



**UNIVERSIDAD MICHOACANA DE
SAN NICOLAS DE HIDALGO**



INSTITUTO DE INVESTIGACIONES METALÚRGICAS

**“CARACTERIZACIÓN DE INCLUSIONES CILÍNDRICAS
POR MEDIO DE LA TÉCNICA TERMOELÉCTRICA
DE NO CONTACTO”**

TESIS

Que para obtener el título de:

MAESTRO EN METALÚRGIA Y CIENCIA DE LOS MATERIALES

P r e s e n t a:

Ing. ROBERTO LEÓN SUÁREZ

A s e s o r:

Dr. HÉCTOR GUILLERMO CARREÓN GARCIDUEÑAS

MORELIA, MICH., Agosto del 2009

Índice General

Listas de Figuras	ii
Lista de Tablas	v
RESUMEN.....	vi
INTRODUCCIÓN.....	viii
JUSTIFICACIÓN.....	x
OBJETIVOS	xii
OBJETIVO GENERAL.....	xii
OBJETIVOS PARTICULARES.....	xii
HIPÓTESIS	xiii
CAPÍTULO I REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA.....	1
1.1 Termoelectricidad.....	1
1.2 Efecto Seebeck.....	4
1.3 Modelo Teórico.....	8
1.3.1 Inclusiones esféricas en un medio infinito homogéneo.....	10
1.3.2 Inclusiones cilíndricas en un medio homogéneo.....	15
1.4 Técnica termoeléctrica convencional de contacto.....	19
1.5 Técnica termoeléctrica de no contacto.....	24
CAPÍTULO II METODOLOGIA EXPERIMENTAL.....	37
2.1 Fabricación de probetas.....	37
2.2 Cálculo teórico de la densidad de flujo magnético.....	39
2.3 Técnica termoeléctrica de no contacto.....	44
2.3.1 Construcción y puesta en marcha del equipo.....	44
2.3.2 Tratamiento de las señales.....	51
CAPÍTULO III ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS.....	57
CAPÍTULO IV CONCLUSIONES.....	813
RECOMENDACIONES Y SUGERENCIAS PARA TRABAJOS FUTUROS.....	85
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	846

Listas de Figuras

Figura 1.1 Circuitos termoeléctricos básicos. a) Circuito cerrado. Si 1 y 2 son materiales disímiles una corriente termoeléctrica fluirá en el circuito. b) Circuito abierto. Siendo 1 y 2 materiales disímiles el diferencial termoeléctrico generado ΔV_{12} , será proporcional a ΔT , si $\Delta T/T \ll 1$.	2
Figura 1.2 Efecto Seebeck. Un gradiente de temperatura a lo largo de un conductor da origen a un diferencial de potencial.	5
Figura 1.3 Elemento diferencial de la difusión de un electrón.	7
Figura 1.4 Detección magnética de corrientes termoeléctricas causadas por un defecto o imperfección en un medio homogéneo.	10
Figura 1.5 Diagrama esquemático de las mediciones de la técnica termoeléctrica convencional, mas comúnmente usadas en la caracterización no destructiva de materiales.	21
Figura 1.6 Diagrama esquemático del potencial termoeléctrico.	23
Figura 1.7 Micrografía de acero ferrítico (izquierda). Mapa del potencial termoeléctrico correspondiente a la zona (4mmx5mm).	24
Figura 1.8 Diagrama esquemático de la detección de imperfecciones en materiales por la técnica termoeléctrica de no contacto por el monitoreo magnético de corrientes termoeléctricas.	26
Figura 1.9 Señales magnéticas registradas de una inclusión esférica superficial de estaño.	27
Figura 1.10 Diagrama esquemático de una inclusión subsuperficial.	28
Figura 1.11 Señales magnéticas registradas de una inclusión semiesférica subsuperficial de estaño.	29
Figura 1.12 Imágenes de la aleación Ti-6Al-4V a 0° y 90° respectivamente, con una dimensión de escaneo de 203mm x 203mm y una distancia muestra-sensor de 2mm	30
Figura 1.13 Diagrama esquemático del funcionamiento experimental de la técnica termoeléctrica de no contacto	30
Figura 1.14 Imágenes de inclusiones en la aleación Ti-6Al-4V con diferentes contenidos de nitrógeno con una dimensión de escaneo de 76.2mm x 76.2mm	32
Figura 1.15 Espectro típico de sensibilidad para diferentes tipos de sensores magnéticos.	33
Figura 1.16 Diagrama esquemático de la estructura de un sensor Fluxgate ^[45] .	34
Figura 2.1 Barra de cobre con inclusiones de estaño de un diámetro de 12.7mm con diferentes profundidades.	37
Figura 2.2 Barra de cobre con inclusiones de estaño con profundidades de 1.27mm (10%), 3.81mm (30%) y 6.35mm (50%) y un diámetro de 12.7mm.	38
Figura 2.3 Barras de cobre con inclusiones de estaño con diámetros de 7.94, 6.35, 4.76 y 3.18 mm. y con profundidades de 1.27, 3.81 y 6.35 mm., respectivamente.	38

Figura 2.4 Componente normal máximo del campo magnético normalizado para una inclusión cilíndrica en función de la distancia muestra-sensor normalizada. _____	42
Figura 2.5 Diseño de los soportes para el montaje de la muestra _____	45
Figura 2.6 Diseño del perfil base para los soportes de la muestra. _____	46
Figura 2.7 Placa de ensamblado _____	46
Figura 2.8 Ensamble de las piezas fabricadas. _____	47
Figura 2.9 Unidades generadoras del flujo de calor _____	48
Figura 2.10 Sensor magnético Fluxgate Bartington Mag-03IE1000. _____	49
Figura 2.11 Filtro Stanford Research System Low Noise Preamplifier modelo SR560 _____	50
Figura 2.12 Manipulador con dos grados de libertad. _____	51
Figura 2.13 Equipo de captura y tratamiento de la señal de campo magnético _____	52
Figura 2.14 Caracterización de la señal típica del campo magnético. _____	53
Figura 2.15 Predicciones numéricas de los parámetros de distribución del campo magnético. _____	54
Figura 2.16 Código de programación en lenguaje G (LabVIEW) _____	55
Figura 2.17 Panel frontal del programa elaborado en LabVIEW. _____	56
Figura 3.1 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 12.7mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	58
Figura 3.2 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 11.11mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	59
Figura 3.3 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 9.52mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	61
Figura 3.4 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 7.93mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	62
Figura 3.5 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 6.35mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	63
Figura 3.6 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 4.76mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	64
Figura 3.7 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 3.17mm con respecto a la distancia muestra-sensor. _____	66
Figura 3.8 Comparación teórica-experimental de la densidad de flujo magnético de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 50%. _____	68
Figura 3.9 Comparación teórica-experimental de la densidad de flujo magnético de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 30%. _____	68
Figura 3.10 Comparación teórica-experimental de la densidad de flujo magnético de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 10%. _____	69
Figura 3.11 Comparación teórica-experimental de mitad-ancho de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 50%. _____	70

Figura 3.12 Comparación teórica-experimental de mitad-ancho de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 30%. _____ 711

Figura 3.13 Comparación teórica-experimental de mitad-ancho de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 10%. _____ 711

Figura 3.14 Señales obtenidas de una barra de cobre puro antes y después de un tratamiento térmico. 733

Figura 3.15 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 12.7mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 744

Figura 3.16 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 12.7mm de diámetro, con una profundidad de 30% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 755

Figura 3.17 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 12.7mm de diámetro, con una profundidad de 50% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 766

Figura 3.18 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 7.9mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 77

Figura 3.19 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 6.3mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 78

Figura 3.20 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 4.7mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 79

Figura 3.21 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 3.1mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm. _____ 800

Lista de Tablas

<i>Tabla 2.1 Propiedades físicas del cobre y el estaño.</i>	39
<i>Tabla 3.1 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 12.7mm.</i>	57
<i>Tabla 3.2 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 11.11mm.</i>	59
<i>Tabla 3.3 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 9.52mm.</i>	60
<i>Tabla 3.4 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 7.93mm.</i>	61
<i>Tabla 3.5 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 6.35mm.</i>	62
<i>Tabla 3.6 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 4.76mm.</i>	63
<i>Tabla 3.7 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 3.17mm.</i>	65
<i>Tabla 3.8 Densidades de flujo del campo magnético experimental.</i>	67

RESUMEN

La técnica termoeléctrica de no contacto es un método reciente dentro del área de ensayos no destructivos. Esta técnica es muy sensitiva a los parámetros intrínsecos de los materiales y bajo condiciones especiales puede producir un termopar eficiente, ya sea debido a endurecimiento, tratamiento térmico, textura, etc.

En este proyecto se llevó a cabo la aplicación de esta técnica para el estudio de las corrientes termoeléctricas generadas alrededor de inclusiones cilíndricas, cuando un gradiente de temperatura externo es aplicado en el espécimen. El gradiente de temperatura generado para obtener las corrientes termoeléctricas fue de $1.46^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ y las inclusiones artificiales fueron hechas de estaño, incrustadas sobre barras de cobre, con diámetros de 12.7, 11.11, 9.53, 7.94, 6.35, 4.76 y 3.18mm a tres diferentes profundidades que fueron de 10, 30 y 50% del espesor de la barra de cobre que es de 12.7mm. La señal magnética fue captada por un magnetómetro Fluxgate a diferentes distancias entre el espécimen y el sensor que fueron desde 1 hasta 8mm, teniendo un incremento de 1mm. También se realizó un escaneo para la obtención de imágenes C-Scan de algunas de las inclusiones a diferentes profundidades.

Se llevó a cabo la aplicación de un modelo teórico para la predicción de densidades de flujo del campo magnético, producidas por corrientes termoeléctricas generadas alrededor de inclusiones cilíndricas. Para llevar a cabo este modelo se utilizó las propiedades físicas de los materiales que se emplearon tales como conductividad térmica y eléctrica, tanto del cobre como del estaño, así como las dimensiones de las inclusiones creadas.

Se realizó la comparación teórica-experimental con los resultados obtenidos tanto del modelo teórico como de los resultados experimentales, mostrando una gran concordancia entre las densidades de flujo de campo magnético experimentales con las del modelo teórico, presentando densidades de flujo magnético en un rango de 0.01-8.430 μT . Las imágenes C-Scan arrojaron datos interesantes acerca de cómo influyen las propiedades intrínsecas del material en la señal obtenida a diferentes profundidades de 50, 30 y 10%.

INTRODUCCIÓN

Una variedad de principios físicos diferentes no destructivos se han empleado para la caracterización, detección, localización de imperfecciones y defectos en metales. Las técnicas no destructivas más utilizadas recaen en principios térmicos, magnéticos, ultrasónicos, radiográficos, eléctricos, etc. Un factor común que involucra todos estos métodos convencionales es que son muy sensitivos a dos tipos de parámetros, los cuales son: los parámetros intrínsecos (conductividad térmica, conductividad eléctrica, densidad, rigidez, etc.) y los parámetros geométricos (forma, rugosidad, tamaño, etc.). Desafortunadamente, estos dos tipos de parámetros son muy difíciles de separar, con lo cual se limita la caracterización, detección, localización de imperfecciones y defectos en metales. Las técnicas termoeléctricas convencionales son esencialmente inherentes a los parámetros geométricos en un material a inspeccionar, lo cual le confiere una gran ventaja sobre los métodos ó técnicas no destructivas convencionales, ya que solamente son sensibles a los parámetros intrínsecos. A pesar de tener esta gran ventaja, las técnicas termoeléctricas son raramente usadas dentro del campo de los ensayos no destructivos (END), debido a que requiere un contacto metálico entre el espécimen y el electrodo de referencia para poder hacer la inspección.

Actualmente se está explorando una técnica termoeléctrica nueva en la cual no se requiere el contacto metálico, ya que esta hace la adquisición de datos por medio de un sensor, no teniendo así, contacto con el espécimen a caracterizar. Previamente se han desarrollado los fundamentos teóricos que dan base a esta técnica termoeléctrica nueva de no contacto, los cuales, están basados en la detección magnética de las corrientes termoeléctricas que se generan alrededor de imperfecciones, esto ocurre cuando un gradiente de temperatura es establecido en el espécimen.

En si, la termoelectricidad es causada por un fenómeno acoplado de transporte de calor y electricidad en metales, que da como resultado un fenómeno muy interesante, el cual puede ser explorado y estudiado para la caracterización y evaluación de materiales metálicos. Esencialmente todos los métodos termoelectricos de caracterización no destructiva están basados en el efecto "Seebeck" el cual es normalmente utilizado en termopares, para medir temperaturas entre dos materiales conductores disímiles.

JUSTIFICACIÓN

La técnica termoelectrica convencional, monitorea el potencial termoelectrico (PTE) de materiales conductores, la cual es sensitiva a pequenos cambios causados por imperfecciones en los materiales. Para aplicar la técnica de termoelectricidad en el campo de ensayos no destructivos, un conductor con propiedades bien definidas (espécimen de referencia) además de un diferencial de temperatura conocido es utilizado para evaluar las propiedades dadas por los cambios en el PTE de un segundo conductor (espécimen de prueba). La composición química marca el mayor efecto en las propiedades termoelectricas por lo que la aplicación básica es para la selección de materiales, sin embargo, bajo condiciones especiales puede producir un termocople eficiente como resultado de un endurecimiento, tratamiento térmico, textura, etc.

Recientemente se ha demostrado que las mediciones termoelectricas pueden ser realizadas de manera que no exista contacto entre electrodo-espécimen utilizando para ello un detector magnético de alta sensibilidad que detecta las débiles corrientes termoelectricas cuando el espécimen esta sujeto a un flujo de calor direccional. Los defectos y/o variaciones de las propiedades de un material que ocurren en la superficie o muy cerca de ella tales como esfuerzos residuales, cambios de fase, textura, inclusiones, daño por fatiga, etc., estas pueden ser detectadas más eficazmente y con mayor sensibilidad utilizando el material base como electrodo de referencia. Esta técnica de no contacto no solamente provee de un material de referencia ideal si no que automáticamente elimina el problema del contacto imperfecto entre el electrodo de referencia y el espécimen.

La potencialidad de la técnica termoelectrica de no contacto depende de un alto grado de la sensibilidad de los sensores utilizados, afortunadamente en la

actualidad existe una gran variedad de sensores magnéticos tales como: GMR (magnetorresistencia gigante), SQUID (dispositivo superconductor de interferencia cuántica), fluxgate, etc., de los cuales los dos últimos son los más sensibles, teniendo el sensor SQUID una aplicación mayor en el campo de la medicina, no obstante se han reportado trabajos últimamente haciendo uso de este sensor para la aplicación de la técnica termoeléctrica de no contacto.

OBJETIVOS

OBJETIVO GENERAL.

El objetivo general de este proyecto es la detección y estudio de la señal magnética producida por diferentes tamaños de inclusiones cilíndricas, que están bajo un gradiente de temperatura, esta detección se llevará a cabo por medio de un sensor magnético (Fluxgate).

OBJETIVOS PARTICULARES

- Elaborar un estudio de los parámetros del campo magnético generado por inclusiones cilíndricas.
- Ⓢ Llevar a cabo un análisis de la magnitud de la densidad de flujo magnético con respecto al gradiente de temperatura generado y la geometría de la inclusión.
- Realizar una comparación teórica-experimental de las inclusiones cilíndricas de estaño incrustadas en barras de cobre.
- Ⓢ Demostrar la importancia y potencialidad de la técnica termoeléctrica de no contacto dentro del campo de los ensayos no destructivos.

HIPÓTESIS

Mediante la técnica termoeléctrica de no contacto podrá ser posible la detección de campos magnéticos producidos por inclusiones cilíndricas de estaño incrustadas en barras de cobre bajo un gradiente térmico externo, por medio de un sensor magnético (Fluxgate) a diferentes distancias entre la muestra y el sensor, teniendo una relación con los modelos teóricos de dichas inclusiones.

CAPÍTULO I REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA

1.1 TERMOELECTRICIDAD.

Para investigar las propiedades de un conductor eléctrico hay dos métodos básicos: uno es aplicando un campo eléctrico, este dará inducirá una corriente eléctrica y la densidad de corriente estará delimitada por la conductividad eléctrica del material cuando no se tenga un gradiente de temperatura y el otro es teniendo un gradiente de temperatura, midiendo así el flujo de calor que resulta cuando no se permita fluir ninguna corriente eléctrica (circuito aislado); bajo estas condiciones el flujo de calor por unidad de área del gradiente de temperatura será delimitado por la conductividad térmica del material.

En el campo experimental, la conductividad eléctrica ha sido estudiada muy intensamente por cerca de 100 años y más recientemente a temperaturas bajas han incrementado nuestro conocimiento en muchos aspectos respecto a la conductividad eléctrica y en general a las propiedades de los conductores. La conductividad térmica ha sido estudiada con menor interés debido a que no se tiene un pleno control con las mediciones, pero en los últimos años a habido un gran interés en esta ^[1].

A parte de los fenómenos de electricidad y calor, hay un tercero, que es la combinación de estos dos que no ha recibido la atención adecuada, este fenómeno es la termoelectricidad. Actualmente la termoelectricidad se considera como una rama de la termodinámica superpuesta a la electricidad.

Cuando se aplica un gradiente de temperatura a un conductor sin un campo eléctrico, este no solo produce un flujo de energía (esencialmente flujo de calor), sino que también produce una corriente eléctrica llamada corriente termoeléctrica.

Para poder observar una corriente eléctrica, debe uno tener un circuito cerrado de alguna clase, si se hace un circuito simétrico de una pieza uniforme del mismo material, será evidente que por simetría ninguna corriente eléctrica neta podrá fluir.

Observando la Figura 1.1, se puede decir que las dos partes del circuito entre las temperaturas T_1 y T_2 son las mismas y por lo tanto se cancelan mutuamente. Para observar la termoelectricidad es necesario que se tenga un circuito compuesto de dos materiales disímiles (o tener el mismo material pero en dos estados diferentes, por ejemplo, uno con esfuerzos y el otro no) y de este modo se podrá medir la diferencia neta de sus propiedades termoeléctricas.

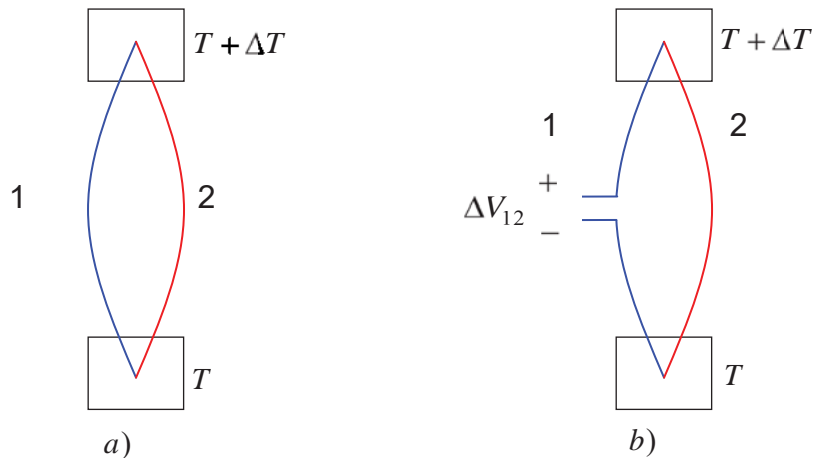


Figura 1.1 Circuitos termoelectricos básicos. *a)* Circuito cerrado. Si 1 y 2 son materiales disímiles una corriente termoelectrica fluirá en el circuito. *b)* Circuito abierto. Siendo 1 y 2 materiales disímiles el diferencial termoelectrico generado ΔV_{12} , será proporcional a ΔT , si $\Delta T/T \ll 1$.

Es un hecho que un circuito creado por dos materiales disímiles sea utilizado para observar una corriente termoelectrica, que ha tenido en el pasado una gran confusión, además de un mal entendimiento de los efectos termoelectricos, por consiguiente se puede decir que las propiedades de un conductor son en general propiedades intrínsecas del material, como lo son las conductividades térmica y eléctrica. Puede preguntarse entonces, como es posible

separar individualmente las propiedades termoeléctricas que nos da cualquier conductor, si siempre es necesario tratar con al menos dos materiales para de este modo poder generar las corrientes termoeléctricas.

Fundamentalmente es posible derivar las propiedades termoeléctricas absolutas de un simple conductor, empezando por medir el llamado Efecto Thomson (que consiste en el calentamiento o enfriamiento producido en un conductor homogéneo al paso de la corriente eléctrica en la dirección del gradiente de temperatura) de uno de los dos materiales que forman el circuito, sin embargo hay un hecho que dice que un superconductor bajo su temperatura de transición no presenta efectos termoeléctricos (esto es respaldado teóricamente por el modelo general de un superconductor). Consecuentemente si se hace un circuito en el cual una parte es el metal de interés y la otra parte es un superconductor bajo su temperatura de transición, se pueden obtener directamente las propiedades termoeléctricas absolutas del conductor en el cual estamos interesados, este método es limitado por las regiones de temperatura de transición donde el superconductor es encontrado.

En la actualidad para temperaturas muy bajas (teniendo temperaturas de transición alrededor de 7 K) el superconductor utilizado es el Pb, por su fácil maleabilidad, este ha sido escogido como metal base para formar una escala absoluta de termoelectricidad. El primer trabajo hecho fue por Borelius y colaboradores ^[2], más recientemente W. B. Pearson y colegas (Pearson y Templeton, 1955; Christian et al., 1958) mejoraron con exactitud la escala del mismo, por debajo de los aproximadamente 20 K ^[3]. Con lo anterior, se puede medir fácilmente las propiedades termoeléctricas de cualquier conductor, haciendo un simple circuito con el metal a caracterizar y el Pb, sustrayendo de los resultados, los datos termoeléctricos del Pb y quedándonos de esta forma con la información termoeléctrica del material de interés.

El efecto Seebeck y Peltier fueron descubiertos en el siglo pasado. Si uno hace un circuito con dos metales disímiles con una temperatura diferente como lo muestra la Figura 1.1 *a*, entonces una corriente termoeléctrica fluirá en el circuito, la magnitud de la corriente que resulta dependerá del diferencial de temperatura que se tenga, pero otros factores también pueden influir, como la resistencia y las dimensiones específicas de los conductores. Considerando un circuito abierto como se indica en la Figura 1.1b en la cual tendremos un diferencial de potencial, el cual dependerá solamente de la temperatura que se tenga en las uniones y no de la forma o dimensiones que los conductores tengan, es decir, que el termopar es una fuente de energía electromotriz, que está en función de la temperatura. El diferencial del potencial termoeléctrico que resulta de esto es conocido como potencial Seebeck (Coeficiente Seebeck) en honor al hombre que descubrió esta característica.

1.2 EFECTO SEEBECK.

El efecto Seebeck consiste en lo siguiente: considérese una barra de aluminio que es calentada por un extremo y enfriada por el otro (Figura 1.2). Los electrones en la región caliente tienen mayor energía y por consiguiente tienen mayores velocidades que los de la región fría (los electrones de conducción en torno a la energía de Fermi tienen una velocidad media la cual solo tiene una pequeña dependencia con la temperatura, este pequeño cambio es importante para la comprensión del efecto termoeléctrico). Consecuentemente, hay una difusión neta de electrones del extremo caliente hacia el extremo frío, lo cual deja iones positivos expuestos en la región caliente y una acumulación de electrones en la región fría.

Esta situación prevalece hasta que el campo eléctrico desarrollado entre los iones positivos de la región caliente y el exceso de electrones en la región fría,

impidan un nuevo movimiento de electrones del extremo caliente hacia el extremo frío. En consecuencia, se desarrolla un voltaje entre los extremos caliente y frío, donde el extremo caliente presenta el potencial positivo. La diferencia de potencial ΔV a través de la pieza del metal debida a la diferencia de temperatura ΔT se le conoce como efecto Seebeck.

Para medir la magnitud de este efecto se introduce un coeficiente especial, el cual se define como un diferencial de potencial desarrollado por unidad de un diferencial de temperatura (Coeficiente Seebeck), es decir:

$$S = \frac{dV}{dT} \quad (1.1)$$

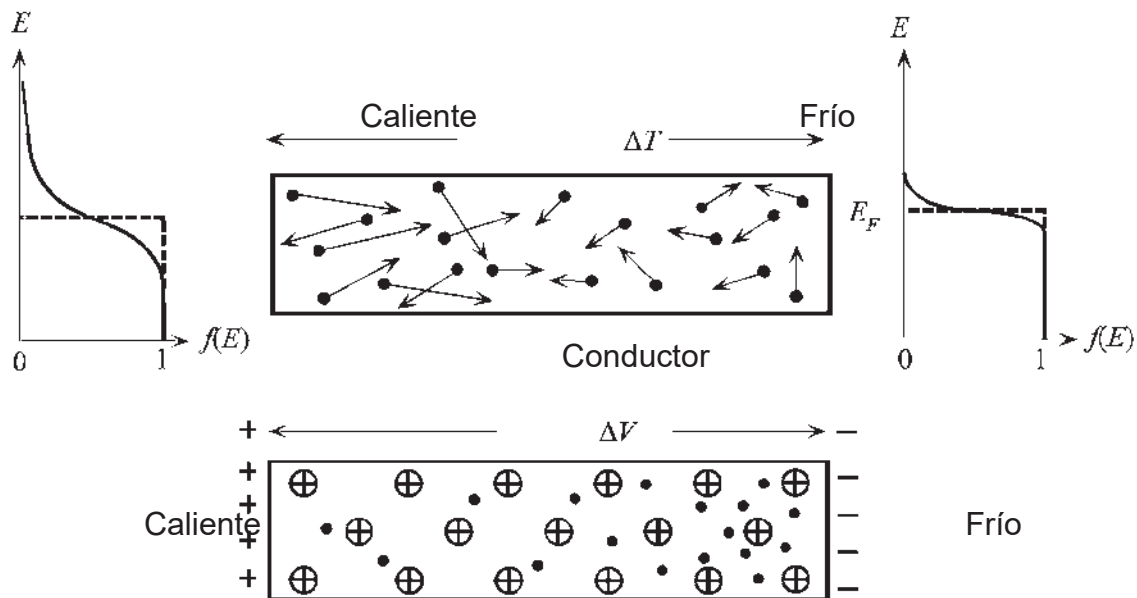


Figura 1.2 Efecto Seebeck. Un gradiente de temperatura a lo largo de un conductor da origen a un diferencial de potencial.

Por acuerdo, el potencial en el lado frío con respecto al lado caliente se representa con “ S ”. Si los electrones se difundieran del extremo caliente hacia el extremo frío, entonces el lado frío sería negativo con respecto al lado caliente y el coeficiente Seebeck sería por lo tanto negativo. El coeficiente Seebeck es referido

como el potencial termoeléctrico, aunque este término es ciertamente engañoso puesto que se refiere a la diferencia de voltaje en lugar de a la diferencia del potencial.

El coeficiente Seebeck es una propiedad del material que depende de la temperatura; $S = S(T)$ y se encuentra tabulado en tablas para muchos materiales. Dado el coeficiente Seebeck $S(T)$ para un material, la diferencia de voltaje entre dos puntos donde las temperaturas son T_0 y T , aplicando la ecuación 1.1 es:

$$\Delta V = \int_{T_0}^T S dT \quad (1.2)$$

Esta diferencia de voltaje en la ecuación 1.2 es para el extremo frío con respecto al extremo caliente para el valor S . La energía promedio E_{av} por electrón en un metal, en el cual los estados de energía se aproximan a $g(E) \propto E^{1/2}$ esta dada por [4]:

$$E_{av} = \frac{3}{5} E_{FO} \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_{FO}} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

Donde E_{FO} es la energía de Fermi a 0 K. De acuerdo a la ecuación 1.3 la distribución de energía de Fermi se incrementa a altas energías cuando la temperatura aumenta (Figura 1.2), de modo que la energía promedio por electrón esta determinada por la ecuación 1.3, siendo más grande del lado caliente. Se debe notar además que la energía promedio por electrón depende también del material en virtud de E_{FO} .

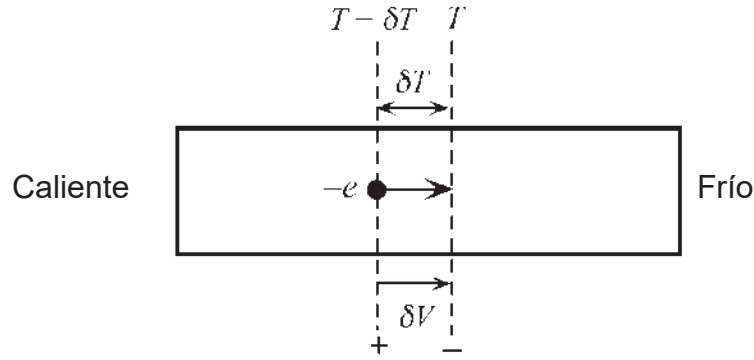


Figura 1.3 Elemento diferencial de la difusión de un electrón.

Considerando una pequeña longitud δX a través de la cual la diferencia de temperatura es δT y la diferencia de voltaje es δV , se dice que el electrón difunde de la región caliente a la fría a través de este diferencial de potencial. Entonces, un pequeño diferencial de temperatura δT da como resultado un diferencial de voltaje δV entre los electrones acumulados y los iones metálicos positivos expuestos, como se indica en la figura 1.3

Suponiendo que un electrón se dirige a difundirse de la región caliente hacia la fría, este tiene que realizar un trabajo contra la diferencia de potencial δV , lo cual es $-e\delta V$. Este trabajo hecho en contra de δV decrece la energía promedio del electrón por δE_{av} de E_{av} (caliente) a E_{av} (frío):

$$-e\delta V = E_{av}(T + \delta T) - E_{av}(T)$$

Sustituyendo por $E_{av}(T)$ de la ecuación 1.3 y expandiendo $E_{av}(T + \delta T)$, además de despreciar el término δT^2 se obtiene:

$$-e\delta V \approx \frac{\pi^2 k^2 T \delta T}{2E_{FO}}$$

Ya que $S = \delta V / \delta T$, el coeficiente Seebeck esta dado por:

$$S \approx -\frac{\pi^2 k^2 T}{2eE_{FO}} \quad (1.4)$$

1.3 MODELO TEÓRICO.

La termoelectricidad es el resultado del fenómeno intrínscico de la unión del transporte de calor y electricidad en los metales. La densidad de corriente eléctrica \mathbf{j} y el flujo térmico \mathbf{h} producido por una combinación dada del potencial termoeléctrico Φ y la distribución de temperatura T que están dados por [5]:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{j} \\ \mathbf{h} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma & \varepsilon \\ \bar{\varepsilon} & \kappa \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\nabla\Phi \\ -\nabla T \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Donde σ representa la conductividad eléctrica medida a temperatura uniforme, κ es la conductividad térmica para un campo eléctrico igual a cero, ε y $\bar{\varepsilon}$ son coeficientes de acoplamiento termoeléctrico que pueden ser expresados por el potencial termoeléctrico absoluto S del material como $\varepsilon = \sigma S$ y $\bar{\varepsilon} = \sigma S T$. La conductividad térmica para un campo eléctrico igual a cero κ puede ser expresada fácilmente por la conductividad térmica del material para el caso de cuando la corriente eléctrica sea igual a cero k , la cual puede ser frecuentemente determinada experimentalmente como $\kappa = k + \sigma S^2 T$. La diferencia entre estas dos conductividades térmicas es debida al acoplamiento termoeléctrico en el material. Entonces se puede escribir que $\kappa = k(1 + \eta)$ donde $\eta = \sigma S^2 T / k$ es un factor adimensional que provee una medida del grado de acoplamiento entre el fenómeno de transporte eléctrico y térmico. Para metales comunes tales como el cobre, aluminio, acero, el factor de acoplamiento es relativamente pequeño y oscila entre 10^{-3} y 10^{-2} .

El flujo de energía total $\mathbf{h} + \Phi \mathbf{j}$ incluye el flujo térmico, además de un término adicional, representando el cambio del potencial electroquímico de los electrones. La velocidad con la cual el calor es envuelto, por unidad de volumen, en cualquier punto del material es $\nabla \cdot \mathbf{h} + \nabla \Phi \cdot \mathbf{j} = -C\dot{T}$, donde C es el calor específico y de la ley de Maxwell se tiene que $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$, además si por otra parte se asume que los coeficientes de acoplamiento ε y $\bar{\varepsilon}$ son tan pequeños dado el punto en el que se puedan despreciar, se obtendrá finalmente que la carga se reduce a $\nabla \cdot \mathbf{h} = 0$.

Aceptando las condiciones en donde la divergencia de la densidad de corriente eléctrica y el flujo térmico desaparecen y notando que $\sigma\kappa - \varepsilon\bar{\varepsilon} \neq 0$, entonces en la ecuación 1.5 requiere que el Laplaciano de T y Φ desaparezca individualmente, es decir:

$$\nabla^2 T = 0 \quad (1.6a)$$

y

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (1.6b)$$

Para un medio isotrópico homogéneo σ , κ , ε y $\bar{\varepsilon}$ son cantidades escalares que no dependen de los ejes coordinados, aunque generalmente dependen de la temperatura, especialmente ε y $\bar{\varepsilon}$. En la aproximación de primer orden de la ecuación 1.5 la dependencia de la temperatura de σ puede ser despreciada y el vórtice de la corriente termoeléctrica $\nabla \times \mathbf{j} = -\sigma \nabla \times \nabla \Phi - \varepsilon \nabla \times \nabla T - (\partial \varepsilon / \partial T) \nabla T \times \nabla T$ es igual a cero, de hecho este resultado no cambia aunque la temperatura fuera dependiente de σ lo que se tomaría en cuenta sería un término adicional $-(\partial \sigma / \partial T) \nabla T \times \nabla \Phi$, en el cual el gradiente de temperatura ∇T debe ser paralelo a el cambio del potencial electroquímico $\nabla \Phi$, ya que la divergencia de las corrientes termoeléctricas son inherentemente cero, en el caso de cuando no haya una fuente de corriente externa, entonces la densidad de corriente debe ser cero en cualquier parte del medio.

Esto significa que sin importar el tamaño, la forma y las propiedades del material en un medio isotrópico homogéneo no se generaran corrientes termoeléctricas por cualquier tipo de calentamiento o enfriamiento. En otras palabras, la presencia de cualquier campo magnético producido por las corrientes termoeléctricas será debido a que el medio es inhomogéneo o anisotrópico [6].

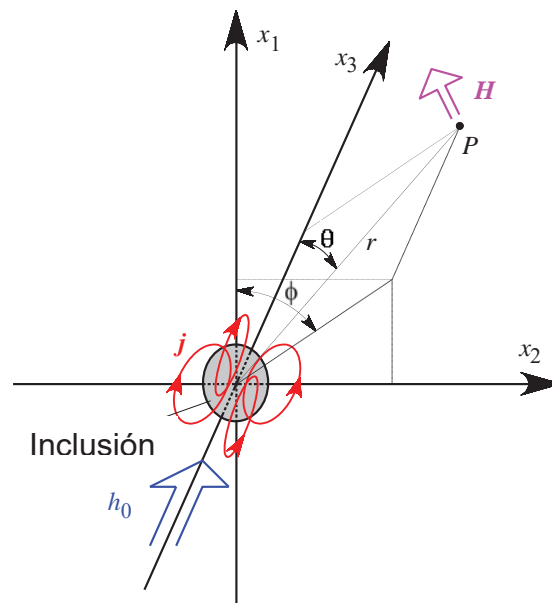


Figura 1.4 Detección magnética de corrientes termoeléctricas causadas por un defecto o imperfección en un medio homogéneo.

1.3.1 INCLUSIONES ESFERICAS EN UN MEDIO INFINITO HOMOGENEO.

Primero se considerará un medio homogéneo infinito, el cual contenga una inclusión esférica de un material diferente teniendo un radio a para diferenciar las propiedades de los dos medios diseñaremos esta inclusión basándonos en la premisa que: el sistema está sometido a un flujo térmico h_0 lejos de la inclusión y dirigido a lo largo del eje x_3 del sistema coordenado cartesiano $\{x_1, x_2, x_3\}$ como se

ilustra en la Figura 1.4. En la ausencia de inclusión, las soluciones de la pareja de ecuaciones de campo que se presentan a continuación son:

$$T = T_0 = -\frac{h_0}{\kappa} x_3 \quad (1.7 a)$$

y

$$\Phi = \Phi_0 = \frac{\varepsilon h_0}{\kappa} x_3 \quad (1.7 b)$$

Será conveniente cambiar a un sistema de coordenadas polares (r, θ, φ) donde θ es el ángulo polar medido en la dirección x_3 y φ es el ángulo acimutal medido en la dirección x_1 . En estas coordenadas específicas las ecuaciones 1.7 a y 1.7 b se pueden escribir de la siguiente forma:

$$T_0 = -\frac{h_0}{\kappa} r \cos \theta \quad (1.8 a)$$

y

$$\Phi_0 = \frac{\varepsilon h_0}{\kappa} r \cos \theta \quad (1.8 b)$$

Con estas soluciones como guía, en presencia de inclusiones esféricas se buscan soluciones de la forma:

$$T = f(r) \cos \theta \quad (1.9 a)$$

y

$$\Phi = g(r) \cos \theta \quad (1.9 b)$$

Estas soluciones tienen que satisfacer las ecuaciones 1.6 a y 1.6 b respectivamente. Para un eje simétrico consideremos el operador Laplaciano, que para coordenadas esféricas está dado por:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \cot \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \quad (1.10)$$

Combinando las ecuaciones 1.9a, 1.9b y 1.10 se obtienen las soluciones para la temperatura y el potencial eléctrico del espécimen y de la inclusión quedando como:

$$T = \left(Ar + \frac{B}{r^2} \right) \cos \theta \quad (1.11 a)$$

$$\Phi = \left(A^* r + \frac{B^*}{r^2} \right) \cos \theta \quad (1.11 b)$$

$$T' = Dr \cos \theta \quad (1.11 c)$$

y

$$\Phi' = D^* r \cos \theta \quad (1.11 d)$$

Donde la solución para $r=0$, es decir, en el centro de la inclusión, es satisfecha y A, A^*, B, B^*, D y D^* son constantes desconocidas que pueden ser determinadas con las condiciones de frontera apropiadas. En la interfase del espécimen y la inclusión $(r=a)$ requiere que la temperatura y el potencial eléctrico sean continuos, esto es que:

$$T = T', \Phi = \Phi' \quad (1.12)$$

Además, la componente normal (radial) tanto de la densidad de corriente como el flujo térmico sean también continuos para $r=a$

$$j_r = j_r', h_r = h_r' \quad (1.13)$$

Se debe mencionar que la continuidad del flujo térmico es una aproximación, basada en la ecuación $\nabla \cdot \mathbf{h} = 0$, la cual es usada en lugar del flujo total de energía de la ecuación $\nabla \cdot \mathbf{h} + \nabla \Phi \cdot \mathbf{j} = -CT$ en la aproximación de un acoplamiento termoeléctrico débil. Por lo tanto se puede omitir el efecto Peltier generado en la interfase del espécimen y la inclusión dando como resultado corrientes termoeléctricas débiles.

Las constantes desconocidas A, A^*, B, B^*, D y D^* pueden ser determinadas por las condiciones preescritas en la ecuación 12 y 13 sobre las ecuaciones de las ecuaciones 10 y requiriendo que el límite de $r \rightarrow \infty$, con esto las soluciones de las ecuaciones 1.11a y 1.11b pueden reducirse a las ecuaciones 1.8a y 1.8b. Después de las operaciones algebraicas necesarias y aprovechando el pequeño acoplamiento, se tendrá:

$$A = -\frac{h_0}{\kappa} \quad (1.14a)$$

$$A^* = -\frac{\varepsilon h_0}{\sigma \kappa} \quad (1.14b)$$

$$B = \frac{a^3 h_0 (\kappa' - \kappa)}{\kappa (\kappa' + 2\kappa)} \quad (1.14c)$$

$$B^* = -\frac{a^3 h_0 (\kappa' + 2\kappa) (\sigma' \varepsilon - \varepsilon' \sigma) + (\kappa' + 2\varepsilon) (\kappa' - \kappa) \sigma}{\kappa \sigma (\sigma' + 2\sigma) (\kappa' + 2\kappa)} \quad (1.14d)$$

$$D = -\frac{3h_0}{\kappa' + 2\kappa} \quad (1.14e)$$

y

$$D^* = \frac{3h_0 (\kappa' + 2\varepsilon)}{(\sigma' + 2\sigma) (\kappa' + 2\kappa)} \quad (1.14f)$$

Con estas constantes se obtienen expresiones para la densidad de corriente eléctrica \mathbf{j} y \mathbf{j}' como [6]:

$$\mathbf{j} = \frac{a^3 h_0}{r^3} G_s (\cos \theta \mathbf{e}_r + \sin \theta \mathbf{e}_\theta) \quad (1.15)$$

$$\mathbf{j}' = h_0 G_s (\cos \theta \mathbf{e}_r - 2 \sin \theta \mathbf{e}_\theta) \quad (1.16)$$

Donde

$$G_s = 3 \frac{\epsilon' \sigma - \epsilon \sigma'}{\epsilon' + 2\sigma \quad \epsilon' + 2\kappa} \quad (1.17)$$

También se puede obtener expresiones similares para el flujo térmico \mathbf{h} y \mathbf{h}' .

Ahora, para obtener las expresiones de los componentes del campo magnético H_φ y H_φ' , se tiene que la densidad de corriente eléctrica \mathbf{j} esta relacionada con el campo magnético \mathbf{H} por:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (1.18)$$

Teniendo para coordenadas esféricas la ecuación:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_\varphi}{\partial \theta} + \cot \theta H_\varphi \right) \mathbf{e}_r - \left(\frac{\partial H_\varphi}{\partial r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} \right) \mathbf{e}_\theta \quad (1.19)$$

Donde se tiene el hecho de que debido a los ejes de simetría del problema, para H_r y H_θ desaparecen idénticamente en todas partes. De las ecuaciones 1.15, 1.18 y 1.19 se resuelven para H_φ como:

$$H_{\varphi} = a^3 h_0 G_s \frac{\sin \theta}{r^2} \quad (1.20)$$

Similarmente de las ecuaciones 1.16, 1.18 y 1.19 para H_{φ}' se obtiene:

$$H_{\varphi}' = h_0 G_s r \sin \theta \quad (1.21)$$

1.3.2 INCLUSIONES CILINDRICAS EN UN MEDIO HOMOGENEO.

Para una inclusión cilíndrica infinita a lo largo de la dirección x_1 la distribución del campo será independiente de esta dirección. Usando coordenadas cilíndricas, las soluciones será un sistema de ecuaciones similares a las ecuaciones 1.11 a-1.11 b, solamente reemplazando el coeficiente $1/r^2$ de B y B^* por $1/r$ y tomando en cuenta que A, A^*, B, B^*, D y D^* son nuevas constantes que necesitan ser derivada de las condiciones de frontera de las ecuaciones 1.12 y 1.13. Siguiendo los mismos pasos que se usaron para la derivación de las constantes de una inclusión esférica, lo que se obtiene para una inclusión cilíndrica es:

$$B = \frac{a^2 h_0 (\kappa' - \kappa)}{\kappa (\kappa' + \kappa)} \quad (1.22 a)$$

$$B^* = -\frac{a^2 h_0 (\kappa' + \kappa) (\epsilon' - \epsilon' \sigma) + (\kappa' + \epsilon) (\kappa' - \kappa) \sigma}{\kappa \sigma (\kappa' + \sigma) (\kappa' + \kappa)} \quad (1.22 d)$$

$$D = -\frac{2h_0}{\kappa' + \kappa} \quad (1.22 e)$$

y

$$D^* = \frac{2h_0(\epsilon' + \epsilon)}{\epsilon' + \sigma + \epsilon' + \kappa} \quad (1.22 f)$$

Dado que A y A* no cambian.

Para las inclusiones cilíndricas las densidades de corriente eléctrica \mathbf{j} y \mathbf{j}' quedan como:

$$\mathbf{j} = \frac{a^2 h_0}{r^2} G_c (\cos\theta \mathbf{e}_r + \sin\theta \mathbf{e}_\theta) \quad (1.23)$$

$$\mathbf{j}' = h_0 G_c (\cos\theta \mathbf{e}_r - \sin\theta \mathbf{e}_\theta) \quad (1.24)$$

Donde

$$G_c = 2 \frac{\epsilon' \sigma - \epsilon \sigma'}{\epsilon' + \sigma + \epsilon' + \kappa} \quad (1.25)$$

Es importante tener en cuenta que a excepción de algunas constantes numéricas, el contraste termoeléctrico representado por G_c es esencialmente el mismo para una inclusión esférica G_s . Después de un análisis similar de las ecuaciones 1.18 y 1.19, la actual distribución del campo magnético paralelo al eje de la inclusión cilíndrica es [6]:

$$H_\varphi = a^2 h_0 G_c \frac{\sin\theta}{r} \quad (1.26)$$

y

$$H_\varphi' = h_0 G_c r \sin\theta \quad (1.27)$$

Para las inclusiones cilíndricas y esféricas, se asumió un medio infinito para que el análisis se simplifique, como resultado de un eje simétrico perfecto. En

particular, debido a este eje simétrico T , Φ , \mathbf{h} , \mathbf{j} y \mathbf{H} fueron todos independientes de φ y $h_\varphi, j_\varphi, H_r$ y H_φ fue toda omitida. Es innecesario decir que esta situación expone al problema como algo hipotético, ya que prácticamente el campo magnético no se puede medir dentro del espécimen. Entonces se tomara ahora un espécimen de tamaño finito, pero se tiene que tomar un espécimen infinito para que la medida del campo eléctrico pueda hacerse por afuera. Este requisito es muy difícil, ya que la distribución espacial de la densidad de corriente termoeléctrica llega a ser distorsionada, por que toda la corriente que debería ser dispersada como $1/r^3$ es reprimida dentro del contorno del espécimen finito.

Para mostrar como afecta dramáticamente el campo magnético, consideremos un espécimen cilíndrico de radio b con dirección a lo largo del eje x_3 . A no ser que x_3 la distribución de la densidad de corriente termoeléctrica será significativamente diferente de un medio infinito, pero seguirá siendo simétrica. En este caso, el resultado del campo magnético puede ser calculado por el teorema de Stokes.

$$\oint \mathbf{H} ds = \iint \mathbf{j} dA \quad (1.28)$$

Donde la integral del lado izquierdo y derecho son la circunferencia y el área de la misma superficie continúa respectivamente. Fuera del espécimen $r > b$, $\mathbf{j} = 0$ por lo tanto tenemos que la corriente eléctrica total sobre el lado derecho de la ecuación 1.28 es igual a cero, por lo tanto no habrá ninguna generación de campo magnético. Es claro que tener cualquier otro arreglo simétrico, no se generará ningún campo magnético externo.

En otras palabras el campo magnético medido para una inclusión incrustada es causado por la distorsión asimétrica de la distribución de corrientes termoeléctricas, siendo estas muy débiles. Esto significa que la detección magnética por no-contacto solo es posible si es lo suficientemente cerca de la

superficie del espécimen para que las corrientes termoeléctricas sean desviadas por el contorno de la superficie

Para simplificar los siguientes cálculos, todas las coordenadas espaciales se normalizarán con el radio de la inclusión como $\xi = x/a$. Por otro lado, el campo magnético también puede expresarse en forma normalizada como $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{F}(\xi)$, donde $H_0 = ah_0 G_s$.

Uniendo el tamaño de la inclusión a , el contraste termoeléctrico G_s y el flujo de calor externo inducido h_0 en una sola constante escalar que caracteriza la intensidad del campo magnético mientras $\mathbf{F}(\xi)$ es la función general de la distribución espacial para todas las inclusiones esféricas. Para facilitar la estimación de la intensidad del campo magnético en un arreglo experimental dado, podemos reescribir H_0 con el gradiente de temperatura ∇T que predominaría en las cercanías de la inclusión. De la ecuación 1.7 a, $h_0 = -\kappa \nabla T$ y

$$H_0 = -a \nabla T \sigma S_{SR} \Gamma_s \quad (1.29)$$

Donde $S_{SR} = S' - S$ y es el potencial termoeléctrico relativo de la inclusión con respecto al medio finito o material base y Γ_s es el coeficiente de contraste normalizado dado por [6]:

$$\Gamma_s = \frac{3}{\left(1 + 2 \frac{\sigma}{\sigma'}\right) \left(2 + \frac{\kappa'}{\kappa}\right)} \quad (1.30)$$

Para una inclusión cilíndrica el coeficiente de contraste normalizado que le corresponde es:

$$\Gamma_c = \frac{2}{\left(1 + \frac{\sigma}{\sigma'}\right) \left(1 + \frac{\kappa'}{\kappa}\right)} \quad (1.31)$$

Debe de notarse que para un inhomogeneidad débil de un material, los coeficientes de contrastes normalizados de una inclusión esférica y cilíndrica son cercanos a 1/3 y 1/2, respectivamente.

El modelo teórico para el cálculo de las densidades de flujo magnético mostrado, es solamente para inclusiones cilíndricas y esféricas, aunque cabe mencionar que se han realizado otros modelos teóricos con diferentes formas de inclusiones como por ejemplo, elipsoidales [7], con el fin de tener una mayor información del comportamiento de las corrientes termoeléctricas y de este modo tener una base de datos sobre el comportamiento de las densidades del campo magnético.

1.4 TÉCNICA TERMOELECTICA CONVENCIONAL DE CONTACTO.

En la técnica termoeléctrica de contacto se presenta el efecto termoeléctrico que lleva consigo un gran número de fenómenos interesantes, algunos de los cuales pueden aprovecharse dentro de los ensayos no destructivos (END) para la caracterización de materiales.

La figura 1.5 muestra un diagrama esquemático de las mediciones termoeléctricas como se realizan normalmente en la caracterización no destructiva de materiales. En esta técnica, la punta de uno de los electrodos de referencia es calentada por una resistencia eléctrica a una temperatura predefinida T_h , la temperatura de esta punta es estabilizada mientras el otro electrodo permanece frío a temperatura ambiente T_c . La medición es hecha rápidamente, en pocos segundos, con el fin de asegurar que el electrodo de referencia no se enfríe por el

contacto con el espécimen, así como el resto del espécimen no sea calentado de manera perceptible. La medida del voltaje termoeléctrico esta dada por ^[8]:

$$V = \int_{T_c}^{T_h} S_S - S_R dT = \int_{T_c}^{T_h} S_{SR} dT \quad (1.32)$$

Donde S_S y S_R denotan los potenciales termoeléctricos absolutos del espécimen y de los electrodos de referencia, respectivamente y T indica la temperatura. Cualquier variación en las propiedades del material puede afectar la medida del voltaje termoeléctrico por $S_{SR} = S_S - S_R$, el cual es el potencial termoeléctrico relativo del espécimen a ser examinado con respecto a los electrodos de referencia.

En la mayoría de los casos, la temperatura depende del potencial termoeléctrico que puede ser omitido sobre el rango de operación y el voltaje termoeléctrico puede ser aproximado a $V \approx \epsilon_h - T_c \int_{SR}$.

Idealmente, es indiferente cuan alta sea la diferencia de temperaturas que allá entre las uniones, solo los termopares de diferentes materiales ó más precisamente materiales de diferente potencial termoeléctrico generará una señal termoeléctrica. Este hecho hace que las pruebas termoeléctricas sean una de las técnicas más sensitivas empleadas en inspecciones no destructivas. Las mediciones que se obtienen del potencial termoeléctrico pueden ser sensitivas a una gran variedad de propiedades de los metales, la composición química es uno de los efectos más contundentes dentro de las propiedades termoeléctricas y en consecuencia la aplicación básica de la caracterización de metales por termoelectricidad es el ordenamiento de metales ^[9]. De cualquier manera es conocido que los metales con idéntica composición química bajo condiciones especiales, pueden también producir un termopar eficiente como resultado de tratamientos, ya sean: térmicos, de dureza, textura, esfuerzo residual, fatiga del

material, etc., que pueden ser explotados dentro del campo de ensayos no destructivos [10-13].

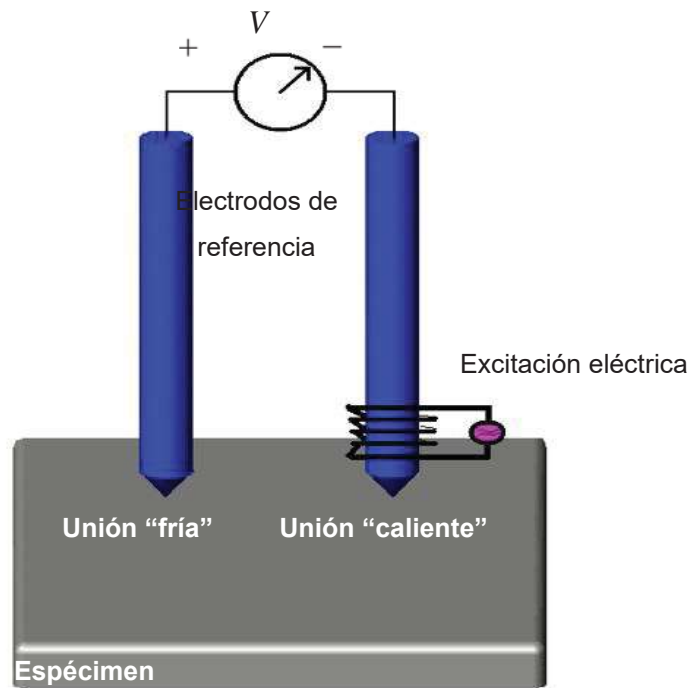


Figura 1.5 Diagrama esquemático de las mediciones de la técnica termoeléctrica convencional, mas comúnmente usadas en la caracterización no destructiva de materiales.

Existen varios parámetros que pueden afectar los cambios en el potencial termoeléctrico del espécimen a ser inspeccionado. Los parámetros más importantes que afectan las mediciones termoeléctricas están asociados con efectos de contacto y volumétricos [14]. El efecto volumétrico esta íntimamente relacionado con el fenómeno de la termoelectricidad, debido a la difusión de electrones a través del material. Teniendo en cuenta que el coeficiente del potencial termoeléctrico esta dado por la teoría de Mott-Jones como [15, 16]:

$$S = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \frac{\partial}{\partial E} \left[\hbar \sigma \epsilon_{\rightarrow}^{\leftarrow} \right]_{E=E_f} \quad (1.33)$$

Donde e , es la carga del electrón; E es la energía en el electrón; E_f es la energía de Fermi; k_B es la constantes de Boltzmann; T es la temperatura y σ es la conductividad eléctrica.

De manera que el coeficiente del potencial termoeléctrico es una función del comportamiento de la dispersión de los electrones, concentración de estos, así como de la masa efectiva de ellos ^[17]. De modo que el efecto volumétrico es afectado primordialmente por la composición química, el tratamiento térmico, la anisotropía, la dureza, la textura, el esfuerzo residual y la fatiga del material. Mientras que por otro lado, los efectos de contacto se generan debido al contacto imperfecto entre el espécimen inspeccionado y la punta de prueba (electrodos de referencia), la presión ejercida a la punta de prueba, así como, la temperatura de la punta caliente y de la fría con la del material examinado.

La técnica de termoelectricidad de contacto es muy versátil ya que se han realizado estudios como los de X. Kleber ^[18], para detectar inclusiones metálicas superficiales y subsuperficiales por medio de potencial termoeléctrico. Este investigador creo un circuito termoeléctrico entre el material estudiado y una punta la cual tiene la temperatura regulada ^[19]. Un gradiente de temperatura es inducido y localizado justo debajo de la punta. Por medio del efecto termoeléctrico, un voltaje es generado entre el material y la punta. Teniendo en cuenta este voltaje así como del gradiente de temperatura se puede conocer el potencial termoeléctrico local.

Si la inclusión metálica es localizada en el gradiente termal, el potencial termoeléctrico es modificado, y por lo tanto la inclusión es detectada. El conocimiento de uno de los dos potenciales termoeléctricos permite la determinación del segundo básicamente.

Para el dispositivo de potencial termoeléctrico, Figura 1.6, una unión es realizada por una pequeña pieza de cobre la cual no tiene la temperatura

regulada. Su función es determinar la temperatura T_f y el potencial eléctrico del material a ser medido [20,21]. Este es referido como el electrodo frío. El segundo también es de cobre y tiene una forma de cono truncado. Su temperatura T_m se genera usando un elemento calentador que es referido como la de potencial termoeléctrico.

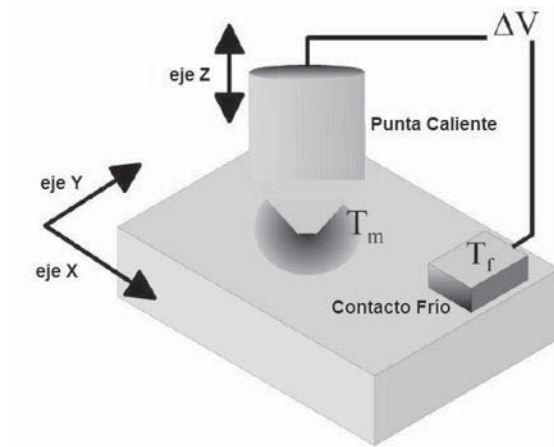


Figura 1.6 Diagrama esquemático del potencial termoeléctrico.

La superficie de contacto es un círculo con un diámetro que puede ser cambiado. Para sus experimentos utilizaron una punta con un diámetro de $800 \mu\text{m}$. Haciendo uso de un motor en la dirección Z y un sensor de fuerza para que el contacto entre el material y la punta fuera totalmente controlada.

Las mediciones del potencial termoeléctrico pudieron realizarse a diferentes posiciones con la ayuda de una mesa de trabajo XY, dando paso a la generación de un mapa de la pieza con sus potenciales termoeléctricos, como puede observarse en la Figura 1.7.

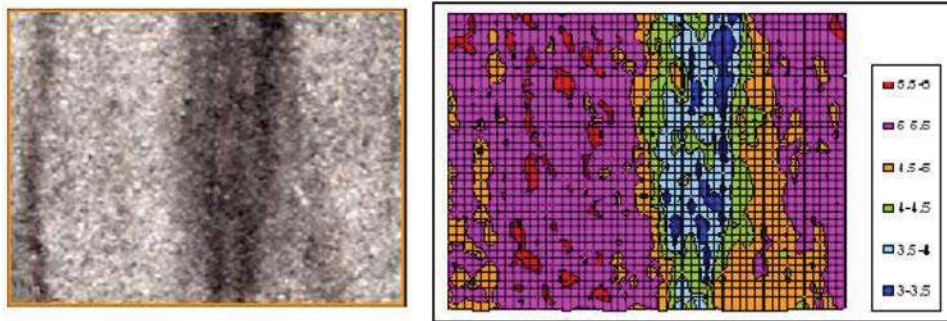


Figura 1.7 Micrografía de acero ferrítico (izquierda). Mapa del potencial termoeléctrico correspondiente a la zona (4mmx5mm).

Como el potencial termoeléctrico es muy sensitivo a la composición química [22] las mediciones por medio del potencial termoeléctrico tienen la virtud de detectar áreas segregadas, como se puede observar en las imágenes anteriores, por lo tanto esta técnica puede ser utilizada para la detección de heterogeneidades y de inclusiones, además no solo partículas superficiales pueden ser detectadas sino también las subsuperficiales.

Desde un punto de vista práctico las mediciones por potencial termoeléctrico son relativamente simples, rápidas y muy precisas y son independientes de la geometría de la muestra. Este método de medición es muy utilizado para caracterizar de precipitaciones cinéticas de carbón [23] y de nitrógeno [24] en aceros, y precipitaciones cinéticas de cobre en aleaciones de aluminio. Otros trabajos se han realizado como el estudio de un acero ferrítico que contiene áreas segregadas macroscópicas enriquecidas con elementos aleantes [25].

1.5 TÉCNICA TERMOELECTRICA DE NO CONTACTO.

Fue recientemente demostrado por Hinken y Tavrín que se pueden obtener mediciones termoeléctricas sin que allá contacto alguno con el espécimen, por medio del uso de de sensores magnéticos con la sensibilidad suficiente para ser capaces de detectar corrientes termoeléctricas débiles alrededor de la inclusión y

otro tipo de inhomogeneidades, cuando el espécimen a ser examinado sea sujeto a un flujo de calor ^[26,27].

Esta técnica utiliza los alrededores intactos del espécimen como datos de referencia proporcionando una interfase perfecta entre la región ha ser examinado y los alrededores del espécimen.

En la figura 1.8 se muestra un diagrama esquemático del método termoeléctrico de no contacto, donde un calentamiento o enfriamiento es aplicado al espécimen con el fin de producir un modesto gradiente de temperatura ($\approx 1^\circ C/cm$) en la región a ser inspeccionada, como resultado de este flujo de calor externo, diferentes puntos de la frontera entre el material base y la inclusión estarán a diferentes temperaturas, por consiguiente también tendrán diferentes potenciales termoeléctricos. Esta diferencia de potencial producirá corrientes termoeléctricas opuestas dentro y fuera de la inclusión. Las corrientes termoeléctricas formarán a su vez dos circuitos locales que circulan en direcciones opuestas sobre los dos lados de la inclusión relativa a la dirección del flujo de calor. Debido al comportamiento de las corrientes termoeléctricas producidas por el gradiente de temperatura en la interfase inclusión-metal base, el campo magnético será asimétrico ^[28]. Estas corrientes termoeléctricas pueden ser detectadas escaneando el espécimen con un magnetómetro sensible

Ya que los alrededores del espécimen sirven como datos de referencia y si no hay ahí interfases artificiales entre el material base y la región imperfecta a ser inspeccionada, la sensibilidad a la detección a variaciones en las propiedades de un material podría ser muy alta y también podrían ser detectados efectos sutiles como deformaciones plásticas locales ^[29].

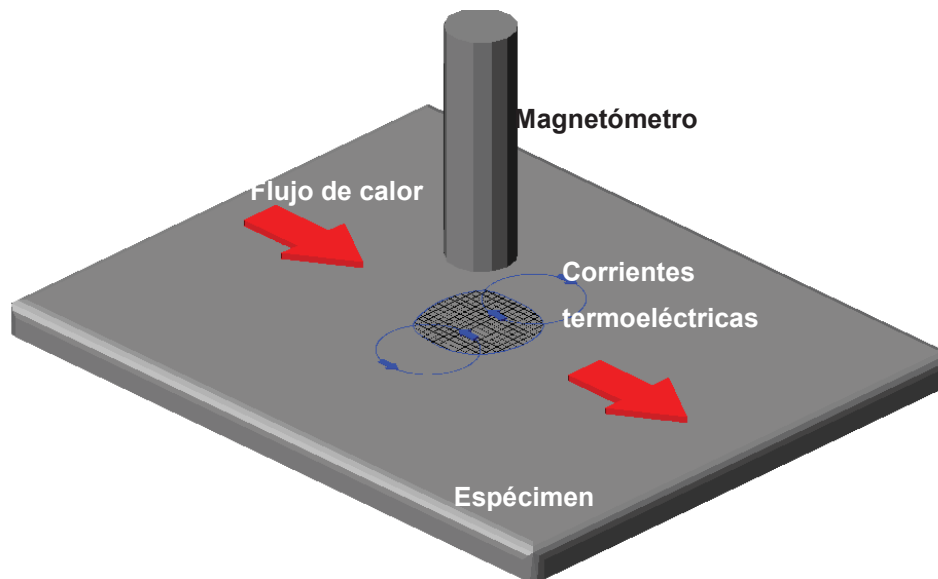


Figura 1.8 Diagrama esquemático de la detección de imperfecciones en materiales por la técnica termoeléctrica de no contacto por el monitoreo magnético de corrientes termoeléctricas.

Como ya se sabe, la técnica termoeléctrica de no contacto es muy sensitiva a la presencia de inclusiones, cuando el potencial termoeléctrico de la región afectada es significativamente diferente al del medio que lo rodea [30-35]. En el método de termoelectricidad de auto-referencia las imperfecciones del material naturalmente forman termopares con el espécimen, y en presencia de un gradiente de temperatura externo producido, estos termopares innatos producen corrientes termoeléctricas alrededor de las imperfecciones que pueden ser detectadas censando la densidad de flujo magnético por sensores magnéticos a una distancia significativa entre el sensor y la superficie de la imperfección.

Algunas investigaciones que se han llevado a cabo mediante esta técnica, son las realizadas por H. Carreón, P.B. Nagy y H. Nayfeh, donde ellos crearon inclusiones esféricas artificiales superficiales de estaño en probetas de cobre con diferentes tamaños, que van desde 2.38mm-12.7mm, y aplicaron un gradiente de temperatura de 0.7 °C/cm con el fin de generar corrientes termoeléctricas alrededor de las inclusiones. Las mediciones de la densidad del campo magnético que realizaron fueron por medio de un sensor fluxgate cambiando la distancia

entre muestra sensor, que fue desde 1mm hasta 8mm teniendo una variación de 1mm ^[33].

En la Figura 1.9 se muestra la señal típica que obtuvieron para las inclusiones antes mencionadas, donde la serie 1 es la manifestación de la intensidad de campo producida por una inclusión y la serie 2 es la señal que indica el antecedente de la probeta, es decir, la señal intrínseca sin inclusión llamado comúnmente “ruido del material”.

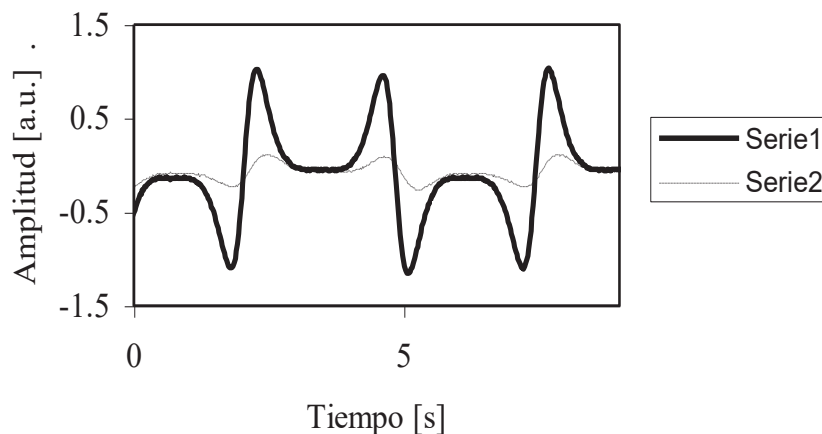


Figura 1.9 Señales magnéticas registradas de una inclusión esférica superficial de estaño.

Las densidades de flujo magnéticas obtenidas por estos autores, las analizaron con modelos teóricos, dándoles gran concordancia las densidades de flujo magnético obtenidas experimentalmente con los modelos teóricos. Tiempo después el investigador H. Carreón estudió el efecto que tendría la densidad del campo magnético en inclusiones dentro del material base como se muestra en la Figura 1.10 ^[34].

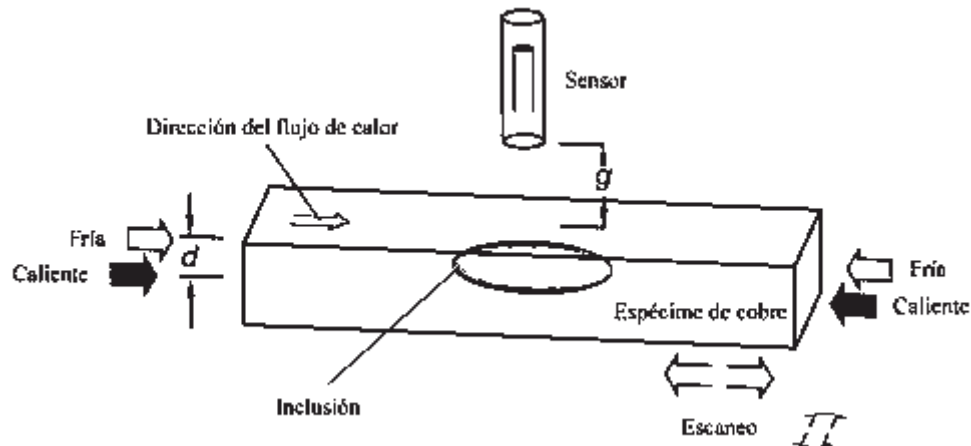


Figura 1.10 Diagrama esquemático de una inclusión subsuperficial.

Las señales magnéticas que obtuvo fueron algo difíciles de encontrar, ya que la señal producida por la inclusión tiende a confundirse con el ruido del material y es muy difícil de separarlo, sin embargo por medio de métodos numéricos fue posible obtener las señales experimentales y compararlas con los modelos teóricos, teniendo una discrepancia pequeña que puede ser nula teniendo en cuenta que es demasiado difícil hacer concordar perfectamente modelos teóricos con resultados experimentales, ya que por lo general en los modelos teóricos todo es calculado en condiciones ideales. En la Figura 1.11 se observa como la magnitud de la señal magnética van decreciendo con el ruido del material, donde la serie 1 es la señal magnética y la serie 2 es el ruido del material.

Actualmente se está intentando que esta técnica de END tenga un gran auge en la caracterización de materiales, debido a esto se han hecho estudios en materiales aeroespaciales como es el caso de la aleación Ti-6Al-4V. Como se sabe muchas de las aleaciones de titanio tienen poca conductividad eléctrica y térmica, y por lo tanto se tiene que son más significativas las inhomogeneidades microestructurales y la textura anisotrópica que un cobre de una fase ^[35]. Como ejemplos de las investigaciones realizadas a este tipo de aleación tenemos las realizadas por H. Carreón et. al. Donde por una parte ha estudiado la anisotropía

en un disco de Ti-6Al-4V, donde observaron una relación entre la anisotropía y las corrientes termoeléctricas generadas, ya que para un ángulo de 0° se tienen un campo magnético de 22nT y para un ángulo de 90° un campo magnético casi semejante de 28nT, pero las corrientes termoeléctricas son opuestas, como se puede observar en la Figura 1.12. A demás se hizo en esta investigación una comparación teórica experimental, teniendo una gran concordancia los resultados experimentales con el modelo teórico ^[36].

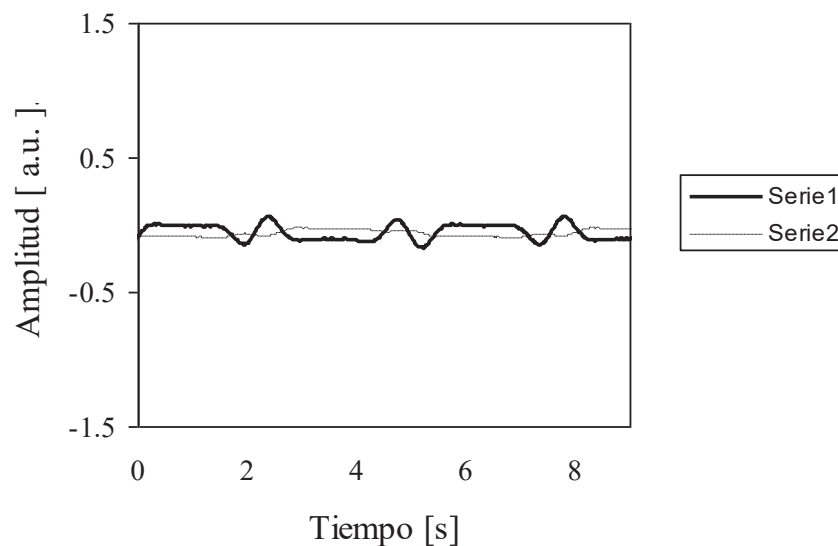


Figura 1.11 Señales magnéticas registradas de una inclusión semiesférica subsuperficial de estaño.

Otro estudio realizado a la aleación Ti-6Al-4V es con inclusiones TiN que pueden ser solamente detectadas si se tienen fracturas o poros, esto quiere decir que si una inclusión no tiene fracturas o poros pasaría sin ser detectada. Estas inclusiones se generan por el exceso de nitrógeno, debido a ello se crearon cuatro especímenes con inclusiones TiN con diferentes contenidos de nitrógeno, estos fueron cortados de un bloque de Ti-6Al-4V con las mismas dimensiones de 15.5 x 15.5 x 25mm, estas inclusiones tienen forma cilíndrica con un diámetro de 0.19mm y una profundidad de 0.19mm.

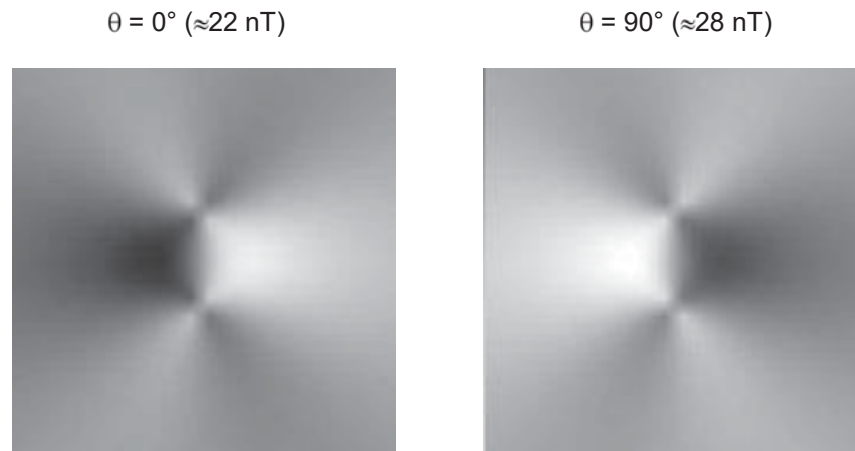


Figura 1.12 Imágenes de la aleación Ti-6Al-4V a 0° y 90° respectivamente, con una dimensión de escaneo de 203mm x 203mm y una distancia muestra-sensor de 2mm

En la Figura 1.13 se ilustra el diagrama esquemático del arreglo experimental usado para el estudio de diferentes señales termoeléctricas producidas por inclusiones TiN dentro de espécimen Ti-6Al-4V, cada espécimen fue montado en dos soportes de cobre los cuales fueron perforados y sellados como intercambiadores de calor, además se colocó un capa de un compuesto de silicon entre las barras de cobre y los especímenes con el fin de que se creara una mejor transferencia de calor [37].

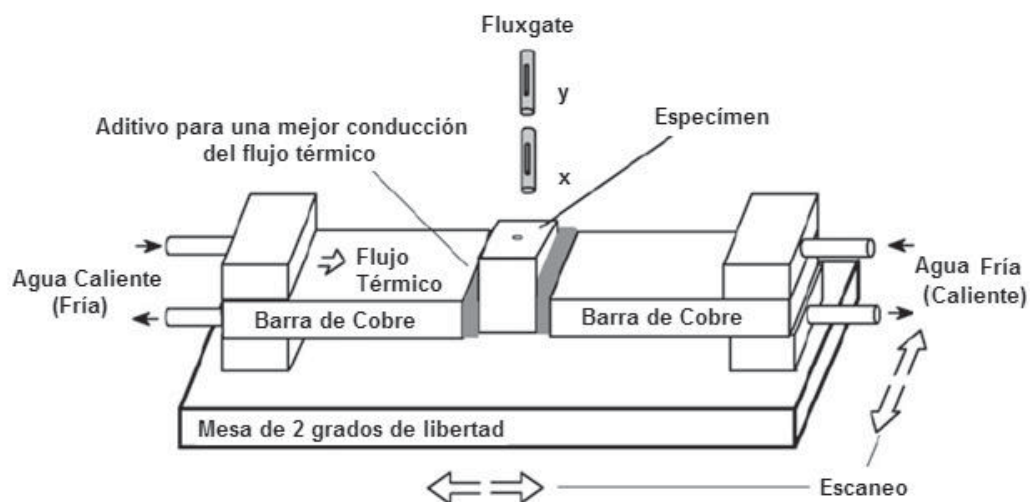


Figura 1.13 Diagrama esquemático del funcionamiento experimental de la técnica termoeléctrica de no contacto

El gradiente de temperatura aplicado para la generación de corrientes termoeléctricas alrededor de la inclusión fue de $12^{\circ}\text{C}/\text{cm}$, para obtener este gradiente de temperatura, fue necesario colocar los intercambiadores de calor a 85°C y 10°C . Las señales fueron obtenidas por medio de dos sensores Fluxgate a una distancia entre el primer sensor y la superficie del espécimen de 2mm. El espécimen lo escanearon en dirección normal al sensor, las señales magnéticas producidas por la inclusión las detectaron por medio del escaneo horizontal del espécimen al centro de la barra en dirección normal al flujo de calor.

Las mediciones obtenidas de este estudio demostraron claramente que la técnica termoeléctrica de no contacto para la caracterización de materiales es muy poderosa. Las mediciones de la densidad de flujo magnético fueron sensitivas a los cambios en el contenido de nitrógeno como se puede observar en la Figura 1.14, donde a mayor contenido de nitrógeno mayor es la intensidad de flujo magnético. Para 1N, 2N, 3N y 5N el contenido de nitrógeno en porcentaje en peso fue de 1.6, 2.6, 3.5 y 5.9 respectivamente. Observaron también que la señal del background que proporciona el material intrínseco afecta la detección en la profundidad de las inclusiones y/o imperfecciones, para obtener las mediciones de termoelectricidad por no contacto y es causado por la anisotropía, inhomogeneidades y textura del espécimen ^[9,38]. Concluyeron que las señales del background son causadas por la textura anisotrópica y la inhomogeneidad del material.

Como se puede observar, el alcance de la técnica termoeléctrica de no contacto depende crucialmente de la sensibilidad del sensor magnético. Debido a los recientes avances tecnológicos se ha tenido un gran avance en lo que se refiere a sensores magnéticos de alta sensibilidad teniendo tales como: el GMR (Giant Magnetoresistance Effect) que tiene una sensibilidad de 10 nT hasta 1 nT, el SDP (Spin Dependent Tunneling), el Fluxgate y especialmente el SQUID (Superconductive QUantum Interference Device) este puede efectuar mediciones del rango de 1-0.1pT, estas sensibilidades son para el orden de 0.1 a 20 Hz.

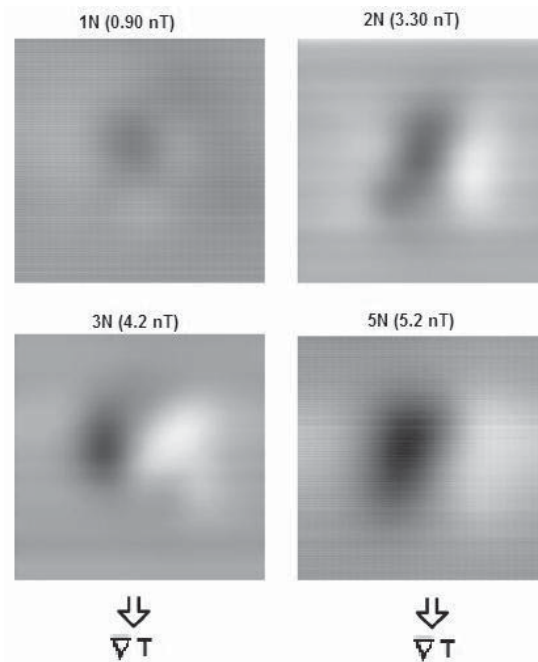


Figura 1.14 Imágenes de inclusiones en la aleación Ti-6Al-4V con diferentes contenidos de nitrógeno con una dimensión de escaneo de 76.2mm x 76.2mm

En la Figura 1.15 se puede observar el espectro típico de ruido de 0.1 a 20 Hz para diferentes sensores magnéticos disponibles en el mercado. Como se sabe la fuerza del campo magnético dependerá en gran medida de la naturaleza física y de las dimensiones de la imperfección, además del gradiente de temperatura, teniendo un gradiente de $\approx 1-10^{\circ}C/cm$ muchas inhomogeneidades producen densidades de flujo magnético alrededor de $10-10^5 pT$ [39], con tal sensibilidad de los sensores, la detección de corrientes termoeléctricas por medio de la técnica termoeléctrica de no contacto nos llevará a un gran número de aplicaciones dentro de los ensayos no destructivos, en particular, con la reciente adaptación de los sensores magnéticos SQUID para la detección de corrientes termoeléctricas, con este tipo de tipo de sensores se han logrado detectar segregaciones que están debajo de la superficie en discos de turbinas. Esto no se ha llevado a la aplicación en campo debido a que se requieren condiciones muy específicas para la aplicación de estos ensayos, además de que es una técnica nueva y en vías de exploración [40-42].

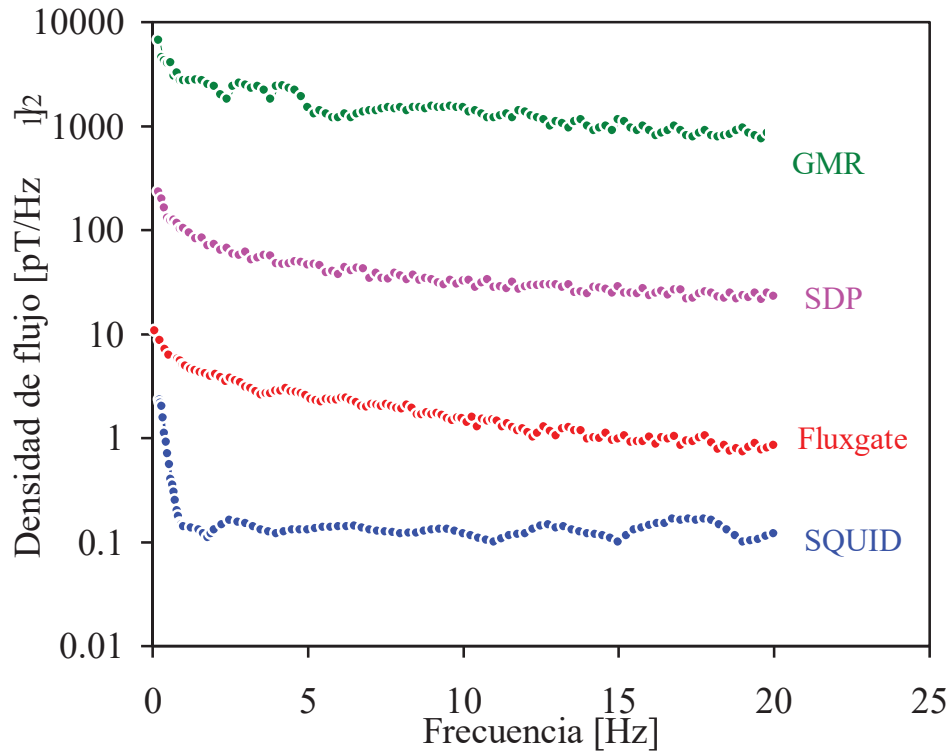


Figura 1.15 Espectro típico de sensibilidad para diferentes tipos de sensores magnéticos.

Por otra parte, se tiene que el sensor SQUID puede proveer un rango sensible cerca de $0.1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ sin ninguna amplificación de la resolución espacial, mientras que el sensor GMR proporciona una mejor resolución espacial pero su campo de sensibilidad es muy pequeño. El magnetómetro SQUID provee muchas características deseables pero su costo y su sistema de operación como por ejemplo el de refrigeración lo hacen poco accesible. Por otro lado, se tiene que los sensores Fluxgate tienen algunas ventajas tales como gran campo de sensibilidad, linealidad, rango dinámico, robustez, sobre otros sensores magnéticos disponibles en el mercado, debido a estos son utilizados en un amplio rango de aplicaciones tales como en la geofísica del fondo del océano, en los satélites, aplicaciones navales y terrestres, etc ^[43].

La magnetorresistencia gigante (GMR ó Giant Magneto Resistive) es un efecto mecánico cuántico que se observa en estructuras de película delgada

compuesta de capas alternas ferromagnéticas y no magnéticas. Se manifiesta en forma de una bajada significativa de la resistencia eléctrica observada bajo la aplicación de un campo magnético exterior. Cuando el campo es nulo, las dos capas ferromagnéticas adyacentes tienen una magnetización antiparalela debido a que esta sometidas a un acoplamiento ferromagnético débil entre las capas. Bajo efecto de un campo magnético externo, las magnetizaciones respectivas de las dos capas se alinean y la resistencia de la multicapa cae de manera súbita ^[44]. Los spin de los electrones de la parte no magnética se alinean en igual número de manera paralela y antiparalela al campo magnético aplicado, y por lo tanto sufren un cambio de difusión magnética en una menor medida respecto a las capas ferromagnéticas que se magnetizan de forma paralela.

Los sensores Fluxgate (magnetómetros de saturación) no tienen elementos mecánicos que puedan influir en las mediciones, desapareciendo los problemas de inercia y ofreciendo una mayor rapidez de respuesta, en comparación con los sensores GMR.

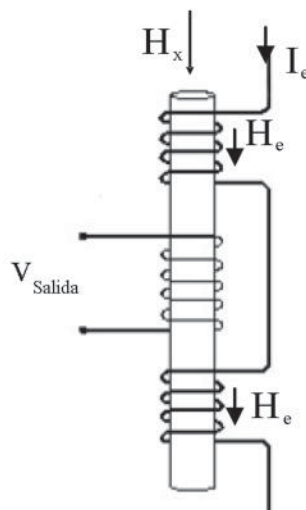


Figura 1.16 Diagrama esquemático de la estructura de un sensor Fluxgate ^[45].

El principio de funcionamiento de los sensores Fluxgate consiste en dos bobinas enrolladas en un núcleo ferromagnético como se muestra en la Figura 1.16. Una corriente continua I_e es aplicada sobre la bobina primaria generando un

campo magnético H_e paralelo a la geometría del núcleo. Con esta geometría se asegura un campo magnético uniforme a lo largo del núcleo. Cuando un campo magnético H_x es aplicado en la misma dirección de H_e , la bobina secundaria es usada para recoger la señal de H_x y lo transforma en un voltaje de salida, el cual nos dará la intensidad del campo magnético H_x . Los sensores Fluxgate están basados en la ley de Faraday como [46]:

$$V = -\frac{d\phi}{dt} \quad (1.34)$$

Donde:

$$\phi = \int_{\text{Superficie}} B \cdot dA \quad (1.35)$$

En el cual V es el voltaje inducido, que es proporcional a la tasa de cambio de la densidad de flujo magnético dada por $d\phi/dt$.

El Fluxgate Bartington Instruments Mag -03 tiene un umbral de limitador de ruido de aproximadamente $2.5\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ y un ancho de banda de 0.1 a 20 Hz. La máxima salida de voltaje es limitada a $\pm 12\text{V}$, correspondiendo a un valor detectable de densidad de flujo magnético de $\pm 120 \mu\text{T}$ con una densidad del sensor de $10\mu\text{T}$ por 1V.

Los sensores SQUID (Dispositivo superconductor de interferencia cuántica) consisten fundamentalmente en un toroide de material superconductor con una pequeña discontinuidad, a la cual se le conoce como Unión Josephson. Estos sensores se fabrican de plomo o niobio, el plomo se encuentra en forma de aleación con un 10% de oro o indio, ya que el plomo no es mecánicamente estable a cambios repetitivos de temperaturas (ya que se trabaja a temperaturas extremadamente bajas). El electrodo base del SQUID esta hecho por una capa muy fina de niobio, formada por deposición, y la barrera del túnel se forma por

oxidación sobre la superficie del niobio. El electrodo superior es una capa de aleación de plomo depositada sobre las otras dos, en disposición de sándwich.

El principio básico está estrechamente ligado a la cuantización del flujo magnético. Este es el fenómeno por el cual los estados favorecidos para un toroide superconductor son aquellos en los que el flujo es un múltiplo de cierto cuanto de flujo ^[47].

Los SQUIDS se utilizan para medir campos magnéticos extremadamente pequeños, actualmente son los magnetómetros mas sensibles hasta el momento. Algunas aplicaciones son en la magneto-encefalografía (MEG), en la cual usan una batería de SQUIDS para inferir la actividad neuronal en el cerebro; como estos sensores pueden trabajar a mucha mayor velocidad que la tasa de actividad cerebral más rápida de interés, se pueden obtener buena resolución temporal por MEG. El uso de este tipo de sensores en prospecciones petrolíferas, predicción de terremotos y análisis de energía geotérmica se va extendiendo conforme se desarrolla la tecnología de superconductores.

CAPÍTULO II METODOLOGIA EXPERIMENTAL.

2.1 Fabricación de probetas.

Para llevar a cabo la generación de corrientes termoeléctricas y generar debido a estas, campos magnéticos, se crearon varias probetas de cobre (Cu) con diferentes dimensiones de inclusiones de estaño. El número de probetas que se maquinaron fueron 6, cuyas dimensiones fueron 20.5cm de largo por 6cm de ancho, teniendo un espesor de 1.27cm. Como primer paso, a las probetas se les formaron 16 barrenos pasados de 0.4763 cm. de diámetro en cada una de las esquinas según como se muestra en la Figura 2.1, esto con el motivo de que dichos barrenos funcionaran como ductos para el intercambio de calor, con el fin de generar un gradiente térmico en nuestra probeta.

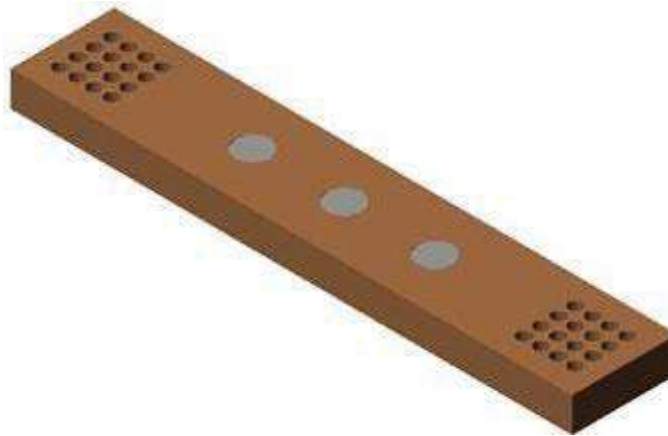


Figura 2.1 Barra de cobre con inclusiones de estaño de un diámetro de 12.7mm con diferentes profundidades.

Después se hicieron 21 barrenos no pasados con diferente profundidad y diámetro. Para la probeta 1 se le produjeron 3 barrenos a profundidades de 6.35, 3.81 y 1.27mm, con un cortador de 1.27cm de diámetro, dichas profundidades anteriormente mencionadas son el 50, 30 y 10% del espesor de la probeta

respectivamente, como se puede ver en la Figura 2.2. Para las probetas 2 y 3 las profundidades fueron las mismas, cambiando nada más el diámetro del cortador por 1.1113 y 0.9525cm.

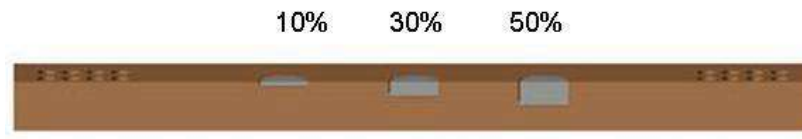


Figura 2.2 Barra de cobre con inclusiones de estaño con profundidades de 1.27mm (10%), 3.81mm (30%) y 6.35mm (50%) y un diámetro de 12.7mm.

En la probeta 4 se le crearon 4 barrenos con cortadores de 0.7938, 0.635, 0.4763 y 0.3175cm respectivamente, con una profundidad de 6.35mm. De modo que para la probeta 5 se le formaron los mismos barrenos pero a una profundidad de 3.81mm y para la probeta 6 a una profundidad de 1.27mm como se puede observar en la Figura 2.3

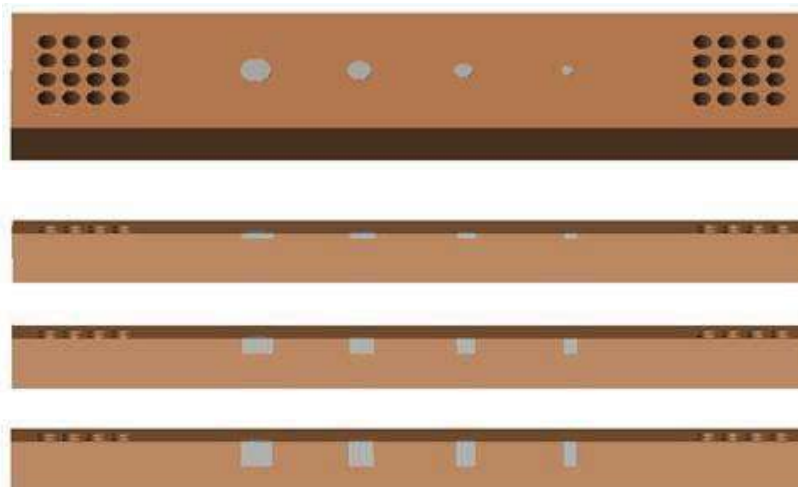





Figura 2.3 Barras de cobre con inclusiones de estaño con diámetros de 7.94, 6.35, 4.76 y 3.18 mm. y con profundidades de 1.27, 3.81 y 6.35mm., respectivamente.

La distancia que se eligió entre una inclusión y otra fue de aproximadamente 2cm, con el fin de que al momento de estar realizando la inspección de la pieza no se obtuvieran lecturas erróneas debido a su proximidad entre ellas, ya que podría manifestarse como una inclusión de mayor tamaño.

El maquinado de estas piezas se realizó en una FRESADORA DE CNC DYNA EM3116, con el fin de que se obtuvieran piezas con la mayor precisión posible en lo que se refiere a la profundidad de los 21 barrenos creados para las inclusiones artificiales.

Una vez que se obtuvieron los barrenos no pasados en las barras de cobre, se prosiguió al rellenado de dichas perforaciones con estaño, para poderlas rellenar se tuvieron que calentar las probetas a una temperatura de $\approx 300^{\circ}\text{C}$, para poder fundir el estaño y así obtener un llenado uniforme en los orificios creados. En la Tabla 2.1 se muestran las propiedades físicas tanto del material base que en nuestro caso es cobre, como el de las inclusiones (estaño).

Tabla 2.1 Propiedades físicas del cobre y el estaño.

Propiedad física	Cobre	Estaño	Unidades
Conductividad eléctrica 	59.7×10^6	8.31×10^6	A/Vm
Conductividad térmica 	399	62.4	W/mK
Potencial termoeléctrico 	1.72×10^{-6}	-0.73×10^{-6}	V/K

2.2 Cálculo teórico de la densidad de flujo magnético.

En el desarrollo del cálculo de la densidad de flujo magnético teórico, se basó en las investigaciones hechas por B. Nagy y H. Nayfeh, donde éstos investigadores lograron la deducción de la fórmula para calcular el campo magnético (ecuación 1.29), en donde se puede observar que para obtener el campo magnético generado por una inclusión, esta ecuación relaciona las propiedades físicas del material base y de la inclusión, además del gradiente de temperatura inducido y la forma de la inclusión, que sería el radio de esta y el

coeficiente de contraste, el cual va a depender si es una inclusión cilíndrica o esférica.

Para nuestro caso se calculó las densidades de flujo magnético generadas por inclusiones cilíndricas, para esto, se obtuvo previamente el campo magnético generado por dichas inclusiones quedando la ecuación 1.29 de la siguiente forma:

$$H_0 = a \nabla T \sigma_{SR} \Gamma_c \quad (2.1)$$

Donde a es el radio de nuestra inclusión cilíndrica, el cual varía, puesto que nuestras inclusiones tienen diámetros de 12.7, 11.113, 9.525, 7.938, 6.35, 4.763 y 3.175mm. El gradiente de temperatura ∇T que se implantó fue de 1.46 C/cm. Las propiedades físicas de los materiales que se usaron para este cálculo se pueden observar en la Tabla 2.1, donde se tiene que la conductividad eléctrica del cobre es de $59.7 \times 10^6 \text{ A/Vm}$. El potencial termoeléctrico relativo se obtuvo con la siguiente formula:

$$S_{SR} = S_S - S_R$$

De manera que S_S es el potencial termoeléctrico del material base, que para nuestro caso es el cobre y S_R es el potencial termoeléctrico de la inclusión, es decir, el potencial termoeléctrico del estaño, por lo tanto tenemos que:

$$S_{SR} = S_S - S_R = 1.72 \times 10^{-6} - \left(-0.73 \times 10^{-6} \right) = 2.45 \times 10^{-6} \text{ V/K}$$

Para obtener el coeficiente de contraste de una inclusión cilíndrica se empleó la ecuación 1.31, donde σ' y κ' son las propiedades del estaño (inclusión) y σ y κ son las propiedades del cobre, por lo tanto sustituyendo los datos de la Tabla 2.1 obtenemos que:

$$\Gamma_c = \frac{2}{\left(1 + \frac{\sigma}{\sigma'}\right) \left(1 + \frac{\kappa'}{\kappa}\right)} = \frac{2}{\left(1 + \frac{59.7 \times 10^6}{8.31 \times 10^6}\right) \left(1 + \frac{62.4}{399}\right)} = 0.2113263$$

Estos datos fueron utilizados para el cálculo del campo magnético. Para nuestras densidades de flujo magnético obtenidas, lo que se hizo fue una conversión de Amper/metro a nanoTeslas ($A/m \rightarrow nT$) donde: $80nT = 0.063A/m$ por lo tanto la densidad de flujo magnético esta dada por:

$$B_0 = H_0 \left[0/0.063 \right] \quad (2.2)$$

Obteniendo estos resultados, fue necesario tomar un punto de referencia para comparar las densidades de flujo magnético teóricas con las experimentales, debido a esto, se les hizo un normalizado a las densidades de flujo magnético obtenidas con respecto al radio de la inclusión que dando como:

$$\mathbf{B} = B_0 F \left[\right] \quad (2.3)$$

En el cual, el coeficiente del campo magnético normalizado $F \left[\right]$ depende de la distancia normalizada muestra-sensor dada por:

$$x_{i1} = \frac{\lambda + \gamma}{a} \quad (2.4)$$

Donde x_{i1} es la distancia normalizada muestra-sensor, λ es la distancia que hay entre la muestra-sensor, γ es la distancia que hay desde la superficie del sensor hasta el centro del mismo y a es el radio de la inclusión. Teniendo x_{i1} se puede adquirir el coeficiente de normalizado del campo magnético de la Figura 2.4. Este coeficiente fue tomando diferentes valores, debido a que se estuvo variando la distancia muestra-sensor, con el fin de tener un estudio más detallado

del comportamiento de la densidad de flujo magnético, esta variación fue hecha desde 1mm hasta 8mm, haciendo incrementos de 1mm.

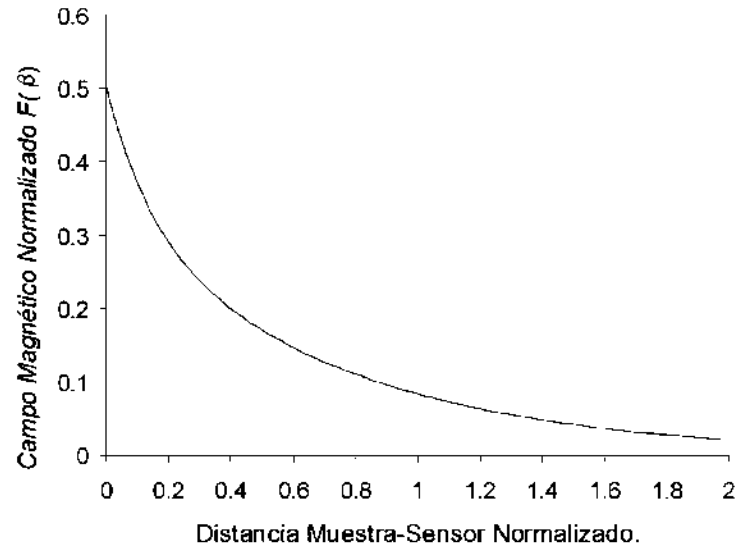


Figura 2.4 Componente normal máximo del campo magnético normalizado para una inclusión cilíndrica en función de la distancia muestra-sensor normalizada.

A continuación se dará un ejemplo de cómo se calculó la densidad del campo magnético, tomando en cuenta todo lo anterior para una inclusión de 1.27cm de diámetro con una profundidad del 50% a una distancia muestra-sensor de 1mm

Como ya sabemos que:

$$S_{SR} = 2.45 \times 10^{-6} V/K, \quad \sigma = 59.7 \times 10^6 A/Vm, \quad \nabla T = 146.34 K/m, \quad \Gamma_c = 0.2113263 \text{ y}$$

$$a = \frac{0.0127}{2} m$$

Sustituyendo los datos anteriores en la ecuación 2.1 se obtiene el campo magnético generado por una inclusión cilíndrica de la manera siguiente:

$$H_0 = a \nabla T \sigma S_{SR} \Gamma_c = 0.00635 \times 146.34 \times 59.7 \times 10^6 \times 2.45 \times 10^{-6} \times 0.2113263$$

$$H_0 = 28.723 A/m$$

Aplicando la ecuación 2.2 tenemos que:

$$B_0 = (28.723 A/m) / 0.063 = 36474 nT$$

Una vez obtenido la densidad de flujo magnético, se procedió a hacer el normalizado con respecto al radio de la inclusión. El coeficiente de normalización del campo magnético se puede obtener con los datos de la Figura 2.4, pero para esto es necesario tener la distancia de normalizado muestra-sensor dada por la ecuación 2.4 donde la distancia muestra-sensor es igual a 1mm, la distancia superficie-centro del sensor igual a 1mm y el radio de la inclusión será 6.35mm, es decir $\lambda = 1mm$, $\gamma = 1mm$ y $6.35mm$, por lo tanto nos queda que la distancia normalizada muestra-sensor es igual a:

$$x_{i1} = \frac{\lambda + \gamma}{a} = \frac{(1+1)mm}{6.35mm} = 0.31496$$

Con este resultado se interpola con los datos de la gráfica de la Figura 2.4 de la siguiente forma:

x_{i1}	$F(B)$
0.3	0.237729
0.31496063	X
0.32	0.229249

$$\Delta x_{i1_{0.32-0.3}} = 0.02 \rightarrow \Delta F(B) = -0.00848$$

$$\Delta x_{i1_{0.32-0.31496}} = 0.005039 \rightarrow x$$

Despejando x obtenemos:

$$x = \frac{0.005039 - 0.00848}{0.02} = -0.002136693$$

Sumando x a F_{β} para cuando x_{i1} sea igual a 0.32 tenemos X que es el valor de F_{β} cuando x_{i1} es igual a 0.31496063, por lo tanto:

$$X = -0.002136693 + 0.229249 = 0.231385693$$

Entonces el coeficiente de normalización del campo magnético para una distancia muestra-sensor de 1mm con un radio de 6.35mm es

$$F_{\beta} = 0.231385693$$

Sustituyendo F_{β} en la ecuación 2.3 tenemos que:

$$\mathbf{B} = 6474 \cdot 0.231385693 = 8439.58\text{nT} = 8.439\mu\text{T}$$

El mismo procedimiento fue empleado para la obtención de las demás densidades de flujo magnético, variando como se dijo anteriormente el radio de la inclusión, la profundidad de esta y así como la distancia entre la muestra y el sensor.

2.3 Técnica termoelectrica de no contacto.

2.3.1 Construcción y puesta en marcha del equipo.

Con la construcción y puesta en marcha del equipo de la técnica termoelectrica de no contacto, se empezó por diseñar las piezas necesarias para

sujetar a los especímenes o muestras, el cual debería servir también como parte de un intercambiador de calor, es decir, que por medio de este le incidiera un flujo de calor en la muestra.

Se diseñaron dos piezas de aluminio con las dimensiones que a continuación se presentan en la Figura 2.5

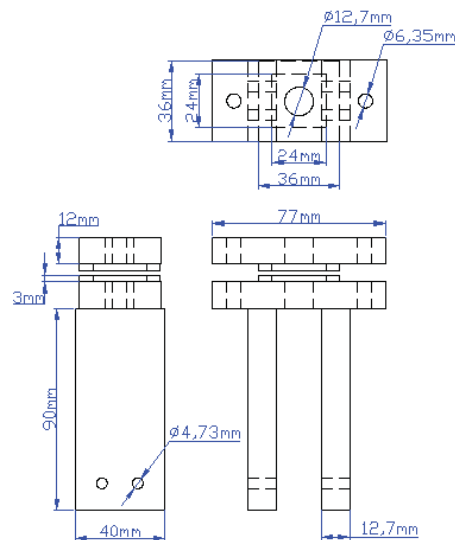


Figura 2.5 Diseño de los soportes para el montaje de la muestra

La función de dichas piezas es que sirvan como soporte para el montaje de la muestra, además el orificio que tienen estas piezas es por el cual el fluido pasará, haciendo la transferencia de calor al estar el fluido en contacto con la muestra que va a ser prensada por estas piezas.

A los soportes se les hizo una conexión tipo macho, con el fin de conectar las mangueras, las cuales llevarán el fluido frío y caliente. Estos soportes fueron obtenidos a partir de una placa de aluminio de 90.5X31.5X1.27cm.

Una vez hechos los soportes, se procedió con el siguiente paso, el cual era crear un perfil tipo "U" que sirviera como base de estos soportes, con el cual se pudiera tener cierto control en el dimensionamiento de la muestra, es decir, que

tan grande o chica puede ser la muestra a inspeccionar. En la Figura 2.6 se pueden observar las dimensiones del perfil que se diseñó como base para los soportes de aluminio.

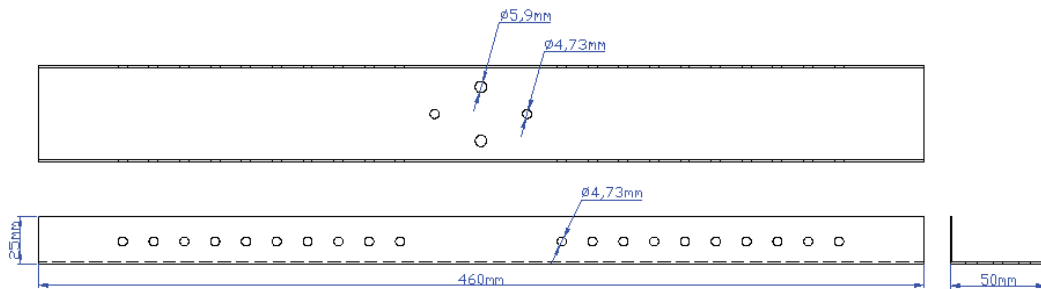


Figura 2.6 Diseño del perfil base para los soportes de la muestra.

La base de los soportes fue hecha para cinco diferentes dimensiones (tomando nada más en cuenta lo largo) de la muestra, teniendo como constante nada más lo que es el ancho de esta. Cabe mencionar que la base fue construida también con aluminio y los barrenos que se le hicieron a la base en los costados y a los soportes fueron de 4.73mm de diámetro con el fin de sujetar los soportes en la base. También se le generaron cuatro barrenos, dos de 5.9mm de diámetro y los otros dos de 4.73mm con el fin de que este perfil pudiera sujetarse a una placa de ensamblado, la cual, va a ser el medio por el cual se va a unir nuestra base de los soportes con la base del eje que tiene el motor. La placa de ensamblado que se muestra en la Figura 2.7, fue hecha del mismo material con que fueron fabricados los soportes.

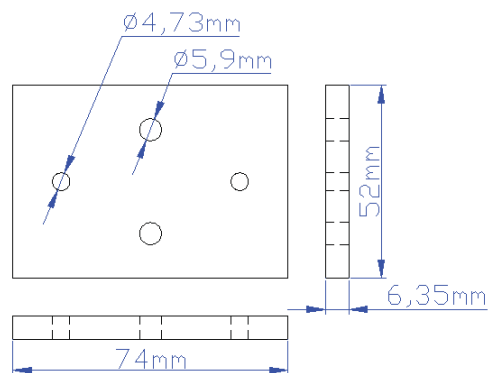


Figura 2.7 Placa de ensamblado

Por último se fabricó un soporte para montar nuestro sensor magnético como se muestra en la Figura 2.8, en la cual también podemos observar nuestras piezas fabricadas ya ensambladas, como lo son los soportes para las muestras, el perfil que sirve como base para los soportes y la placa de ensamblado.

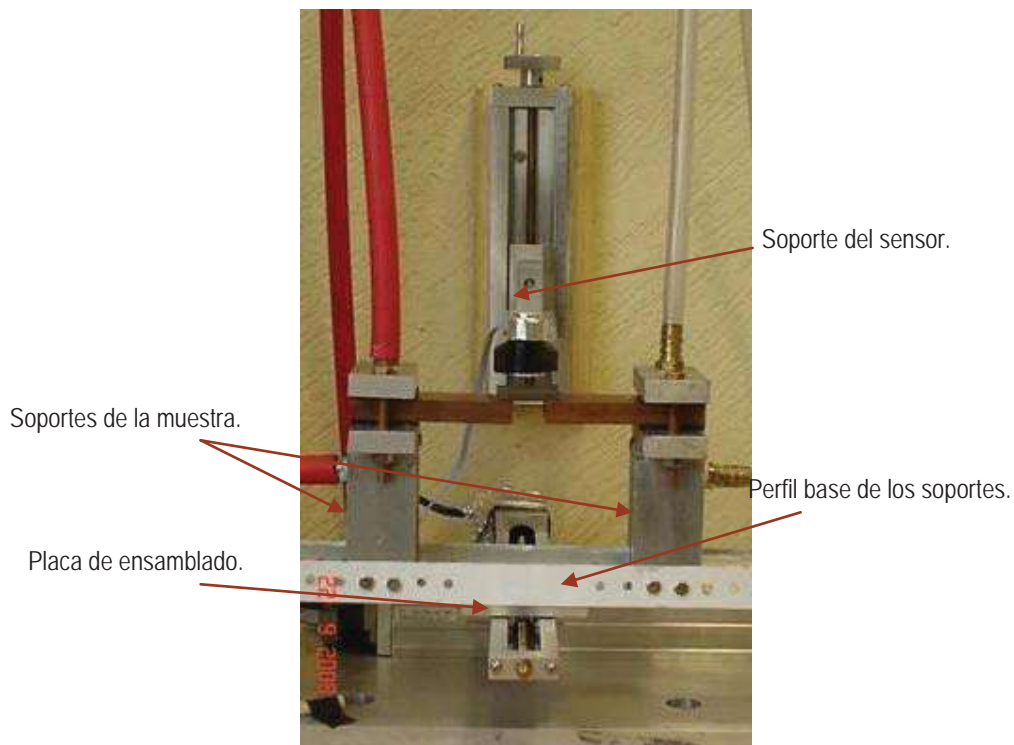


Figura 2.8 Ensamble de las piezas fabricadas.

En la figura anterior, podemos observar que los soportes donde se esta sujetando la muestra, están conectados a unas mangueras las cuales transportan el fluido con el cual se genera el flujo de calor. Este fluido es para este caso agua destilada, en donde la manguera del lado izquierdo transporta el fluido caliente y la del lado derecho el frío. Para llevar acabo el calentamiento de dicho fluido, se realizó por medio de una unidad Thermo NesLab EX7 y el enfriamiento por medio de una unidad Thermo NesLab RTE 7. En la Figura 2.9 se pueden observar ambas unidades, las cuales son de temperatura programable, teniendo un paro de seguridad programable, en caso de que se rebase la temperatura programada.

Estas tienen un flujo de bombeo de 5 litros por minuto, lo cual es suficientemente bueno para los requerimientos de operación.



Figura 2.9 Unidades generadoras del flujo de calor

Las temperaturas que se programaron en estas unidades fueron de 5°C para la unidad refrigerante y de 65°C para la unidad calefactora, las cuales tardaban en estabilizar a esas temperaturas en un promedio de 30min. En teoría el diferencial de temperatura que se generaría en la muestra si no hubiera pérdidas de calor sería de 60°C , sin embargo, si se registran pérdidas de calor en el transporte de éste, por lo tanto se procedió a medir la temperatura en los extremos de las muestras, haciendo uso de un termopar tipo K, obteniendo de este modo lecturas de temperaturas más reales, teniendo para el extremo caliente una temperatura de 42°C y para el extremo frío una temperatura de 12°C , teniendo así un diferencial de temperatura de 30°C , obteniendo por lo tanto un gradiente de temperatura de $1.46^{\circ}\text{C}/\text{cm}$.

Con el gradiente de temperatura generado en las muestras producirá corrientes termoeléctricas alrededor de las inclusiones, las cuales a su vez producirán una densidad de flujo magnético, el cual será detectado por un magnetómetro. El sensor de flujo magnético que se utilizó fue un Fuxgate Bartington modelo Mag-03IE1000, ver Figura 2.10, el cual es un sensor de campo

magnético de tres ejes, este sensor tiene una cubierta cilíndrica de alúmina y opera bajo un rango de temperaturas que van desde los -40°C hasta los 70°C . Este sensor es conectado a una fuente de poder Mag-03PSU (Power SuplÍ Unit), la cual lo energiza con un voltaje de $\pm 9\text{V}$.



Figura 2.10 Sensor magnético Fluxgate Bartington Mag-03IE1000.

De los 3 ejes que tiene el sensor, para la experimentación solamente fue necesaria la utilización de un eje, ya que con este se pudo detectar las densidades de flujo magnético y por consecuencia se logró la adquisición de los datos que generaron las corrientes termoeléctricas creadas por las inclusiones artificiales.

Para obtener una buena señal magnética de origen termoeléctrico fue necesario tomar ciertas medidas. Primeramente se utilizó un acoplamiento AC con un filtrado pasa altas de baja frecuencia a 0.01Hz para alcanzar una buena sensibilidad en las mediciones, se utilizó materiales no magnéticos en la construcción del equipo experimental, debido a que se tenía que eliminar todo tipo de campo magnético generado por materiales magnéticos, los que afectarían de manera considerable las mediciones de las densidades de flujo magnético creadas por las inclusiones.

El equipo que se utilizó para el filtrado de la señal magnética fue un filtro Stanford Research System Low Noise Preamplifier modelo SR560, ver Figura 2.11. Este equipo cuenta con un ajuste para la determinación del tipo de filtro, que puede ser pasa bajas, pasa altas o pasa bandas; tiene un seleccionador de frecuencia de corte, ya sea pasa bajas, altas o bandas; se puede controlar

también la ganancia del filtro teniendo como opciones 1, 10, 20, 50 y 100 de ganancia. También se puede ajustar el acoplamiento de la señal, pudiendo ser AC, CD o GND, de igual modo se puede ajustar el canal de la señal de salida ya sea A, B o ambas.



Figura 2.11 Filtro Stanford Research System Low Noise Preamplifier modelo SR560

Debido a que la mayoría de la interferencia magnética de corriente alterna acontece a una frecuencia de 60Hz, se estuvo trabajando con un filtro pasa bajas (6 polos de 20Hz de frecuencia) para que estas señales de interferencia fueran eliminadas. Estos procedimientos basados en el espectro de frecuencias de señales magnéticas nocivas, no pueden ser aplicados para reducir señales extrañas en el rango de frecuencia en el cual las señales termoeléctricas son detectadas, entre 0.01Hz y 20Hz; en este rango se pueden separar la señal magnética deseada de señales de ruido no deseadas, basadas en su dependencia espacial en vez de temporal. El acoplamiento de salida que se seleccionó fue el A, haciendo su conexión a un osciloscopio Lecroy modelo WAVE surfe 434, de 350MHz como frecuencia máxima de muestreo, precisión de 5ps (picosegundos) en escala horizontal y 10 μ V (microvolts) en escala vertical, el cual sirvió como fuente de ajuste, almacenamiento y salida de datos.

Por otra parte, para el movimiento de la muestra, se tuvo que realizar la construcción de un manipulador de dos grados de libertad (X, Y), el cual consistió en el ensamble de dos motores, los cuales generaran el movimiento. Dichos motores fueron fijados a una placa de aluminio cuyas dimensiones son 45cm de

largo por 30cm de ancho y un espesor de 1.27cm, la cual a su vez fue fijada sobre una mesa de madera con 6 tornillos de acero inoxidable.

Los dos motores utilizados para el manipulador con dos grados de libertad fueron motores de pasos marca VEXA modelo PK264-03A-P1, ver Figura 2.12. Estos tienen una resolución de un octavo de grado por paso, que es igual a 0.005mm por paso en lo que a distancia se refiere. El motor 1 que realiza el movimiento a lo largo de la dirección del eje X recorre una distancia máxima de 38cm y el motor 2 que realiza su movimiento a lo largo del eje Y tiene una distancia máxima de 28cm. Como ya se sabe, los materiales magnéticos afectan las mediciones débiles de las densidades de flujo magnético producidas alrededor de las inclusiones, por lo cual los husillos utilizados para el movimiento de la base del soporte de las muestras fueron de cobre.

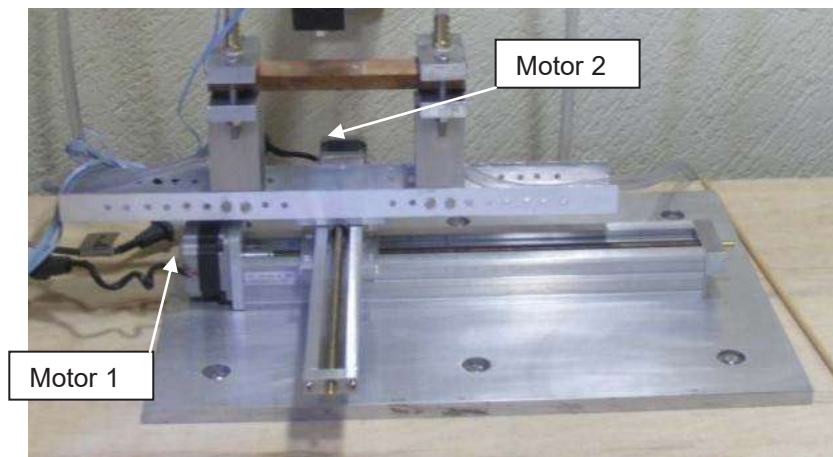


Figura 2.12 Manipulador con dos grados de libertad.

2.3.2 Tratamiento de las señales.

Una vez puesto en marcha el equipo como se muestra en la Figura 2.13, donde se puede apreciar el tipo de señal obtenida, mostrada por el osciloscopio se

procedió a la obtención de las densidades de flujo magnético de cada una de las inclusiones artificiales de la siguiente forma:

Primero, una vez sujeta la muestra a inspeccionar por medio de los soportes, se realizó el arranque de las unidades de calentamiento y enfriamiento, así como el filtro de señal, la fuente energizada del sensor magnético y el osciloscopio. Una vez que la temperatura se estabilizó, se seleccionó una ganancia 10 con el filtro SR560 y se procedió a posicionar una de las inclusiones en el centro del sensor, enseguida de eso, se procedió a desplazar el sensor manualmente sobre el eje Z a una distancia de 1mm entre la muestra y él, una vez hecho lo anterior, se realizó un barrido sobre el eje Y, capturando la señal cuando la inclusión pasara justamente en medio del sensor. Este barrido, así como la captura de la señal se repitieron 5 veces con el fin de obtener un resultado confiable.

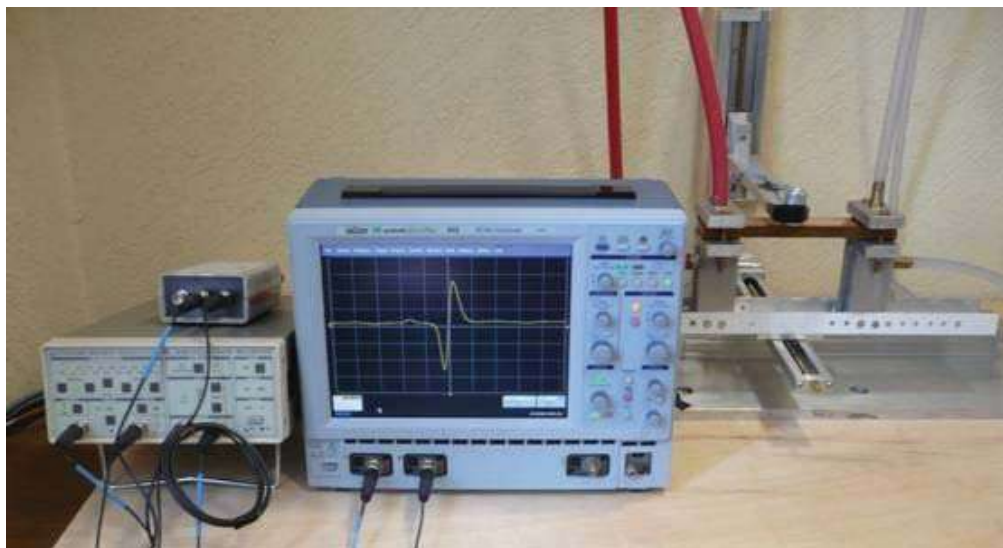


Figura 2.13 Equipo de captura y tratamiento de la señal de campo magnético

Del mismo modo se realizó la captura de la señal para las demás inclusiones, variando lo que fue la distancia de muestra sensor, la cual se llevó acabo desde 1mm hasta 8mm, teniendo un intervalo de 1mm; además de hacer las capturas de los datos a una ganancia de 10, también se estuvieron capturando

los datos con ganancias de 50 y 100, con el fin de observar si se produciría algún cambio en la señal debido a la ganancia inducida por el filtro.

Ya obtenidos los datos se procedió a analizarlos, para obtener los parámetros de distribución del campo magnético que son la distancia que hay de pico a pico, que será la amplitud máxima de la señal y la mitad de ancho que es el tiempo que transcurre entre el pico mínimo y máximo de esta amplitud, como se muestra en la Figura 2.14

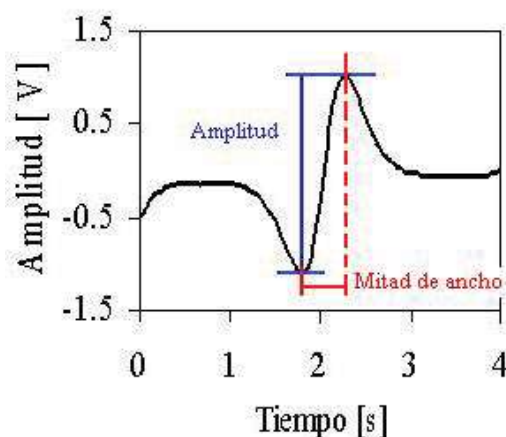


Figura 2.14 Caracterización de la señal típica del campo magnético.

Con estos dos parámetros se podrá caracterizar cualitativamente la distribución del campo magnético producido por las corrientes termoeléctricas generadas alrededor de las inclusiones. En la figura 2.15 se muestran estos dos parámetros como función de la distancia muestra-sensor normalizada con respecto al diámetro de la inclusión, las líneas sólidas son resultados numéricos mientras que las líneas punteadas son asíntotas del campo lejano, como se puede observar a mayor distancia muestra-sensor, va ir en decremento el pico del campo magnético normalizado, mientras se va produciendo un ensanchamiento de la mitad de ancho

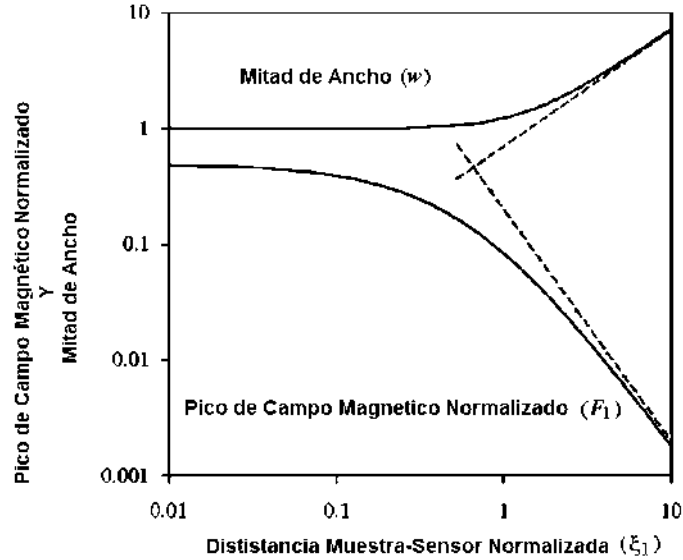


Figura 2.15 Predicciones numéricas de los parámetros de distribución del campo magnético.

Con el fin de obtener los parámetros de distribución de las inclusiones, se llevó a cabo la realización de un programa en LabVIEW con el objetivo de tener resultados precisos y concretos.

En la Figura 2.16 se puede observar el código de programación, el cual consistió en tomar la lectura de las 5 mediciones que se hicieron por inclusión a cierta distancia muestra-sensor y con su respectiva ganancia, por ejemplo, las 5 mediciones que se tomaron para una inclusión de 1.27cm de diámetro, con una profundidad de 50%, con una distancia muestra-sensor de 1mm y con una ganancia de 10. Lee el programa estas 5 mediciones y lo que hace es encontrar la amplitud máxima y mínima de cada una de estas, obtiene la amplitud y después la distancia que hay entre estas, que vendría siendo la mitad de ancho. Una vez obtenido estos datos hace un promedio las amplitudes obtenidas y las mitades de ancho, arrojándonos solamente una amplitud y una mitad de ancho.

El programa creado para la obtención de estos parámetros consta de una interfaz gráfica, la cual tiene de 5 gráficas, que nos muestran las señales de campo magnético obtenidas, así como en la parte inferior muestra la distancia que hay entre el pico máximo y mínimo, y el tiempo que hay entre los picos. En la

Figura 2.17 nos muestra una parte de la interfaz gráfica del programa donde se puede apreciar en la parte superior el recuadro donde nos da el promedio de los parámetros magnéticos.

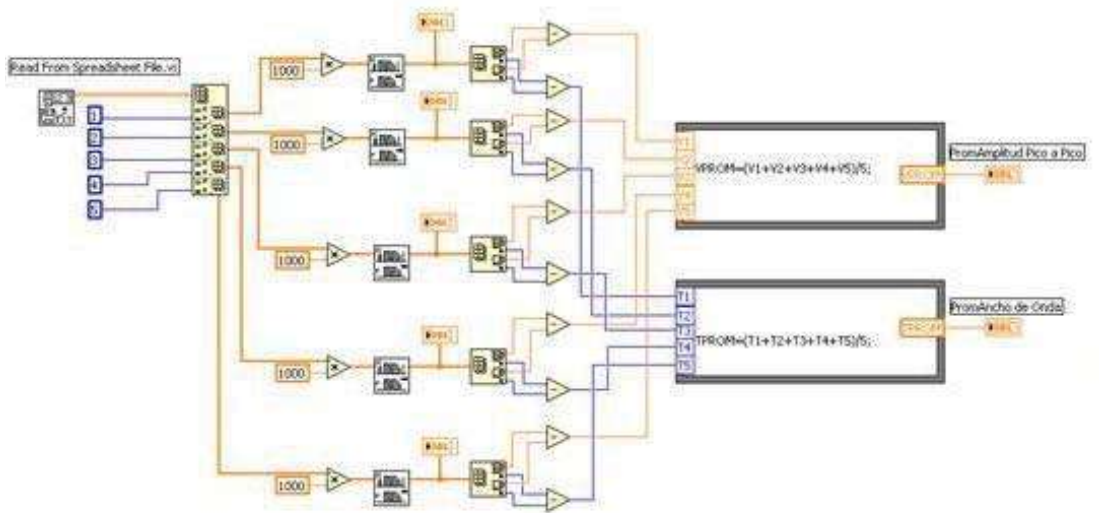


Figura 2.16 Código de programación en lenguaje G (LabVIEW)

Por lo tanto la densidad de flujo del campo magnético para esta inclusión es de $8.430\mu\text{T}$, este mismo método se siguió para obtener las demás densidades de flujo magnético con las variantes antes ya mencionadas. Por otro lado tenemos el tiempo que transcurrió entre los dos picos (máximos y mínimo) para la inclusión de 12.7mm con una profundidad del 50% y una ganancia de 10 es igual a $1040.4\mu\text{s}$, este tiempo como se menciona anteriormente es llamado mitad de ancho, este dato se va normalizar para después ser graficado y relacionarlo con las predicciones numéricas, con el fin de observar su comportamiento.

Por ultimo se obtuvieron imágenes C-Scan solamente de dos probetas de cobre con inclusiones de estaño. La primera probeta fue la que tiene 3 inclusiones a diferente profundidad (10, 30 y 50%) con un diámetro de 12.7mm y la segunda fue la que tiene una profundidad de 10% y diferentes diámetros (7.94, 6.35, 4.76 y 3.18 mm). La distancia que se utilizó entre muestra-sensor fue de 1mm, el

gradiente de temperatura empleado para la generación de corrientes termoeléctricas fue de $2.5^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ y por medio del equipo de filtrado se obtuvieron las señales a las siguientes ganancias: 20, 50 y 100. Las imágenes C-san se obtuvieron por medio del software LabVIEW, con el cual se estuvieron tratando los datos digitales obtenidos del osciloscopio.



Figura 2.17 Panel frontal del programa elaborado en LabVIEW.

CAPÍTULO III

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS.

En este capítulo se presentan los resultados experimentales de las densidades de flujo magnético generados por inclusiones cilíndricas de estaño en barras de cobre con diferentes dimensiones de inclusiones que son de 12.7, 11.11, 9.52, 7.93, 6.35, 4.76 y 3.18mm de diámetro con una profundidad de 10, 30 y 50% y se hará una comparación con los modelos teóricos de éstas.

Los resultados de las densidades de flujo magnético del modelo teórico para los diferentes tamaños de inclusiones de estaño incrustadas en cobre se muestran a continuación.

Tabla 3.1 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 12.7mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Gamma (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	a.u.
Diametro	0.0127	0.0127	0.0127	0.0127	0.0127	0.0127	0.0127	0.0127	m
Radio (a)	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
∇T	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H_0	28.7233	28.7233	28.7233	28.7233	28.7233	28.7233	28.7233	28.7233	A/m
B_0	36474.09	36474.09	36474.09	36474.09	36474.09	36474.09	36474.09	36474.09	nT
Dist. Muestra-Sensor	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
χ_{i1}	0.31496	0.47244	0.62992	0.78740	0.94488	1.10236	1.25984	1.41732	a.u.
$F(\beta)$	0.23139	0.17819	0.14095	0.11272	0.09054	0.07284	0.05864	0.04723	a.u.
B Teórico	8.43958	6.49923	5.14117	4.11150	3.30227	2.65679	2.13891	1.72254	μT

Se puede observar que las densidades de flujo magnético para una inclusión de 12.7mm, van decreciendo según vaya aumentando la distancia entre la muestra y el sensor, teniendo un campo magnético máximo de 8.439 μT para

una distancia muestra-sensor de 1mm y una densidad de campo magnético de $1.722\mu\text{T}$ como mínima para una distancia muestra-sensor de 8mm. Esto nos indica que mientras el sensor este más cerca de la muestra captará una mayor intensidad de campo magnético debido a la mayor cantidad de líneas de flujo magnético que esta cortando en teoría.

La gráfica de la Figura 3.1 muestra la decaída del campo magnético cuando la distancia del sensor con la muestra va aumentando. A partir de esta gráfica se obtuvo una ecuación donde y sería la densidad de flujo magnético y x la distancia muestra-sensor, con la cual se puede obtener la densidad de flujo magnético teórica a cualquier distancia muestra-sensor que se quiera dando una confiabilidad de 99.96%.

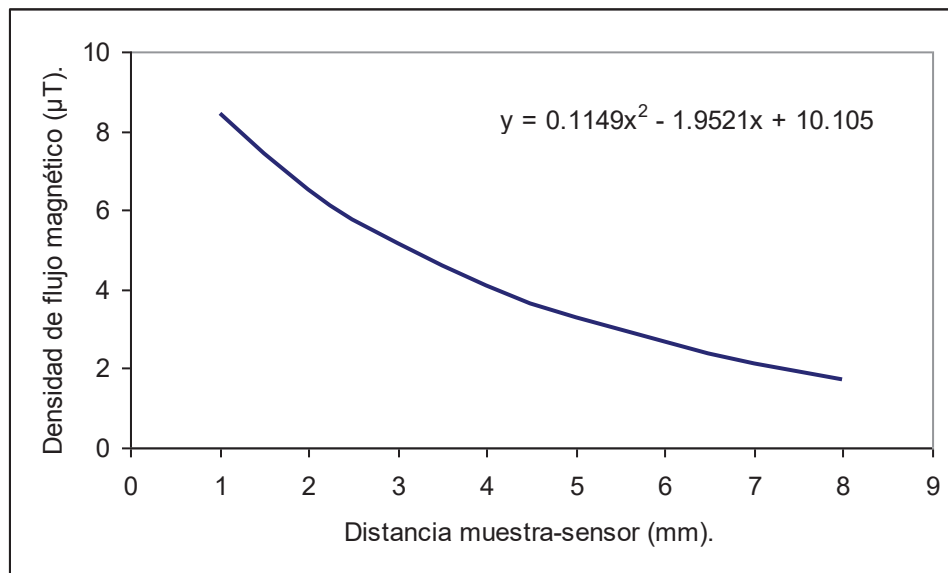


Figura 3.1 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 12.7mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

Para una inclusión con un diámetro de 11.11mm, se tiene que, las densidades de flujo magnético van desde $6.822\mu\text{T}$ para una distancia muestra-sensor de 1mm hasta $1.141\mu\text{T}$ para una distancia muestra-sensor de 8mm. Como se puede observar ocurre también un decaimiento del campo magnético debido al alejamiento del sensor con respecto a la muestra.

Tabla 3.2 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 11.11mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Gamma (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	a.u.
Diametro	0.0111	0.0111	0.0111	0.0111	0.0111	0.0111	0.0111	0.0111	m
Radio (a)	0.0056	0.0056	0.0056	0.0056	0.0056	0.0056	0.0056	0.0056	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
\sqrt{L}	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H_0	25.1329	25.1329	25.1329	25.1329	25.1329	25.1329	25.1329	25.1329	A/m
B_0	31914.83	31914.83	31914.83	31914.83	31914.83	31914.83	31914.83	31914.83	nT
Dist. Sensor-Muestra	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
X_{i1}	0.3600	0.5399	0.7199	0.8999	1.0799	1.2598	1.4398	1.6198	a.u.
$F(\beta)$	0.2138	0.1608	0.1239	0.0964	0.0751	0.0586	0.0458	0.0358	a.u.
B Teorico	6.8227	5.1320	3.9557	3.0752	2.3978	1.8715	1.4613	1.1411	μT

Como se ha observado la distancia entre la muestra y el sensor es un factor muy importante para la detección de los campos magnéticos, ya que si esta es demasiada no se podrá detectar la intensidad del flujo magnético. En la Figura 3.2 se tiene la tendencia de la densidad de flujo magnético, si el sensor es alejado, el campo magnético va perdiendo intensidad, como se podrá corroborar con la ecuación que se muestra en la gráfica, donde predice el comportamiento de esta tendencia.

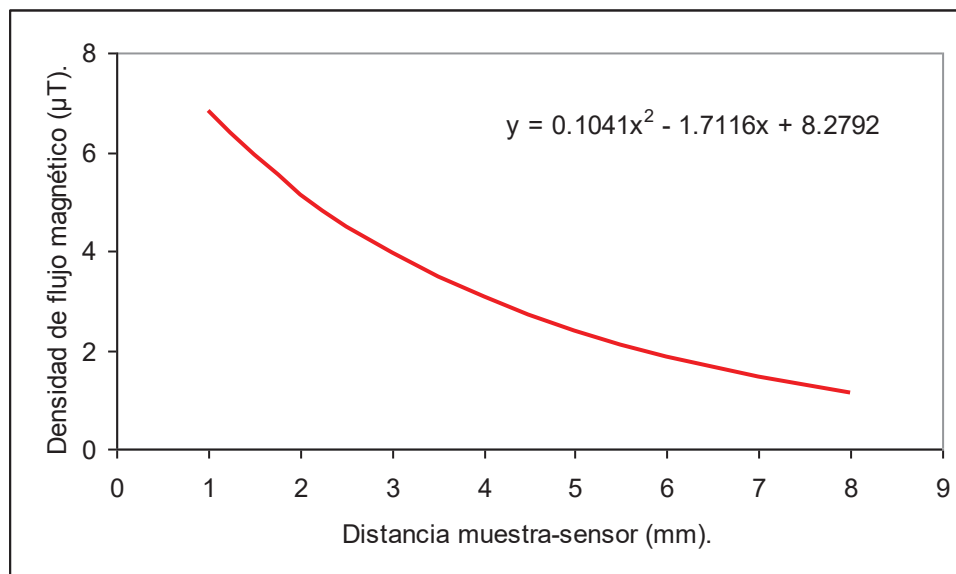


Figura 3.2 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 11.11mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

Tabla 3.3 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 9.52mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Gamma (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	a.u.
Diámetro	0.0095	0.0095	0.0095	0.0095	0.0095	0.0095	0.0095	0.0095	m
Radio (a)	0.0048	0.0048	0.0048	0.0048	0.0048	0.0048	0.0048	0.0048	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
\sqrt{T}	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H_0	21.5425	21.5425	21.5425	21.5425	21.5425	21.5425	21.5425	21.5425	A/m
B_0	27355.57	27355.57	27355.57	27355.57	27355.57	27355.57	27355.57	27355.57	nT
Dist. Sensor-Muestra	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
X_{i1}	0.4199	0.6299	0.8399	1.0499	1.2598	1.4698	1.6798	1.8898	a.u.
$F(\beta)$	0.1936	0.1410	0.1047	0.0783	0.0586	0.0439	0.0329	0.0247	a.u.
B Teorico	5.2947	3.8559	2.8653	2.1423	1.6042	1.2020	0.9006	0.6750	μT

Según vaya disminuyendo el tamaño de las inclusiones así también va ha ir reduciéndose a su vez la densidad de flujo del campo magnético, ya que para la inclusión de 9.52mm de diámetro, tiene un campo magnético de 5.294 μT para una distancia muestra-sensor de 1mm y de 0.674 μT para una distancia muestra-sensor de 8mm.

En la gráfica de la Figura 3.3 se observa la tendencia de la densidad del campo magnético conforme va aumentando la distancia muestra-sensor donde se tiene que para una distancia muestra-sensor de 7mm, la densidad del campo magnético es menor a 1 μT debido a que hay una menor generación de corrientes termoeléctricas por el tamaño de la inclusión, que para este caso es de 9.52mm de diámetro.

Como es de suponerse las intensidades de campo magnético van siendo menores conforme va disminuyendo el diámetro de las inclusiones, teniendo para una inclusión de 7.93mm de diámetro una densidad de flujo magnético de 3.870 μT a una distancia muestra-sensor de 1mm y para una distancia muestra-sensor de 8mm un campo magnético de 0.442 μT .

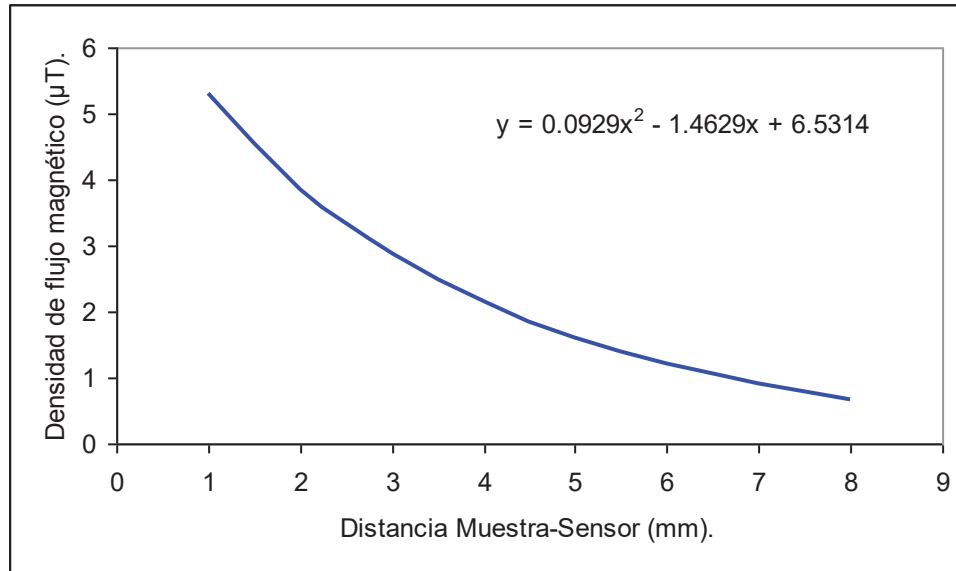


Figura 3.3 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 9.52mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

En la Figura 3.4 se muestran los datos graficados de la tabla 3.4 donde se aprecia la trayectoria que va siguiendo la densidad del campo magnético en función de la distancia muestra-sensor, que sigue la misma tendencia que las gráficas anteriores. La ecuación que se presenta en el gráfico tiene una confiabilidad de 99.56%.

Tabla 3.4 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 7.93mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8310000	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Gamma (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	a.u.
Diametro	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	m
Radio (a)	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	0.0040	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
∇T	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H_0	17.9521	17.9521	17.9521	17.9521	17.9521	17.9521	17.9521	17.9521	A/m
B_0	22796.31	22796.31	22796.31	22796.31	22796.31	22796.31	22796.31	22796.31	nT
Dist. Sensor-Muestra	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
X_{i1}	0.5039	0.7559	1.0079	1.2598	1.5118	1.7638	2.0157	2.2677	a.u.
$F(\beta)$	0.1698	0.1178	0.0830	0.0586	0.0415	0.0293	0.0211	0.0194	a.u.
B Teorico	3.8702	2.6858	1.8918	1.3368	0.9455	0.6688	0.4810	0.4424	μT

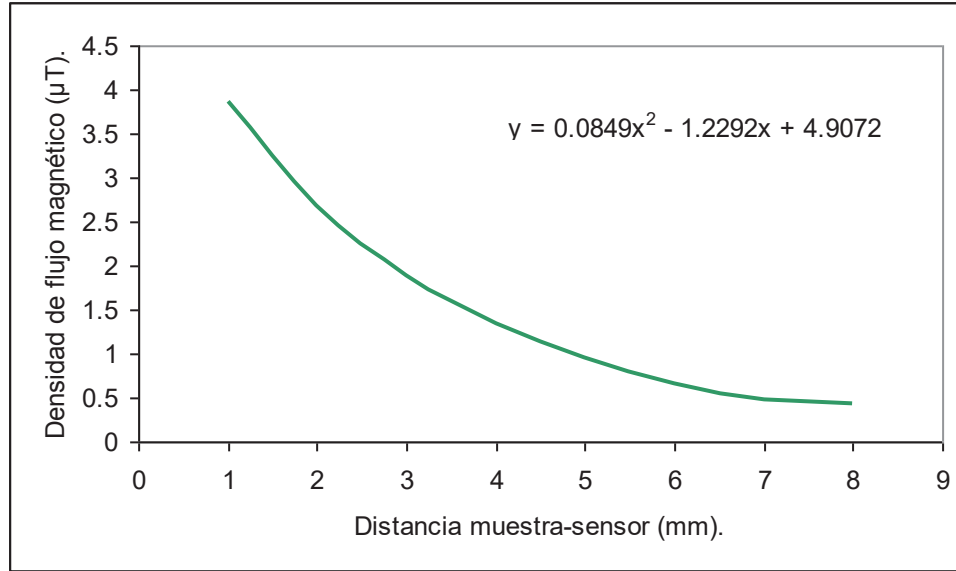


Figura 3.4 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 7.93mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

En la tabla 3.5 se tienen los valores de las intensidades de campo magnético para una inclusión cuyo diámetro es de 6.35mm donde el valor del campo magnético para una distancia muestra-sensor de 1mm es $2.570\mu\text{T}$ y para una distancia de 8mm es de $0.284\mu\text{T}$, siendo la mayor y la menor intensidad respectivamente para esta inclusión.

Tabla 3.5 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 6.35mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Gamma (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	a.u.
Diámetro	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	0.00635	m
Radio (a)	0.0032	0.0032	0.0032	0.0032	0.0032	0.0032	0.0032	0.0032	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
∇T	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H_0	14.3617	14.3617	14.3617	14.3617	14.3617	14.3617	14.3617	14.3617	A/m
B_0	18237.05	18237.05	18237.05	18237.05	18237.05	18237.05	18237.05	18237.05	nT
Dist. Sensor-Muestra	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
χ_1	0.6299	0.9449	1.2598	1.5748	1.8898	2.2047	2.5197	2.8346	a.u.
$F(\theta)$	0.1410	0.0905	0.0586	0.0380	0.0247	0.0198	0.0177	0.0156	a.u.
B Teórico	2.5706	1.6511	1.0695	0.6937	0.4500	0.3616	0.3230	0.2845	μT

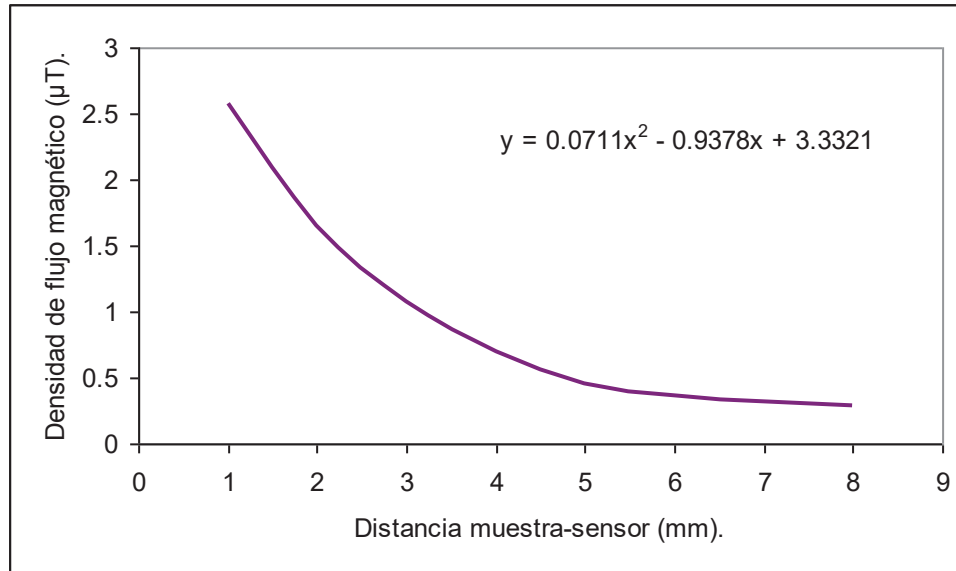


Figura 3.5 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 6.35mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

Todas las ecuaciones que se presentan en los gráficos tienen una alta confiabilidad teniendo un 90.07% como el de menor y un 99.69% como mayor, haciendo factible el hecho de utilizar estas ecuaciones para las predicciones estipuladas.

Tabla 3.6 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 4.76mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Gamma (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	a.u.
Diámetro	0.00476	0.00476	0.00476	0.00476	0.00476	0.00476	0.00476	0.00476	m
Radio (a)	0.0024	0.0024	0.0024	0.0024	0.0024	0.0024	0.0024	0.0024	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
V_T	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H_0	10.7713	10.7713	10.7713	10.7713	10.7713	10.7713	10.7713	10.7713	A/m
B_0	13677.79	13677.79	13677.79	13677.79	13677.79	13677.79	13677.79	13677.79	nT
Dist. Sensor-Muestra	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
X_{i1}	0.8399	1.2598	1.6798	2.0997	2.5197	2.9396	3.3596	3.7795	a.u.
$F(\beta)$	0.1047	0.0586	0.0329	0.0205	0.0177	0.0149	0.0121	0.0093	a.u.
B Teórico	1.4326	0.8021	0.4503	0.2809	0.2423	0.2037	0.1651	0.1266	μT

La densidad de flujo del campo magnético para una distancia muestra-sensor de 1mm es igual a $1.432\mu\text{T}$ mientras que para 8mm es de $0.126\mu\text{T}$, estos valores son para una inclusión cuyo diámetro es igual a 4.76mm. Como se puede apreciar en la Figura 3.6 hay una caída notable del campo magnético debido al alejamiento del sensor de la muestra, esto sucede por el normalizado que se hace respecto al radio, ya que mientras más pequeña sea la inclusión, más difícil será predecir teóricamente el campo magnético.

Las densidades de flujo del campo magnético más pequeñas que se obtuvieron fueron para la inclusión más pequeña como era de suponerse, ya que al tener menor área en contacto con el material base (cobre) genera menores corrientes termoeléctricas, dando campos magnéticos de $0.534\mu\text{T}$ para una distancia muestra-sensor de 1mm y de $0.013\mu\text{T}$ para 8mm como se muestra en la tabla 3.7.

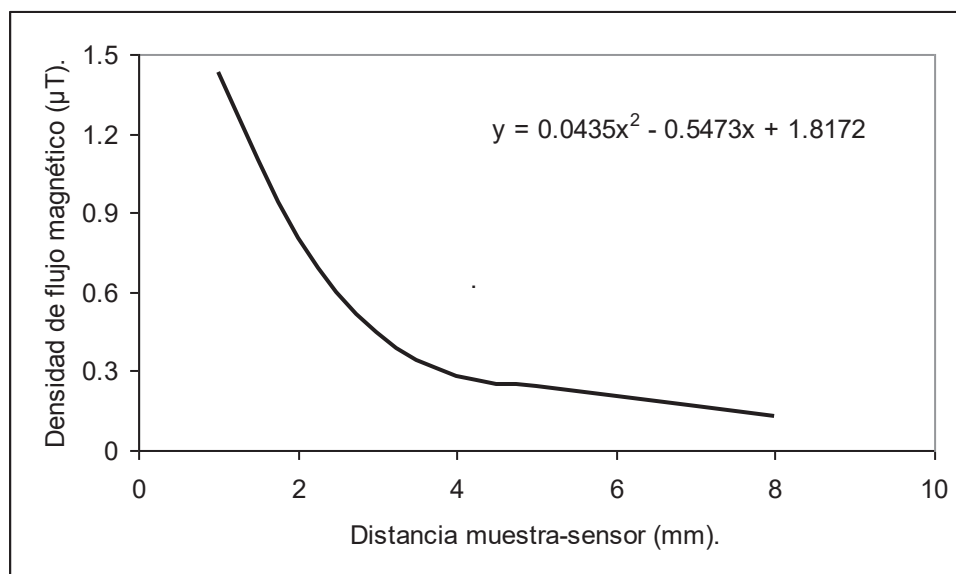


Figura 3.6 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 4.76mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

Conforme se tienen inclusiones de diámetro más pequeñas se observa que X_{il} va en incremento debido a la ecuación 2.4, al tener este valor más elevado el

factor del campo magnético normalizado va decreciendo y va teniendo una tendencia distinta después de 2.

Hasta ahora se ha visto que los parámetros que están causando cambios interesantes en las intensidades de flujo del campo magnético del modelo teórico para estos dos tipos de metales (cobre y estaño) son dos:

El tamaño de la inclusión (diámetro).

La distancia que hay entre la muestra y el sensor.

Tabla 3.7 Valores obtenidos de la densidad de flujo magnético para una inclusión con un diámetro de 3.17mm.

S_{SR}	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	2.45E-06	V/k
Sigma (σ)	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	5.97E+07	A/Vm
Kappa (κ)	399	399	399	399	399	399	399	399	W/mk
Sigma' (σ')	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	8.31E+06	A/Vm
Kappa' (κ')	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	62.4	W/mk
Coef. de contraste (Γ)	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	0.2113	u.a.
Diámetro	0.003175	0.003175	0.003175	0.003175	0.003175	0.003175	0.003175	0.003175	m
Radio (a)	0.0016	0.0016	0.0016	0.0016	0.0016	0.0016	0.0016	0.0016	m
ΔT	30	30	30	30	30	30	30	30	$^{\circ}$ k
Longitud (L)	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	0.205	m
∇T	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	146.3415	k/m
H0	7.1808	7.1808	7.1808	7.1808	7.1808	7.1808	7.1808	7.1808	A/m
B0	9118.52	9118.52	9118.52	9118.52	9118.52	9118.52	9118.52	9118.52	nT
Dist. Sensor-Muestra	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.006	0.007	0.008	m
Dist. Sensor-Centro	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	m
χ_1	1.2598	1.8898	2.5197	3.1496	3.7795	4.4094	5.0394	5.6693	u.a.
$F(\theta)$	0.0586	0.0247	0.0177	0.0135	0.0093	0.0050	0.0019	0.0015	u.a.
B Teórico	0.5347	0.2250	0.1615	0.1229	0.0844	0.0458	0.0175	0.0134	μ T

Para inclusiones de diámetros grandes se tiene una generación de corrientes termoeléctricas mayor, generando proporcionalmente un campo magnético de igual tendencia. Respecto a la variación entre la muestra y el sensor, se tiene que mientras más alejado este el sensor de la muestra hay una menor densidad de flujo del campo magnético.

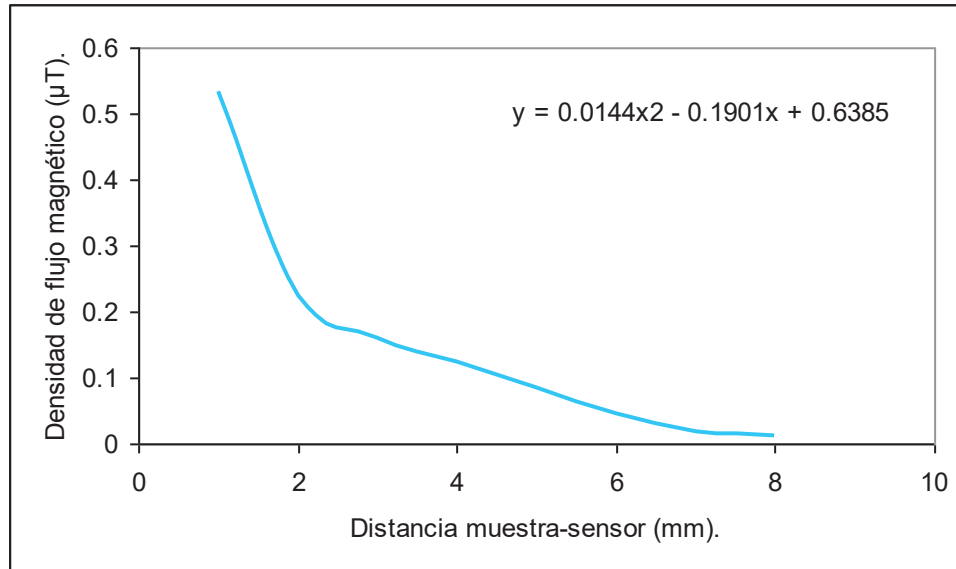


Figura 3.7 Tendencia del campo magnético para una inclusión con un diámetro de 3.17mm con respecto a la distancia muestra-sensor.

Si se observa también puede jugar un papel muy importante el gradiente de temperatura, ya que, aumentando el gradiente de temperatura se pueden incrementar el flujo de corrientes termoeléctricas dando como consecuencia un incremento también en la densidad del campo magnético, teniendo el caso contrario si se disminuye el gradiente de temperatura. Si el gradiente de temperatura es muy pequeño no se pueda detectar ninguna corriente termoeléctrica experimentalmente, pero teóricamente siempre se va a tener corrientes termoeléctricas las cuales generaran una densidad de flujo magnético [6]. La probabilidad de detectar corrientes termoeléctricas pequeñas, es decir, densidades de flujo del campo magnético va depender del equipo que se este utilizando para captar este tipo de señales. Teniendo en cuenta la fabricación de las probetas se anexo experimentalmente otra variable más, siendo esta las diferentes profundidades a las cuales fueron hechas las inclusiones. En la Tabla 3.8 se muestran los resultados de las densidades de flujo del campo magnético experimentales con los siete diámetros, ocho distancias muestra-sensor y con sus tres profundidades.

Tabla 3.8 Densidades de flujo del campo magnético experimental.

Profundidad 50% (6.35mm)								
Diámetro (mm) \ Distancia muestra-sensor (μT)	1	2	3	4	5	6	7	8
12.7	8.430	6.555	5.148	4.120	3.312	2.605	2.140	1.718
11.11	6.820	5.140	3.960	3.057	2.388	1.861	1.481	1.138
9.35	5.285	3.800	2.856	2.162	1.600	1.232	0.899	0.670
7.94	3.800	2.600	1.840	1.363	0.938	0.686	0.475	0.436
6.35	2.500	1.698	1.030	0.683	0.440	0.356	0.320	0.275
4.76	1.449	0.812	0.430	0.270	0.238	0.199	0.160	0.120
3.18	0.520	0.240	0.160	0.118	0.081	0.041	0.016	0.011
Profundidad 30% (3.81mm)								
Diámetro (mm) \ Distancia muestra-sensor (μT)	1	2	3	4	5	6	7	8
12.7	8.345	6.890	5.486	3.819	3.008	2.746	2.182	1.622
11.11	6.621	4.932	4.021	2.975	2.079	1.817	1.416	1.049
9.35	5.344	3.800	2.555	1.982	1.600	1.002	0.890	0.647
7.94	3.565	2.485	1.981	1.340	0.948	0.686	0.476	0.438
6.35	2.670	1.601	1.009	0.713	0.450	0.358	0.320	0.280
4.76	1.352	0.821	0.395	0.259	0.236	0.200	0.163	0.124
3.18	0.512	0.200	0.160	0.118	0.083	0.045	0.016	0.011
Profundidad 10% (1.27mm)								
Diámetro (mm) \ Distancia muestra-sensor (μT)	1	2	3	4	5	6	7	8
12.7	7.439	5.499	5.041	4.011	3.052	2.056	2.038	1.522
11.11	5.822	4.132	3.055	3.000	1.397	1.171	1.061	1.041
9.35	4.294	2.855	2.065	2.042	1.004	1.002	0.600	0.574
7.94	2.870	1.685	1.091	1.036	0.845	0.568	0.380	0.402
6.35	1.570	1.051	1.009	0.603	0.349	0.261	0.223	0.204
4.76	1.032	0.702	0.350	0.200	0.202	0.186	0.105	0.106
3.18	0.400	0.124	0.121	0.102	0.064	0.025	0.012	0.010

A continuación se muestra una comparación gráfica de los datos teóricos con los datos experimentales (Figuras 3.8-3.13) donde las líneas continuas son las predicciones teóricas y los puntos son los resultados experimentales.

Para un profundidad de 50% se tiene que las densidades de flujo del campo magnético experimentales con las predicciones teóricas muestran una gran concordancia, esto indica que la generación de corrientes termoeléctricas producidas debido a la profundidad de las inclusiones es efectiva. En la Figura 3.8 se observa la tendencia que tiene la densidad del campo magnético a disminuir conforme se va alejando el magnetómetro de la muestra tanto teórica como experimentalmente.

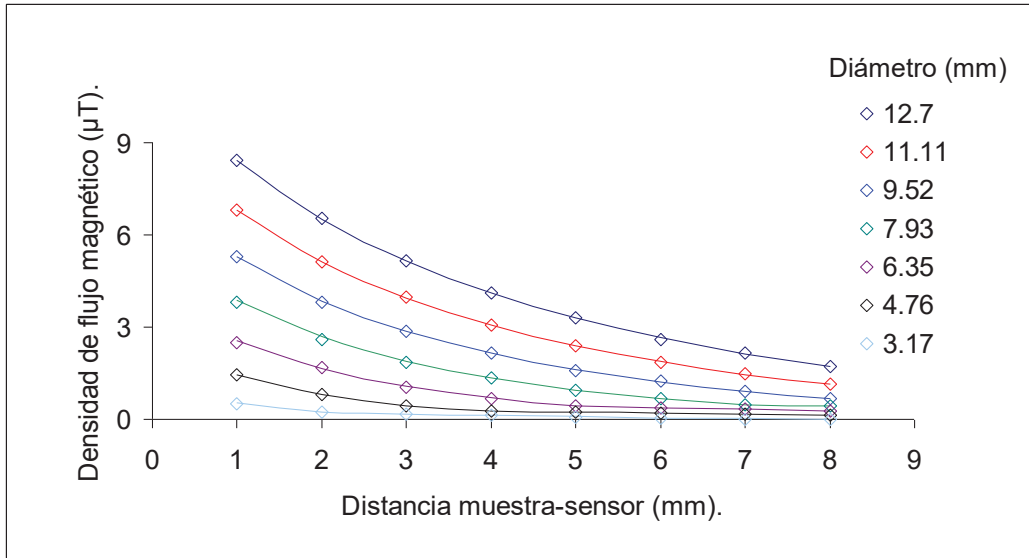


Figura 3.8 Comparación teórica-experimental de la densidad de flujo magnético de inclusiones de estaño incrustadas en cobre a una profundidad de 50%.

Cuando se tiene una menor profundidad como es el caso de la Figura 3.9, donde se tiene una profundidad de 30%, se observa que hay una pequeña discrepancia entre los resultados teóricos y los experimentales, esto se debe que hay una menor intensidad en las corrientes termoeléctricas, dando con ello una densidad de flujo magnético menor.

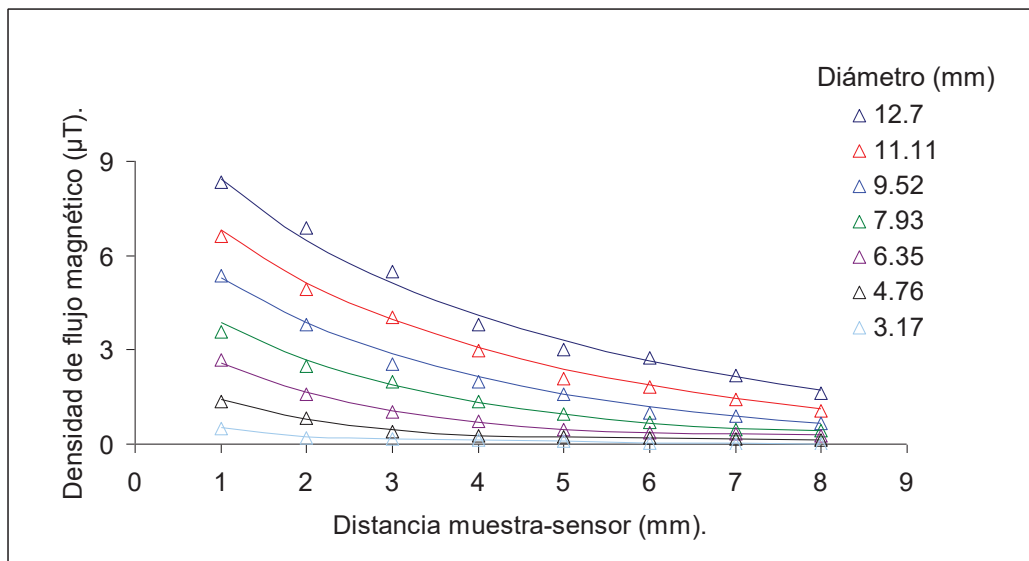


Figura 3.9 Comparación teórica-experimental de la densidad de flujo magnético de inclusiones de estaño incrustadas en cobre a una profundidad de 30%.

En el caso donde se crearon inclusiones con un 10% de profundidad, ver Figura 3.10, se tiene que hay una mayor discrepancia entre las densidades de flujo magnético teóricas con las experimentales, esto se cree que es debido a la poca área que hay entre el material base y la inclusión, dando con ello un decremento en la generación de corrientes termoeléctricas.

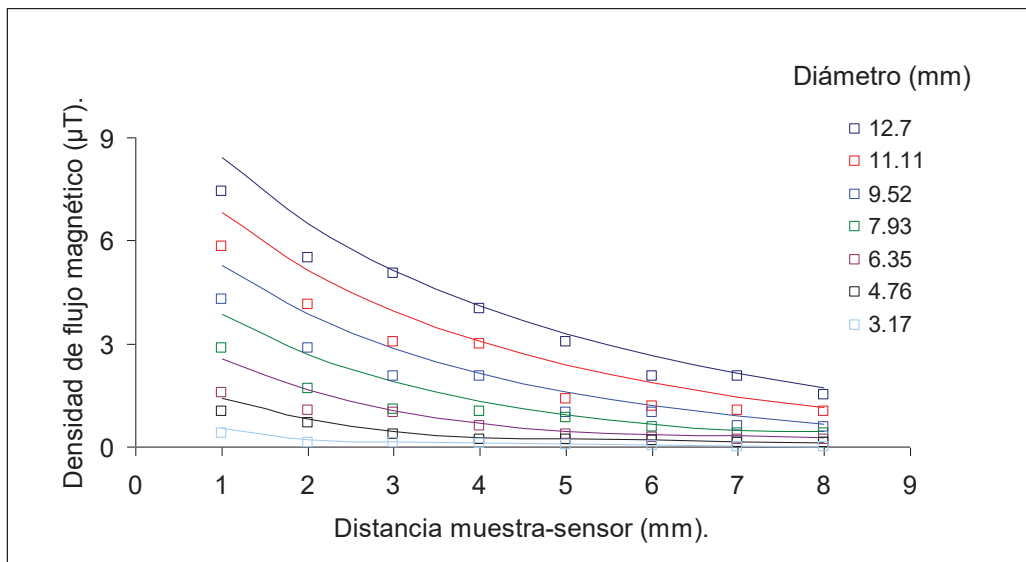


Figura 3.10 Comparación teórica-experimental de la densidad de flujo magnético de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 10%.

Sin embargo no dejan de ser una buena concordancia, ya que es muy difícil que se tenga una buena relación entre los datos experimentales con los teóricos debido al gran número de variables que se tiene cuando se obtienen datos experimentales. Cabe mencionar que en las tres gráficas anteriores la tendencia de la densidad de flujo magnético con respecto a la distancia muestra-sensor se mantuvo independientemente de la profundidad de la inclusión.

La curva teórica de la normalización de mitad-ancho con respecto a la distancia muestra-sensor normalizada fue previamente mostrada en la Figura 2.15. En las Figuras 3.11-3.13 muestran la comparación teórica-experimental de esta curva. Donde se puede observar que cuando se tiene una profundidad del

50% (Figura 3.11) se tiene una gran similitud entre los datos experimentales y los teóricos, teniéndose para diámetros mayores una mejor relación que para diámetros pequeños.

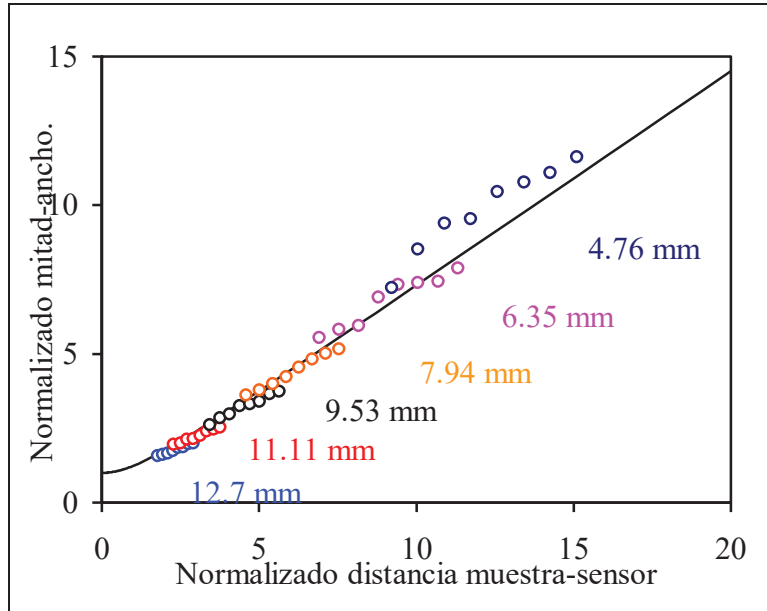


Figura 3.11 Comparación teórica-experimental de mitad-ancho de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 50%.

Se puede apreciar claramente que para las inclusiones con una profundidad de 30% (Figura 3.12) hay un desorden mayor con respecto a las que tienen una profundidad de 50%, esto es debido a que se tiene un ensanchamiento de la señal ocasionada por una menor intensidad de corrientes termoeléctricas, así como el ruido del material que está afectando a las señales obtenidas, ya que al tener menor intensidad la densidad de flujo magnético se empieza a tener mayor efecto el ruido del material base, debido a que se tiene una menor área de contacto entre el material base y la inclusión.

Conforme va disminuyendo la profundidad de las inclusiones hay una mayor discrepancia entre los resultados experimentales con la curva teórica. Se puede apreciar también en las gráficas de las Figuras 3.11-3.13, que los diámetros siguen un comportamiento semejante para las tres profundidades, es decir, hay un

orden, siendo el de diámetro mayor el que tenga un factor menor y el de diámetro menor un factor mucho mayor, esto es debido que para diámetros menores va disminuyendo la intensidad de flujo magnético, ensanchándose más la señal, ocurriendo lo contrario para diámetros mayores.

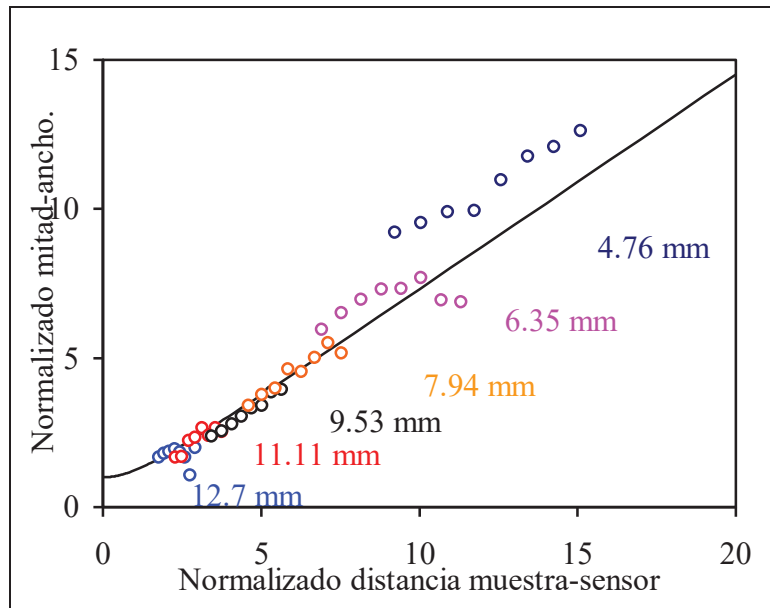


Figura 3.12 Comparación teórica-experimental de mitad-ancho de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 30%.

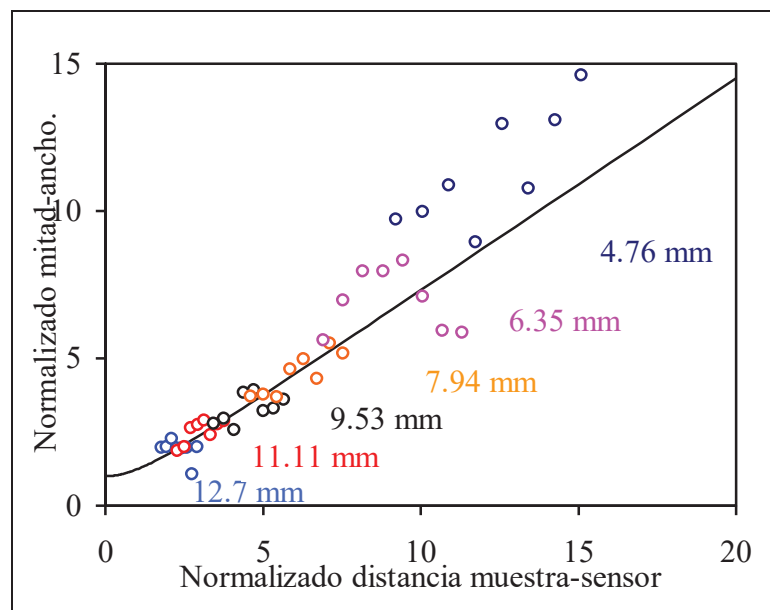


Figura 3.13 Comparación teórica-experimental de mitad-ancho de inclusiones de estaños incrustadas en cobre a una profundidad de 10%.

La técnica termoeléctrica de no contacto esta limitada por el ruido del material coherente temporalmente, el cual puede ser fácilmente eliminado realizando un promedio de la señal obtenida, las principales fuentes de tales señales adversas en la técnica no destructiva de termoelectricidad son los parámetros macroestructurales, tales como el endurecimiento, el trabajado en frío, la anisotropía, la textura, esfuerzos residuales y arreglo cristalográfico, mientras que parámetros microestructurales tales como el tamaño de grano son menos importantes debido a la carencia de resolución. Para ilustrar dichos efectos adversos de la señal producida por los parámetros macroestructurados mencionados anteriormente se presenta la Figura 3.14 en la cual se muestra las señales magnéticas de una barra de cobre puro con un gradiente de temperatura. Como se puede observar existe una marca significativa de la línea base a través de la longitud de la barra la cual no cambia de signo cuando la barra es volteada, pero si lo hace cuando la dirección del gradiente térmico es cambiada. La densidad de flujo magnético de esta línea de base es aproximadamente de 4nT. Estos efectos son mucho menores en una barra la cual es tratada térmicamente por medio de un recocido a 30min a 700°C en un horno al vacío, lo cual da como resultado una densidad de flujo magnético de aproximadamente 0.5nT, esto es debido a que el tratamiento térmico eliminó los parámetros macroestructurales tales como el endurecimiento, trabajado en frío que haya sufrido el material durante su proceso de fabricación.

Con los parámetros anteriormente mencionados en el capítulo II se crearon imágenes C-Scan, proporcionándonos información valiosa con la cual se corrobora nuestros resultados. El barrido que se le hizo a las inclusiones fue en general un total de 10 pasadas, variando en algunas inclusiones, con el fin de cubrir el área de cada inclusión.

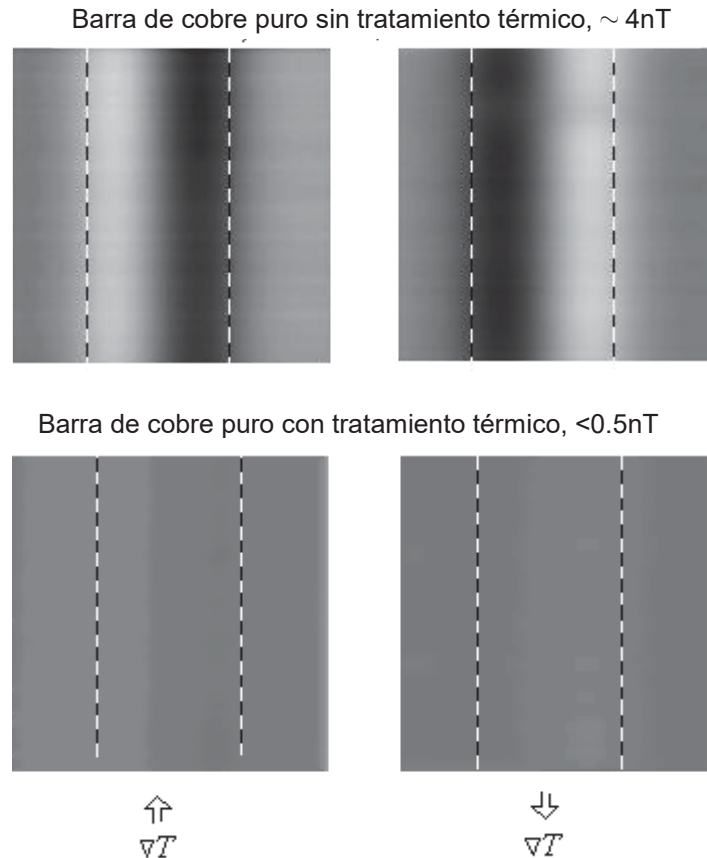


Figura 3.14 Señales obtenidas de una barra de cobre puro antes y después de un tratamiento térmico.

En las imágenes C-Scan mostradas, se puede observar la representación de las densidades de flujo magnético que se generan alrededor de las inclusiones de estaño y del ruido del material base (que para nuestro caso es la barra de cobre), haciendo uso de una degradación de colores. Para los colores más rojos y casi blancos representan los valores máximos pico y los colores morados y negros representan los valores mínimos pico de las densidades de flujo magnético, siendo los colores amarillo-verdes los valores intermedios.

Comparando las Figuras 3.15-3.17 las cuales tienen el mismo diámetro pero con diferente profundidad (10, 20 y 50% de espesor de la barra, la cual tiene 1.27cm) se puede observar que la densidad de flujo magnético es proporcional a

la profundidad de la inclusión, ya que mientras menor profundidad tenga la inclusión, menor será su densidad de flujo magnético y viceversa.

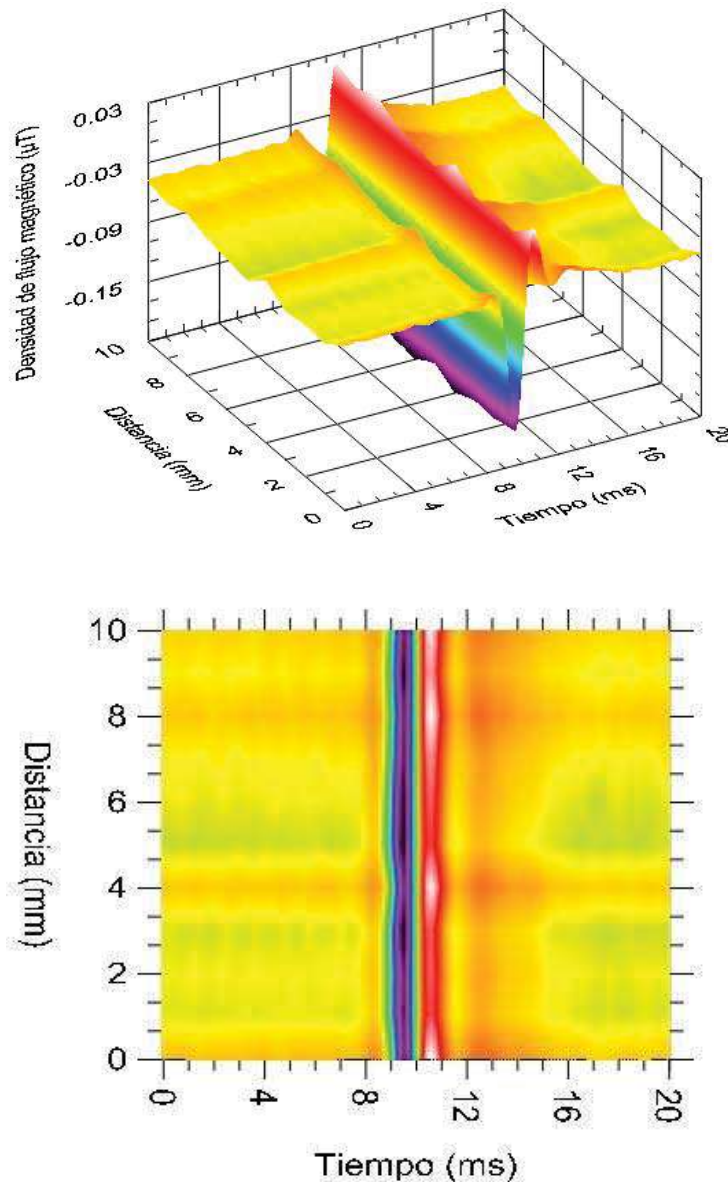


Figura 3.15 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 12.7mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm.

Esto es debido al volumen de dichas inclusiones, puesto que al tener una mayor área de contacto entre el material base y la inclusión, se da la ocasión de que se generen más corrientes termoeléctricas, incrementando de este modo el campo magnético.

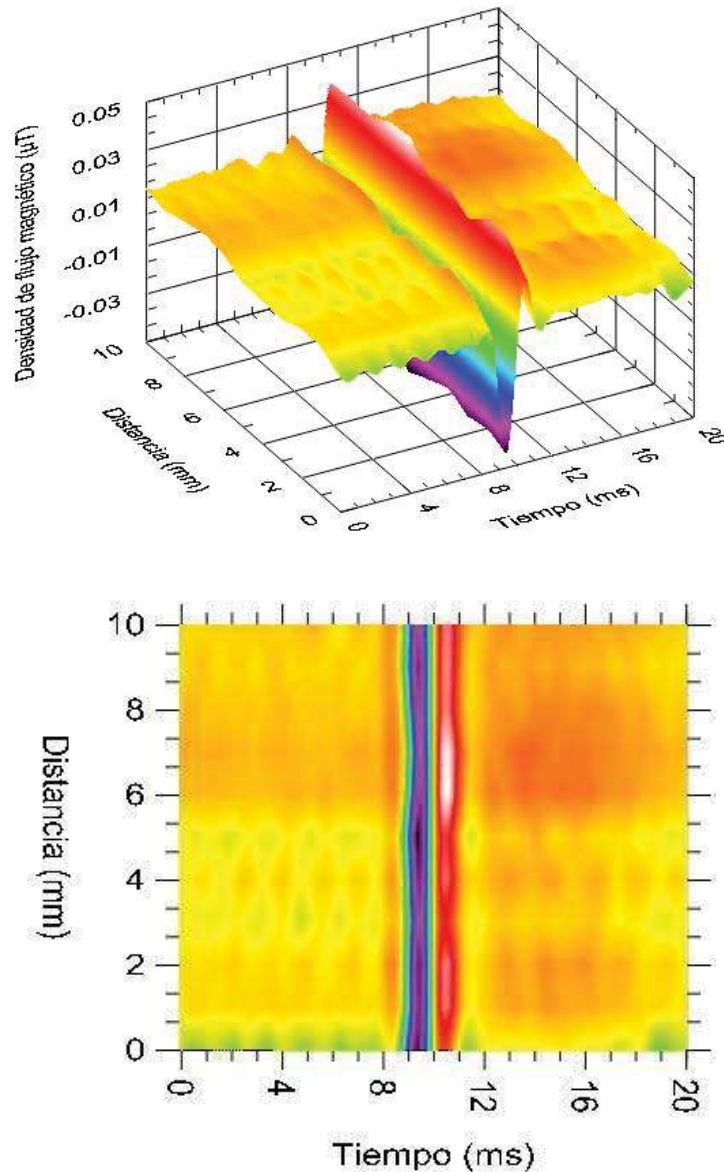


Figura 3.16 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 12.7mm de diámetro, con una profundidad de 30% a una distancia muestra sensor de 1mm.

Otra parte de las imágenes obtenidas que se debe destacar es la representación del ruido del material, que es representado en las imágenes C-Scan por medio de los colores amarillo y naranja, en algunas imágenes fue representado por verde, debido a que las lecturas de la densidad de flujo magnético varían dependiendo del tamaño de la inclusión y la profundidad a la que se encuentre.

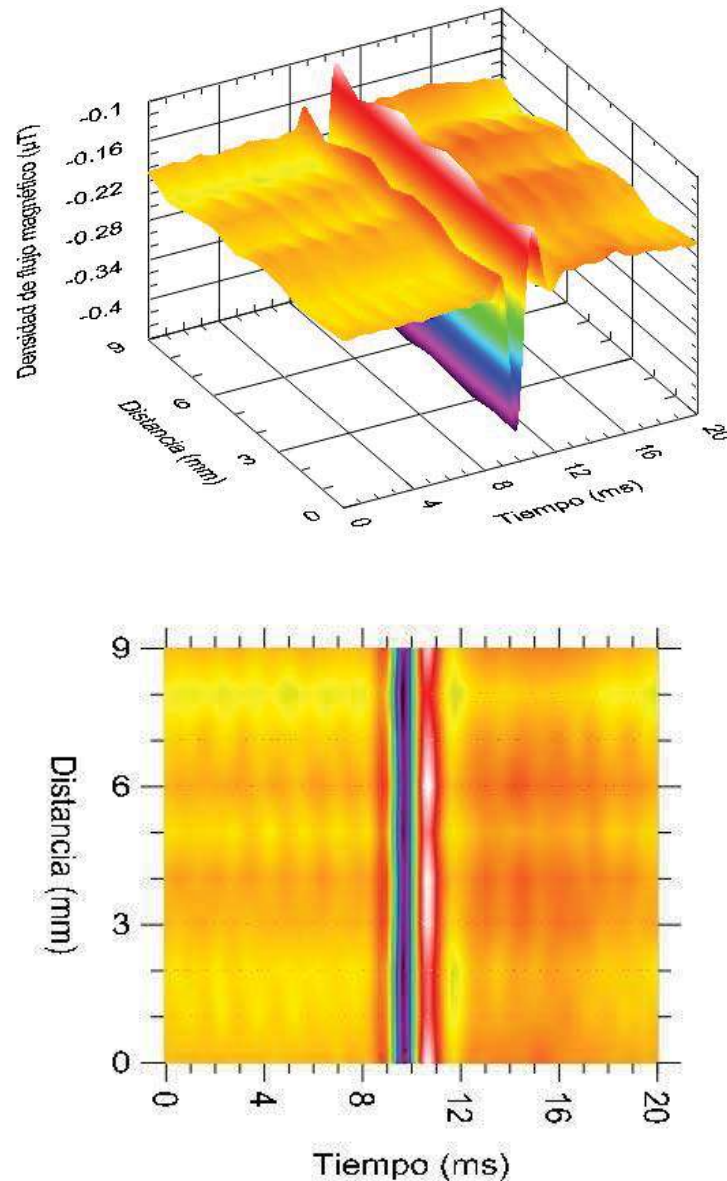


Figura 3.17 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 12.7mm de diámetro, con una profundidad de 50% a una distancia muestra sensor de 1mm.

En las Figuras 3.15-3.17, otro aspecto que se tiene es que el ruido del material base se hace con mayor incidencia para la inclusión donde se tiene una mayor profundidad (50%), debido a que hay un mayor volumen por parte de la inclusión que está emitiendo la señal del campo magnético producido por el gradiente de temperatura. En las otras dos profundidades se tiene que el ruido del material es más uniforme, debido al promedio que se hace de este, para ser eliminado y de esta forma no afecte en las mediciones, ya que con esto se puede

detectar con mayor rapidez la señal del campo magnético producida por inclusiones.

Las Figuras 3.18-3.21 podemos observar imágenes 3D del lado izquierdo e imágenes C-Scan del lado derecho, de inclusiones con diferentes tipos de diámetros (7.9, 6.3, 4.7 y 3.1mm), teniendo la misma profundidad (10%).

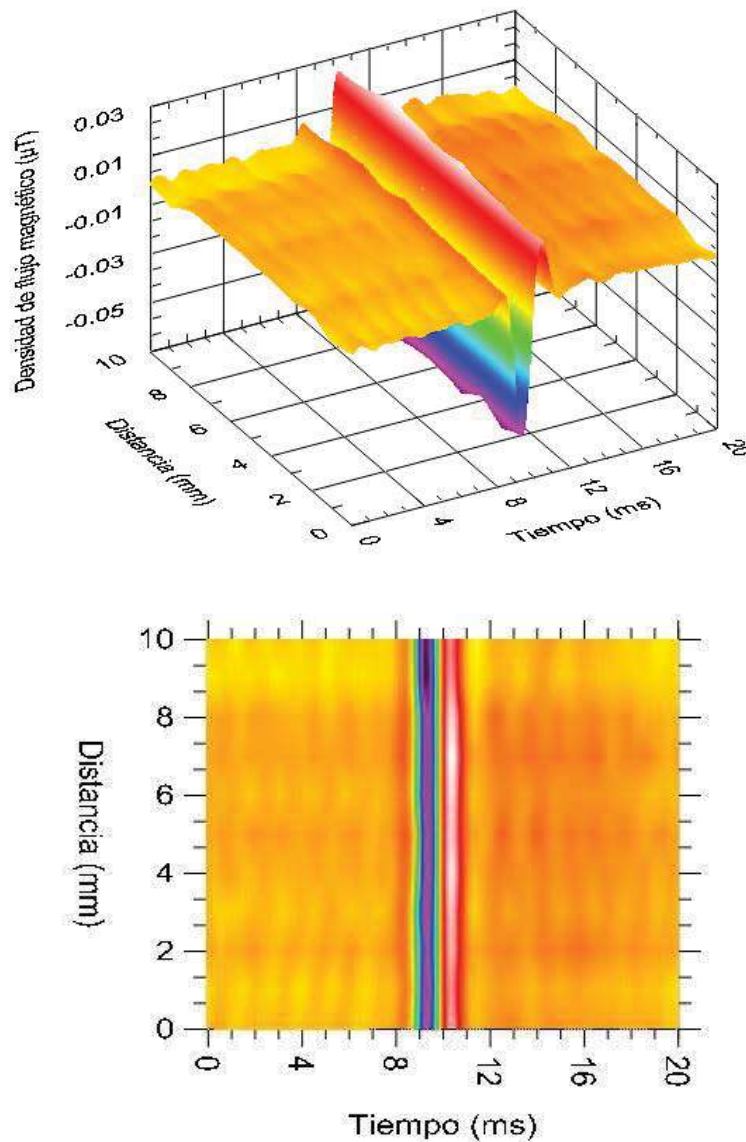


Figura 3.18 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 7.9mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm.

Donde se puede observar como afecta el ruido del material en el escaneo de las inclusiones, teniendo unos picos altos mayores para inclusiones pequeñas

que para inclusiones grandes, como se pueden observar en las figuras, pero en general se puede observar que mientras menor sea la inclusión menor va ser la generación de corrientes termoeléctricas y por lo tanto será de poca intensidad el campo magnético creado.

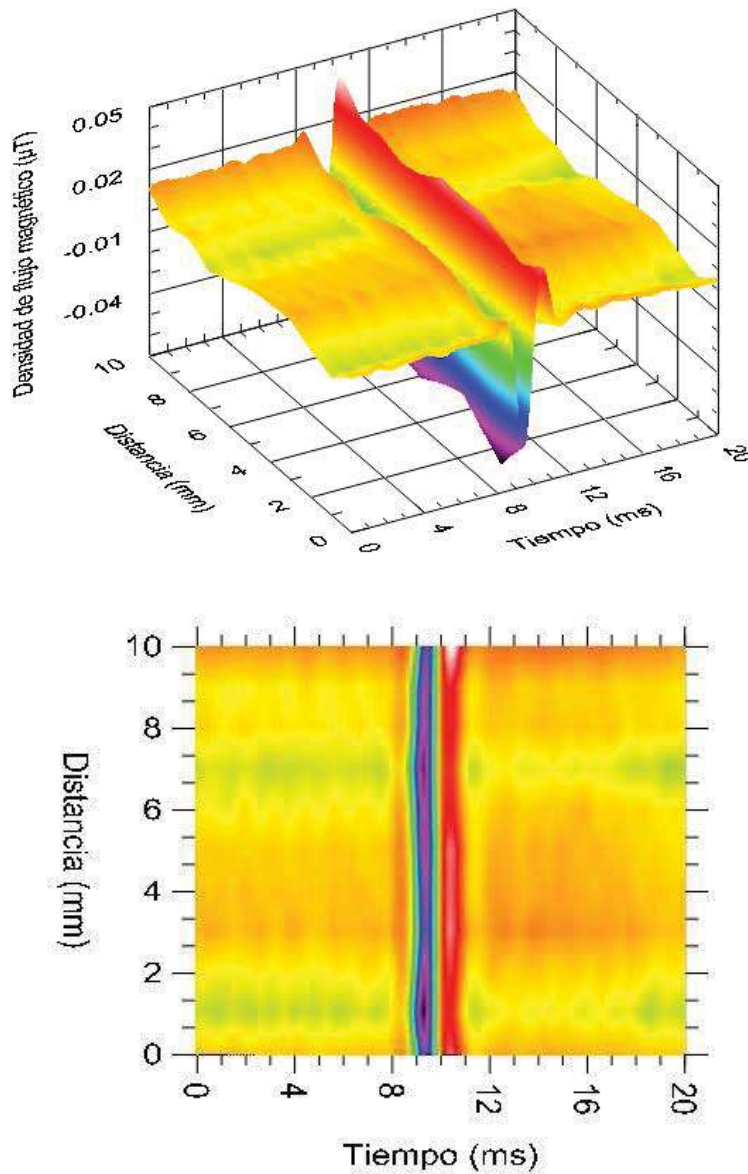


Figura 3.19 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 6.3mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm.

En general como se puede observar en las imágenes 3D y C-Scan que se muestran en las Figuras 3.15-3.21 que existe una mayor densidad de flujo magnético pico-pico al incrementar el diámetro de la inclusión, esto se debe a una

mayor generación de corrientes termoeléctricas generadas alrededor de dichas inclusiones, ya que los demás parámetros permanecen constantes. Otro punto importante que se llegó a observar fue la forma característica bipolar en este tipo de técnica que concuerda totalmente con las predicciones analíticas, es decir, que se observa como se generan corrientes termoeléctricas hacia una dirección positiva y otras en sentido contrario, esto representado con las densidades de flujo magnético máximas y mínimas presentadas en las imágenes.

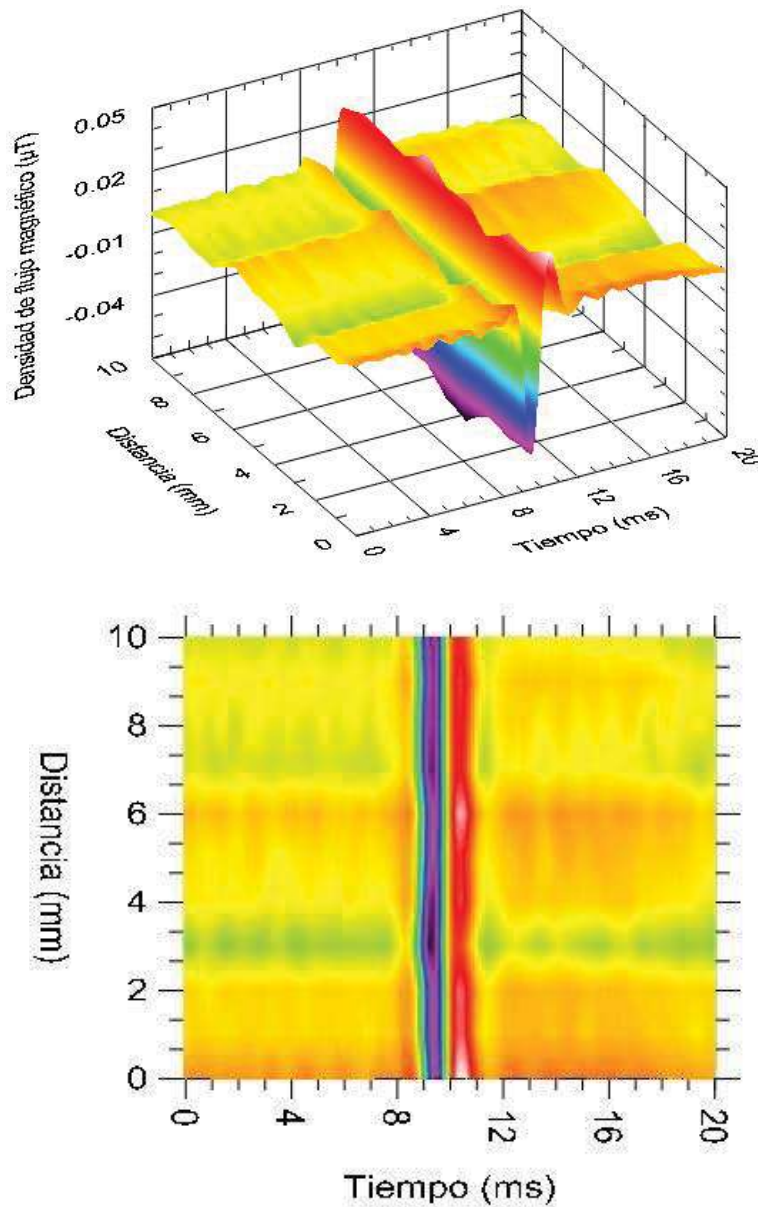


Figura 3.20 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 4.7mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm.

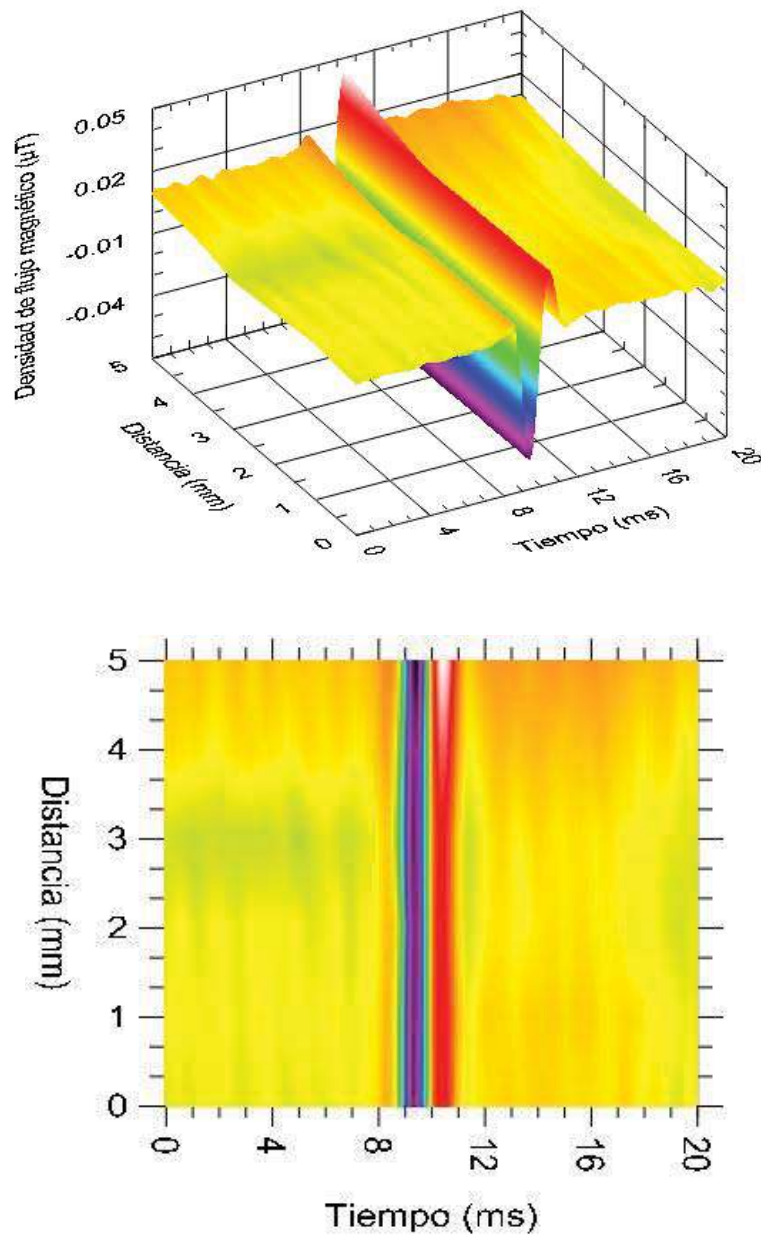


Figura 3.21 Imagen 3D e imagen C-Scan de una inclusión de 3.1mm de diámetro, con una profundidad de 10% a una distancia muestra sensor de 1mm.

CAPÍTULO IV CONCLUSIONES.

En el presente capítulo se darán las conclusiones a las que se han llegado de este trabajo, en el cual fue posible la detección de corrientes termoeléctricas generadas alrededor de inclusiones por medio de un magnetómetro, bajo un gradiente de temperatura externo.

Uno de los objetivos fue el poder captar la señal del campo magnético producida por inclusiones artificiales de estaño en barras de cobre, el cual fue logrado, ya que se pudo obtener la señal termoeléctrica de todas las inclusiones creadas. Con un gradiente de temperatura de $1.46^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ se originó un rango de densidades de flujo del campo magnético de 0.01 hasta $8.4\mu\text{T}$, teniendo como variables la distancia muestra-sensor que fue desde 1 hasta 8mm y el volumen de la inclusión que fue el diámetro y la profundidad, teniendo diámetros de 3.18 hasta 12.7mm y profundidades del 10, 30 y 50% del espesor de la barra.

Se puede observar en que los parámetros del campo magnético (distancia pico a pico y mitad de ancho) de nuestros resultados experimentales, muestran una gran concordancia con los modelos teóricos generados, esto es de gran importancia, ya que es muy difícil tener una similitud como esta entre los resultados teóricos y experimentales, debido a la gran cantidad de variables existentes al momento de hacer la experimentación.

Un punto importante fue el comportamiento de la densidad de flujo magnético debido a la variación de las inclusiones cilíndricas respecto a su volumen, ya que conforme se iba incrementando la profundidad la densidad de flujo magnético iba aumentando, por otro lado, también el diámetro de las inclusiones era proporcional a la densidad de flujo magnético, es decir, que

mientras más grande era el diámetro de la inclusión mayor sería la densidad de flujo magnético.

En lo que se refiere a la mitad de ancho, se llegó a la conclusión de que tuvo un comportamiento inverso al de la densidad de flujo magnético, ya que para inclusiones de diámetros pequeños este se ensanchaba y para profundidades pequeñas ocurría el mismo fenómeno, teniendo por lo tanto, una mitad de ancho pequeña para inclusiones grandes y profundas.

Con las imágenes 3D y C-Scan se comprobó como la densidad de flujo magnético fue cambiando según el diámetro de la inclusión, así como, la profundidad de esta. Teniendo densidades de flujo magnético superiores para cuando el diámetro era mayor que para cuando era mas chico, así como también con las profundidades (a mayor profundidad, mayor densidad de flujo magnético).

Otro aspecto a destacar de la técnica termoeléctrica de no contacto y de acuerdo a las investigaciones elaboradas en este proyecto, se confirmó que esta técnica puede ser sensible a detectar campo magnéticos a diferentes profundidades, debido a que la señal del campo magnético sufrió cambios por las diferentes profundidades. Esto da hincapié a que se siga explorando esta área con mayor ahínco, ya que con estos resultados se dan las bases para trabajos futuros.

RECOMENDACIONES Y SUGERENCIAS PARA TRABAJOS FUTUROS.

Las recomendaciones y/o sugerencias para trabajos futuros basados en las experiencias obtenidas durante el desarrollo de este trabajo son las siguientes:

- ⊗ Tener un mejor control con los sistemas de calefacción y refrigeración, para anular los gradientes de temperaturas no deseados y de este modo tener un gradiente de temperatura con mayor estabilidad.
- Edificar un área de aislamiento electromagnético para llevar acabo las pruebas de termoelectricidad de no contacto, obteniendo de esta manera resultados más rápidos y una señal con mayor confiabilidad.
- ⊗ Automatizar el eje restante (eje Z), para tener un mejor control en la manipulación del equipo y así tener una mesa con tres grados de libertad.
- Adecuar el magnetómetro de manera que focalice más la señal, para tener una mejor definición de ésta y así poder detectar inclusiones más pequeñas con un menor ruido.
- ⊗ Realizar diferentes pruebas cambiando el tipo de inclusión (forma y material) para observar el comportamiento y desempeño de esta técnica. Además de efectuar pruebas con diferentes gradientes de temperatura con el fin de tener una base de datos en los cuales se pueda tener la información de cual es el gradiente térmico necesario para producir corrientes termoeléctricas.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

1. D. K. C. MacDonald, "Thermoelectricity: An Introduction to the Principles", Dover publications, New York EU, 2006.
2. Borelius, g., "Handbuch Metallphys"., 1.1, p 385, 1935.
3. Christian, J. W., J. P. Jan, W. B. Pearson, and I. M. Templeton, "Proc. Roy. Soc.", A 245, 213, 1958.
4. S. Kasap, "Thermoelectric effects in metals: thermocouples", Web Materials, p 1-11, 2001.
5. J. F. Nye, "Physical properties of crystals, their representation by tensors and matrices", Clarendon, Oxford, 1985.
6. P. B. Nagy and A. H. Nayfeh, "On the thermoelectric magnetic field of spherical and cylindrical inclusions", Journal of Applied Physics, **87**, p 7481-7490, 2000
7. W. I. Faidi, "Theoretical investigation of the thermoelectrically induced magnetic field in thermoelectric metal materials", Tesis Doctoral, 2002
8. A. H. Nayfeh, H. Carreon, P. B. Nagy, "On the exploitation of thermoelectric coupling for characterization of inclusions in metals", Review of progress in quantitative non destructive evaluation", **20**, p 1686-1693, 2001.
9. E. B. Henry, C. M. Stuart and W. Tomasulo, " Nondestructive testing handbook", **9**, ASNT, Columbus, p 363-376, 1995.
10. C. M. Stuart, "Intern. Adv. Nondestr. Testing", Gordon and Breach, Newark, p 177-192, 1983.
11. W. Morgner, "Mat. Eval.", **9**, 1081, 1991.
12. J. Hu and P. B. Nagy, "Appl. Phys. Lett." **73**, 467, 1998.
13. P. B. Nagy and J. Hu, "Review of progress in QNDE", **17**, D. O. Thompson and D. E. Chimenti, Plenum, New York, p 1573-1580, 1998.
14. J. P. Fulton, "Automed weld characterization using the thermoelectric method", Report nondestructive evaluation science branch NASA, 1993.
15. N. F. Mott and H. Jones, "The theory of the properties of metals and alloys", Dover publications, New York, p 305-314.

16. D. D. Pollock, "Thermoelectric" ASTM, Philadelphia, PA, p 39-174, 1985.
17. H. Carreon, "Thermoelectric non-destruction texture characterization in Ti-6Al-4V", NDT&E International, **39**, p 433-440, 2006.
18. X. Kleber, GEMPPM, "Surface and subsurface metallic inclusions detected using hot tip thermoelectric power measurements", ECNDT, 2006.
19. F. J. Blatt, P. A. Schroeder, C. L. Greid, "Thermoelectric power metals", Plenum press, New York and London, 1976.
20. J. M. Leborgne, Ph. D: Thesis, Institut National des Sciences Appliquées Lyon, France, 1996.
21. R. Borrelly, Mem. Sci. Rev. Met., **1**, 37, 1976.
22. N. Lavaire, J. Merlin, V. Sardoy, Materiala, **44**, 2911, 2000.
23. V. Massardier, V. Guetaz, J. Merlin, M. Soler, Mater Sci. Eng., **355**, 299, 2003.
24. V. Massardier, T. Epicier, P. Merle, Acta Materiala, **48**, 2911, 2003.
25. L. Simonet, X Kleber, F. Fouquet, S. SAILLET, "Characterization of segregated areas in ferritic steels by thermoelectric power measurement", ECNDT, 2006.
26. J. H. Hinken and Y. Tavrín, "Review of progress in QNDE", D. O. Thompson and D. E. Chimenti, **19**, Melville, p 2085-2092, 2000.
27. J. H. Hinken and Y. Tavrín, "Detection of segregations in aero engine turbine discs with the thermoelectric SQUID method", 1999 ASNT Fall Conference, Arizona, 1999.
28. H. Carreon, P.B. Nagy and A. H. Nayfeh, "Noncontacting thermoelectric detection of spherical inclusions in copper by magnetic sensing", Review of progress in quantitative non destructive evaluation, **20**, p 1694-1701, 2001.
29. Y. Tavrín, P. B. Nagy and J. H. Hinken, "Detection of fatigue in aluminum with the thermoelectric SQUID method: A first attempt", Spot Beam, No. 26 F.I.T. Messtechnik, Bad Salzdetfurth, 1999.
30. H. Carreon, A. Medina, "Nondestructive characterization of the level of plastic deformation by thermoelectric power measurements in cold-rolled Ti-6Al-4V samples", Nondestructive Testing and Evaluation, **22**, p 299-311, 2007.
31. K. Maslov, V. K. Kinra, Mater Eval., **58**, p 1081-1084, 2001.
32. H. Carreon, B. Lakshminarayan and P. B. Nagy, "Thermoelectric background signature due to the presence of material property gradients", Review of progress in quantitative non destructive evaluation, **23**, p 445-152, 2004.

33. H. Carreon, P. B. Nagy and A. H. Nayfeh, "Thermoelectric detection of spherical tin inclusions in copper by magnetic sensing", *Journal of Applied Physics*, **88**, p 6495-6500, 2000.
34. H. Carreon, "Thermoelectric detection of the magnetic field by fluxgate gradiometer on subsurface tin inclusions embedded in a copper bar", *NDT&E International*, **39**, p 22-28, 2006.
35. H. Carreon, W. I. Faidi, A. H. Nayfeh, P. B. Nagy, *NDT. E. Int.* **36** p 339-348, 2003.
36. A. H. Nayfeh, H. Carreon and P. B. Nagy, "Role of anisotropy in noncontacting thermoelectric materials characterization", *Journal of applied physics*, **91**, p 225-231, 2002.
37. H. Carreon, "Thermoelectric detection of hard alpha inclusion in Ti-6Al-4V by magnetic sensing", *Journal of alloys and compounds*, **427**, p 183-189, 2007.
38. L. J. Brasche, O. Buck, D. O. Thompson, D. E. Chimenti (Eds.), *Review of progress in quantitative NDE*, **10**, AIP, Malville, p 1701-1706, 1991.
39. W. G. Jenks, S. H. Sadeghi, J. P. Winkswow, "SQUIDs for nondestructive evaluation", *J.Phys. D. Appl. Phys.*, **30**, p 293-323, 1997.
40. A. H. Nayfeh, H. Carreon and P. B. Nagy, "Role of anisotropy in noncontacting thermoelectric materials characterization", **91**, p 225-231, 2002.
41. A. C. Bruno, C. F. Barbosa, L. F. Scavarda, "Electric current injection NDE using a SQUID magnetometer", *res Nondestr. Eval.*, **8**, p 165-175, 1996.
42. J. H. Hinken and Y. Tavrín, "Thermoelectric SQUID method for the detection of segregations", *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*, **19**, p 2085-2092, 2000.
43. Zu-Cheng Gao, R. Doncaster, "Fluxgate sensor theory: Sensitivity and phase plane analysis", *IEEE transactions on geosciences and remote sensing*, **6**, p 37-43, 1987.
44. Y. Sheiretov, "Deep penetration magnetoquasistatic sensors", *Tesis Doctoral, Massachussetts Institute of Tecnology*, p 113-143, 2001.
45. B. Andó, S. Baglio, V. Caruso, V. Sacco, A. Balsara, "Multilayer based technology to build RDT fluxgate magnetometer", *Sensor & Transducers Magazine*, **65**, p 509-514, 2006
46. Mag 03_DS0013v13 datasheet, p 1-10.

47. E. Rodriguez, R. Godinez, R. Barrales, E. Vazquez, “Sensores de campo magnetico débil y su aplicación en magnetocardiografía”, Revista Mexicana de Ingeniería Biomedica, 26, p 37-43, 2005.