} [|B_z|_{k,1} - |B_z|_k]} \quad (1.52)$$

para la pendiente en el plano $z=0$:

$$\boxed{T_k = (\tan \gamma)_k} \quad (1.53)$$

y para los desplazamientos a lo largo de γ y de z , tenemos:

$$\boxed{\gamma_{k,1} = \gamma_k + T_k \Delta X} \quad (1.54)$$

$$\boxed{z_{k,1} = z_k + P_k \Delta X} \quad (1.55)$$

respectivamente. En todos estos casos, como ya se dijo; $k = l+1, l+2, \dots, n$.

Las ecuaciones obtenidas en cada región y que se encuentran enmarcadas son las que utilizaremos para conocer la trayectoria de cada uno de los 27 haces de iones emitidos por la fuente. La aplicación de estas ecuaciones depende, como ya se dijo anteriormente de que se conozca la componente B_z a lo largo del eje X y de la longitud de los intervalos ΔX a los cuáles B_z se puede medir. Todos estos calculos como veremos en el capítulo 3, serán efectuados con la ayuda de una computadora.

1.7 Propiedades de Enfoque de un Campo Magnético No Uniforme

Ahora estudiaremos las propiedades de enfoque de un campo magnético producido por un electroimán cuyas caracte-

rísticas corresponden a las mencionadas en la sección anterior, por lo que este campo tendrá un comportamiento tal y como lo indica la Figura 1.17.

La deflexión que sufra cada uno de los 27 haces de iones dependerá de la intensidad del campo magnético que sientan conforme avancen, así que la forma de la imagen que estos produzcan la veremos en el capítulo 3, una vez que se haya determinado el campo magnético en el que se moveran los haces de iones.

Si los ángulos de entrada y de salida son distintos de cero, entonces la componente de la fuerza a lo largo del eje Y aumentara (en valor absoluto) de acuerdo con la ecuación 1.22. Conforme se aumenten α y β ó alguno de éstos, aumentara la fuerza de enfoque horizontal (F_x) al mismo tiempo que lo hará la fuerza de enfoque vertical (F_z), es decir; al producir enfoque horizontal se tendrá un desenfoque vertical y viceversa.

Capítulo 2

Instrumentación y Medición del Campo Magnético

En este capítulo explicaremos el método por medio del cual fue posible determinar con buena precisión la componente B_z del campo magnético a lo largo del eje X perpendicular a las caras polares del electroimán y presentaremos las gráficas de su comportamiento a lo largo de este eje, en el plano medio.

2.1 Instrumentación

La determinación experimental del campo magnético requirió básicamente del uso de seis instrumentos que son:

- 1- Electroimán.
- 2- Detector de Campo Magnético.
- 3- Medidor XYZ.
- 4- Gaussmetro-Controlador.
- 5- Fuente de Poder.
- 6- Voltímetro.

Sus principales características se describen a continuación:

Electroimán. El campo magnético medido fue producido por un electroimán de pruebas¹ que fue diseñado y construido en el IFUNAM. La estructura consta de dos piezas de fierro con un bajo contenido en carbón (menor al 0.1%) y otras impurezas (silicio y azufre). Cada pieza está sometida a un mecanismo que permite cambiar la separación entre los polos, o sea el entrehierro, de cero a seis centímetros como lo indica la Figura 2.1.

Las bobinas son de cinta de aluminio eléctrico de alta pureza, de 0.45 mm de espesor por 10 cm de ancho, y están aisladas con cinta autoadhesiva de maylar de 0.05 mm de espesor, que resiste hasta 100°C de temperatura. Cada bobina tiene 167 vueltas por lo que, de acuerdo con la ecuación 1.3, para valores de $l_a=0.02$ m, $l_{Fe}=2$ m, $\mu_{Fe}=700\mu_0$, $\mu_0=1.26 \times 10^{-6}$ e $I=55$ amp, podemos obtener:

$$B = 1.0126 \text{ teslas} \sim 1 \text{ tesla,}$$

para este campo cada bobina tiene las siguientes características: $V=7$ volts, $R=0.13$ ohms, Potencia máx.=370 watts, Temperatura máx.=50°C.

Detector de Campo Magnético. El Detector de Campo Magnético⁷ que se utilizó en este trabajo es un detector comercial de efecto Hall, modelo BH-200 de la Compañía F.W. Bell, Inc. La linealidad máxima de este detector es del 1% en un intervalo de 0 a 10 Kgauss, tiene una estabilidad térmica del 0.03%/°C, su sensibilidad es de 15 mV/Kgauss y opera con una corriente de 150 mamp. La Figura 2.2 muestra dos gráficas; una para el comportamiento lineal y otra para la estabilidad térmica.

Medidor XYZ. Para medir con precisión la componente B_z del campo magnético, se utilizó un medidor XYZ¹, el cuál fué diseñado y construido en el IFUNAM. Este medidor permite conocer, mediante el desplazamiento de tres rie-

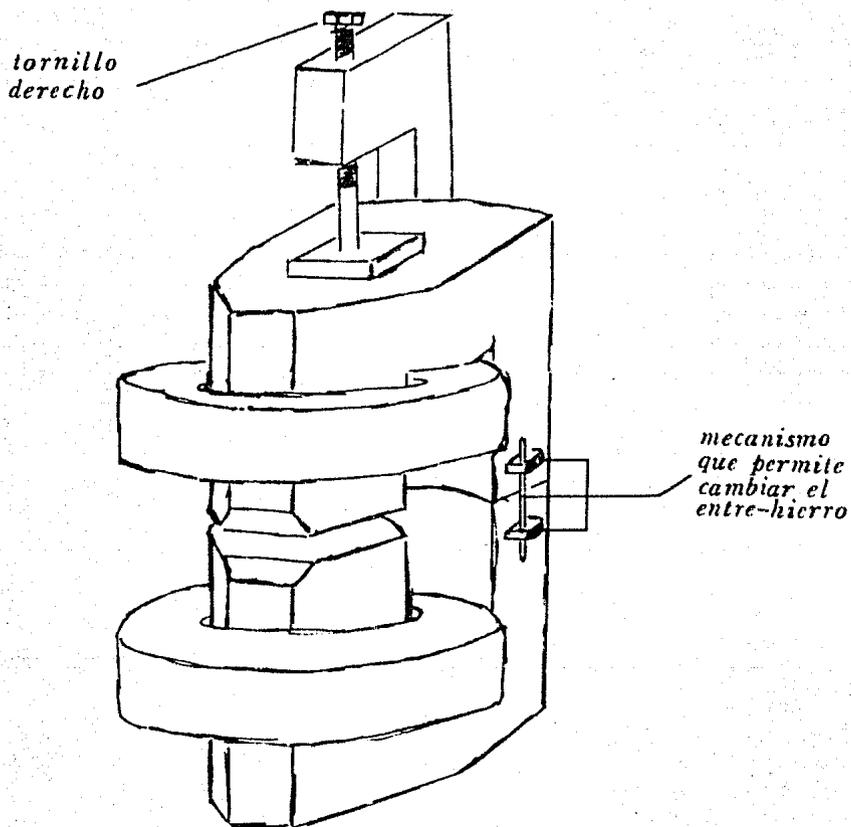


Figura 2.1 Electroimán de pruebas diseñado y construido en el IFUNAM. El mecanismo que permite cambiar el entre-hierro es accionado con la ayuda del tornillo derecho.

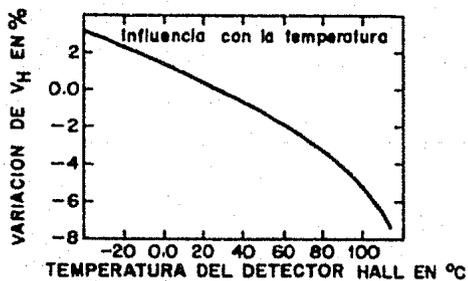
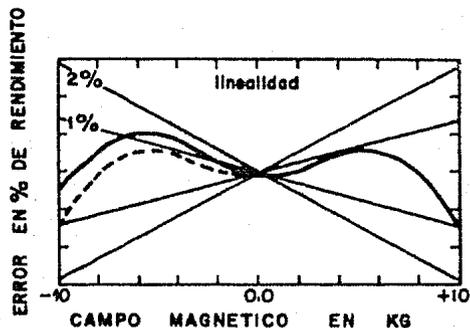


Figura 2.2 Linealidad e influencia con la temperatura del detector Hall.

les respectivamente perpendiculares y con lectura directa de hasta 0.05 mm, las coordenadas X, Y, Z, del detector de efecto Hall el cual se encuentra fijo a un extremo del medidor. Para esto se emplean tres calibradores milimétricos, con aguja y cremallera y divisiones en la carátula de 0.05 mm. Los desplazamientos máximos del medidor son:

$$\Delta X = 60 \text{ cm}$$

$$\Delta Y = 50 \text{ cm}$$

$$\Delta Z = 60 \text{ cm}$$

Este medidor se muestra en la Figura 2.3.

Gaussmetro-Controlador. El Gaussmetro-Controlador⁷ que se utilizó fue diseñado y construido en el IFUNAM. Este Gaussmetro mide y controla campos magnéticos en un intervalo de 0 a 10 Kgauss, con una precisión, estabilidad y resolución de décimas de gauss, por lo que sus componentes electrónicos (amplificadores, divisores de voltaje, resistencias, etc.) varían con la temperatura menos que 5 ppm/°C. En este caso el detector Hall, cuyo coeficiente de temperatura es de 0.08%, el gaussmetro-controlador controla la corriente que se le suministra para mantener estabilizada su temperatura en menos de una centésima de °C.

Fuente de Poder. La Fuente de Poder¹³ utilizada en este trabajo fue una fuente comercial modelo 6261-B de la compañía Hewlett Packard. La máxima corriente que puede suministrar esta fuente es de 60 amp con un voltaje de 20 volts y es tal que opera manteniendo fija la corriente en un intervalo menor al 0.02% por lo que, de acuerdo con la ecuación 1.3 en la que se tiene al campo magnético como función de la corriente que circula en las bobinas, obtenemos:

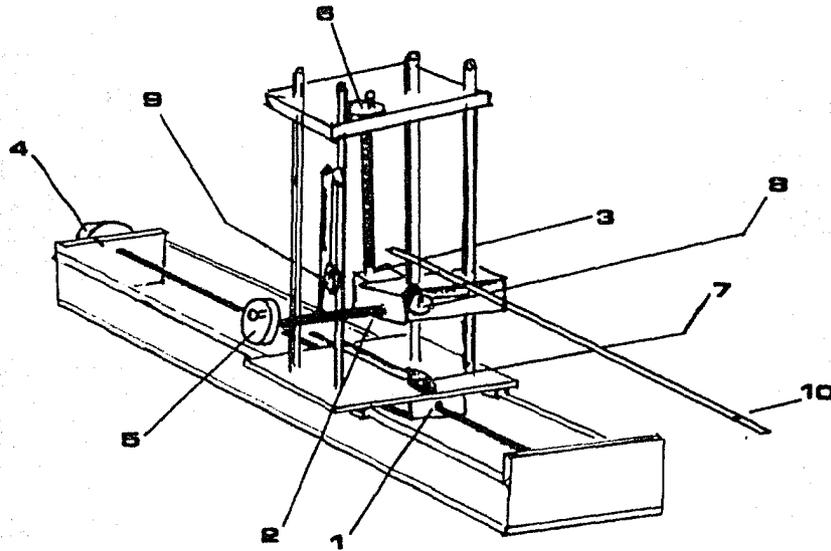


Figura 2.3 Medidor XYZ diseñado y construido en el IFUNAM. El desplazamiento de los tres rieles perpendiculares se logra accionando las tres manivelas y la lectura de las coordenadas XYZ del detector Hall se realiza por medio de los calibradores milimétricos. 1 Riel X. 2 Riel Y. 3 Riel Z. 4 Manivela que acciona el riel X. 5 Manivela que acciona el riel Y. 6 Manivela que acciona el riel Z. 7 Calibrador milimétrico X. 8 Calibrador milimétrico Y. 9 Calibrador milimétrico Z. 10 Detector Hall.

$$B(I_{\text{máx}}) = 1.1047 \text{ teslas}$$

$$B(I_{\text{máx}} + \Delta I) = 1.1049 \text{ teslas,} \quad \text{donde} \quad \Delta I = \frac{.02}{100} \times 100\%$$

o sea:

$$\Delta B_{\text{máx}} = \frac{B(I_{\text{máx}} + \Delta I) - B(I_{\text{máx}})}{B(I_{\text{máx}})} \times 100\% = 0.02\% \text{ de estabilidad.}$$

Voltímetro. La lectura del campo magnético fue hecha directamente en gauss con la ayuda de un voltímetro DC digital modelo 34090-A de la Compañía Hewlett Packard¹², el cual se conectó directamente a la salida proporcional del gaussmetro (1V/Kgauss). Se trabajó en la escala de 10 volts y en un plazo menor a 24 hrs por lo que, de acuerdo con la tabla proporcionada por el fabricante, la precisión resulta ser $\pm [(0.004+0.001)]$, lo que nos garantiza lecturas muy confiables.

2.2 Consideraciones Necesarias en la Medición del Campo Magnético

Antes de efectuar las mediciones del campo magnético es necesario tomar en cuenta algunas posibles fuentes de error que pudieran afectar en una forma sistemática las mediciones y que se corrigieron de tal forma que esto nos permitió garantizar aún más la confiabilidad en las lecturas éstas son:

a) Nivelación. Los instrumentos que requieren de una alta precisión en cuanto a espacio se refiere, son el electroimán y el medidor XYZ, por lo que decidimos nivelar ambos instrumentos con la ayuda de un nivel de gota de precisión, esto nos permitió asegurar, una vez

nivelado el electroimán, que los planos X-Y y Y-Z formados por los rieles del medidor XYZ son perpendiculares y paralelos, respectivamente, a las caras del electroimán (ver la Figura 2.4), y consecuentemente que el riel Z del medidor fuera paralelo a las líneas del campo magnético que se forman en el interior del electroimán.

b) Alineación. La perpendicularidad del riel X y consecuentemente el paralelismo del riel Y, ambos respecto a las caras del electroimán se logró colocando paralelamente el cateto menor (que mide 35 cm) de una escuadra de 30° , en la cara del electroimán (ver la Figura 2.5), y se hizo coincidir el riel X del medidor con el cateto mayor (que mide 60 cm y es igual a la longitud máxima del riel X) de la escuadra. Posteriormente se verificó la nivelación del medidor para así asegurar que su riel X es perpendicular a la cara del electroimán, su riel Y es paralelo también a la cara del electroimán y que su riel Z es paralelo a las líneas del campo magnético que se forman en el interior del electroimán.

c) Calibración. Los instrumentos que requieren calibración son el detector Hall, el gaussmetro controlador y el voltímetro, éste último ya ha sido calibrado por el fabricante, por lo que además de medir el voltaje sirvió para medir la corriente suministrada por la fuente de poder a las bobinas. La calibración del conjunto detector Hall y gaussmetro-controlador se hizo contra un medidor absoluto de resonancia nuclear que mide campos magnéticos uniformes y encontramos que sus lecturas tienen errores hasta del 0.3%, y al corregirlos las lecturas de estos medidores difieren en menos de un gauss por lo que el detector Hall al igual que el gaussmetro-controlador puede usarse en la medición de campos magnéticos homogéneos o inhomogéneos en un intervalo de 0 a 10,000 gauss con errores de ± 1 gauss.

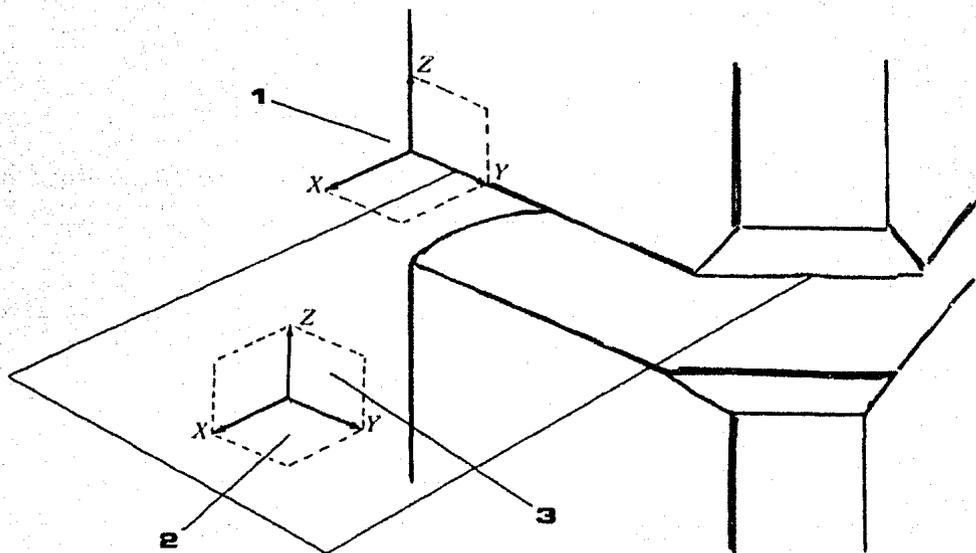


Figura 2.4 Una vez nivelado el electroimán se hacen coincidir, también nivelando, los planos X-Y y Y-Z que forman los rieles del medidor con las caras del electroimán. 1 Sistema del electroimán una vez nivelado. 2 Plano X-Y del medidor XYZ. 3 Plano Y-Z del medidor XYZ.

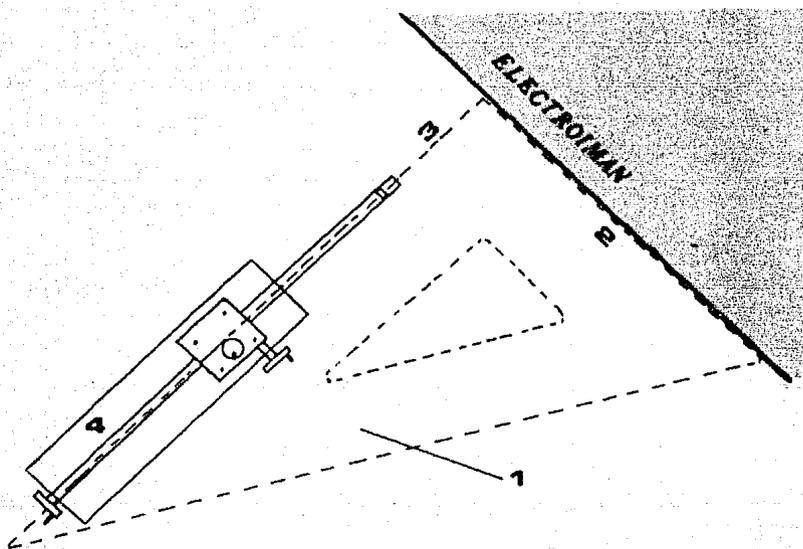


Figura 2.5 Con el fin de asegurar la perpendicularidad del riel X del medidor XYZ respecto a las caras del electroimán, se hizo coincidir este riel con el cateto mayor de una escuadra de 30° (una vez que su cateto menor es paralelo a la cara del electroimán). 1 Escuadra. 2 Cateto menor. 3 Cateto mayor. 4 Medidor XYZ.

2.3 Arreglo Experimental

El arreglo experimental necesario para medir directamente el campo magnético producido por un electroimán de pruebas, se muestra en la Figura 2.6.

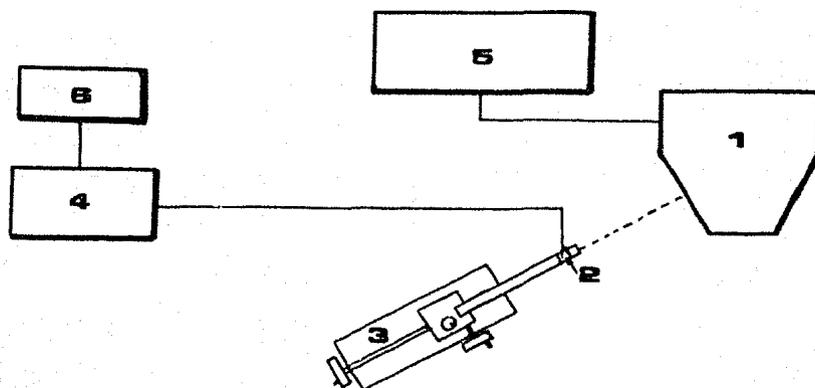


Figura 2.6 Arreglo experimental para medir el campo magnético producido por un electroimán de pruebas.

1 Electroimán. 2 Detector Hall. 3 Medidor XYZ. 4 Gaussmetro-Controlador. 5 Fuente de Poder. 6 Voltímetro.

La fuente de poder suministra la corriente necesaria a las bobinas del electroimán para producir el campo magnético deseado, el cuál es detectado por medio del detector de efecto Hall que se encuentra fijo en un extremo del medidor XYZ. El medidor XYZ es accionado manualmente para desplazar al detector Hall el cuál envía la señal al gaussmetro-controlador para que este la envíe

al voltímetro, de esta forma la lectura del campo magnético se realiza directamente en gauss, conectando el voltímetro digital en la salida proporcional del gaussmetro.

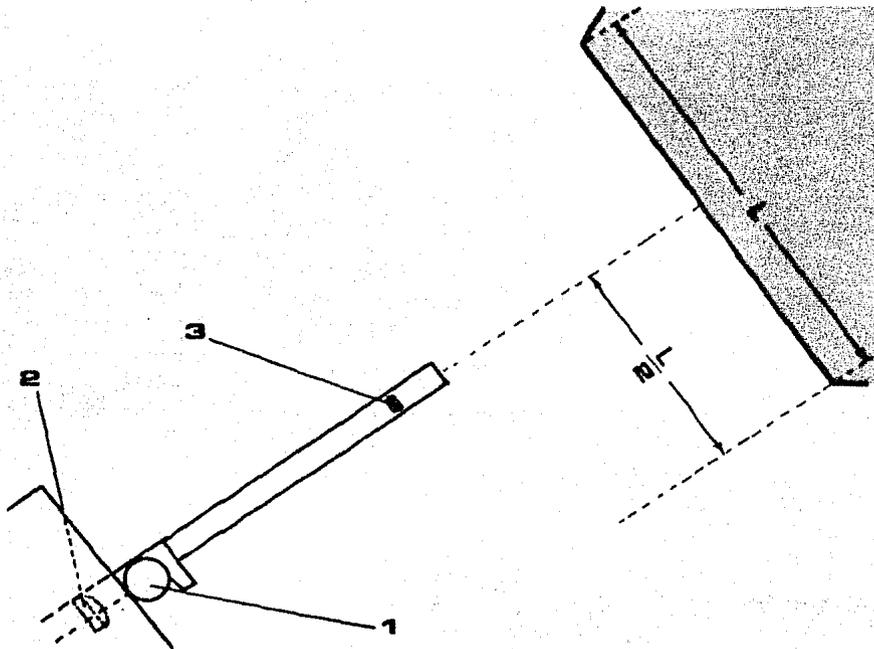
2.4 Medición del Campo Magnético

En la sección 6 del capítulo 1 se obtuvieron las ecuaciones de las trayectorias que describen cada uno de los 27 haces, seleccionados entre la infinidad de los que emite la fuente de iones, su obtención se debe básicamente al aprovechamiento de la simetría de espejo que posee el plano medio, de aquí que el uso correcto de estas ecuaciones dependa en gran parte de la precisión que se tenga para determinarlo y consecuentemente para medir las componentes B_z del campo magnético¹⁴ en el que se moverán dichos haces. Por lo tanto, antes de medir la componente vertical del campo magnético, es necesario determinar primero la posición del plano medio, que servirá además como referencia para fijar el origen del medidor de coordenadas XYZ.

Se eligió mantener el entrehierro fijo a 2 cm, pues de esta forma con los cálculos previamente hechos en la sección 1 de este capítulo, es posible obtener campos magnéticos intensos y además, como se verá más adelante es suficiente para que los haces atraviesen el electroimán sin interaccionar con el tubo de vuelo del espectrómetro.¹¹

El origen del eje Y se determinó colocando el detector Hall a la mitad de la longitud de la cara del electroimán (ver la Figura 2.7), y para fijarlo se ajustó la aguja del calibrador Y en cero. El origen del eje X se determinó colocando el detector Hall a la altura de los bordes (ver Figura 2.8), y también se fijó ajustando en cero la aguja del calibrador X. Puesto que el plano

medio posee simetría de espejo, su posición fue determinada midiendo el campo magnético a lo largo del eje Z, que es perpendicular al plano X-Y, esto se hizo colocando al detector Hall 0.5 cm fuera de los bordes y a la altura del borde inferior (ver la Figura 2.9), desplazando al detector hacia arriba, hasta llegar al borde superior. Las lecturas del campo magnético se tomaron a intervalos de 0.1 cm, de esta forma debiera existir un punto sobre el eje Z a partir del cual haya simetría de espejo y con el que se tendrá completamente determinado el origen del sistema de coordenadas XYZ.



Determinación del origen del eje Y. 1 Carátula del Calibrador X. 2 Carátula del Calibrador Y. 3 Detector Hall. L Longitud de la cara del electroimán.

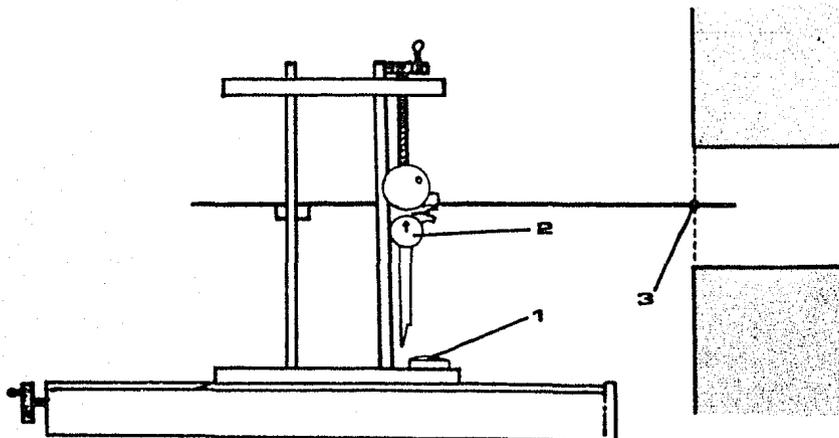


Figura 2.8 El origen del eje X se determinó colocando el detector Hall a la altura de los bordes. **1** Carátula del Calibrador X. **2** Carátula del Calibrador Z. **3** Detector Hall.

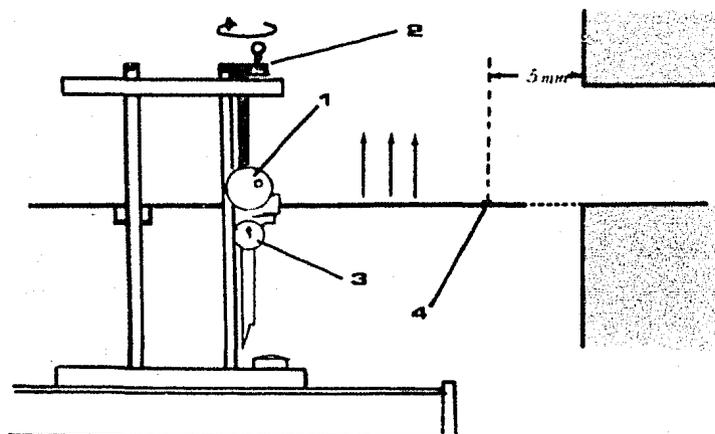


Figura 2.9 Determinación del plano medio. La manivela es accionada en el sentido indicado para desplazar al detector hacia arriba. Las lecturas se realizan a intervalos de 0.1 cm por medio de la aguja del calibrador Z. **1** Manivela Y. **2** Manivela Z. **3** Carátula del calibrador Z. **4** Detector Hall.

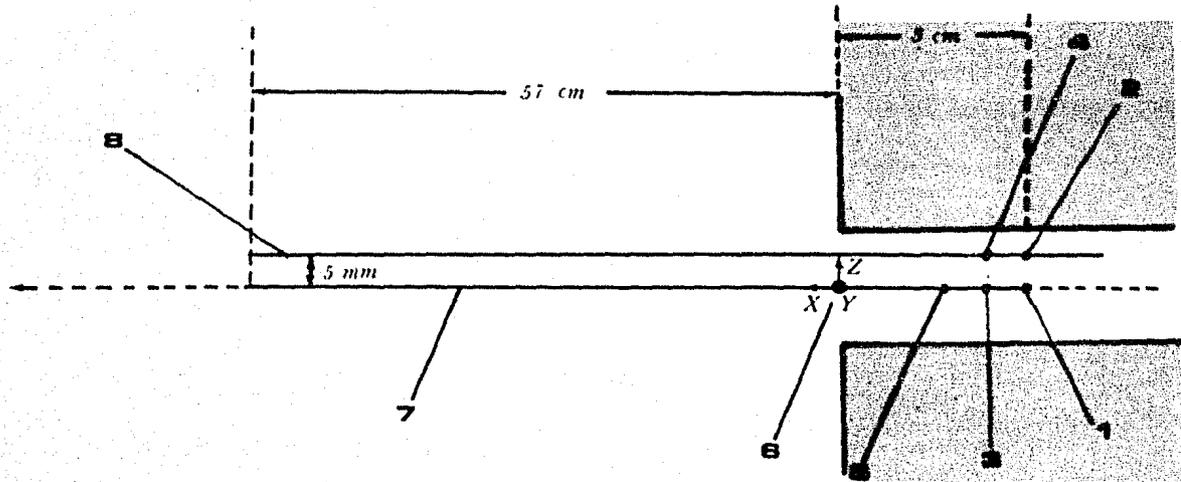


Figura 2.10 Lecturas de la componente vertical del campo magnético a lo largo de dos planos paralelos, desde 3 cm dentro del electroimán, hasta 57 cm fuera de éste. 1 Primera lectura. 2 Segunda lectura. 3 Tercera lectura. 4 Cuarta lectura. 5 Quinta lectura, etc. 6 Sistema coordinado. 7 Plano medio ($Z=0$). 8 Plano Superior ($Z=.5$).

Una vez localizado el plano medio, se fijó su posición poniendo en cero la aguja del calibrador, por lo que ahora se tiene perfectamente determinado el origen del sistema de coordenadas XYZ, y a partir de éste se tomarán las lecturas del campo magnético en el que se moverán los iones.

Las lecturas de la componente vertical del campo magnético se tomaron a intervalos de 0.1 cm, desde 3 cm dentro del electroimán hasta 57 cm fuera y a lo largo de dos planos paralelos $Z=0$ y $Z=.5$. El método empleado fue el siguiente:

se mantuvo el detector Hall en el plano medio a 3 cm dentro del electroimán, y se hizo circular la corriente necesaria a las bobinas del electroimán para así obtener el campo magnético deseado. Después de unos cuantos minutos la fuente, el gaussmetro-controlador y el detector Hall se estabilizan, por lo que es posible tomar así la primera lectura (ver Figura 2.10). La segunda lectura se tomó desplazando el detector a lo largo del eje Z hasta llegar a 0.5 cm; la tercera requirió regresar el detector al origen para después desplazarlo al lo largo del eje X hasta 0.1 cm; la cuarta lectura se hizo manteniéndolo fijo en 0.1 cm y desplazándolo a lo largo del eje Z, hasta 0.5 cm, y así sucesivamente hasta llegar a 57 cm fuera del electroimán (ver nuevamente la Figura 2.10). Esto requirió de 1,200 lecturas por cada campo y se eligieron campos magnéticos de aproximadamente 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 y 1 teslas, lo que dió un total de 7,200 lecturas. Con cada uno de estos campos magnéticos se determinó el plano medio, encontrándose que su posición permaneció constante, es decir el origen del sistema coordenado XYZ permaneció fijo durante las lecturas de los diferentes campos magnéticos.

2.5 Gráficas

De las figuras 2.11 a la 2.16 se muestra la variación del campo magnético en el plano central en función de la distancia al electroimán. Los valores negativos representan posiciones en el interior del electroimán y los valores positivos corresponden a la parte externa. En cada una de las gráficas se presenta el comportamiento del campo para diferentes valores iniciales a 3 cm dentro del electroimán y que corresponden a valores del potencial V en el intervalo de 6 a 10 kV que es en el que opera la fuente de iones, los valores de B y V están relacionados por la ecuación 1.9.

CAMPO MAGNETICO CENTRAL

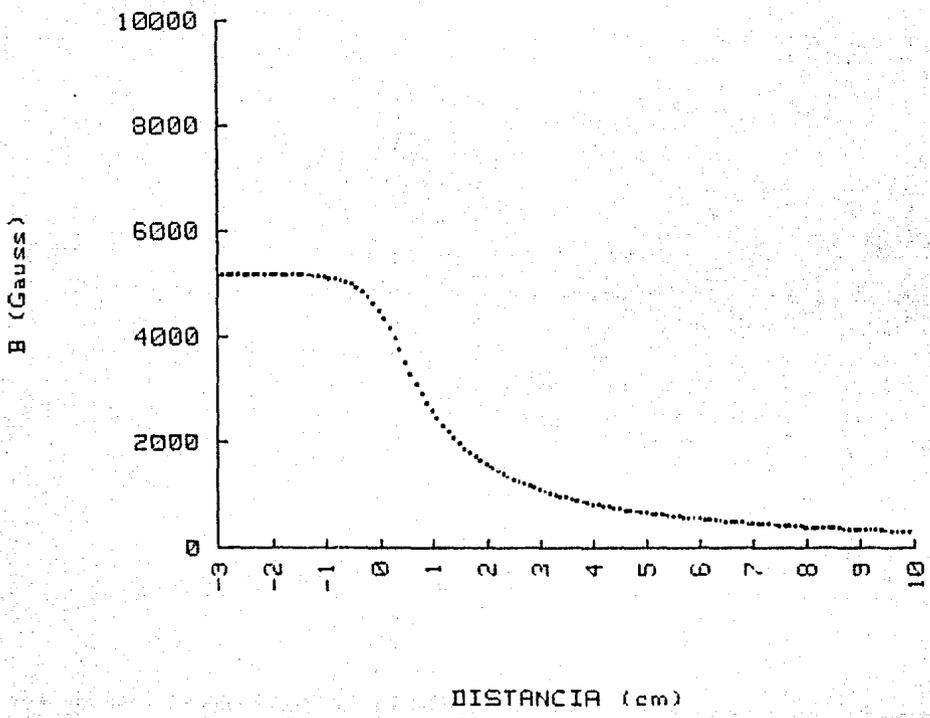


Figura 2.11

CAMPO MAGNETICO CENTRAL

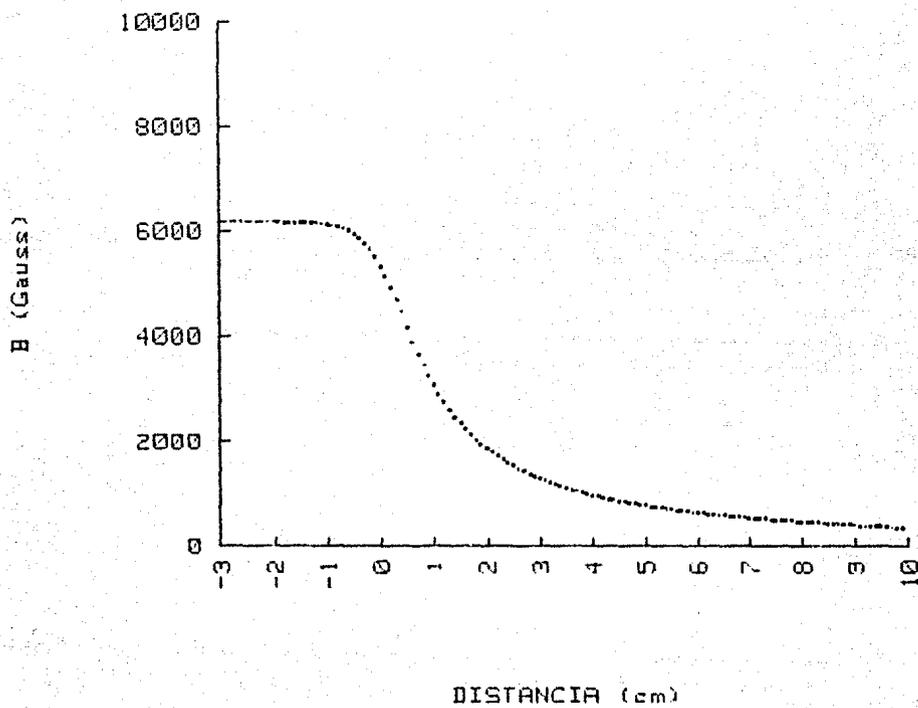


Figura 2.12

CAMPO MAGNETICO CENTRAL

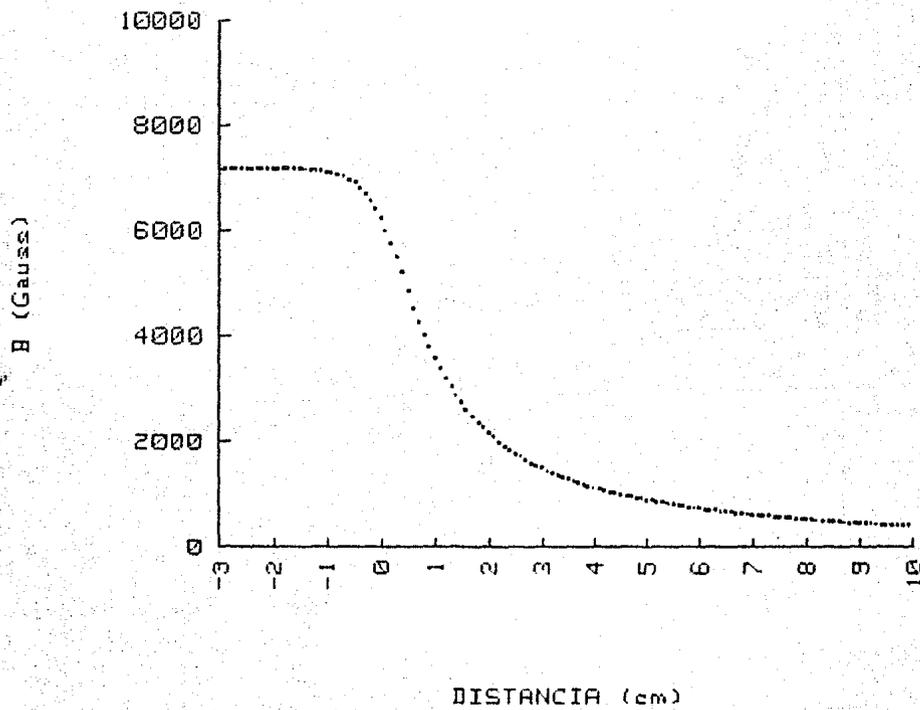


Figura 2.13

CAMPO MAGNETICO CENTRAL

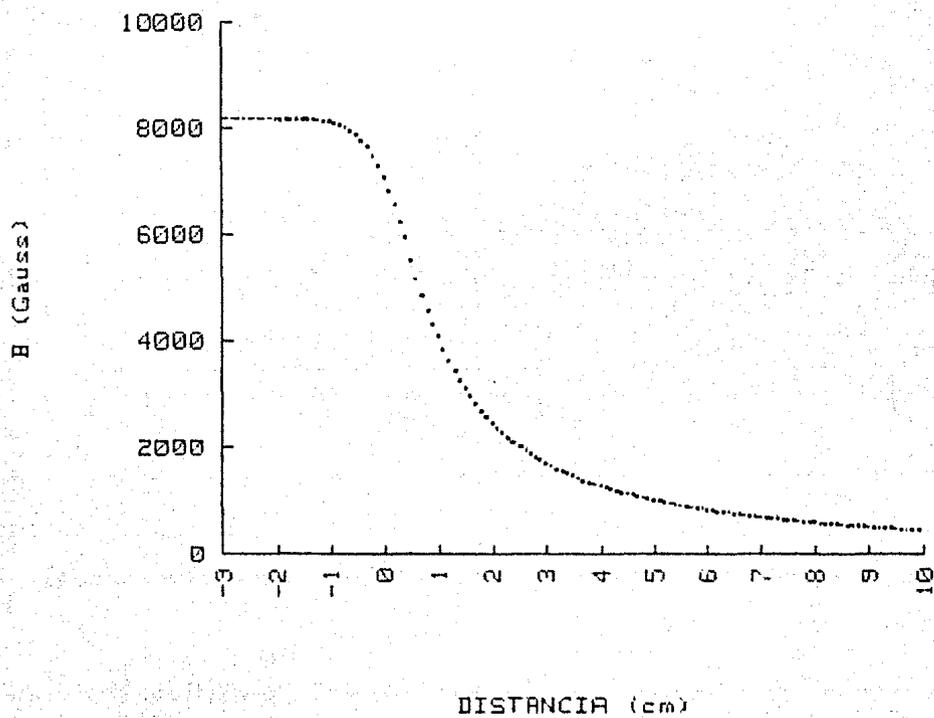


Figura 2.14

CAMPO MAGNETICO CENTRAL

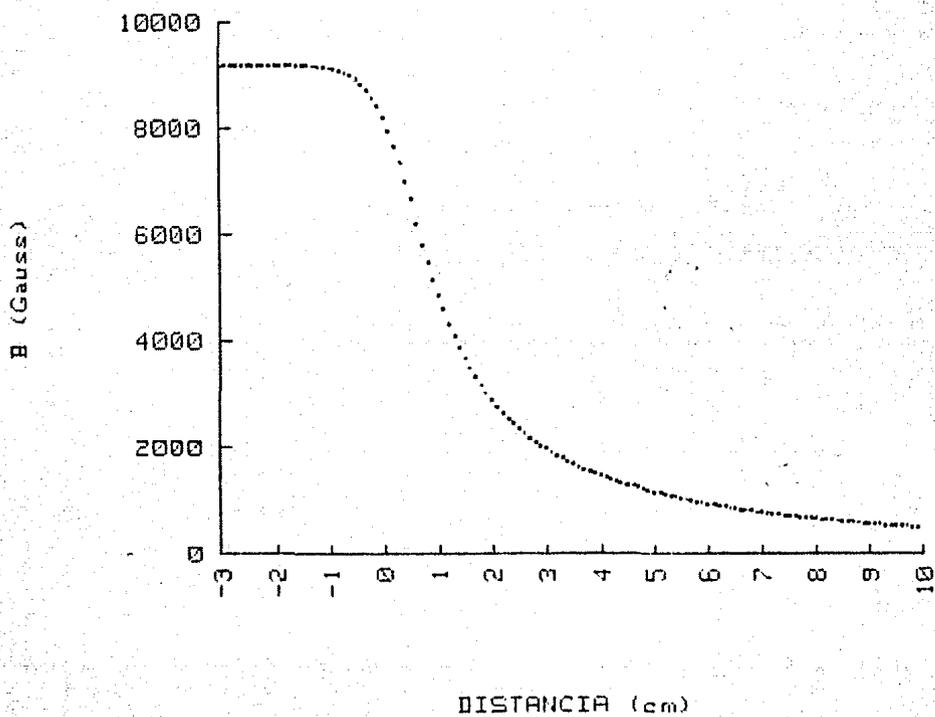


Figura 2.15

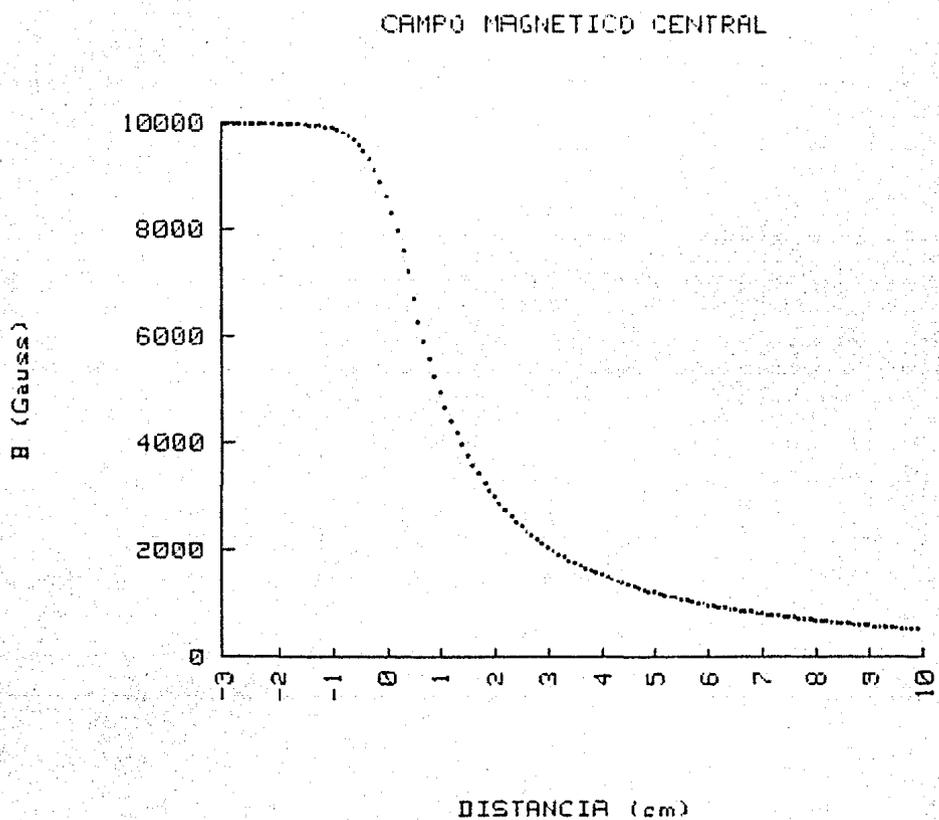


Figura 2.16

Como podemos observar cada gráfica presenta el mismo comportamiento con respecto a otras así que como veremos en el capítulo 4, la forma de las imágenes que produzcan los haces de iones variará ligeramente o casi nada cuando estos se muevan en cada uno de los campos magnéticos mostrados en las gráficas.

Capítulo 3

Método de Cómputo

El cálculo de la trayectoria de cada uno de los iones fue hecho con la ayuda de una computadora. En este capítulo mencionaremos sus características principales y haremos una descripción del método de cómputo empleado.

3.1 La Computadora

Para calcular la trayectoria de los 27 haces de iones y obtener la forma de la imagen que éstos produzcan una vez que atraviesen por el entrehierro del electroimán, fue necesario emplear una computadora. En este caso empleamos una minicomputadora marca Hewlett Packard modelo 9845B de 186 Kbytes de memoria, con pantalla, impresora y capacidad para graficar. El almacenamiento de datos y programas puede hacerse por medio de uno o dos cartuchos que puede manejar alternadamente. El lenguaje de trabajo es Basic.

3.2 Descripción del Método de Cómputo

El funcionamiento del método de cómputo requiere de la introducción de ciertos parámetros, uno de ellos es el campo magnético, por lo que antes de hacer la descripción del método de cómputo explicaremos primero la forma en que éste se introdujo.

Las lecturas de cada campo magnético tomadas con anterioridad, se introdujeron a la computadora como datos en forma de dos matrices cada una de 60 x 10, en la primera matriz se encuentran las lecturas tomadas en el plano medio ($Z=0$) y en la segunda, las lecturas del plano superior ($Z=.5$), en ambos casos desde 3 cm dentro hasta 57 cm fuera del electroimán, todo esto se hizo para cada campo magnético por separado y posteriormente fueron almacenados con nombres diferentes en un cartucho.

El método de cómputo consta de tres etapas, como lo muestra el diagrama de bloques de la Figura 3.1. En la

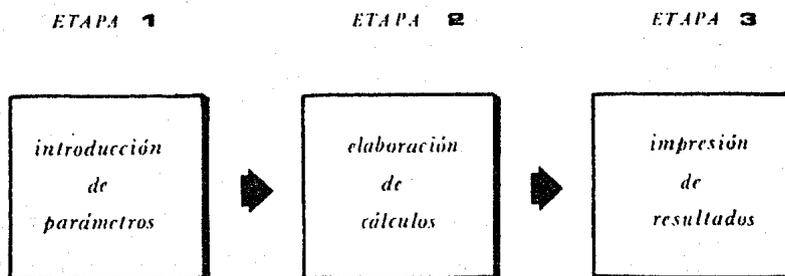


Figura 3.1 Diagrama de bloques que describe al método de cómputo.

primera etapa se introducen los parámetros con los que queremos trabajar, el primero de ellos es el campo magnético, que puede ser escogido entre los seis que se introdujeron con anterioridad. Una vez que se eligió el campo magnético introducimos los parámetros restantes que son:

- Φ (ángulo de deflexión)
- α (ángulo de incidencia)
- Ω (ángulo formado por las caras de entrada y de salida del electroimán)
- r_f (radio de la trayectoria de m_1)
- m_1 (masa de la primera muestra)
- m_2 (masa de la segunda muestra)
- ofe (distancia objeto-fierro)

Al introducir las primeras tres variables quedará determinado el ángulo β de salida de acuerdo a la relación

$$\beta = \Phi - \alpha - \Omega$$

como vimos en la sección 5 del capítulo 1. r_f es el radio que describirá la muestra de masa m_1 y como nuestro caso la relación isotópica que queremos estudiar es m_1/m_2 donde $m_1=330$ y $m_2=333$, el radio de esta segunda muestra es calculado por la computadora por medio de la ecuación 1.50. La distancia objeto-fierro es otro de los parámetros que nos serán útiles en nuestro estudio, pues de éste depende el lugar donde se producirá el enfoque y consecuentemente nos permitirá conocer la posición a la que colocaremos los colectores, de acuerdo con las leyes de Barber y Cartan, vistas en el capítulo 1.

Todas estas variables se introdujeron asignándoles valores arbitrarios como veremos en el siguiente capítulo y después de estudiar los resultados obtenidos con cada una, escogeremos finalmente aquéllos que nos permitan obtener una imagen en la que se tenga buen enfoque vertical y horizontal, además de que la separación (Δy)

entre cada muestra sea la máxima, esto nos asegurará una buena resolución en el espectrómetro.

En la segunda etapa se llevan a cabo los cálculos de las trayectorias utilizando las ecuaciones (enmarcadas) obtenidas en la sección 6 del capítulo 1, y desde luego las variables introducidas con anterioridad en la primera etapa.

En la tercera y última etapa se lleva a cabo la impresión de las imágenes formadas por los 27 haces de iones, así como la separación Δy que existe entre cada muestra. Esta imagen corresponde únicamente a la producida por los isótopos 330, siendo idéntica a la formada por los isótopos 333 y ambas muestras, como ya se dijo se encuentran separadas una distancia Δy .

Capítulo 4

Resultados y Conclusiones

En este capítulo presentaremos los resultados obtenidos considerando la muestra a estudiar y finalmente, después de hacer un estudio de estos resultados, concluiremos dando una geometría que nos asegure una buena resolución en el espectrómetro.

4.1 Resultados

A continuación se presentan las imágenes producidas por los 27 haces de iones emitidos por la fuente cuya característica se dió en la sección 6 del capítulo 1. De acuerdo con los sistemas de referencia establecidos, estas imágenes se forman en el plano Y-Z que es perpendicular al plano medio y como se dijo al finalizar el capítulo 3, corresponde a la de los isótopos de masa 330, siendo idénticas a las producidas por los de masa 333. La separación entre estos isótopos viene dada por Δy .

Debido a que existe un número bastante grande de combinaciones entre los parámetros Φ , α , β , Ω , η , B_0 , ofe e ife , siendo esta última la distancia de la imagen a la cara polar de salida del electroimán (distancia imagen-

fierro), primero se presentaran las imagenes obtenidas manteniendo fijos algunos de estos parámetros para el caso en el que el haz entra y sale casi normalmente a las caras polares del electroimán, y variaremos el campo magnético en cada caso en el intervalo de 5 000 a 10 000 gauss, al mismo tiempo que lo haremos con las distancias o_{fe} e i_{fe} de tal forma que sean casi iguales ($o_{fe} \approx i_{fe}$), este es el caso simétrico en la Ley de Barber. En todos los casos el radio del isótopo 350 es de 30 cm. El orden de presentación está indicado en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1

B_0 (gauss)	$\Phi = \Omega$ (grados)	$\alpha = \beta$ (grados)	r_1 (cm)	Δy (cm)	$o_{fe} \approx i_{fe}$ (cm)	Figura
5000	85	.5	30	.2737	35	4.1
6000	85	.5	30	.2737	34	4.2
7000	85	.5	30	.2759	34	4.3
8000	85	.5	30	.2737	35	4.4
9000	85	.5	30	.2740	35	4.5
10000	85	.5	30	.2725	35	4.6

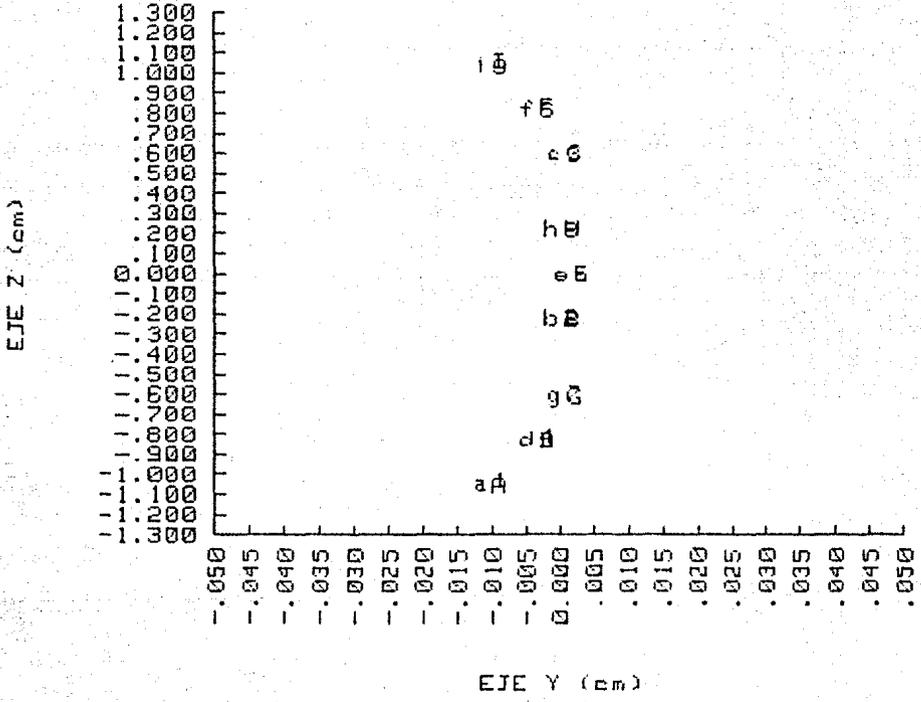


Figura 4.1

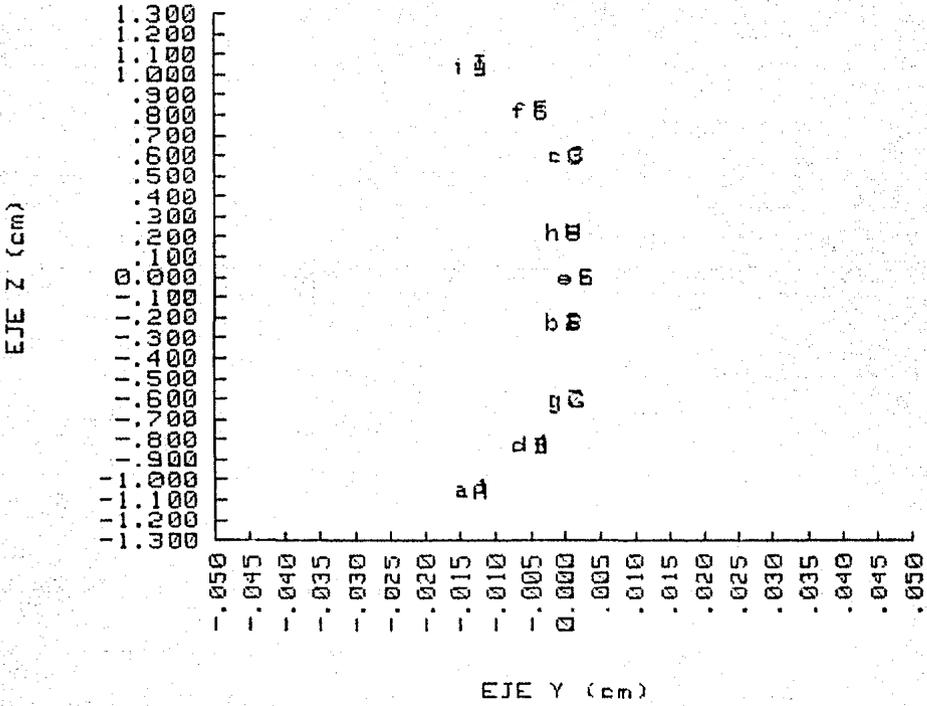


Figura 4.2

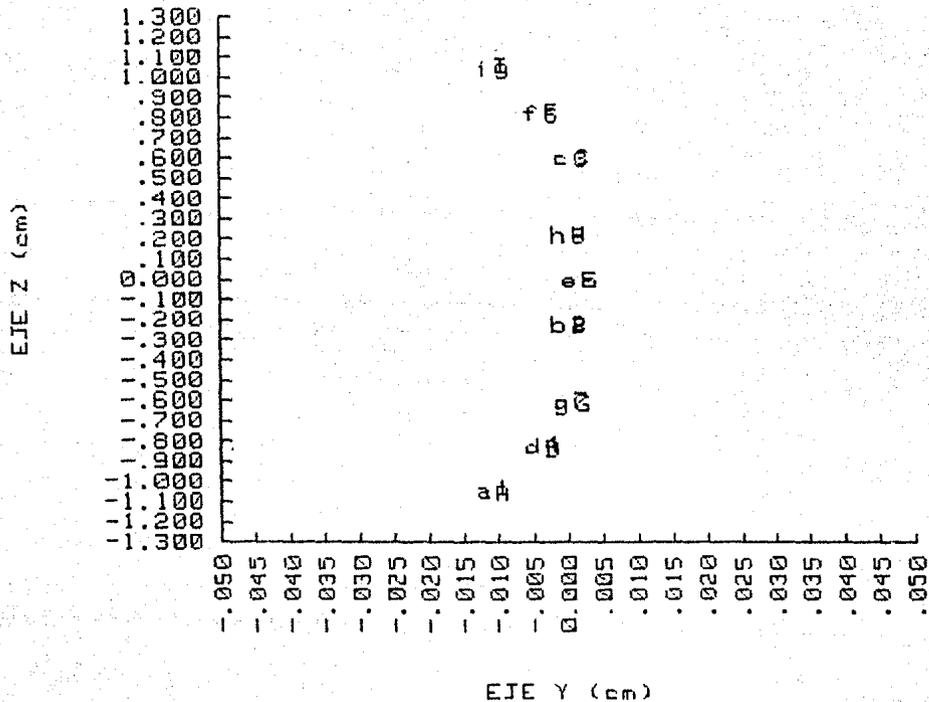


Figura 4.3

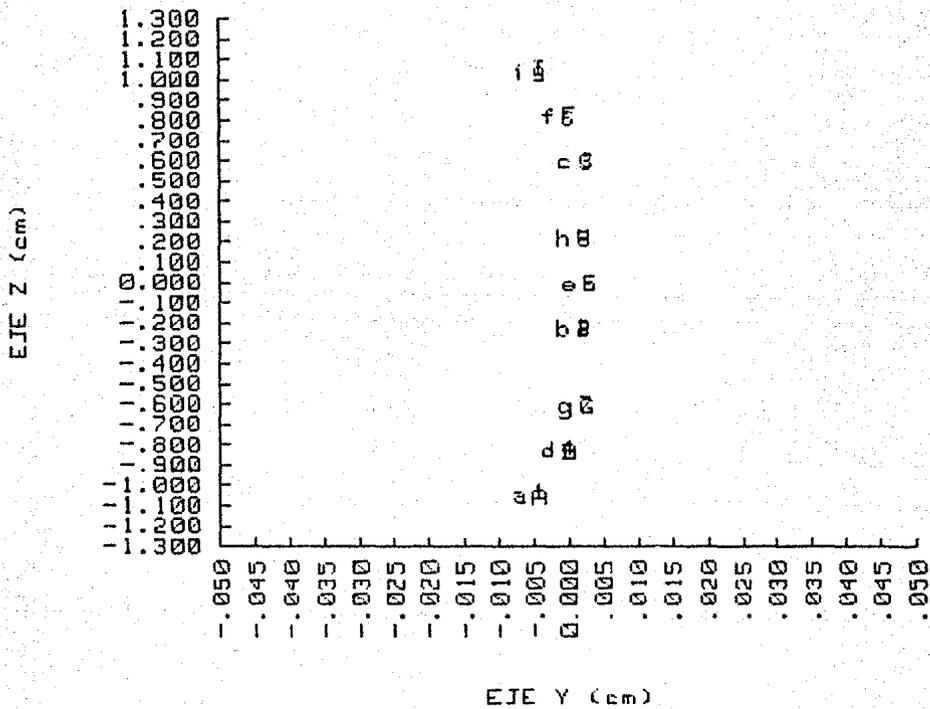


Figura 4.4

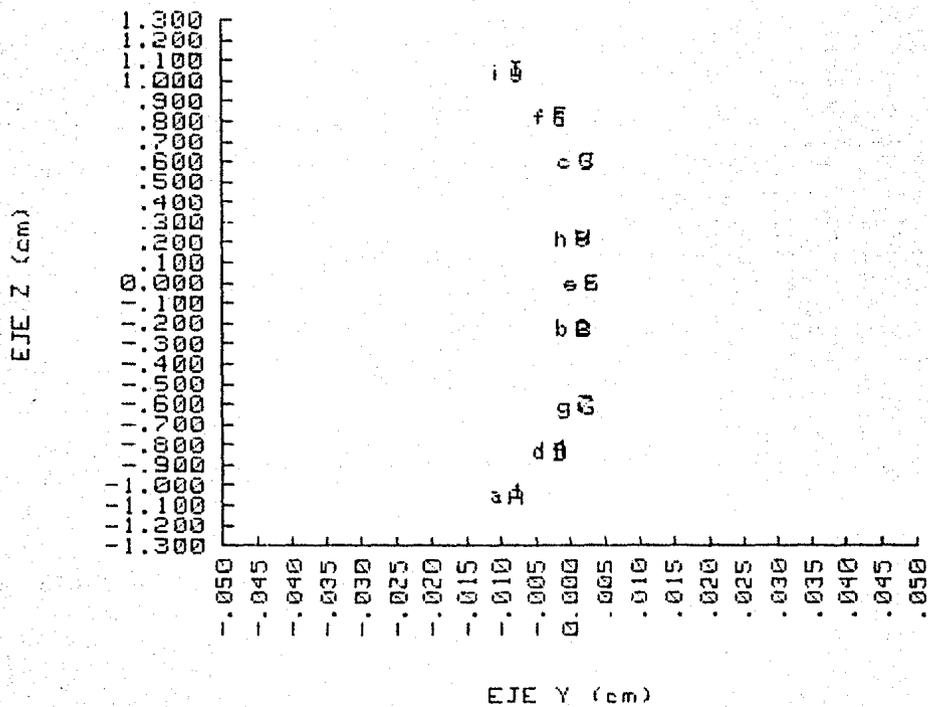


Figura 4.5

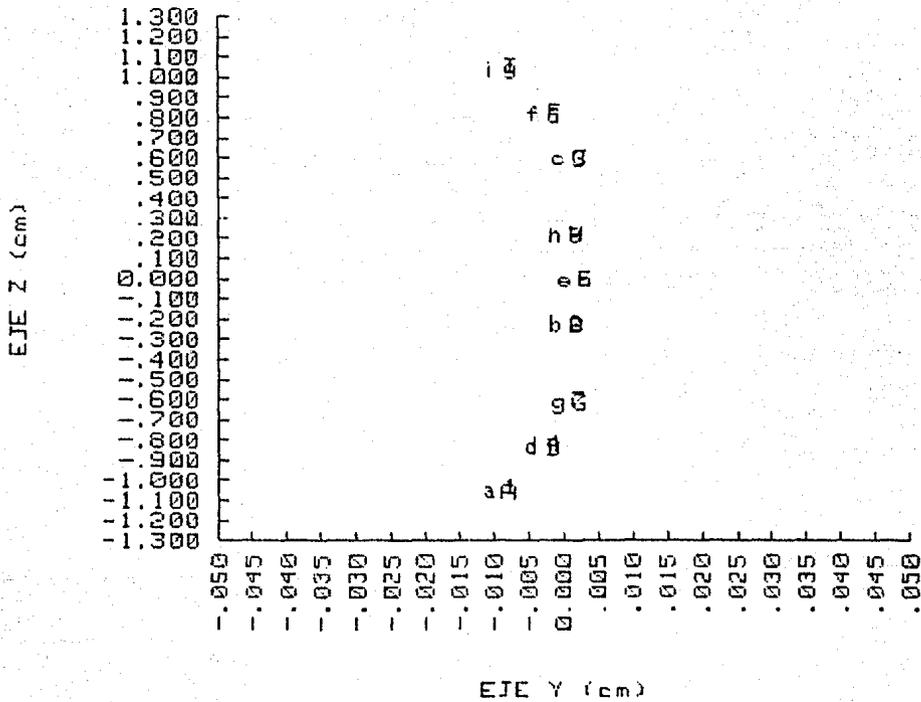


Figura 4.5

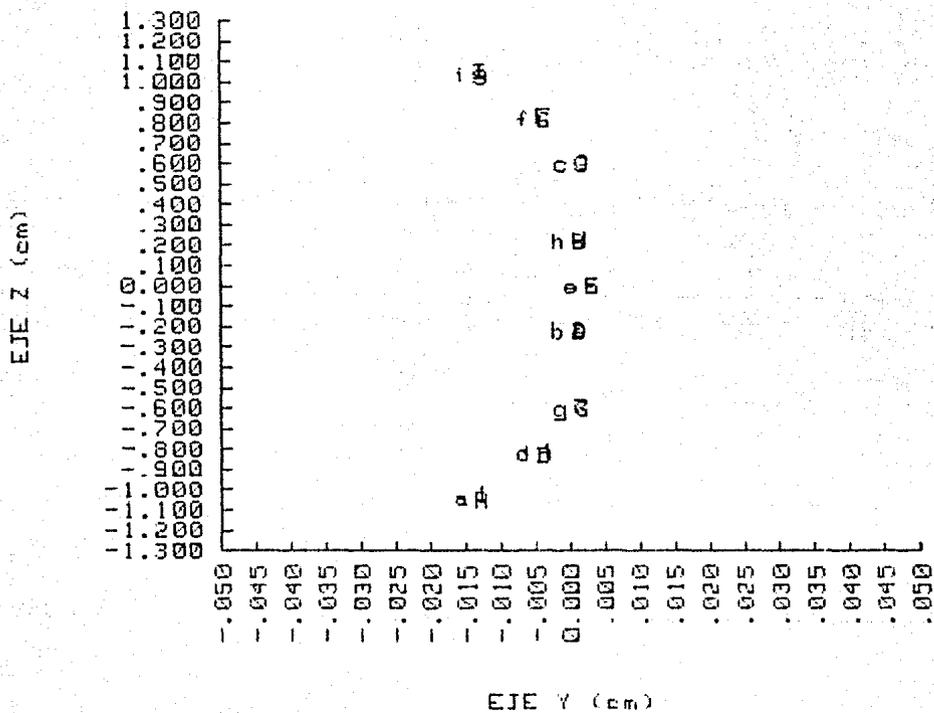


Figura 4.6

En cada una de las seis figuras anteriores se puede observar que casi no hay cambio en la forma de la imagen ni en la separación entre los isótopos. En lo sucesivo trabajaremos manteniendo fijo el campo magnético y variaremos algunos de los parámetros restantes. Este campo magnético será el de 8 000 gauss y si el potencial con el que son acelerados los iones es de 6 KV, entonces de acuerdo con la ecuación 1.49, el radio que describirá el isótopo 330, será de 25.41 cm. Las imágenes que presentaremos ahora corresponden también al caso simétrico en la Ley de Barber y variaremos únicamente el ángulo de deflexión. El orden de presentación está indicado en la Tabla 4.2.

Tabla 4.2

B_0 (gauss)	$\Phi=\Omega$ (grados)	$\alpha=\beta$ (grados)	r_1 (cm)	Δy (cm)	$ofe \approx ife$ (cm)	Figura
8000	60	.5	25.41	.2324	48	4.7
8000	90	.5	25.41	.2313	28	4.8
8000	110	.5	25.41	.2310	20	4.9
8000	135	.5	25.41	.2299	13	4.10
8000	145	.5	25.41	.2296	11	4.11

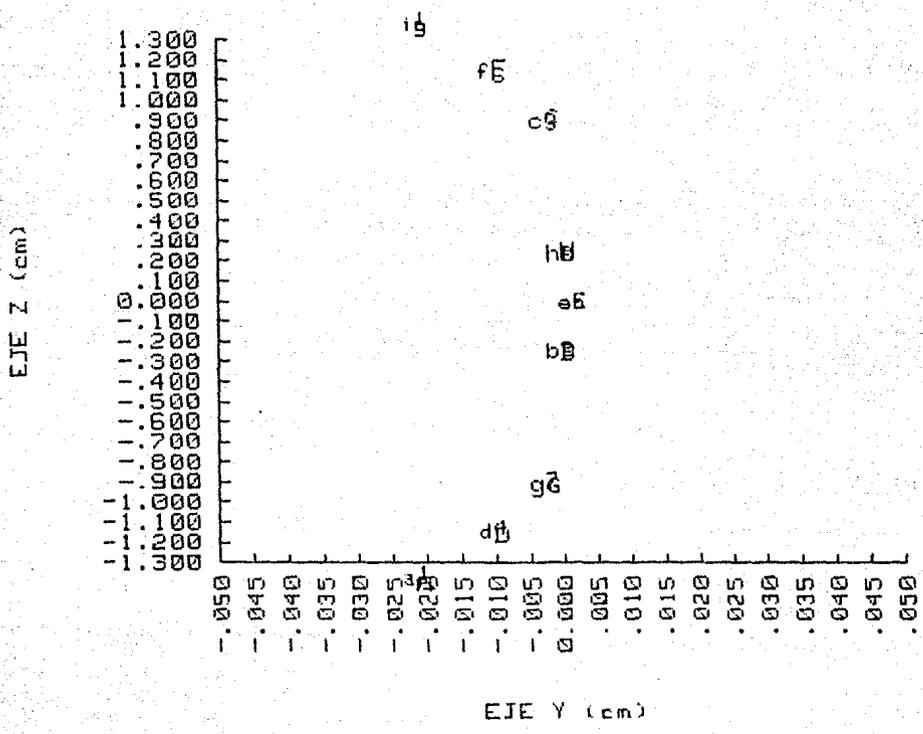


Figura 4.7

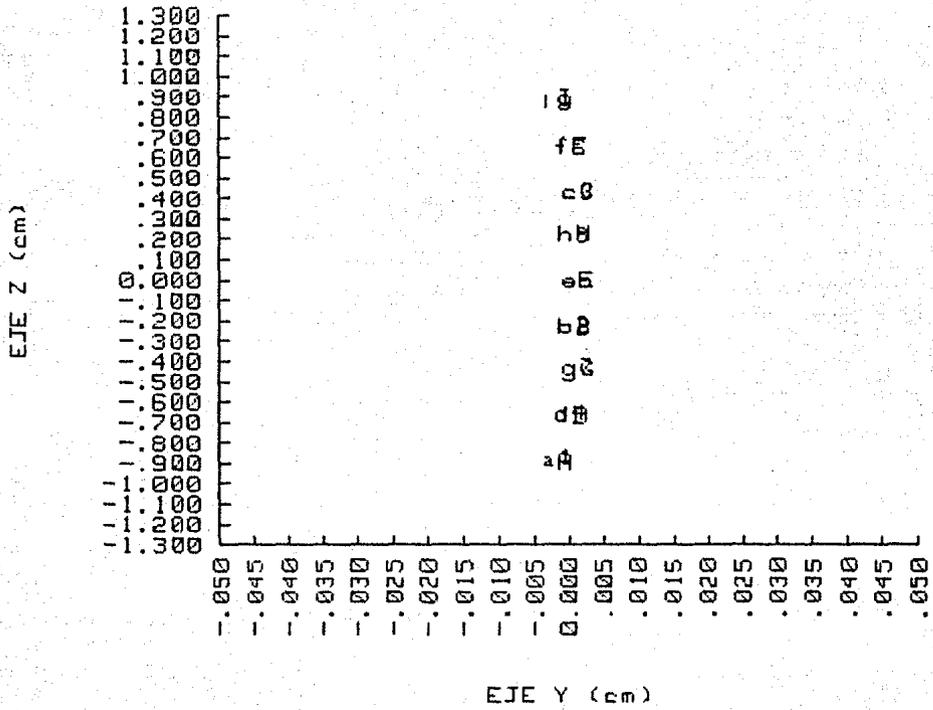
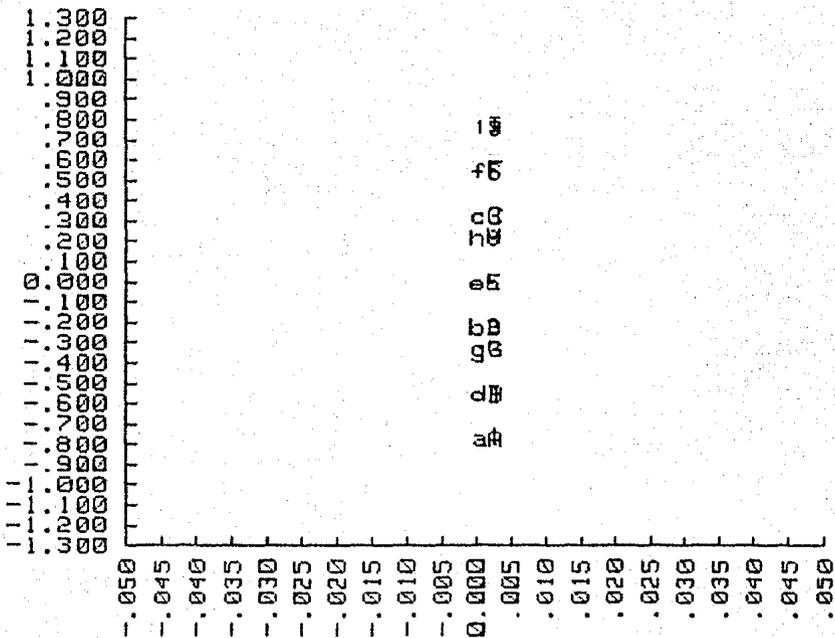


Figura 4.8

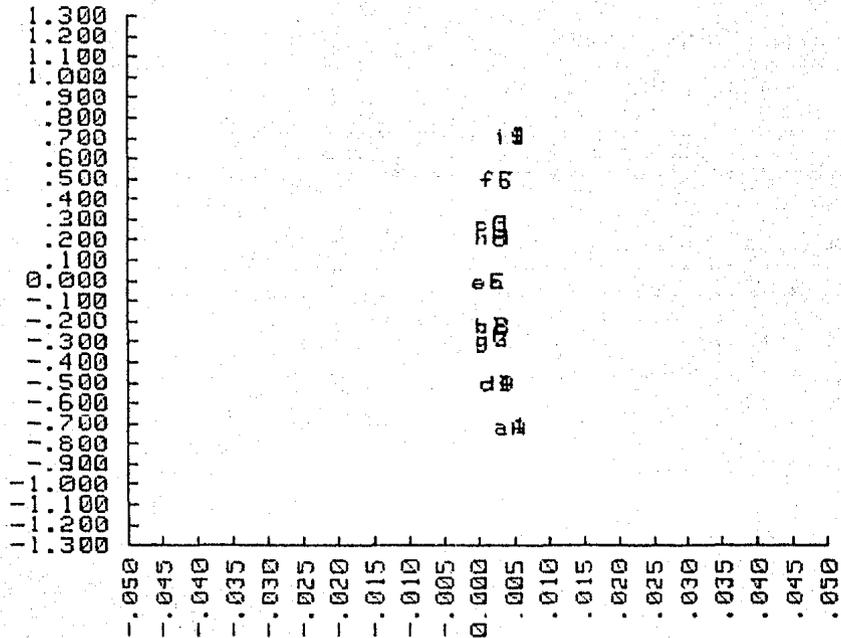
EJE Z (cm)



EJE Y (cm)

Figura 4.9

EJE Z (cm)



EJE Y (cm)

Figura 4.10

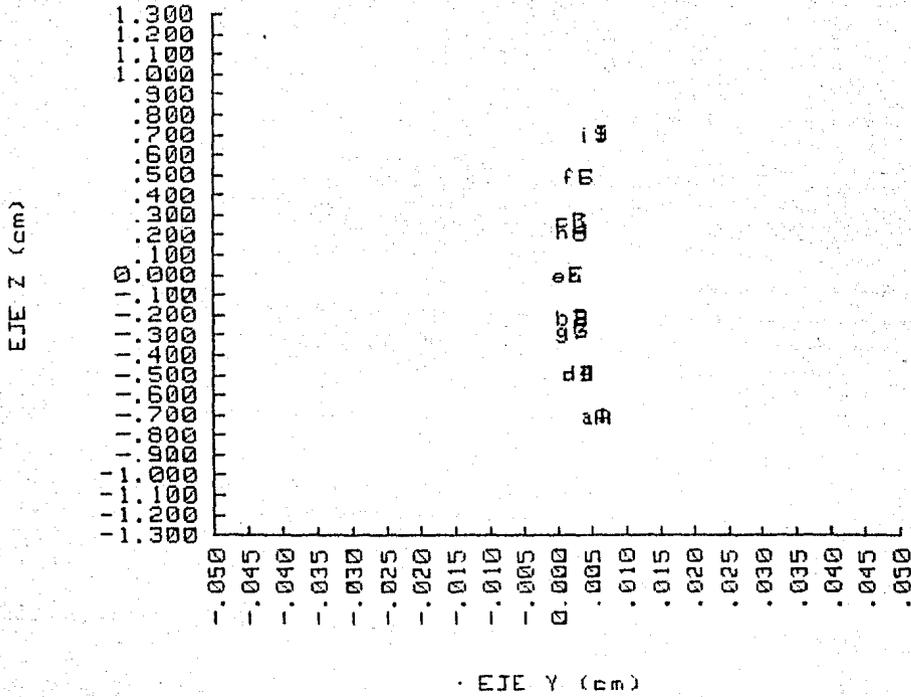


Figura 4.11

En cada una de las cinco figuras anteriores vemos que la curvatura de la imagen se corrige para $\Phi=110^\circ$, y además que la separación entre isótopos varía muy poco al cambiar el ángulo de deflexión. Una forma de aumentar esta separación es variando la distancia ofe y consecuentemente ife , esto producirá a su vez un cambio en la imagen. Sabemos que también podemos producir mayor enfoque vertical aumentando α y β ó alguno de estos dos (Ley de Cartan), pero a su vez esto producirá menor enfoque horizontal. Mostraremos ahora algunos resultados representativos, seleccionados de entre un gran número de combinaciones de algunos de los parámetros. El orden de presentación está indicado en la Tabla 4.3.

Tabla 4.3

B_0 (gauss)	Φ ($^\circ$)	α ($^\circ$)	β ($^\circ$)	r_f (cm)	Δy (cm)	ofe (cm)	ife (cm)	Figura
8000	143	26.5	26.5	25.41	.2154	30	7	4.12
8000	120	2	38	25.41	.4391	16	35	4.13
8000	127.5	18	53.5	25.41	.8441	16	57	4.14
8000	127.5	18	53.5	25.41	.5362	20	35	4.15

EJE Z (cm)

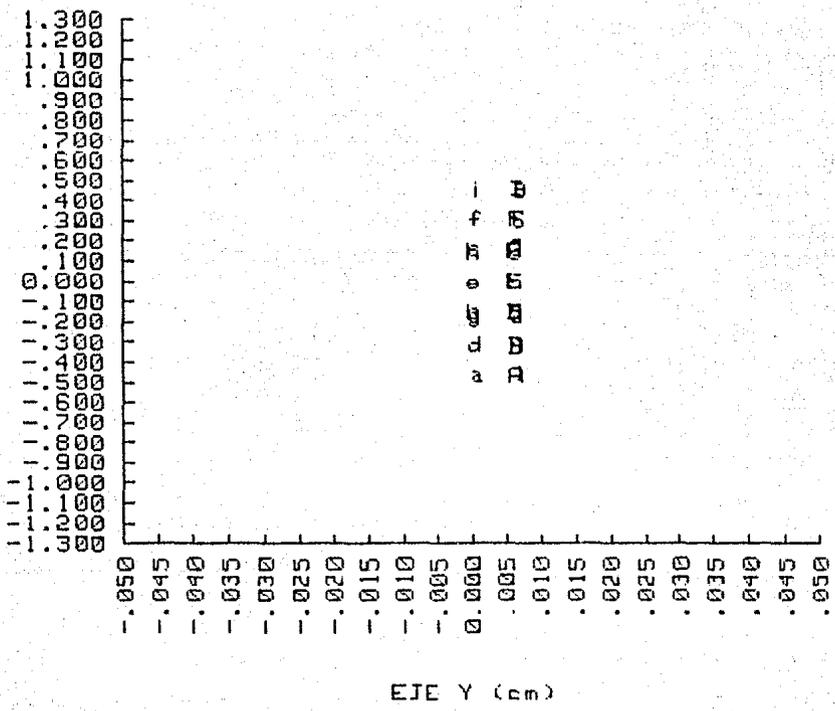


Figura 4.12

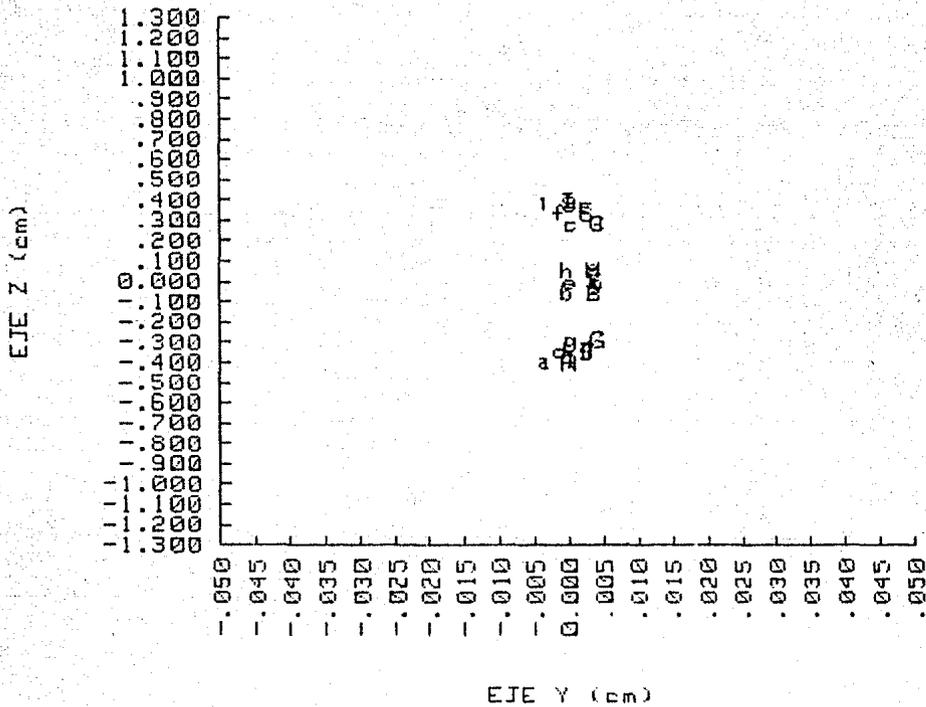
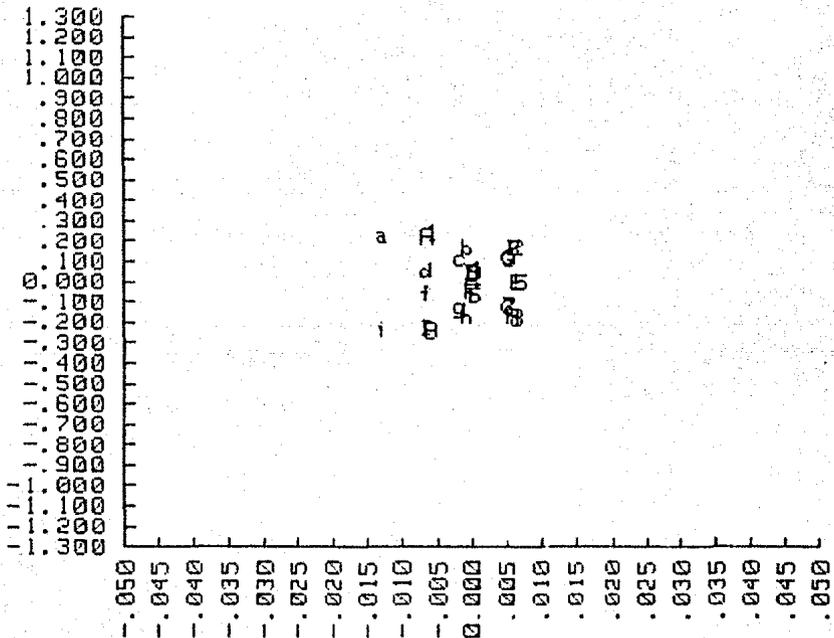


Figura 4.13

EJE Z (cm)



EJE Y (cm)

Figura 4.14

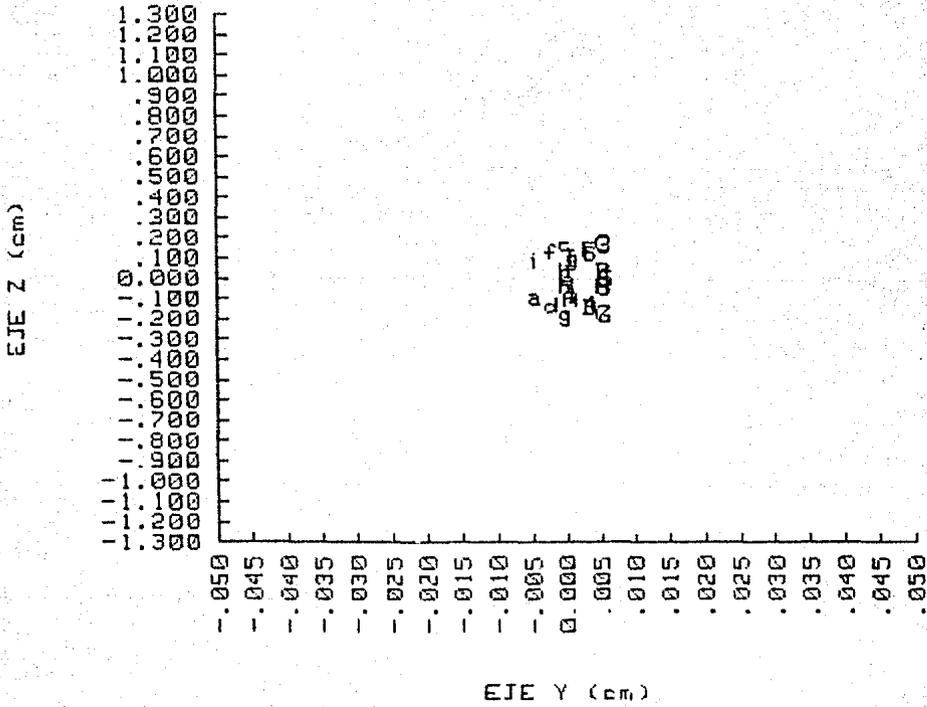


Figura 4.15

Como era de esperarse se obtiene mayor enfoque vertical al aumentar α y β ó solamente uno de estos dos ángulos, esto a su vez produce un desenfoque horizontal. Se obtiene la mayor separación entre isótopos para el caso de la Figura 4.14. Sin embargo, como se dijo en la sección 2 del capítulo 3, una buena resolución en el espectrómetro requiere, además de que Δy sea grande, que la anchura de la imagen sea mínima, esto es; que la relación $\Delta y/h$, donde h es la anchura de la imagen, sea la máxima.

4.2 Conclusiones

El método por medio del cual fue medida la componente vertical del campo magnético dá una idea de la importancia que tiene el poder asegurar una buena precisión en las mediciones, pues de estas depende la certeza de los resultados obtenidos.

Aunque los resultados presentados en la sección anterior son los más representativos, seleccionados de entre un gran número, es importante mencionar que todos ellos concuerdan con los desarrollos teóricos expuestos a lo largo del capítulo 1, lo que me permite asegurar una confiabilidad, tanto en las mediciones del campo como en el método de cómputo empleado.

De los resultados presentados con anterioridad, el que se muestra en la Figura 4.15 es el que dá el valor máximo en la razón $\Delta y/h$, por lo que éste me asegurará una buena resolución en el espectrómetro.

Si bien el método por medio del cuál se midió el campo magnético y el de cómputo no tienen la generalidad de la teoría de campo-no campo, considero que proporciona resultados mas confiables y que sin mucha dificultad puede emplearse en el estudio de cualquier sector magnético.

Referencias

1. Alba, F., Cassar, I., Morales, P., Nogueira, A. *Aparato para Planimetría de Modelos de Campos Magnéticos*, Instrumentación y Desarrollo, No.2, Vol.1. 1981.
2. Alba, F., *Nuevo Sistema con Corrección Cromática*, Instrumentación y Desarrollo, No.1, Vol.1. 1981.
3. Alba, F. *Aceleradores de Partículas*, Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico
Departamento de Asuntos Científicos
Secretaría General de la Organización de los Estados Americanos.
Washington, D.C. 1971.
4. Apátiga, M., Nogueira, A., Alba, F. *Nuevas Geometrías para Espectrómetros Magnéticos de Alta Resolución*, Memorias del II Simposium de Instrumentación.
Oaxtepec, Morelos. 1982.
5. Enge, H. *Focusing of Charged Particles 2*
A Septier (ed.) 4.2 Academic Press, Inc.

6. *Electronic Instruments and Systems*
Hewlett Packard. 1982.
7. Gargollo, C. *Diseño y Construcción de un Controlador de Campo Magnético*, Tesis UNAM. 1978.
8. Gostokowska, B. *Modern Mass Spectrometry*
Transf. of Przegląd Elektroniki, Vol.10. 1969.
9. Kiser W. Robert, *Introduction to Mass Spectrometry and its Applications*, Prentice-Hall, Inc.
10. Morales Puente A., *Mejoras en el Enfoque de Espectrómetros de Masas*. Tesis UNAM. 1968.
11. Muñoz Ledo, J.M., *Diseño de un Espectrómetro de Masas para Muestras Gaseosas de UF₆*, Parte I. Tesis UNAM. 1982.
12. *Operating and Service Manual*.
Hewlett Packard, No. 03490-90014.
13. *Operating and Service Manual*
Hewlett Packard, No.5950-1766.
14. *Propiedades de Enfoque en Espectrómetros de Sector Magnético*, Instituto de Física, UNAM.
15. Shunroku Taya, *An Experimental Study on the Stigmatic Focusing Condition of a Magnetic Sector Mass Analyzer*
Nuclear Instruments and Methods, 152. 1978.
16. Muñoz Ledo, J.M., *Diseño de un Sistema para Introducción de Muestras Gaseosas de UF₆ en un Espectrómetro de Masas*, Memorias del II Simposium de Instrumentación. Oaxtepec, Morelos. 1982.

Agradecimientos

Agradezco a mis sinodales:

Dr. Fernando Alba

por su valiosa dirección y ayuda sin las cuales no hubiera sido posible la elaboración de esta tesis,

Dra. Carmen Cisneros

Fís. Juan Manuel Muñoz Ledo

Fís. Enrique Camarillo

Quím. José Saniger

por sus útiles comentarios y constructivas sugerencias.

También a Jesús Lara Olvera por la magnífica calidad en la mecanografía. Y a todos aquéllos que de alguna forma contribuyeron en la elaboración de esta tesis.