

UNIVERSIDAD DE SONORA

DIVISIÓN DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DEL  
SISTEMA

SUPERCONDUCTOR  $\text{Mg}_{(1-x)}\text{B}_2\text{Fe}_x$

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE LICENCIADO EN FÍSICA

PRESENTA:

GERARDO SAAVEDRA RODRÍGUEZ

HERMOSILLO, SONORA

A 02 DE SEPTIEMBRE DE 2011

# Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos  
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

# Hipótesis

Al introducir impurezas de cualquier tipo en materiales superconductores se alteran sus propiedades.

En la literatura los reportes de la introducción de Fe en  $\text{MgB}_2$  son realmente pocos y en todos ellos aparecen impurezas en los espectrogramas de Rayos X y la Temperatura Crítica disminuye en la mayoría de ellos alrededor de 3 a 4K.

Nuestra propuesta presentada se basa en la obtención de los compuestos sin trazas de impurezas, cuyas mediciones se realizaron en un difractómetro Siemens D5000 usando radiación  $\text{Cu-K}\alpha$  y un filtro de Ni. Debido a nuestros patrones de difracción puros, podemos asegurar que los resultados que arrojen los estudios de magnetización serán debidos a la introducción de Hierro en la estructura del  $\text{MgB}_2$  y no a la presencia de otro tipo de compuestos.

## ÍNDICE GENERAL

1. Introducción .....	3
1.1. Efectos del dopado en la Temperatura Crítica.....	4
2. Superconductividad .....	6
2.1. Un poco de Historia.....	6
2.2. Teoría BCS .....	7
2.3. Propiedades eléctricas .....	8
2.4. Propiedades magnéticas .....	10
3. Características del sistema $MgB_2$ .....	13
3.1. Descripción del sistema.....	13
3.2. Interés científico .....	15
4. Método Experimental .....	18
4.1. Sintetización de las muestras.....	18
4.2. Caracterización .....	19
4.2.1. Cristalografía de Rayos X .....	19
4.2.2. Mediciones de Magnetismo .....	20
5. Resultados y Discusiones .....	23
5.1. Difracción de Rayos X .....	23
5.2. Magnetismo .....	29
5.3. Comparación.....	33
6. Conclusiones .....	36
Bibliografía .....	38
Apéndice A: Efecto Meissner.....	41
Apéndice B: Funcionamiento del MPMS .....	45

## CAPÍTULO 1

# INTRODUCCIÓN

El descubrimiento de la superconductividad en  $\text{MgB}_2$  [1] con una temperatura de transición  $T_c$  cercana a 39K, la más alta, hasta la fecha en un compuesto binario, creó una gran excitación en el área de Física de Materia Condensada. Como hablamos en el tercer capítulo de este trabajo.

En el cuarto capítulo, se habla de la preparación de muestras de  $\text{Mg}_{(1-x)}\text{Fe}_x\text{B}_2$  por el método de estado sólido con  $x = 0.0125, 0.025, 0.050, 0.075$  y  $0.100$ . Estudios de difracción de rayos X, muestran cambios en los parámetros de celda con el incremento de hierro, siendo el parámetro de red  $c$  el más afectado, como comentamos en la primera parte del quinto capítulo. En las mediciones de magnetización ( $M$ ) en función de la temperatura ( $T$ ) se observa un cambio magnético, pero no en la temperatura de transición. Se discute posibles explicaciones a partir del análisis de los cambios en los parámetros de red respecto a los de la celda original y a partir de las mediciones de magnetización.

La asociación de Fe con el  $\text{MgB}_2$  se inicia con la finalidad de encamisar el  $\text{MgB}_2$  para fabricar alambres superconductores, y como el hierro es relativamente inerte al  $\text{MgB}_2$ , es el material idóneo para este tipo de tareas. Jun Nagamatsu y sus colaboradores encuentran que en este tipo de alambres el encamisado no cambia la  $T_c$  del  $\text{MgB}_2$ , pero si disminuye la Corriente Crítica  $J_c$ . Ellos mismos reportan un compuesto de  $\text{MgB}_2$  dopado con un 5% molar de Fe, y aseguran no encontrar cambios en la  $T_c$ .

## 1.1 Efecto del Dopado en la Temperatura Crítica

Las sustituciones son importantes desde varios puntos de vista, primero pueden cambiar la  $T_c$  de algún compuesto. Segundo, pueden sugerir la existencia de algún compuesto relacionado con una  $T_c$  más alta. Y por último pero no menos importante, los elementos de dopado que no disminuyan considerablemente la  $T_c$ , pueden actuar fijando los centros de anclaje e incrementando la densidad de corriente crítica.

En el caso del  $MgB_2$ , se han tratado varias sustituciones hasta la fecha con: carbono [2, 3, 4], aluminio [5, 6, 7], litio, silicio [8], berilio [9], cobre [10, 11], manganeso, entre otros. En la figura 1 presentamos algunos de los efectos de estos materiales.

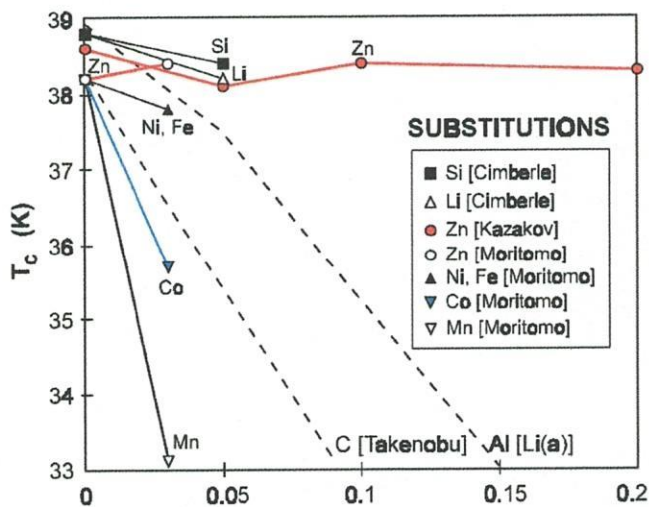


Fig. 1 Efecto del dopado con algunos elementos, en la  $T_c$  del  $MgB_2$

La temperatura crítica disminuye a diferente razón para distintas sustituciones, como se puede ver en la figura, siendo la reducción más grande la obtenida con el manganeso, seguida por el cobalto, etc.

Según todos estos artículos, a la fecha todas las sustituciones disminuyen la  $T_c$  del diboruro de magnesio, con excepción del zinc que la aumenta ligeramente hasta 1 K. Existen solamente dos reportes de dopado con zinc y ambos coinciden en ello [10, 11].

En esta tesis se presentan la caracterización cristalográfica, la medición de la Temperatura crítica superconductora ( $T_c$ ) y las propiedades magnéticas de los compuestos de  $Mg_{(1-x)}B_2Fe_x$  para  $x=0.0125, 0.025, 0.05, 0.075, 0.1$ .

## CAPÍTULO 2

# SUPERCONDUCTIVIDAD

### 2.1 Un poco de Historia

Superconductividad, se llama a un estado intrínseco que poseen ciertos materiales para conducir electricidad sin pérdida de energía, es decir, con resistividad nula, exactamente igual a cero.

En 1911 Kamerling Onnes descubrió por primera vez este fenómeno gracias a que fue el primero que logró licuar Helio, lo que le permitió hacer experimentos a la temperatura más baja que se podía alcanzar en aquel tiempo. Primeramente descubrió que el Mercurio perdía totalmente su resistencia eléctrica al enfriarlo por debajo de los 4.15 K y después otros materiales, dando así origen a muchos otros estudios a bajas temperaturas.

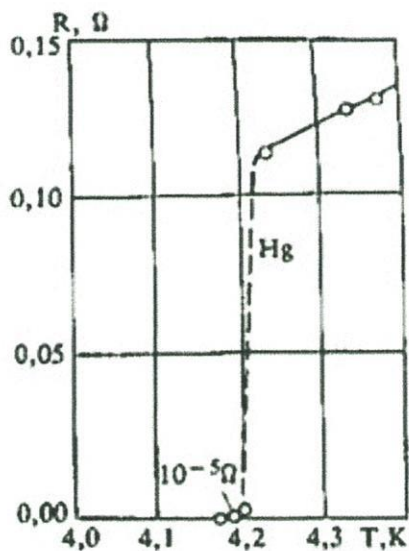


Fig.2 Experimento de Kamerling Onnes con Mercurio



Pasaron más de 22 años, de 1911 a 1933, para que se descubriera la otra característica que define al estado superconductor, el Efecto Meissner, ya que sin ésta no se podría hablar de superconductividad, sino de conductividad ideal. Es decir, hablar de superconductividad como ausencia de resistividad eléctrica es limitar hasta el extremo al fenómeno.

## 2.2 Teoría BCS

De esta manera inició la investigación de los superconductores, sin embargo no se podía explicar el fenómeno, ya que no se contaba con herramientas tanto físicas como matemáticas para hacerlo, y fue hasta los años 50's, utilizando la Mecánica Cuántica cuando se pudo construir una teoría microscópica para explicar el fenómeno.

En 1957 surge la teoría hasta hoy más aceptada a nivel microscópico de superconductividad, llamada BCS debido a sus formuladores John Bardeen, Leon Cooper y John Robert Schrieffer, mismos que en 1974 recibieron el Premio Nobel de Física por su trabajo.

La Teoría BCS explica que el estado superconductor se origina por interacción electrón-fonón. En esta interacción dos electrones (con momentos cambiados) de la red intercambian un fonón virtual que provoca una interacción de atracción entre los electrones. Esta atracción ocurre entre electrones cercanos a la Energía de Fermi, produciendo un estado electrónico particular en el que se permite anidar a todos estos pares de electrones en un área cercana a ésta (al nivel de Fermi). Estos pares de electrones son nombrados "Pares de Cooper", mismos que dan origen a la llamada banda prohibida, cuyo valor de energía es el necesario para romper el estado superconductor.

El valor energético de la banda prohibida, se relaciona con la energía que se necesita para separar a todos los electrones que se encuentran apareados en Pares de Cooper.

A los superconductores descritos por esta teoría se les llama convencionales y son generalmente de tipo I. Los superconductores no convencionales son el caso opuesto, para los cuales no existe aún una teoría única.

### 2.3 Propiedades eléctricas

En un conductor metálico común, la resistividad disminuye de manera gradual conforme decrece también la temperatura. Sin embargo, dichos conductores presentan diferentes impurezas y defectos que provocan que la resistencia tenga un límite y no siga disminuyendo aún a temperaturas cercanas al cero absoluto. Como ejemplo tenemos conductores metálicos comunes como el cobre, la plata, el oro, etc.

Las sustancias semiconductoras son aquellas que se comportan a veces como conductoras y a veces como aislantes, dependiendo de las condiciones en que se encuentren, tales como la Temperatura, campo eléctrico, etc. En general, la disminución de la temperatura provoca un aumento en la resistencia del material, hasta tender a infinito a temperaturas cercanas a 0 K.

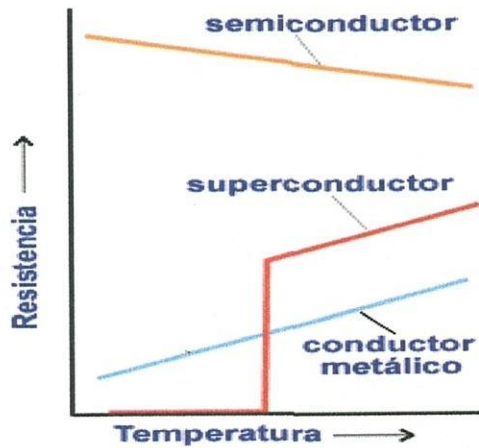


Fig.3 Podemos observar como es la variación de la resistencia en función de la temperatura para tres tipos de materiales, en el caso de superconductores se incluye el cambio cuando es alcanzada la  $T_c$ .

La temperatura crítica de un superconductor, es aquella a la cual el material pasa de manera brusca de un estado conductor o semiconductor a un estado superconductor. Así pues la Temperatura crítica (o temperatura de transición  $T_c$ ) es propia de cada material, tal como la temperatura del cambio de fase líquido a sólido del agua.

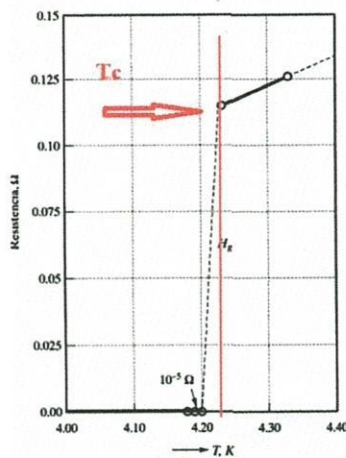


Fig.4 En esta grafica de Resistividad vs Temperatura, se muestra la temperatura de transición, justo en el cambio brusco de pendiente de la gráfica señalado en rojo.

## 2.4 Propiedades magnéticas

La ausencia de resistividad eléctrica no es la única característica de los materiales superconductores, aunque sea lo primero que se viene a la mente cuando se habla de conducción.

Un material superconductor posee también propiedades magnéticas muy particulares, que se presentan a partir de que se enfría por debajo de la  $T_c$ . Nos referimos al diamagnetismo perfecto o super-diamagnetismo.

La presencia de un campo magnético en materiales que se encuentran en estado superconductor, nos da la posibilidad de dividirlos en dos clasificaciones principales, los de “Tipo I” y los de “Tipo II”. Se llaman de tipo I aquellos materiales que expulsan totalmente el campo magnético de su interior, efecto que se conoce con el nombre de quien lo descubrió en 1933, Fritz Walter Meissner (ver Apéndice A).

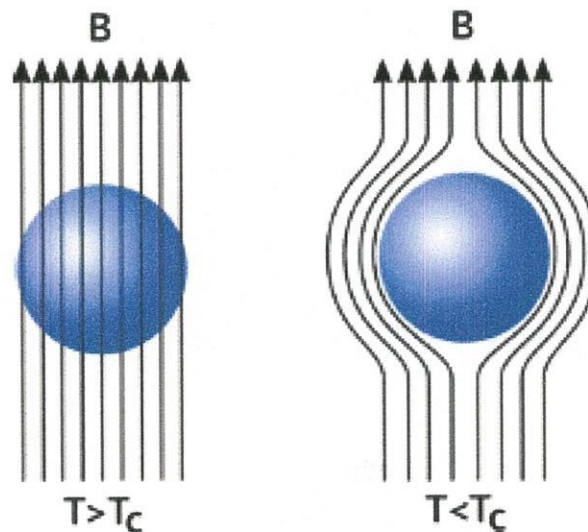


Fig.5 Expulsión de las líneas de campo magnético por un superconductor.

En el caso de los materiales del tipo II, para campos débiles se presenta el mismo fenómeno. Sin embargo, si se aumenta el campo externo el material se vuelve inestable y permite el paso del campo magnético por canalizaciones denominadas vórtices de Abrikosov, predichas por Lev Davidovich Landau y Aleksey Alekséyevich Abrikosov.

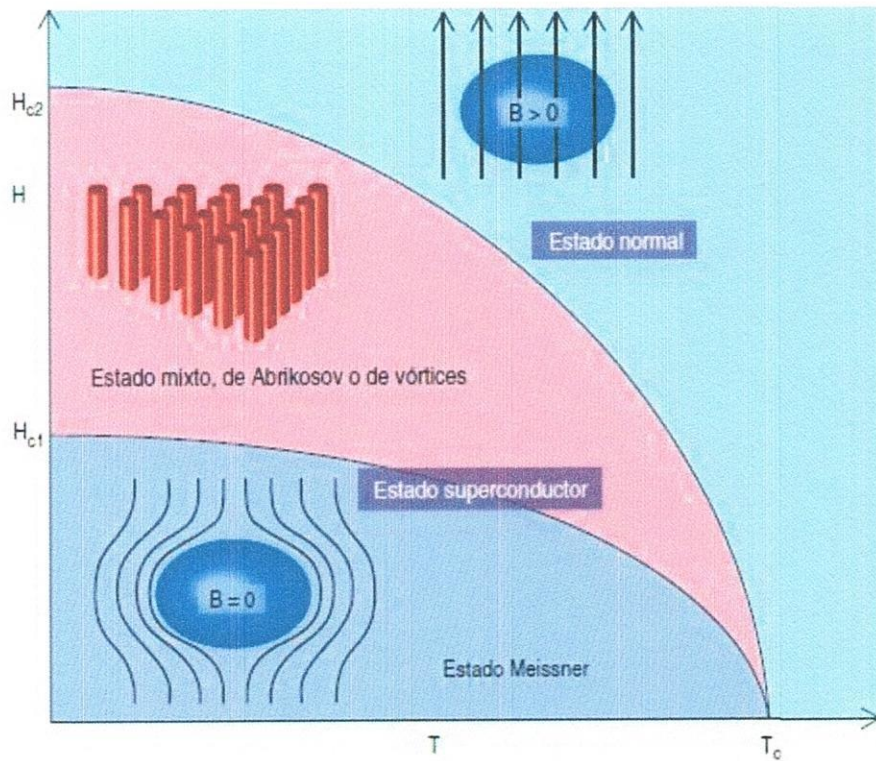


Fig.6 Diagrama de fases de un superconductor tipo II

Así como existen mediciones de resistencia contra temperatura para caracterizar al estado superconductor, también se realizan mediciones magnéticas, debido a que en el estado superconductor el material se vuelve perfectamente diamagnético, lo cual se refleja en estudios de magnetización contra temperatura, como se muestra en la figura 7.

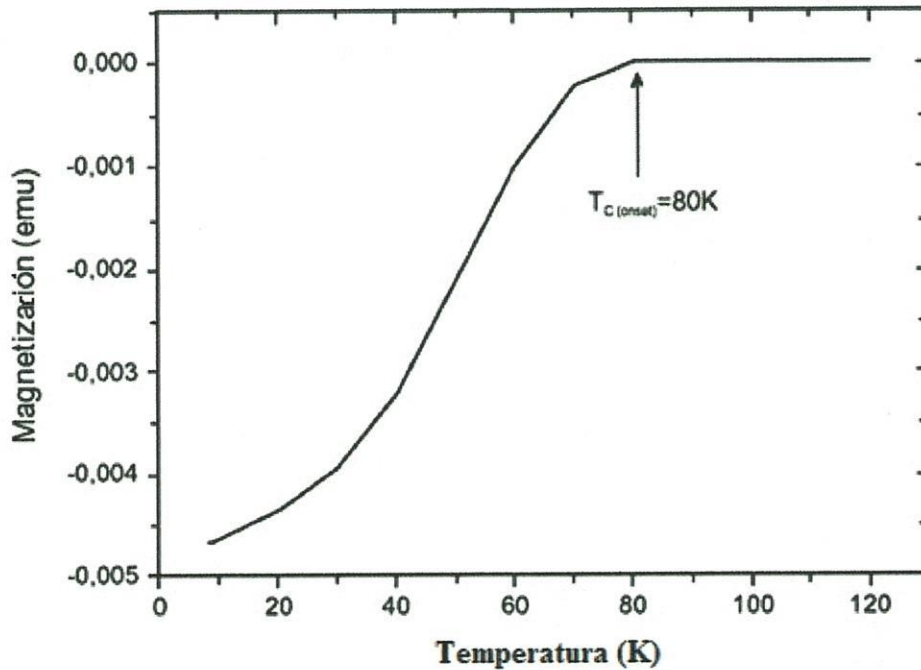


Fig.7 Grafica de Magnetización vs Temperatura, en la cual podemos observar la temperatura de transición, partiendo de propiedades magnéticas.

Está establecido que se tomará como temperatura crítica aquella a la cual el material se vuelve diamagnético, es decir, cuando la magnetización se hace negativa. Para el caso de la figura, en  $T=80\text{K}$  se observa el cambio en la magnetización.

## CAPÍTULO 3

# CARACTERÍSTICAS DEL SISTEMA $MgB_2$

### 3.1 Descripción del sistema

El  $MgB_2$  de nombre Diboruro de Magnesio, es un material policristalino, cuya celda unitaria presenta una forma hexagonal del tipo  $AlB_2$ , consistente en capas alternas de átomos de Boro y átomos de Mg tipo panal como se muestra en la figura 8.

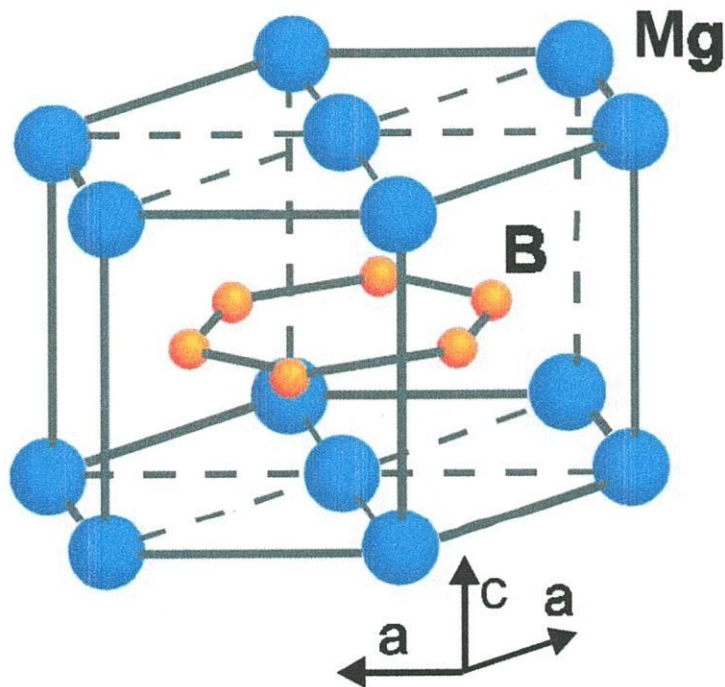


Fig.8 En esta figura se muestra la estructura hexagonal del  $MgB_2$  así como la orientación de sus parámetros de celda unitaria.

En realidad, aunque los átomos de magnesio son de mayor tamaño, la proporción de boro es 2 a 1 con el magnesio, así que las capas de magnesio se encuentran entre dos capas de boro.

Otra vista del cristal muestra mejor esto de las capas de magnesio y boro, presentada en la figura siguiente.

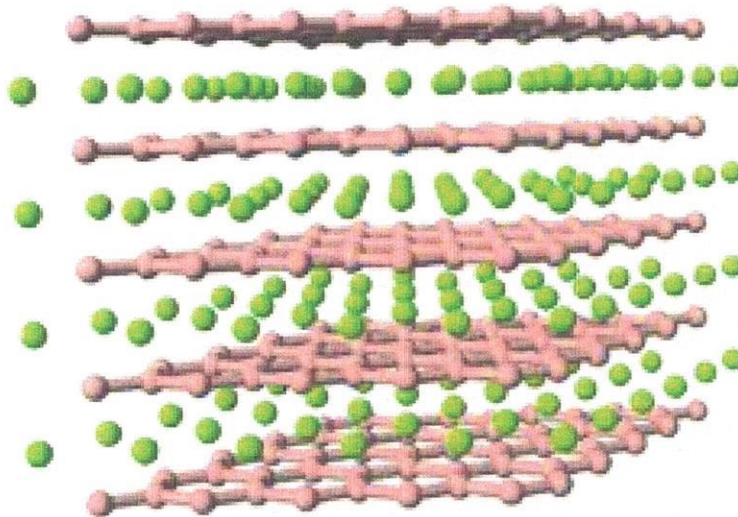


Fig.9 Los átomos de mayor tamaño son los de magnesio, correspondientes a las 4 capas interiores y las capas correspondientes a los extremos son las formadas por los átomos de boro.

Este material fue sintetizado por primera vez en el año de 1953, y aunque sus propiedades cristalográficas y demás eran bien conocidas, fue hasta el año 2001 cuando se descubrieron sus cualidades superconductoras [13,14], una temperatura crítica extraordinariamente alta, alrededor de 39 K, para su estructura hexagonal tan simple.



## 3.2 Interés científico

Desde 1994 ha habido un renovado interés en los superconductores intermetálicos que incorporan elementos ligeros, tales como el boro, debido al descubrimiento de la nueva clase de BoroCarburos  $RE-TM_2B_2C$ , donde  $RE=Y$ , Lu, Er, Dv o algunas otras tierras raras, y  $TM=Ni$  o Pd [15, 16]. Las características principales de estos compuestos es una muy alta  $T_c$  para ser intermetálicos ( $T_c=23$  K en  $YPd_2B_2C$ ), una estructura anisotrópica en capas y una fuerte interacción entre magnetismo y superconductividad [17].

En el marco de la teoría BCS, los elementos de masa pequeña, resultan en modos fonónicos de frecuencia más alta que pueden conducir a mejorar las temperaturas de transición. La más alta temperatura superconductora es prevista para el elemento más ligero, el hidrógeno [18,19], bajo alta presión.

En 1986 las investigaciones sobre la resistencia eléctrica de Litio bajo una presión hasta 410 Kbar mostraron una caída repentina a 7 K entre 220 y 230 Kbar, sugiriendo una posible transición superconductora [20]. El Berilio extremadamente puro, superconduce a presión ordinaria con una  $T_c$  de 0.026 K [21], sin embargo su  $T_c$  puede ser incrementada hasta los 9-10 K para películas amorfas [22, 23]. Finalmente el reciente descubrimiento de superconductividad en  $MgB_2$  confirma las predicciones de alta  $T_c$  en compuestos que contienen elementos ligeros. Se cree que las capas metálicas de boro juegan un papel crucial en la superconductividad de este material [24].

El descubrimiento de superconductividad en  $MgB_2$  ciertamente revivió el interés en el campo de Superconductividad, especialmente en no-óxidos, e inició una búsqueda de superconductores relacionados con compuestos de Boro [25-29]. Su alta temperatura crítica da esperanzas de obtener alta  $T_c$  incluso para compuestos simples. A partir de la publicación de estos descubrimientos, se han encontrado varios superconductores, algunos relacionados con el diboruro de magnesio [30-33].

Tal fue el impacto, que desde que el grupo de Akimitsu reportó la superconductividad en  $MgB_2$  el 10 de Enero de 2001 [34] hasta finales de Julio de 2001 se habían publicado más de 260 estudios de él, es decir, un promedio de 1.3 por día.

Desde Enero de 2001 una se ha realizado una cantidad considerable de esfuerzos para entender el origen de superconductividad en este compuesto. Varias teorías se han propuesto [35-44], sin embargo el mecanismo superconductor en  $MgB_2$  todavía está por decidirse.

Uno se podría cuestionar por qué tan grande interés en  $MgB_2$  de la comunidad de físicos, después de todo su  $T_c$  es solamente de 39 K, más de tres veces menor que 134 K alcanzados por los cupratos superconductores de alta  $T_c$  basados en Mercurio (HTSC, por sus siglas en ingles). Además de los HTSC, ya tenemos alambres hechos de óxidos de cobre de alta  $T_c$  que alcanzan a ser enfriados con nitrógeno líquido (77 K).

Una razón importante es el costo, los alambres de HTSC tienen un encamisado de 70% de Plata [45], por lo que son muy caros. A diferencia de los cupratos, el  $MgB_2$  tiene una menor anisotropía, mayor longitud de coherencia y una transparencia en los límites de grano al flujo de corriente, lo cual lo hace un buen candidato para aplicaciones.

La temperatura crítica del  $\text{MgB}_2$  es casi dos veces tan grande como la más alta en superconductores binarios,  $\text{Nb}_3\text{Ge}$ , cuya  $T_c$  es igual a 23 K. Haciendo una comparación con otros tipos de superconductores (Fig. 10) podemos observar que puede ser el último superconductor en la escala de baja temperatura, el de más alta temperatura crítica.

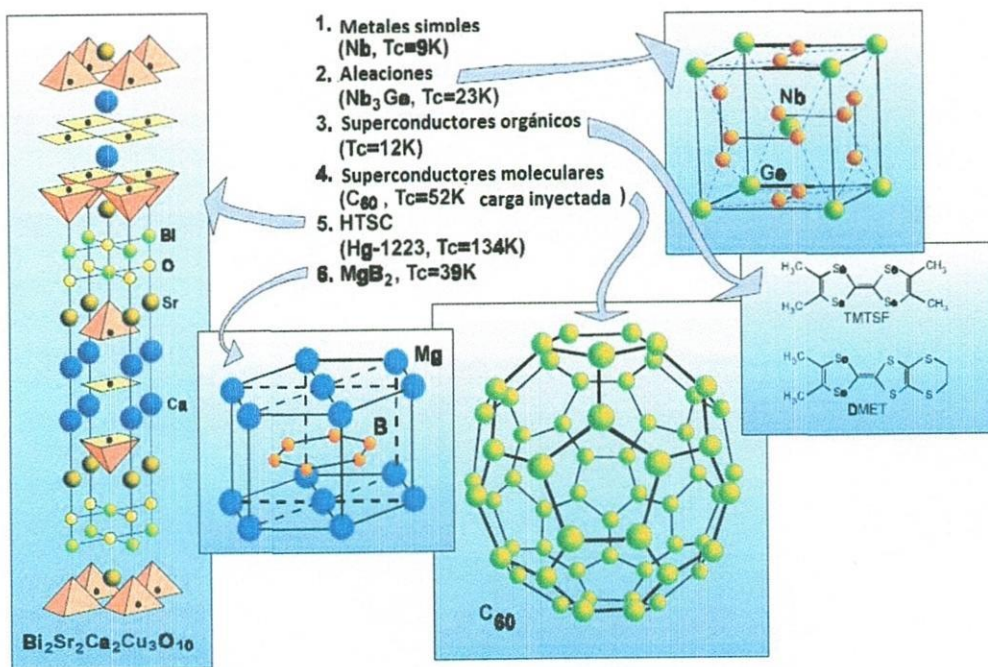


Fig.10 Comparación entre estructuras de distintas clases de superconductores y su temperatura de transición.

De acuerdo con los primeros resultados, el  $\text{MgB}_2$  parece ser un superconductor de “baja  $T_c$ ” con una temperatura de transición extraordinariamente alta, sus propiedades son parecidas a las de superconductores convencionales, mejor que los cupratos de “alta  $T_c$ ”. Razón por la cual ha sido un sistema de gran interés en los últimos años causando grandes expectativas dentro de la comunidad científica en la rama de Física de Materia Condensada y Superconductividad.

## CAPÍTULO 4

# MÉTODO EXPERIMENTAL

### 4.1 SINTETIZACIÓN DE LAS MUESTRAS

Se prepararon muestras policristalinas de  $Mg_{(1-x)}Fe_{(x)}B_2$ , para diferentes concentraciones,  $x = 0.0125, 0.0250, 0.0500, 0.0750, 0.1000$ . Para preparar las muestras, se partió de los precursores  $MgB_2$  (Alfa Aesar 99.99%), B (Alfa Aesar 99.9%) y Fe (Alfa Aesar 99.9%) en las cantidades estequiométricas adecuadas según la concentración de Fe deseada. Una vez teniendo las cantidades específicas, se procede a moler en mortero de ágata por un tiempo mínimo de 20 minutos para obtener una mezcla totalmente homogénea y sin grumos.

Después de moler, se encapsula el polvo de la muestra en acero inoxidable para después introducirla en un horno horizontal (ver figura 11) con tubo de cuarzo, por el cual se hace pasar un flujo constante de una mezcla de Argón (98%) e Hidrógeno (2%). Se lleva a una temperatura de  $650^{\circ}C$  y se mantiene durante 2 horas con 30 minutos. Ya que se enfría la muestra, en un tiempo aproximado de 30 minutos, es extraída de la cápsula de acero inoxidable y preparada para realizar estudios de caracterización.



Fig. 11 Horno en que se prepararon las muestras, cuya cavidad aloja al tubo de cuarzo en que se introduce la cápsula.

## 4.2 CARACTERIZACIÓN

### 4.2.1 CRISTALOGRAFÍA DE RAYOS

La identificación de la fase de las muestras fue hecha con un difractómetro Siemens D5000 (Fig.12) usando como fuente Cu-K $\alpha$  y filtro de Ni. Las mediciones fueron realizadas a temperatura ambiente en pasos de 0.02° sobre el intervalo de 5 a 120 grados. Las fases cristalográficas fueron identificadas por comparación con los patrones de difracción de la base de datos JCPDS. Para terminar con el análisis de la fase, los parámetros cristalográficos fueron obtenidos usando el programa Rietica v1.7.7 con capacidad de multitareas y análisis de Rietveld.

Para realizar la espectroscopía de Rayos X, se utiliza la muestra en forma de polvo, y se coloca sobre un porta muestra circular de vidrio con una zona central acotada para contener el polvo, el cual se compacta para que no se caiga a la hora de que el equipo lo haga girar. Se programa el sistema dándole los parámetros de acuerdo al uso, en nuestro caso se opto por una corrida aproximadamente de 1 h, para obtener una buena resolución.



Fig.12 Difractómetro Siemens D5000, dentro de la puerta de vidrio se colocan las muestras, debajo de ello es donde se ingresan los parámetros de la medición y finalmente la computadora colecta los datos

## 4.2.2 MEDICIONES DE MAGNETISMO

Las mediciones de Susceptibilidad Magnética fueron hechas utilizando un magnetómetro de Quantum Design MPMS (Fig. 13), apoyado por un SQUID (ver Apéndice B). El comportamiento magnético de las muestras fue estudiado desde 2 a 60 K con un campo aplicado de 0.0010 T. Para esta medición, se utiliza una muy pequeña cantidad de muestra (del orden de 100 mg) también en polvo, ésta es colocada dentro de una cápsula de plástico, siendo importante el peso del material medido, (las propiedades magnéticas son extensivas) se registra su valor en la bitácora experimental. Un magnetómetro del tipo empleado, mide momento magnético (en emu) y los resultados se presentan como Magnetización (M) (Volumétrica  $\text{emu}/\text{cm}^3$ ) o bien en Susceptibilidad ( $\chi = M/H$ ) que elimina también la dependencia al campo externo usado para inducir la medición.



Fig. 13 Quantum Design MPMS. En la parte izquierda se introduce la muestra y la parte derecha es la electrónica que recolecta los datos y programa las mediciones.

Una vez colocada la muestra en el equipo, ya que se estabiliza la temperatura normalmente a 10 K, se procede a bajar la temperatura hasta 2 K sin aplicar campo magnético. Cuando la temperatura se estabiliza, se aplica el campo (se usan campos (H) pequeños, menores a 100 Oe, para no influenciar la medida) y se inicia la medición con la temperatura en aumento, a lo que se llama modo Zero Field Cooling (ZFC) . Una vez superada la  $T_c$  se llega a la temperatura blanco deseada, y sin cambiar el campo se procede a disminuir la temperatura (se programa el equipo para que lo haga y tome medidas cada cierto intervalo de temperatura, la resolución en la temperatura es de 0.01 K), a lo que se llama modo Field Cooling(FC), ver figura 14.

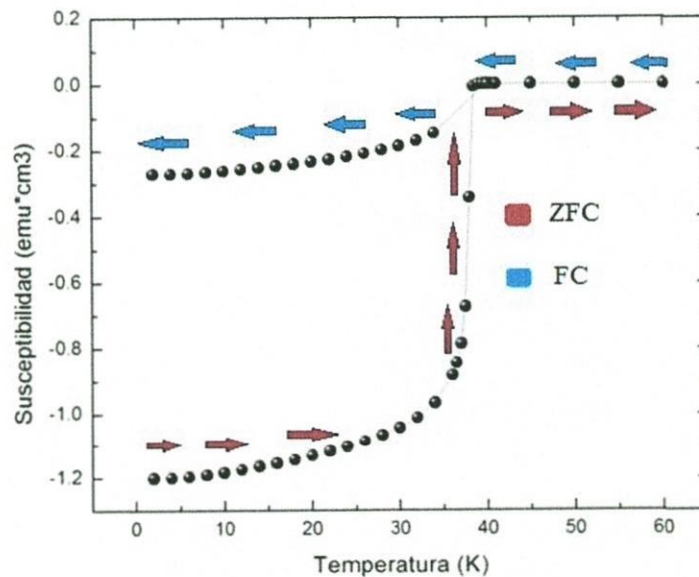


Fig.14a En esta figura se muestra la medición de Magnetización en modos Zero Field Cooling (ZFC) y en modo Field Cooling (FC)

Los datos de las mediciones son divididos por el volumen de la muestra, para obtener Magnetización volumétrica, y graficados contra la temperatura en nuestro caso utilizamos Origin 8.0 Pro para su presentación.

Como parte de la caracterización, también se realizan mediciones de Resistividad vs Temperatura, como lo publica Jun Nagamatsu y colaboradores, y como se puede ver en la figura 14b. En nuestro caso, se intentó hacer pero debido al tamaño de grano no se pudieron obtener pastillas bien sinterizadas cuyos resultados de RT fueran confiables.

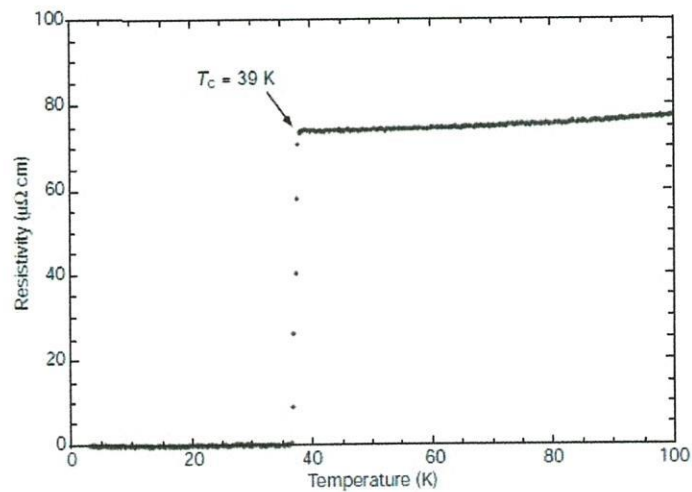


Fig.14b En esta figura se ve un estudio de RvsT de  $\text{MgB}_2$  hecho por Jun et al., en el cual se muestra una  $T_c$  de 39 K.



## CAPÍTULO 5

# RESULTADOS Y DISCUSIONES

### 5.1 Difracción de Rayos X.

Como podemos ver en la figura 14, los patrones de difracción para el  $\text{Mg}_{(1-x)}\text{B}_2\text{Fe}_{(x)}$  con las “X” especificadas en cada una de las figuras, observamos para cada una de ellas un patrón limpio según la base de datos, vea la figura 14 como muestra, es decir, no se encuentran trazas que indiquen impurezas en el material. Resultado debido a que se repitió el proceso de molido y calcinación varias veces y cuidando de las proporciones estequiométricas.

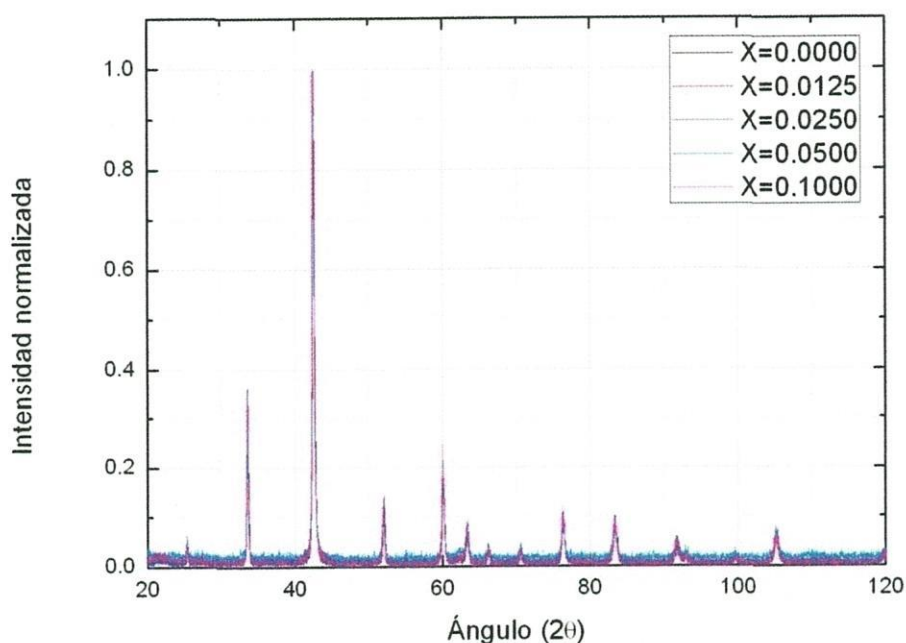


Fig. 14 Patrones de difracción de todas las muestras, mismos que no presentan trazas de impurezas de ningún tipo.

La repetición del proceso de calcinación, garantizó que el Fe se incorporara de una manera total en las muestras, como se puede deducir de la figura 16, donde para el mismo ángulo podemos observar que se da un corrimiento hacia la izquierda en el espectrograma de la muestra (indicando una deformación de la estructura) conforme a la concentración mayor de Fe. Esto nos indica que la celda unitaria está creciendo, lo cual es predicho directamente por la ley de Bragg:

$$n\lambda = 2d \text{Sen}(\theta)$$

Siendo “d” la distancia de separación entre los planos, es decir, el parámetro “c” de la celda unitaria en este caso. Para un mismo valor de n y la misma longitud de onda, tendremos los máximos de reflexión situados ligeramente en diferentes valores de  $\theta$  si y sólo si la separación entre planos cambia. Como el corrimiento de los máximos se da hacia la izquierda, por consiguiente afirmamos que el parámetro de celda incrementa.

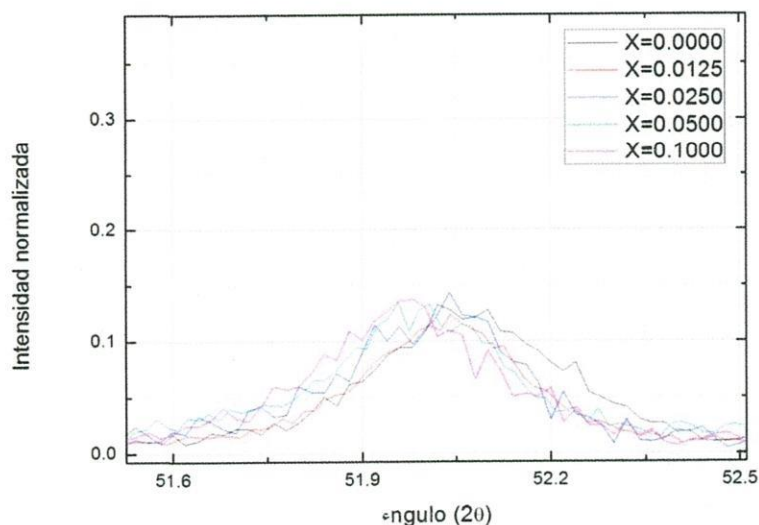


Fig.15 Acercamiento de la figura 14 en que se puede apreciar el corrimiento de los máximos para alrededor de 52 grados en unidades de  $2\theta$ .

Esto es ratificado cuantitativamente en los parámetros cristalográficos obtenidos mediante el análisis de Rietveld, que muestran un incremento en el parámetro “c” de la celda unitaria correspondiente al plano 002 (como se puede observar en la figura 16 y tabla 1) proporcional a la concentración de Fe. Hecho que nos sugiere que el Fe sustituye al Mg en la estructura ya que el radio de Bóhr del  $\text{Fe}^{++}$  (155.8 pm) es mayor que el del catión  $\text{Mg}^{++}$  (145 pm)

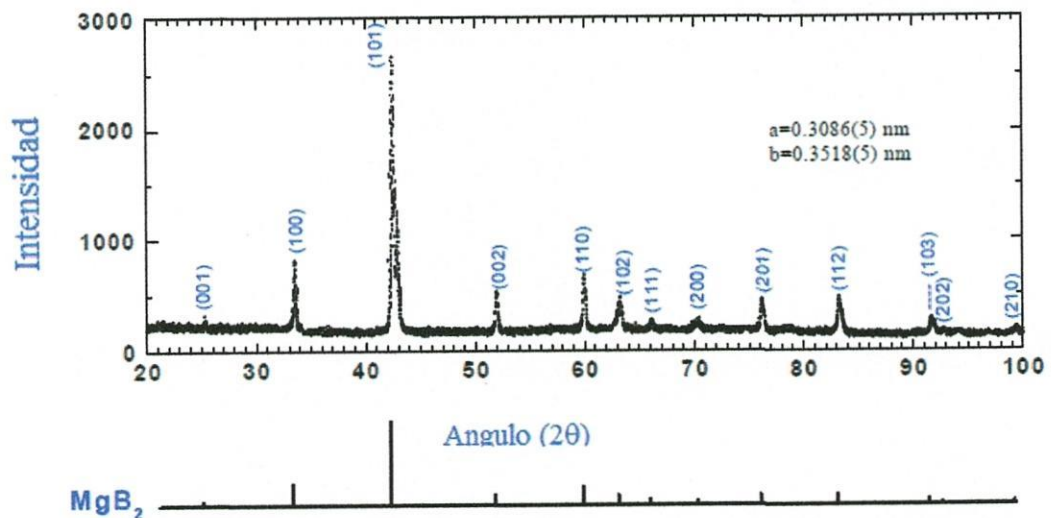


Fig.16 En esta figura se muestran un difractograma de rayos X de  $\text{MgB}_2$  con los planos de difracción que corresponden a cada pico, y abajo aparece el patrón de la base de datos.

Para ilustrar un poco más esto de los planos, se agrega la siguiente figura, donde aparece la estructura del cristal y uno de los planos posibles, determinado por los índices de Miller  $h=1$ ,  $k=0$  y  $l=0$ .

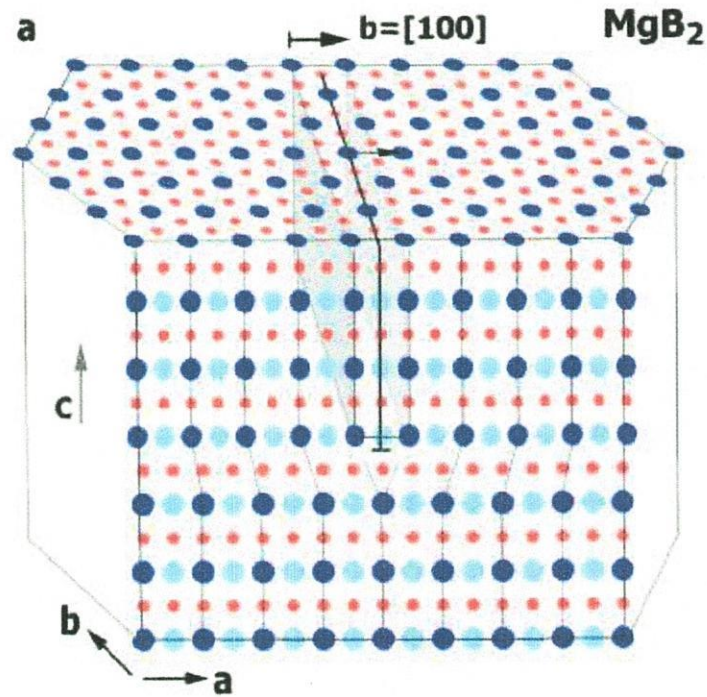


Fig.17 Figura en la que se muestra el plano  $[1,0,0]$ , para el  $MgB_2$ .

En las tablas 1 y 2 se muestra el ángulo de difracción para cada uno de los planos del cristal, así como la diferencia entre los observados y los valores teóricos de éstos.

H	K	L	2θ (obs)	2θ (obs-shift)	2θ (calc)	Diferencia
0	0	1	25.2392	25.2392	25.2626	-0.0234
0	1	0	33.4961	33.4961	33.4958	0.0003
0	1	1	42.4141	42.4141	42.4143	-0.0002
0	0	2	51.8785	51.8785	51.8702	0.0083
1	1	0	59.8887	59.8887	59.8822	0.0065
0	1	2	63.1879	63.1879	63.1683	0.0196
1	1	2	83.1435	83.1435	83.1527	-0.0092
0	1	3	91.5336	91.5336	91.5370	-0.0034

**Tabla 1.-** En esta tabla se muestran los datos que arroja el refinamiento de Rietveld del patrón de difracción de la muestra MgB<sub>2</sub> sin dopar.

H	K	L	2θ (obs)	2θ (obs-shift)	2θ (calc)	Diferencia
0	0	1	25.2392	25.2392	25.2626	-0.0234
0	1	0	33.4961	33.4961	33.4958	0.0003
0	1	1	42.4141	42.4141	42.4143	-0.0002
0	0	2	51.8785	51.8785	51.8702	0.0083
1	1	0	59.8887	59.8887	59.8822	0.0065
0	1	2	63.1879	63.1879	63.1683	0.0196
1	1	2	83.1435	83.1435	83.1527	-0.0092
0	1	3	91.5336	91.5336	91.5370	-0.0034

**Tabla 2.-** En esta tabla se muestran los datos que arroja el refinamiento de Rietveld del patrón de difracción de la muestra con X=0.0250.

En las figuras 18a y 18b se muestra una gráfica de la variación de los parámetros de celda (medidos en Angstroms) respecto a la concentración de tres muestras de distinta concentración. Lo cual implica que el Fe si entra en la estructura, ya que se modifican los parámetros de celda y no aparecen impurezas en los difractogramas de rayos X. Al parecer la estructura sufre un “estiramiento” hacia arriba por la acción del Hierro.

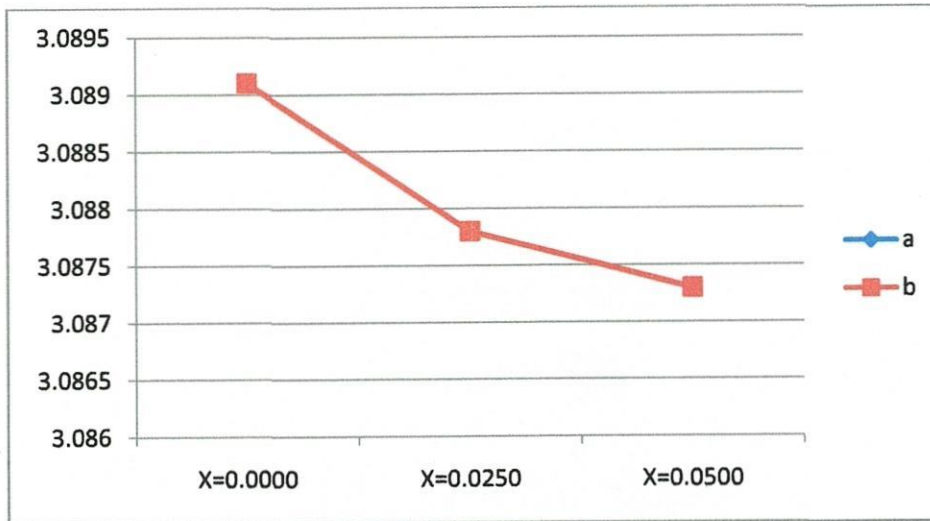


Fig.18a Variación de los parámetros de celda “a” y “b” respecto a la concentración de Fe.

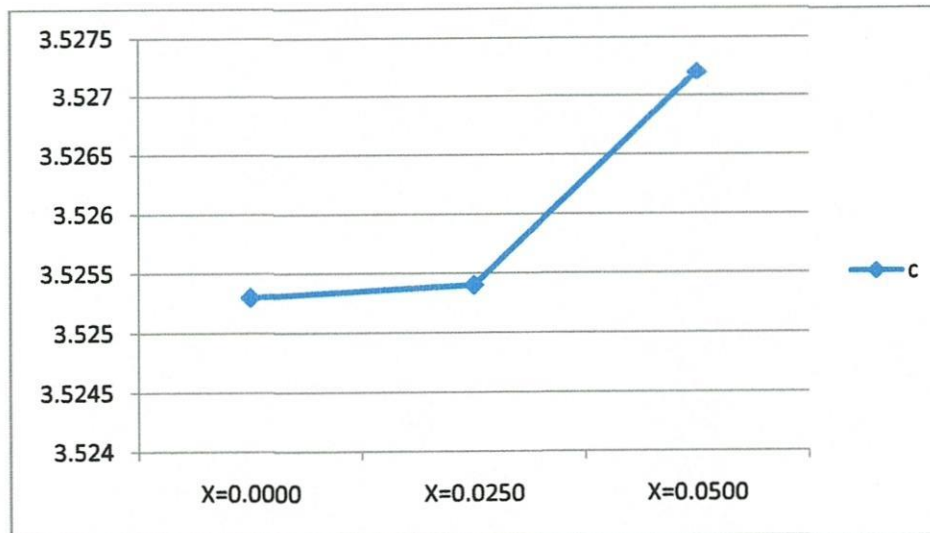


Fig.18b Variación del parámetro de celda “c” respecto a la concentración de Fe.

## 5.2 Magnetismo

Como se puede apreciar en la figura 19, que muestra la dependencia de la Magnetización con la Temperatura, para todas las concentraciones, no hubo cambio en la temperatura de transición  $T_c$ , respecto a la muestra patrón (en negro, precursor MgB<sub>2</sub> de Alfa Aesar). En todas las muestras el cambio de fase se da alrededor de los 38.5 K y la diferencia de magnetización en las muestras radica en los valores a la temperatura más baja (2 K) resultados del Zero-Field Cooling y Field Cooling.

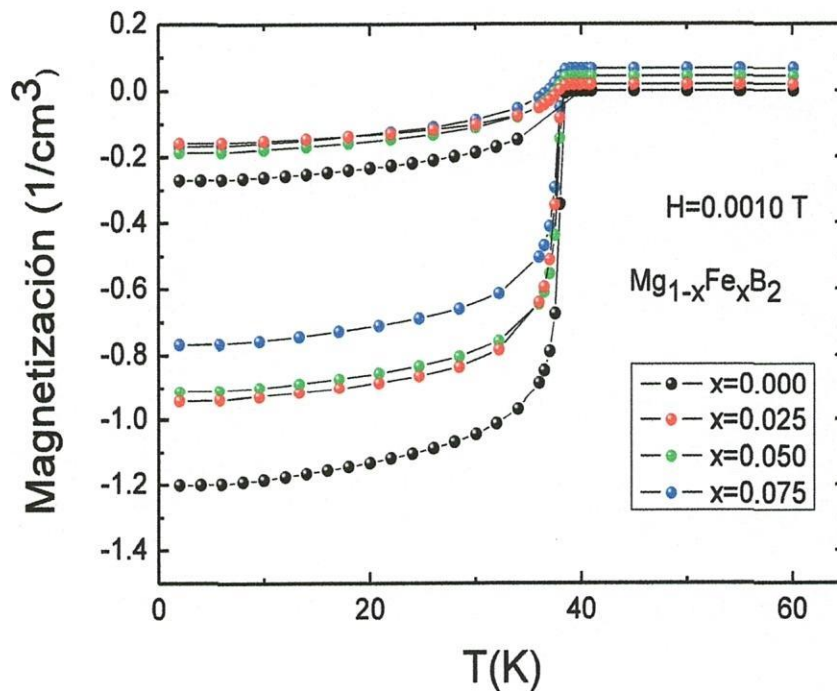


Fig.19 En esta figura se muestra la dependencia de la magnetización contra la temperatura de todas las muestras, pudiendo observar que no existe cambio apreciable en la  $T_c$ .

La variación de estos valores, los del ZFC y el FC, nos habla de que la cantidad de material superconductor en las muestras varía de manera inversa respecto a la concentración de Fe, así pues la muestra testigo será la de mayor cantidad y viceversa ya que las mediciones se hicieron al mismo campo 0.0010 T. Para ilustrar mejor esta característica, observemos la figura 19 y 20.

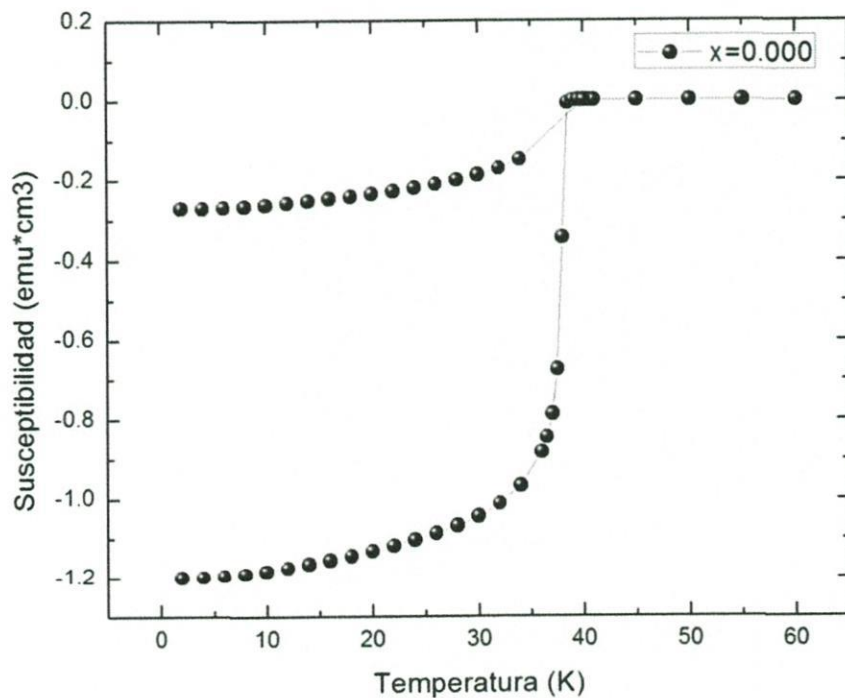


Fig.19 En esta figura podemos observar la medición de Susceptibilidad versus Temperatura para la muestra sin dopado.



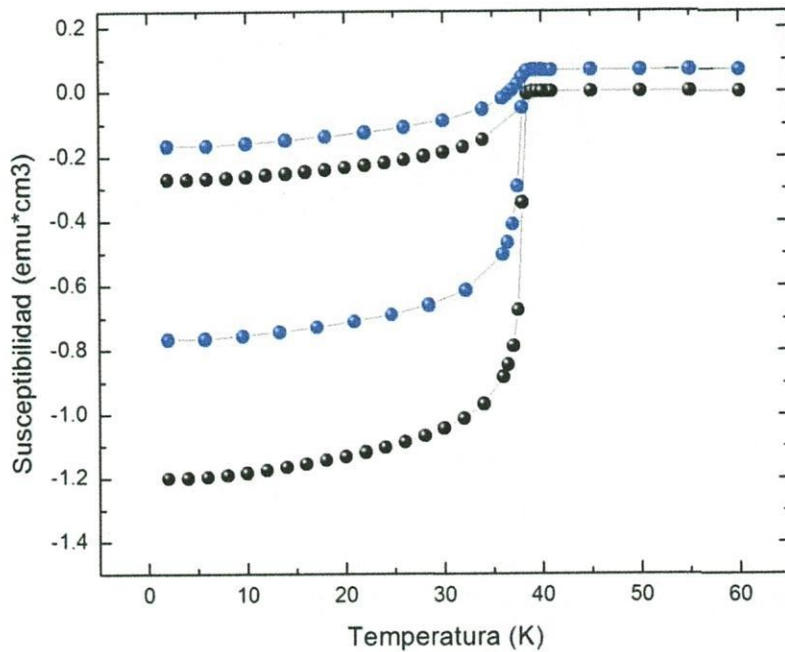


Fig.20 En esta figura se muestra un gráfico de Susceptibilidad vs Temperatura para las muestras  $X=0.0000, 0.0750$ , donde podemos apreciar un cambio bastante significativo en los valores del ZFC y el FC.

Esto en cuanto a los valores a la temperatura mínima, pero en cuanto para una temperatura mayor a la  $T_c$ , también se presentan cambios apreciables.

Otra muestra de la presencia del hierro dentro de la celda del  $MgB_2$ , es el aumento de la magnetización a  $T > T_c$ , note que conforme el contenido de Fe se incrementa la parte recta de las curvas en esta región se incrementa, sin duda debido a la presencia del momento magnético del hierro, ya que, ni el Mg ni el B son magnéticos, esto es algo notable ya que no se afecta la  $T_c$  del  $MgB_2$ , cosa que sucede con otros dopados que no son magnéticos como el carbón por ejemplo.

En la figura 21 se muestra una variación de la diferencia entre el ZFC y el FC a 2 K, que como ya mencionamos, significa que la cantidad de material superconductor va disminuyendo conforme introducimos hierro a la estructura.

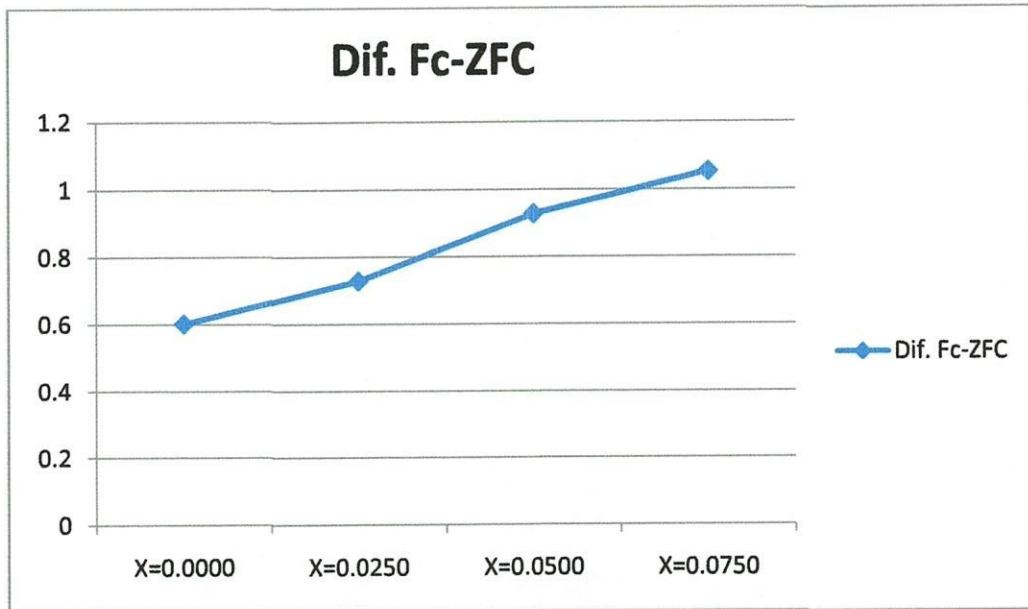


Fig.21 En este gráfico podemos observar el comportamiento de esta diferencia de la que hablábamos respecto a la concentración de Hierro.

### 5.3 COMPARACIÓN

En cuanto al estudio de cristalografía, nuestros resultados contradicen a la mayoría de los artículos consultados, ya que en ellos se muestran trazas de impurezas de óxido de hierro, hierro puro, óxido de magnesio, boruro de hierro, etc., cuyos patrones de difracción se distorsionan en gran medida, a diferencia de los puros que obtuvimos ver figuras 22 y 23

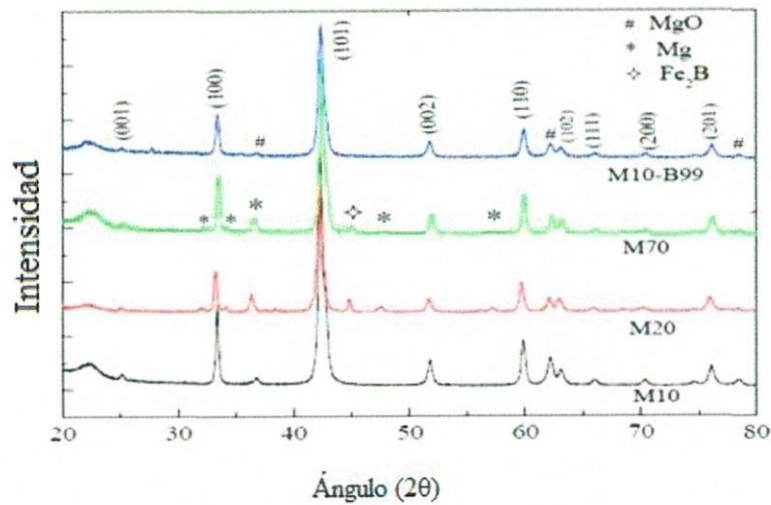


Fig. 22 En esta figura se muestran los patrones de difracción de Rayos X de MgB<sub>2</sub> con impurezas de óxido de Magnesio, etc.

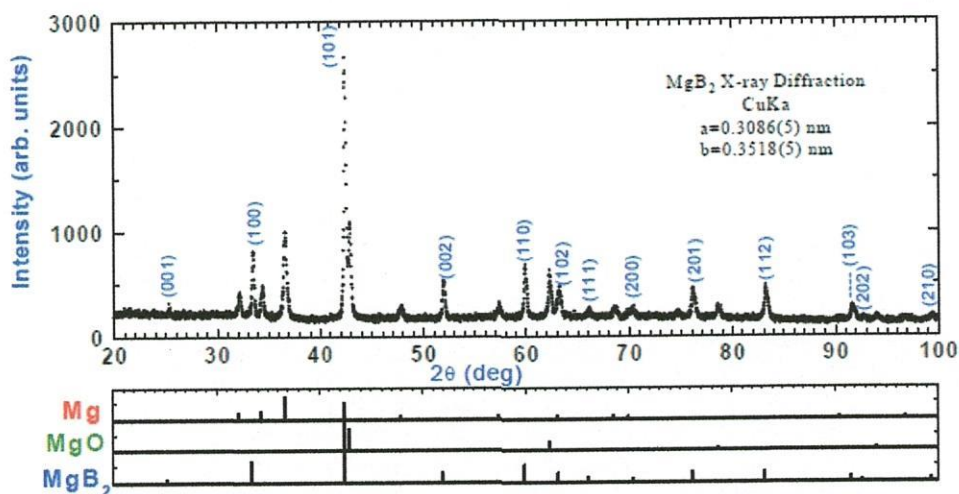


Fig. 23 En esta figura se muestra un estudio de Difracción de Rayos X con impurezas.

La explicación posible para nuestros resultados sin impurezas, es que a diferencia de otros autores, Zhu Y. et al. y Wang et al., nosotros partimos del compuesto MgB<sub>2</sub> ya formado, siendo una estructura cristalográfica estable, y no directamente de Mg, B y Fe.

Mientras que nuestros estudios de magnetización, no dejan duda que la temperatura de transición no cambia con respecto a la cantidad de Fe introducido, los resultados de los autores antes mencionados y cuyos resultados magnéticos se muestran en la figura 24, existen cambios en la  $T_c$  de hasta 4K. Refiriéndonos a la corriente crítica, es de esperarse que a medida que disminuya la cantidad de material superconductor (mostrado en los análisis anteriores) también decrezca de manera proporcional con el aumento de Fe en las muestras [1].

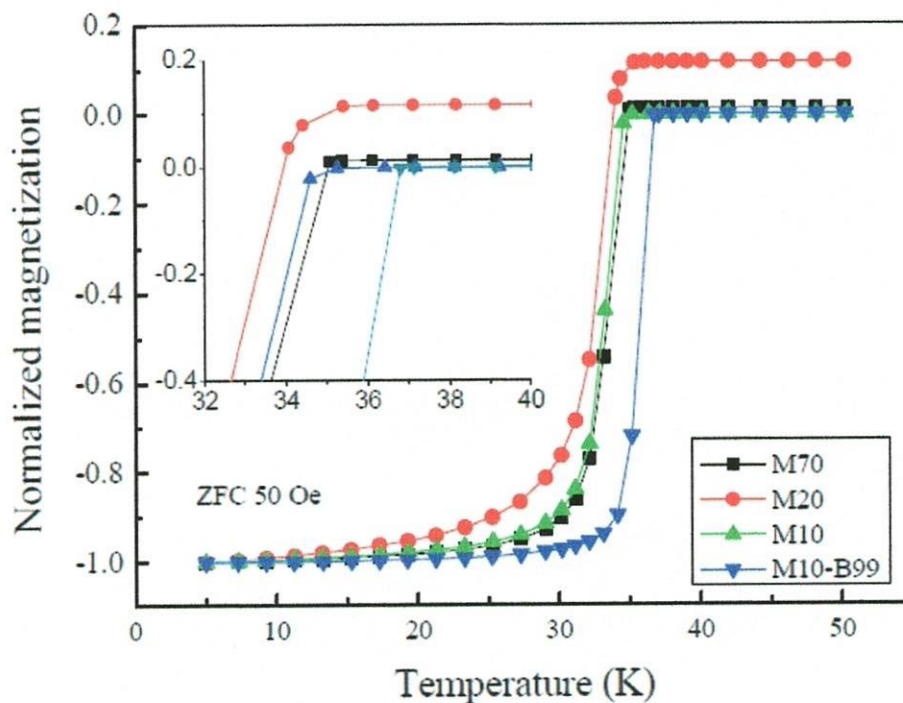


Fig.24 En esta figura se muestran las variaciones de la temperatura crítica para distintas muestras elaboradas por Dongliang Wang y sus colaboradores.

## CAPÍTULO 6

# CONCLUSIONES

Como resultado de nuestra investigación, podemos asegurar que la temperatura crítica de transición superconductor no varía al introducir pequeñas proporciones de hierro en la estructura del material, sin embargo se va perdiendo la cantidad de material superconductor, la inclusión del átomo magnético rompe los pares de Cooper disminuyendo su cantidad pero no las condiciones de condensación ya que no hay variación en la  $T_c$ .

Respecto a la introducción de hierro para la fabricación de alambres superconductores, podría realizarse procurando que el encamisado de hierro no se incorpore demasiado al material, y solamente en la frontera se lo haga en proporciones muy pequeñas semejantes a las de estudio.

Se han realizado bobinas superconductoras de  $MgB_2$  enfriadas por Helio líquido y para obtener grandes campos magnéticos con fines de investigación. Sin embargo, para el uso cotidiano, sería muy difícil utilizar este material, ya que no es tan fácil ni económico enfriar el material lo suficiente para que cambie de fase.

Con respecto a la realización de medidas de Resistividad vs Temperatura, en este trabajo no fueron incluidas porque no se pudo obtener un sinterizado uniforme para todas las muestras, ya que debido al tamaño de grano y estructura del material, no fue posible obtener una buena compactación de las muestras.

Por otra parte, este trabajo muestra la falta de medidas de  $M-H$  a  $T < T_c$  para tener mayores argumentos sobre los momentos magnéticos del material y el estado magnético que se puede concluir a partir de la existencia de loops de histeresis. Una enseñanza de esta tesis es que no está todo dicho en un tema sobre todo si no se cumplen las condiciones de calidad requeridos por las

investigaciones. Esto nos exhorta a seguir realizando investigaciones sobre materiales aunque ya estén publicados, ya que los resultados que se reportan pueden ser en gran medida mejorados siguiendo estrictamente un cuidado de calidad y precisión tanto en materiales como en procesos. En procesos me refiero a los tiempos de molido y calcinación, a la limpieza de las herramientas, la utilización de indumentaria necesaria, etc.

Se espera que en próximos trabajos no sólo podamos obtener patrones de difracción puros y mejores que otros publicados, sino que también obtengamos mejoras en la temperatura de transición reportada sin dopar el material, es decir, sin introducir impurezas de ningún tipo como de Fe en este caso. Esperamos también obtener materiales superconductores novedosos y/o poco estudiados que puedan ser de utilidad práctica en la vida cotidiana.

El descubrimiento de materiales superconductores cuya temperatura de transición se acerquen a temperatura ambiente, representaría una revolución tecnológica tremenda, ya que sería posible la construcción de medios de comunicación y distribución de energía eléctrica súper eficientes, se reduciría en gran medida la pérdida de energía por resistividad de los conductores ordinarios y la rapidez de la transferencia de datos aumentaría significativamente. Sería posible construir sistemas informáticos o medios de transporte utilizando métodos mucho más económicos que los actuales para mantener la fase superconductora en los materiales. Representaría en verdad una nueva era tecnológica con grandes repercusiones en la economía.

## Bibliografia

- [1] Jung C U, Park M S, Kang W N, Kim M S, Lee S Y and Lee S I 2001f Temperature- and magnetic-field-dependences of normal state resistivity of MgB<sub>2</sub> prepared at high temperature and high pressure condition *Physica C* **353** 162.
- [2] Ahn J S and Choi E J 2001 Carbon substitution effect in MgB<sub>2</sub> Cond-mat/0103169, 03-08-2001.
- [3] Mehl M J, Papaconstantopoulos D A and Singh D J. 2001 Effects of C, Cu and Be substitutions in superconducting MgB<sub>2</sub>. *Physical Review B* 140509.
- [4] Paranthaman M, Thompson J R and Christen D K 2001b Effect of carbon-doping in bulk superconducting MgB<sub>2</sub> samples *Physica C* **355** 5
- [5] Bianconi A, Saini N L, Di Castro D, Agrestini S, Campi G, Saccone A, De Negri S, Giovannini M and Colapietro M 2001b High T<sub>c</sub> superconductivity at a critical strain and charge density in diborides. *Journal of Physic Cond-Mat*, Dec 2001.
- [6] Cimberle M R, Novak M, Manfrinetti P and Palenzona A 2001 Magnetic characterization of sintered MgB<sub>2</sub> samples: effect of the substitution or doping with Li, Al and Si. *Cond-Mat*, May 2001.
- [7] Li J Q, Li L, Liu F M, Dong C, Xiang J Y and Zhao Z X 2001a Superconductivity and aluminum ordering in Mg<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>B<sub>2</sub>. *Cond-Mat*, 04-18-2001.
- [8] Zhao Y G, Zhang X P, Qiao P T, Zhang H T, Jia S L, Cao B S, Zhu M H, Han Z H, Wang X L and Gu B L 2001c Effect of Li doping on structure and superconducting transition temperature of Mg<sub>1-x</sub>Li<sub>x</sub>B<sub>2</sub> *Physica C*, Sep 2001.
- [9] Felner I 2001 Absence of superconductivity in BeB<sub>2</sub> *Physica C* **353** 11
- [10] Moritomo Y and Xu S 2001 Effects of transition metal doping in MgB<sub>2</sub> superconductor. *Cond-Mat*, 04-30-2001.
- [11] Kazakov S M, Angst M and Karpinski J 2001 Substitution effect of Zn and Cu in MgB<sub>2</sub> on T<sub>c</sub> and structure. *Cond-Mat*, 2001.
- [12] Ogita N, Kariya T, Hiraoka K, Nagamatsu J, Muranaka T, Takagiwa H, Akimitsu J and Udagawa M 2001 Micro-Raman scattering investigation of MgB<sub>2</sub> and RB<sub>2</sub> (R = Al, Mn, Nb and Ti). *Cond-Mat*, 2001.
- [13] Akimitsu J 2001 *Symposium on Transition Metal Oxides (Sendai, Japan, 10 January 2001)*
- [14] Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y and Akimitsu J 2001 Superconductivity at 39 K in magnesium diboride *Nature* **410** 63
- [15] Nagarajan R, Mazumdar C, Hossian Z, Dhar S K, Gopalakrishnan K V, Gupta L C, Godart C, Padalia B D and Vijayraghavan R 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 274



- [16] Cava R J *et al* 1994 *Nature* **367** 252
- [17] Eisaki H, Takaji H, Cava R J, Batlogg B, Krajewski J J, Peck W F Jr, Mizuhashi K, Lee J O and Uchida S 1994 *Phys.Rev. B* **50** 647
- [18] Ascroft N W 1968 *Phys. Rev. Lett.* **21** 1748
- [19] Richardson C F and Ascroft N W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 118
- [20] Lin T H and Dunn K J 1986 *Phys. Rev. B* **33** 807
- [21] Falge R L 1967 *Phys. Lett. A* **24** 579
- [22] Lazarev B G, Sudovtsov A I and Smirnov A P 1958 *JETP* **6** 816
- [23] Takei K, Nakamura K and Maeda Y 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 5093
- [24] Kortus J, Mazin I I, Belashchenko K D, Antropov V P and Boyer L L 2001 Superconductivity of metallic boron in MgB<sub>2</sub> *Phys. Rev.Lett.* **86** 4656
- [25] Felner I 2001 Absence of superconductivity in BeB<sub>2</sub> *Physica C* **353** 11
- [26] Wang Y, Plackowski T and Junod A 2001b Specific heat in the superconducting and normal state (2–300 K, 0–16 Teslas), and magnetic susceptibility of the 38 K superconductor MgB<sub>2</sub>: evidence for a multicomponent gap *Physica C* **355** 179
- [27] Young D P, Adams P W, Chan J Y and Fronczek F R 2001 Structure and superconducting properties of BeB<sub>2</sub> *Preprint cond-mat/0104063*
- [28] Gasparov V A, Sidorov N S, Zver'kova I I and Kulakov M P 2001 Electron transport in diborides: observation of superconductivity in ZrB<sub>2</sub>. *Cond-Mat/0104323*
- [29] Kaczorowski D, Klamut J and Zaleski A J 2001a Some comments on superconductivity in diborides. *Cond-Mat/0104479*
- [30] Strukova G K, Degtyareva V F, Shovkun D V, Zverev V N, Kiiko V M, Ionov A M and Chaika A N 2001 Superconductivity in the Re-B system. *Cond-Mat/0105293*
- [31] Young D P, Adams P W, Chan J Y and Fronczek F R 2001 Structure and superconducting properties of BeB<sub>2</sub>. *Cond-Mat/0104063*
- [32] da Silva R, Torres J H S and Kopelevich Y 2001 Superconductivity at 35 K in graphite-sulfur composites. *Cond-Mat/0105329*
- [33] He T *et al* 2001 Superconductivity in the non-oxide perovskite MgCNi<sub>3</sub> *Cond-Mat/0103296*
- [34] Akimitsu J 2001 *Symposium on Transition Metal Oxides (Sendai, Japan, 10 January 2001)*
- [35] Baskaran G 2001 RVB contribution to superconductivity in MgB<sub>2</sub> *Cond-Mat/0103308*
- [36] Hirsch J E 2001a Hole superconductivity in MgB<sub>2</sub>: a high T<sub>c</sub> cuprate without Cu *Phys. Lett. A* **282** 392
- [37] Hirsch J E 2001b Hole superconductivity in MgB<sub>2</sub> cuprates and other materials *Cond-Mat/0106310*

- [38] Hirsch J E and Marsiglio F 2001 Electron-phonon or hole superconductivity in MgB<sub>2</sub>? *Cond-Mat*/0102479
- [39] Imada M 2001 Superconductivity driven by the interband Coulomb interaction and implications for the superconducting mechanism of MgB<sub>2</sub>. *Cond-Mat*/0103006
- [40] Voelker K, Anisimov V I and Rice T M 2001 Acoustic plasmons in MgB<sub>2</sub> *Cond-Mat*/0103082
- [41] Hase I and Yamaji K 2001 Nesting properties and anomalous band effect in MgB<sub>2</sub> *Cond-Mat*/0106620
- [42] Alexandrov A S 2001 Nonadiabatic superconductivity in MgB<sub>2</sub> and cuprates. *Cond-Mat*/0104413
- [43] Furukawa N 2001 Antiferromagnetism of the Hubbard model on a layered honeycomb lattice—is MgB<sub>2</sub> a nearly antiferromagnetic metal?. *Cond-Mat*/0103184
- [44] Cappelluti E, Ciuchi S, Grimaldi C, Pietronero L and Strossler S 2001 High *T<sub>c</sub>* superconductivity in MgB<sub>2</sub> by nonadiabatic pairing.. *Cond-Mat*/0105351
- [45] Grant P 2001 Rehearsals for prime time *Nature* **411** 532

## APÉNDICE A

### EFECTO MEISSNER

En 1911 se hizo el primer licuefactor de helio en todo el mundo, por lo que fue posible el descubrimiento de la superconductividad, pero no fue el único que se hizo. Walter Meissner se dedicó a construir la tercera máquina más grande para licuar Helio en 1922, por lo cual no fue casualidad que en 1933 descubriera, en mono-cristales superconductores de Estaño, el efecto que lleva su nombre.

Meissner y su compañero, Ochsenfeld, descubrieron que los superconductores expulsan totalmente el campo magnético de su interior.

La primer teoría fenomenológica que explica éste efecto, se basa en la ecuación desarrollada por los hermanos London en 1935, donde se explican las características que debe tener un campo para que se cumplan las condiciones fundamentales dadas en el efecto Meissner:

I.- El campo magnético es nulo en el interior del superconductor.

II.- Las corrientes eléctricas están limitadas a la superficie del superconductor, en una capa de espesor del orden de la denominada “longitud de penetración”  $\lambda_L$

La ecuación de London está dada por

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}$$

Donde  $\lambda_L$  longitud de penetración del campo en el superconductor, está en función de  $n_s$  que es el número de electrones por unidad de volumen (densidad de estados) que se encuentran en estado superconductor, dada por la expresión:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s q^2}}$$

Dicha ecuación es de fácil deducción, de una manera clásica a partir de la Segunda ley de Newton y las ecuaciones de Maxwell, como se muestra a continuación.

$$\vec{F} = m\vec{a} .$$

La segunda ley de Newton se puede expresar en este caso como

$$q\vec{E} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Tomando la densidad de corriente  $\vec{J}$  en lugar de la velocidad y pasando la carga  $q$  al otro lado obtenemos:

$$\vec{E} = \frac{m}{n_s q^2} \frac{d\vec{J}}{dt}$$

Si consideramos que la velocidad de los electrones es pequeña, podemos tomar derivadas parciales en lugar de derivadas totales, y obtenemos la que en algunos textos se conoce como la *primera ecuación de London* (siendo la segunda la ecuación de London propiamente dicha),

$$\vec{E} = \frac{m}{n_s q^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}$$

Si ahora hacemos el rotacional a ambos lados de la ecuación, entra en juego las ecuaciones de Maxwell, en concreto la ley de Faraday:

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} .$$

$$\nabla \wedge \vec{E} = \frac{m}{n_s q^2} \nabla \wedge \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

lo cual podemos rexpresar como

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{m}{n_s q^2} \nabla \wedge \vec{J} + \vec{B} \right) &= 0 \\ \rightarrow \frac{m}{n_s q^2} \nabla \wedge \vec{J} + \vec{B} &= \text{constante} \end{aligned}$$

Pero si tenemos en cuenta que el campo magnético y la densidad de corriente sean nulas en el interior del superconductor, esta constante debe de ser igual a cero, así pués

$$\frac{m}{n_s q^2} \nabla \wedge \vec{J} + \vec{B} = 0$$

Ahora bien, para poner la expresión en términos del campo magnético, utilizamos otra ecuación de Maxwell, en este caso la ley de Ampere

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \frac{1}{\mu_0} \nabla \wedge \vec{B} \\ \rightarrow \nabla \wedge \vec{J} &= \frac{1}{\mu_0} \nabla \wedge \nabla \wedge \vec{B} \end{aligned}$$

Ahora utilizamos la identidad matemática siguiente

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{F}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{F}) - \nabla^2 \vec{F} ,$$

Recordamos ahora que la divergencia del campo magnético es cero, es decir la no existencia del monopolito magnético, tenemos que

$$\nabla \wedge \vec{J} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B}$$

Sustituyendo en la expresión anterior

$$-\frac{m}{\mu_0 n_s q^2} \nabla^2 \vec{B} + \vec{B} = 0$$

Obteniendo así la ecuación de London.

Como la longitud de penetración depende del número de electrones en estado superconductor, y estos van disminuyendo conforme incrementamos la temperatura del material acercándonos a la  $T_c$ , al romperse la superconductividad en  $T > T_c$  la longitud de penetración tiende a infinito, entonces el campo atraviesa al material. Por el contrario, al enfriar cada vez más el material la longitud de penetración tiende a un límite, el número total de electrones cercanos al nivel de Fermi.

## APENDICE B

### FUNCIONAMIENTO DEL MPMS

El MPMS (Magnetic Property Measurement System), es un sistema de medición de propiedades magnéticas apoyado por un SQUID (Superconducting Quantum Interference Device), creado por Quantum Design.

Consta de dos partes fundamentales, en la primera se introduce la muestra y se encuentra el sistema de medición y en la segunda se encuentra el modulo de procesamiento de la información. Como se muestra en la figura 13.

La física del experimento radica en el modulo de medición, que consiste básicamente en un sistema Dewar con Helio Líquido dentro del cual está el sensor SQUID y las bobinas de detección, como se muestra en la figura siguiente.

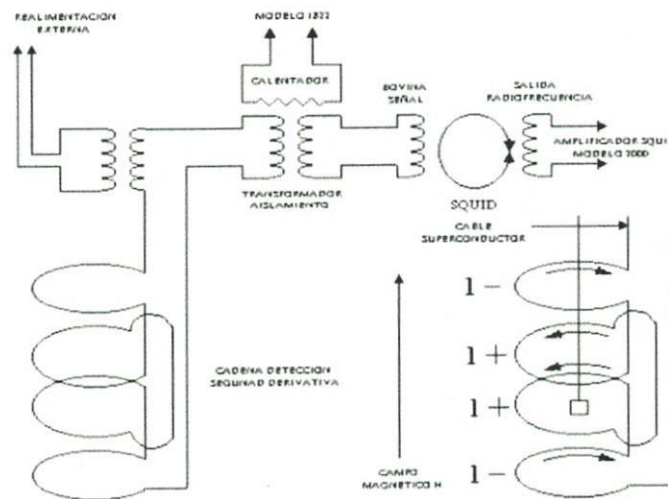


Fig.25 Sistema de medición del MPMS, consta de 4 anillos superconductores de detección, luego pasa a un transformador que elimina el ruido y después al sensor SQUID.

El dispositivo SQUID presenta un anillo superconductor cerrado, con una o dos uniones Josephson y a lo largo de cuyo recorrido circula una corriente eléctrica. La unión Josephson se trata de un sistema que funciona en vigor al efecto túnel propuesto en 1962 por B.D. Josephson, el cual es sensible a cambios de estado en el transcurso de unos pocos picosegundos. En su caso esta unión sirve como patrón primario de calibración de un voltaje, cuyo origen se hallaría en la cuantización del flujo magnético en el interior del anillo superconductor. Este cuanto, a su vez recibe el nombre de fluxón y su valor es de  $2.07 \times 10^{-7} \text{ Gcm}^2$ . En consecuencia, es posible evaluar variaciones de campo magnético tan pequeñas como de  $10^{-15} \text{ T}$  sobre valores absolutos de campo magnético de hasta 7 T.

El sistema SQUID MPMS presenta un conjunto de anillos detectores SQUID enlazados con un sensor SQUID por medio de una serie de conexiones superconductoras, entre las que se halla un transformador para la reducción del ruido y una bobina de entrada de señal para que la corriente procedente de los anillos detectores se acople inductivamente al sensor SQUID (Figura 2). A continuación se encuentra una bobina que registra la señal de radiofrecuencia de salida del sensor SQUID y la transmite a un amplificador de frecuencias VHF para reconvertir esta señal en un voltaje analógico ajustado de manera estrictamente proporcional a la intensidad de corriente circulante en la bobina de entrada del SQUID.



La muestra se mide habitualmente ejerciendo un movimiento repetitivo de esta hacia arriba y hacia abajo, posteriormente leyendo el voltaje de salida del detector SQUID. Con este procedimiento, se obtiene una gráfica de voltaje del SQUID contra la posición de la muestra, como podemos ver en la figura 26.

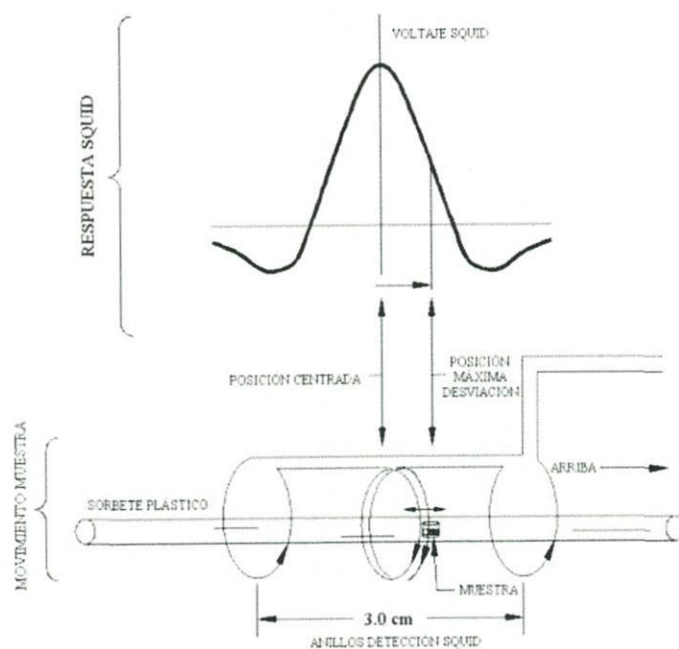


Fig.26 Grafica de Voltaje SQUID contra posición de la muestra.

