

# Comportamiento magnético de los sólidos 5

## Introducción al magnetismo superficial

### Caracterización de propiedades y defectos por Técnicas Magnéticas Superficiales

El campo magnético exterior próximo a la superficie de los sólidos es afectado a primer orden por las condiciones de frontera entre el medio y el sólido y a segundo orden por la presencia de anomalías en el seno de material sólido. Del material sólido, dos propiedades serán las más relevantes  $\mu$  y  $\sigma_c$  (la permeabilidad magnética y la conductividad eléctrica) lo que nos permitirá clasificar los materiales de interés según estos sean:

**1.- Ferromagnéticos, Paramagnéticos y Ferrimagnéticos (F-P-Fi) conductores o no.**

**2.- No F-P-Fi pero si conductores.**

Las técnicas para la exploración de los campos magnéticos superficiales dependerán de si la presencia de estos es natural o si debe ser inducida. La aplicación más importante se da en los Ferromagnéticos

Deberemos tener siempre en cuenta las condiciones de frontera del electromagnetismo clásico entre dos medios 1 y 2:

$$1) \hat{n}_{1-2} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{k}_e \quad \text{Ley de Ampere} \quad \vec{k}_e = \lim_{h \rightarrow 0} \left( \vec{J}_e + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) h \quad [A/m]$$

$$2) \hat{n}_{1-2} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = -\vec{k}_m \quad \text{Ley de Faraday} \quad \vec{k}_m = \lim_{h \rightarrow 0} \left( \vec{J}_e + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) h \quad [V/m]$$

$$3) \hat{n}_{1-2} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \sigma_e \quad \text{Ley de Gauss eléctrica} \quad \sigma_e = \lim_{ds \rightarrow 0} \rho_e ds \quad [A \cdot s/m]$$

$$4) \hat{n}_{1-2} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = \sigma_m \quad \text{Ley de Gauss magnética} \quad \sigma_m = \lim_{ds \rightarrow 0} \rho_m ds \quad [V \cdot s/m]$$

En la ley de Gauss para el campo magnético apelamos al concepto de cargas magnéticas. Aunque sabemos que es un mecanismo solo válido para la representación de campos magnéticos en el exterior de los volúmenes, observemos que las condiciones de frontera se calculan encerrando el volumen hasta hacerlo tender a 0.

Suponiendo medios **lineales isótropos y homogéneos** tendremos que para cada medio se cumplirá que:

$$5) \vec{B} = \mu \vec{H} \quad y \quad 6) \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

Limitándonos al campo magnético tendremos que las ecuaciones de frontera adoptan la forma:

$$7) \frac{B_{t1}}{\mu_1} - \frac{B_{t2}}{\mu_2} = k_{et} \quad y \quad 8) B_{n1} - B_{n2} = \sigma_m$$

Donde los subíndices **t** y **n** se refieren a las direcciones normal y tangente a la superficie, con **k<sub>et</sub>** la densidad de corriente superficial en la dirección tangente y **σ<sub>m</sub>** será la densidad monopolar magnética equivalente.

En ausencia de corrientes superficiales, la ecuación 7) se convertirá en:

$$7a) \frac{B_{t1}}{\mu_1} = \frac{B_{t2}}{\mu_2} \rightarrow \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) B_{t1} = B_{t2}$$

Que es el resultado ya conocido que nos dice que en un medio con **μ<sub>2</sub> >> μ<sub>1</sub>** las líneas de campo magnético tangente tenderán a curvarse hacia la superficie del material de mayor **μ** y a aumentar su intensidad proporcionalmente.

La presencia de corrientes superficiales **k<sub>et</sub>** cambiaría la expresión según:

$$7b) \frac{B_{t1}}{\mu_1} - k_{et} = \frac{B_{t2}}{\mu_2} \rightarrow \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) B_{t1} - \mu_2 k_{et} = B_{t2}$$

Si suponemos **B<sub>t1</sub>** despreciable en el primer medio la expresión anterior se transforma en :

$$8) -\mu_2 k_{et} = B_{t2}$$

Expresión que nos dice que todo el campo tangente en el segundo medio es producto de las corrientes superficiales .

### Sólidos Ferromagnéticos:

Los sólidos ferromagnéticos en presencia del campo magnético terrestre presentan una magnetización inducida, fuertemente condicionada por las condiciones de frontera magnética. El campo inducido por el campo magnético terrestre divergirá en las zonas de discontinuidad superficial del material y en zonas de stress, oquedades y oclusiones de otros materiales en el seno del material original. Para estos sólidos es particularmente útil el Método de la Memoria Magnética. El método también puede aplicarse, con menor grado de facilidad, a materiales paramagnéticos y ferrimagnéticos.

## Método de la Memoria Magnética (MMM):

El científico Ruso Anatoli Dubob desarrolló el **MMM** basado en la detección y medición del campo de fuga magnética propio del material (Surface Magnetic Leakage field o SMLF), que surge en las zonas de acumulaciones de luxaciones de alta densidad de materiales ferromagnéticos y paramagnéticos. La histéresis de las magnetodislocaciones es un efecto subyacente de la memoria magnética de metal y tiene lugar durante la fabricación de productos en la formación de tensiones internas y en su funcionamiento bajo acción de cargas de trabajo.

Cuando un sólido ferromagnético se enfría por debajo de su temperatura de **Curie**, el campo magnético terrestre genera un patrón de dominios. Asociados a procesos de térmicos o por deformación en frío se producen defectos en la estructura policristalina. Algunos defectos estructurales presentan concentraciones de esfuerzos y deformaciones importantes. Estas concentraciones alteran localmente los dominios magnéticos y producen, a su vez, heterogeneidades en la magnetización que pueden ser detectadas utilizando la dispersión del campo magnético en la superficie de los cuerpos. La medición de las no uniformidades de la magnetización permite detectar esos defectos en forma no destructiva.

En general no es posible obtener información en forma global del campo magnético autogenerado en sólidos. La información se forma y se puede obtener solo en pequeñas regiones donde los defectos tiene una influencia significativa por su cercanía y no se ven afectados por otros defectos. Es de esperarse que en los defectos significativos, el campo externo de la tierra no haya podido ejercer una influencia marcada si la energía asociada a la producción del defecto es muy superior a la aportada por el campo magnético externo.

El método **MMM** se aplica para la solución de problemas del tipo de:

- a.) Control de calidad al 100% de los productos de piezas de construcción de máquinas y control de heterogeneidad del metal.
- b.) Control de calidad de juntas de soldadura (Aquí la soldadura es parte de un complejo sistema de factores vinculando la: heterogeneidad estructural-mecánica, los defectos de soldadura y las concentraciones de estrés estructural.
- c.) Diagnóstico temprano de daños por fatiga del metal, Estimación y pronóstico del tiempo de vida media de un equipo.

El **MMM** se puede aplicar tanto en sólidos bajo carga (en tensión como en el caso de piezas de maquinaria) así como después del retiro de las cargas, cuando la pieza no se encuentra solicitada. El perfil magnético formada bajo la acción de las cargas de trabajo queda parcialmente congelado después de la descarga en virtud de la "histéresis de dislocación magnética". Esto la posibilidad de evaluar el estado real de tensiones de la pieza y revelar en etapas tempranas las zonas de daño máximo al leer los campos utilizando dispositivos de medición de campo especiales. Es importante destacar que los dispositivos de medición de campos magnéticos no tienen una norma mundial por lo que cada instrumento presenta características y singularidades únicas y las mediciones no suelen ser referidas a un patrón sino que son relativas entre sí desde un estado base.

## Región de Influencia Magnética de un Defecto<sup>1</sup>

Desde principios de siglo XX se conoce experimentalmente que la magnetización local se puede ver afectada por la presencia de inclusiones no ferromagnéticas o cavidades que poseen permeabilidades mucho menores que la del material ferromagnético adyacente, generando heterogeneidades magnéticas primarias que dispersan las líneas del flujo.

Además es sabido que la imantación natural de una pieza ferromagnética se modifica con la aplicación de cargas externas y con las concentraciones de tensiones mecánicas asociadas a defectos presentes en el material (aglomeraciones de dislocaciones, micro-poros, micro-fisuras, inclusiones, cavidades, fisuras). Estas perturbaciones localizadas de la magnetización natural son una manifestación del efecto magneto-elástico. Como tales, originan heterogeneidades magnéticas secundarias de suma importancia desde el punto de vista del ensayo no destructivo mediante el método de la memoria magnética (MMM).

A cada defecto significativo único o defecto equivalente obtenido por combinación de defectos próximos, se le puede asociar una región  $R_{mag}$  que puede considerarse como una región de influencia magnética del defecto. Esta región comprende todos los puntos en los cuales es significativa la perturbación en la magnetización producida por el defecto en cuestión. La perturbación se manifiesta en un cambio de dirección en las líneas de flujo de la inducción  $B$  y en una variación en su magnitud. Si el defecto dispersa las líneas, algunas de ellas salen o entran al sólido a través de la frontera más próxima. Si por el contrario el defecto concentra las líneas, las concentra, se produce el efecto opuesto.

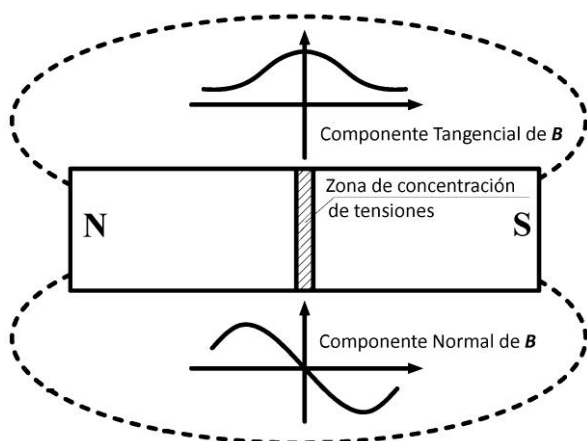
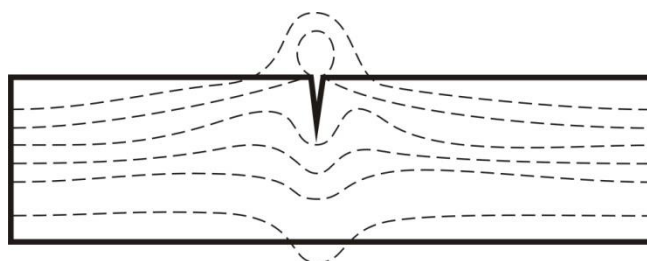


Figura 1: Fuga de líneas de flujo magnético asociada a perturbaciones en la magnetización debida a dos heterogeneidades magnéticas primarias.

Si la fuga de flujo hacia (o desde) el aire es lo bastante significativa, puede medirse el campo de fuga (auto-campo de fuga en la jerga del MMM) utilizando sensores de campo magnético situados lo bastante próximos a la frontera.

Figura 2: Fuga de líneas de flujo magnético asociada a grietas y discontinuidades en la superficie del material.

En el caso general tendremos una combinación de condiciones de campos debido a tensiones y grietas combinados



<sup>1</sup> El método de la memoria magnética de Dubov y las regiones de influencia de los defectos significativos  
Autor Roberto Suárez-Ántola. IV Conferencia Panamericana de END Buenos Aires – Octubre 2007

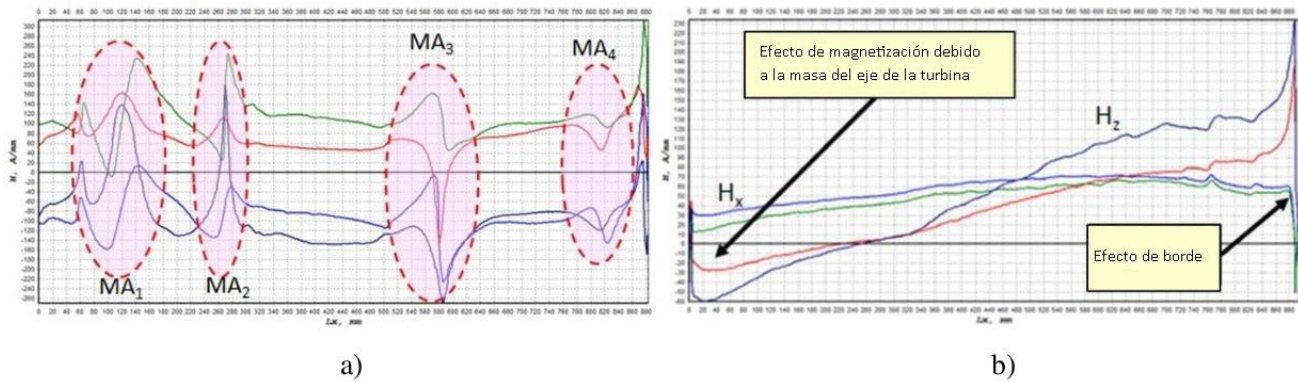


Figura 3.-  $MA_1$ - $MA_4$  Lecturas de MMM de álabes de turbinas a lo largo de los mismos. a) sobre el plano del álabes y b) sobre el canto del álabes respectivamente

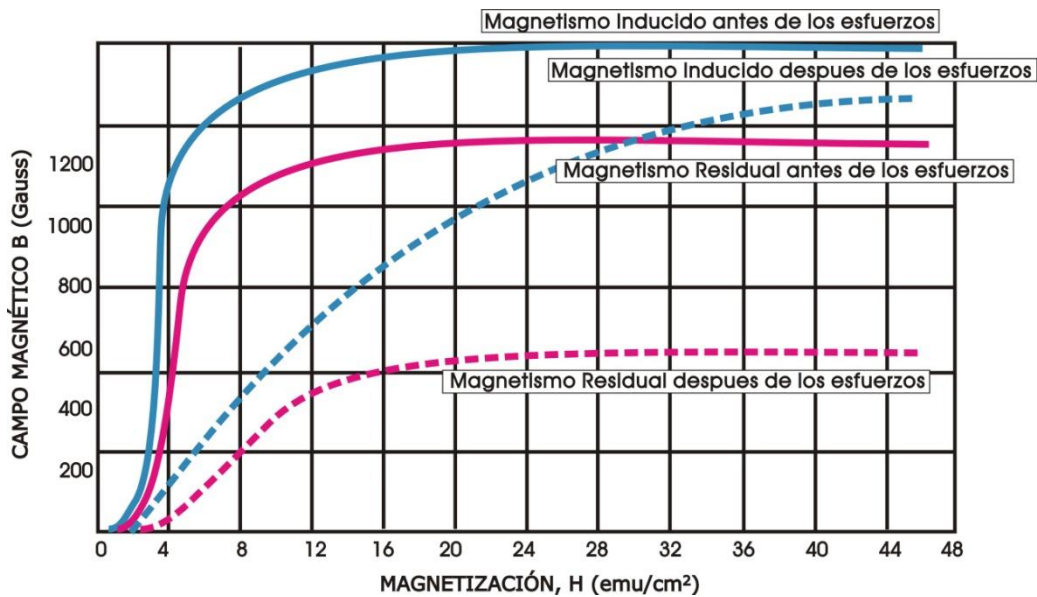
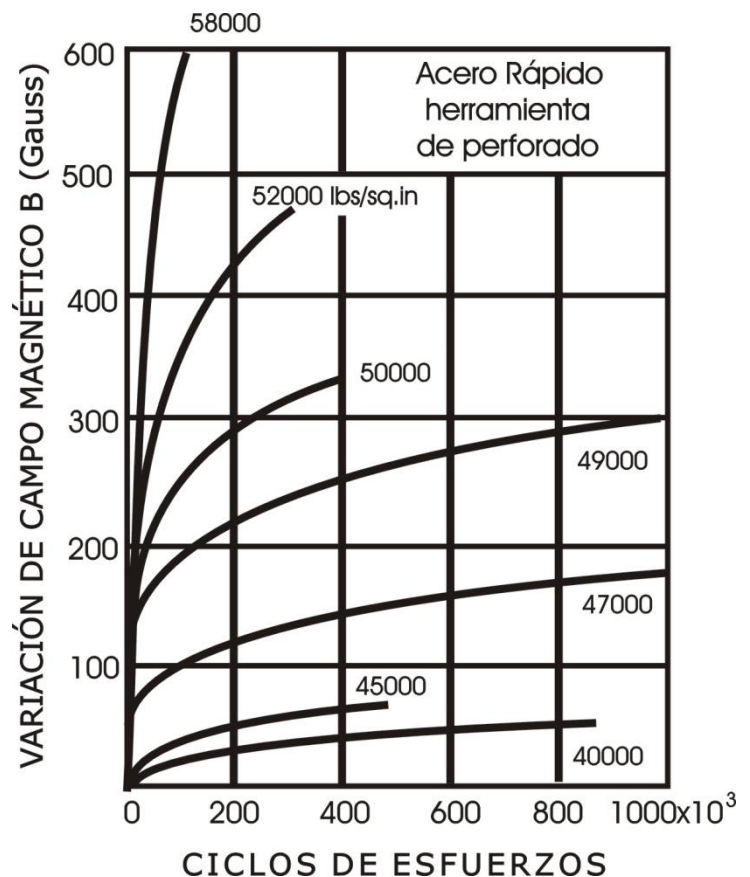


Figura 4.- Variación de la magnetización en función de la tensiones inducidas en el sólido. Este fenómeno es todavía mucho más marcado en materiales compuestos como las ferritas

Figura 5.- Variación de la magnetización en función del número de ciclos de trabajo (tensiones) para distintos esfuerzos longitudinales en mechas de acero de un mismo lote.



### Caracterización multipolar de una anomalía magnética localizada:

En el aire, la inducción  $\vec{B}$  y el campo magnético  $\vec{H}$  son proporcionales:  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  y dado que en el medio sólido lineal isótropo y homogéneo tendremos que  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$  y siendo que  $\nabla \times \vec{H} = 0$

En ausencia de corrientes y  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$  siempre, entonces podremos plantear que

$$9) \nabla \cdot \vec{H} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \vec{M}$$

Y entonces resultará que  $\vec{H} = -\nabla \varphi_M$  siendo  $\varphi_M(\vec{r})$  un potencial escalar magnético que verifica la ecuación de Poisson:

$$10) \nabla^2 \varphi_M(\vec{r}) = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \vec{M}(\vec{r})$$

Siendo su solución clásica para todo punto  $\vec{r}$  exterior al sólido:

$$11) \varphi_M(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi\mu_0} \iiint_C \frac{\rho_M(\vec{r}')}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|} \cdot dV' + -\frac{1}{4\pi\mu_0} \iiint_{\partial C} \frac{\sigma_M(\vec{r}')}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|} \cdot dS'$$

En la ecuación (11)  $C$  representa la región ocupada por el cuerpo, y  $\partial C$  su frontera.

Como solo nos interesan las perturbaciones al campo original, podemos hacer un desarrollo perturbativo de la ecuación 10, esto sería:

$$10a) \nabla^2 \delta\varphi_M(\vec{r}) = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \delta\vec{M}(\vec{r})$$

Dando su solución un desarrollo análogo al de la ecuación (11) con los reemplazos correspondientes de:

$$\rho_M \rightarrow \delta\rho_M, \sigma_M \rightarrow \delta\sigma_M, C \rightarrow R_{\text{mag}}, \partial C \rightarrow \partial C \cap R_{\text{mag}}$$

Pudiendo ser  $\partial C \cap R_{\text{mag}}$  vacío si la región de influencia no llega hasta la superficie del sólido.

En el aire próximo a la superficie de la pieza, la perturbación  $\delta\varphi_M$  se puede expresar siempre mediante un desarrollo multipolar respecto de un origen de coordenadas localizado en el medio del defecto, de modo que el vector de posición  $\vec{r}$  del punto donde se considera el campo posea una magnitud  $r$  mayor que la magnitud  $r'$  de cualquier vector de posición  $\vec{r}'$  correspondiente a un punto donde  $\delta\vec{M}(\vec{r}') \neq 0$

El desarrollo multipolar comienza en el término de *dipolo* correspondiente  $\delta\vec{\mu}$  caracterizado por tres componentes de momento dipolar independientes:

$$11) \delta\varphi_M(\vec{r})_{dipolar} = -\frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\delta\vec{\mu} \cdot \vec{r}}{r^3}$$

El siguiente término, correspondiente al *momento cuadrupolar* viene caracterizado por los 5 coeficientes de cuadrupolo independientes:

$$12) \delta\varphi_M(\vec{r})_{cuadipolar} = -\frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\vec{r} \cdot \delta\vec{\vec{Q}} \cdot \vec{r}}{r^5}$$

El tensor de momento cuadrupolar de la distribución espacial de las perturbaciones el tensor de segundo orden  $\vec{\vec{Q}}$  que es simétrico y con traza nula

En la magnetización asociada al defecto. Sus componentes vienen dadas, en coordenadas cartesianas ortogonales, por:

$$13) \delta\vec{\vec{Q}} = \iiint_{R_{mag}} (3 \cdot x'_i \cdot x'_j - r'^2 \cdot \delta_{ij}) \cdot \delta\varphi_M \cdot dV', \quad i, j = 1, 2, 3$$

Siendo  $\delta_{ij}$  la delta de Kronecker.

El término *octupolar* se caracteriza mediante 7 parámetros independientes de tres componentes cada uno, y así sucesivamente, para los otros términos del desarrollo multipolar del potencial magnético.

Obsérvese ahora que la determinación del auto-campo de fuga en el aire en las proximidades de la pieza, en un número lo bastante grande de puntos, permitiría una estimación experimental de los coeficientes de dipolo, cuadrupolo, etc.

A partir de las mediciones del campo magnético en un conjunto lo suficientemente numeroso de puntos de vectores de posición, se pueden estimar las componentes del momento magnético aplicando un algoritmo para el ajuste no lineal de parámetros, como el de Levenberg-Marquardt.

Calculando el gradiente  $\delta H(\vec{r}) = -\nabla \delta\varphi_m$ , el campo final sería:

$$13a) \approx \delta H(\vec{r})_{dipolar} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \left( \frac{-\delta\vec{\mu}}{\|\vec{r}-\vec{r}_d\|^3} + \frac{(\delta\vec{\mu} \cdot (\vec{r}-\vec{r}_d))}{\|\vec{r}-\vec{r}_d\|^5} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d) \right)$$

### Termodinámica de la anomalía localizada:

El análisis termodinámico detallado del potencial Gibbs magnéticoelástico y sus variantes, con las energías involucradas en las tensiones y los potenciales termodinámicos involucrados con los términos de magnetostricción y magneto elasticidad permite hallar una relación entre las tensiones y la permeabilidad aparente de material:

$$du = T \cdot ds + \bar{\sigma} \cdot d\bar{\epsilon} + \vec{H} \cdot d\vec{B}$$

Aplicando la transformación de Legendre:

$$g = u - T \cdot s + \bar{\sigma} \cdot \bar{\epsilon} + \vec{H} \cdot \vec{B}$$

resulta:

$$dg = -s \cdot dT - \bar{\epsilon} \cdot d\bar{\sigma} - \vec{B} \cdot d\vec{H}$$

Con lo que se verifica que:

$$B_i = \left( \frac{\partial g}{\partial H_i} \right)_{T, \bar{\sigma}}, \quad \bar{\epsilon}_{i,j} = \left( \frac{\partial g}{\partial \bar{\sigma}_{i,j}} \right)_{T, \vec{H}}, \quad \left( \frac{\partial \bar{\epsilon}_{i,j}}{\partial H_k} \right)_{T, \bar{\sigma}} = \left( \frac{\partial B_k}{\partial \bar{\sigma}_{i,j}} \right)_{T, \vec{H}}$$

Donde vemos los coeficientes de magnetostricción:  $\left( \frac{\partial \bar{\epsilon}_{i,j}}{\partial H_k} \right)_{T, \bar{\sigma}}$  y de magnetoelasticidad:  $\left( \frac{\partial B_k}{\partial \bar{\sigma}_{i,j}} \right)_{T, \vec{H}}$

Debemos notar también que:

$$\left( \frac{\partial B_k}{\partial \bar{\sigma}_{i,j}} \right)_{T, \vec{H}} = \left( \frac{\partial M_k}{\partial \bar{\sigma}_{i,j}} \right)_{T, \vec{H}}$$

puesto que:  $B_k = \mu_0 \cdot H_k + M_k$  si el campo  $H$  permanece constante entonces:  $B = M$

Plantando y despejando  $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r = \frac{B}{H}$ , luego de varias cuentas, linearizaciones y asunciones, tenemos que:

$$14) \mu = \frac{1}{(\beta - q\sigma - R\sigma^2) + \frac{K_0}{12} B^2 + \frac{K_1}{90} B^4}$$

Donde  $\sigma_{ij}$  es el tensor de tensiones,  $q_{ijmn}$  los parámetros de magnetoelasticidad,  $R_{ijmn}$  los denominados coeficientes de corrección mórfica de las complacencias elásticas (que tienen en cuenta el efecto del campo  $B$  sobre los módulos de elasticidad y  $\beta_{mn}$ ,  $K_0 = K_{mnop}$ ,  $K_1 = K_{mnopst}$  son parámetros de “impermeabilidad magnética” que describen la relación entre  $H$  y  $B$  cuando los esfuerzos mecánicos son nulos y por ende no hay efecto magneto-elástico.

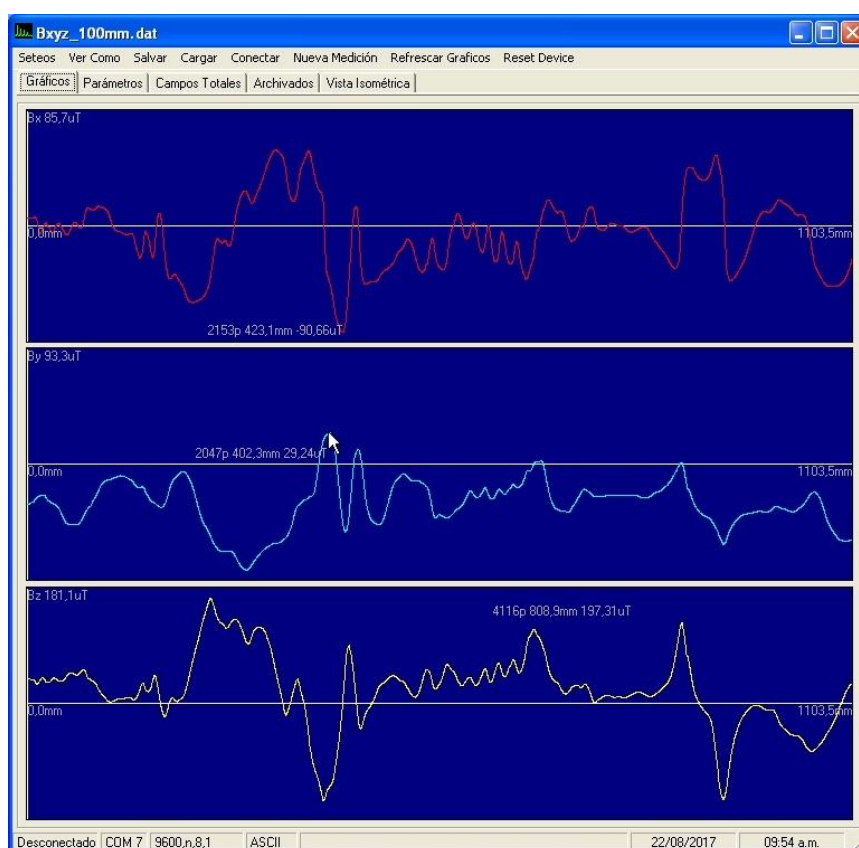


Esta relación vincula en forma completamente general los efectos magneto-estrictivo y magneto-elástico y estima la influencia del estado local de tensiones mecánicas sobre la permeabilidad magnética local del material.

**Una consecuencia inmediata es que una heterogeneidad magnética primaria (cavidad o inclusión no ferromagnética) podría comportarse en forma no distinguible de una heterogeneidad magnética secundaria (concentración de tensiones) cuando la única información disponible proviene de la medición del auto-campo de fuga en el aire próximo a la superficie de la pieza.**

Figura 5bis.- Escaneo magnético en tres ejes a 2 mm de la superficie de una chapa de acero soldada a tope con otra, tomado a lo largo de la soldadura. El eje z es vertical a la soldadura, el eje x a lo largo y el eje y transversal.

Se pueden observar diversas zonas con tensiones como las indicadas en las figura 1. complementarias en los ejes x y z. La inspección visual no revela en la soldadura fisuras superficiales.



## Sólidos Conductores:

A diferencia de los sólidos ferromagnéticos, los sólidos conductores que no presentan magnetización residual pueden caracterizarse en regiones cercanas a las superficie induciendo en ellos corrientes de Foucault (Eddy Currents o corrientes turbillonarias) por medio de una excitación magnética externa y levantando los perfiles de campo producidos por estas corrientes en el material.

La profundidad de penetración (skin deep) es la tendencia de una corriente eléctrica alterna (CA) a distribuirse dentro de un conductor de forma exponencial decreciente, de modo que la densidad de corriente sea mayor cerca de la superficie del conductor y disminuya con mayores profundidades en el conductor. La corriente eléctrica fluye principalmente en la "piel" del conductor, entre la superficie exterior

y un nivel llamado profundidad de penetración. El efecto del skin deep hace que la resistencia efectiva del conductor aumente a frecuencias más altas donde la profundidad de penetración es menor, reduciendo así la sección transversal efectiva del conductor. Como se ha ya mencionado, el efecto se debe a las corrientes de Foucault opuestas inducidas por el campo magnético cambiante resultante del flujo magnético alterno.

A 60 Hz en cobre, la profundidad de la piel es de aproximadamente 8,5 mm. A altas frecuencias, la profundidad de penetración se vuelve consecuentemente más pequeña según la ley:

$$15) \delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} \sqrt{\sqrt{1 + (\rho\omega\epsilon)^2} + \rho\omega\epsilon}, \quad \omega = 2\pi f$$

Siendo  $\delta$  la profundidad de penetración,  $\epsilon$  la permitividad del conductor  $\mu$  la permeabilidad y  $f$  la frecuencia del flujo magnético.

Para la densidad de corriente tendremos que:

$$16) J = J_0 e^{-(1+i)\frac{d}{\delta}}$$

Lo que nos dice que a una profundidad de  $\delta$  tendremos una disminución proporcional de  $e^{-1}$  en la intensidad de la corriente (lo que es aproximadamente un 67%)

De todo lo anterior podemos ver que ajustando la frecuencia podemos extraer información de los defectos del material a distintas profundidades. En oposición a esto tenemos que al aumentar la profundidad y disminuir la frecuencia, para un mismo flujo dado, la corriente neta disminuye proporcionalmente produciendo señales de campos inducidos más débiles.

En función de la conductividad del material es de esperarse que la profundidad de penetración (skin deep) sea solo función de la frecuencia del campo inducido a frecuencias bajas donde la masa de los electrones sea despreciable.

El caso general de las corrientes inducidas ha sido estudiado en detalle y tienen muchas aplicaciones, entre ellas:

- a.) discontinuidades en material conductor tales como cambios geométricos, variación de las propiedades relacionadas con la conductividad y permeabilidad.
- b.) Presencia de defectos, tanto superficiales como subterráneas, detección de defectos y grieta en el material de soldadura conductivo.
- c.) Detectar de corrosión, daño por fatiga y adelgazamiento. En particular, la técnica se usa para hacer mediciones de corrosión y adelgazamiento en material aeronáutico e intercambiadores de calor.
- d.) La permeabilidad y la conductividad son los factores que más afectan la señal, por lo que las corrientes parásitas se pueden usar para distinguir entre diversos tipos de materiales y para

determinar si un material ha sido expuesto a altas temperaturas, en los casos en que dichos tratamientos cambien el conductividad del material.

**En las circunstancias adecuadas, las corrientes parásitas se pueden usar para:**

- 1.) Detección de grietas.
- 2.) Mediciones de espesor de material.
- 3.) Medidas de espesor de recubrimiento.
- 4.) Mediciones de conductividad para:
  - a. Identificación del material
  - b. Detección de daños por calor
  - c. Determinación de profundidad
  - d. Monitoreo de tratamiento térmico

Algunas de las ventajas de la inspección por corrientes de Foucault incluyen:

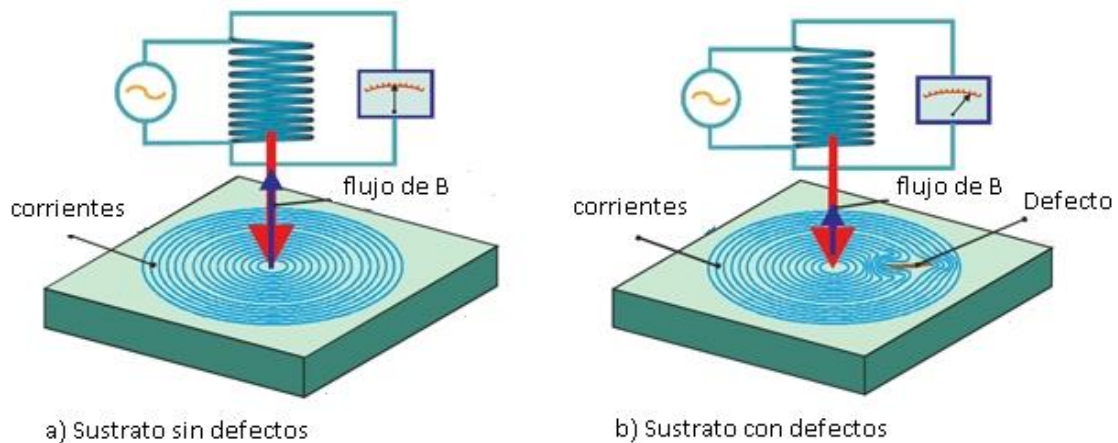
- 1.) Sensibilidad a pequeñas grietas y otros defectos.
- 2.) Detección defectos superficiales y cercanos a la superficie.
- 3.) La inspección da resultados inmediatos.
- 4.) El equipo es muy portátil.
- 5.) El método puede usarse para otras aplicaciones.
- 6.) Se requiere una preparación mínima.
- 7.) La sonda de prueba no necesita ponerse en contacto con la pieza.
- 8.) Inspecciona formas y tamaños complejos de materiales conductores.

Algunas de las limitaciones de la inspección por corrientes de Foucault incluyen:

- 1.) Solo se pueden inspeccionar materiales conductores.
- 2.) La superficie debe ser accesible para la sonda.
- 3.) La habilidad y capacitación requerida es más extensa que en otras técnicas.
- 4.) El acabado superficial y la aspereza pueden interferir.
- 5.) No hay estándares de referencia necesarios para la configuración.
- 6.) La profundidad de penetración es limitada.
- 7.) Los defectos como los de laminaciones que se encuentran paralelas al devanado de la bobina de la sonda y la dirección de exploración de la sonda son indetectables.

## Método de las Corrientes Parásitas ECM (Eddy Current Method)

El método consiste en aproximar una bobina excitadora que genera un campo magnético armónico sinusoidal en el rango de los Hz hasta los MHz, producido por una corriente senoidal. Las variaciones de flujo del campo magnético en el material induce corrientes parásitas en la zona bajo examen. Ante estas corrientes la presencia de defectos o discontinuidades se comportan como una barrera resistiva que perturba los flujos de corriente inducidos. Las perturbaciones resultantes afectan los campos magnéticos



superficiales, permitiendo detectar las anomalías.

Figura 6.- Corriente inducidas: a) Sustrato normal, b) Sustrato con defecto resistivo

Si el material fuera un conductor perfecto, los campos magnéticos producidos por las corrientes turbillonarias se verían como si se estuviera hubiera en presencia de un inductor igual al impuesto en la excitación dispuesto en forma espejada respecto de la superficie del otro lado de material, esto se conoce como espejo de corrientes y en el caso de una excitación con alta simetría frente a una superficie plana o de curvatura regular, el campo resultante es fácilmente releable en busca de imperfecciones.

Las fórmulas de Maxwell y constitutivas del medio aplicables al método son:

$$\begin{aligned} 17) \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & 18) \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & 19) \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & 20) \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ 21) \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H}, & 22) \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} \end{aligned}$$

La solución **práctica** al problema de la distribución de campo en la superficie sigue el mismo principio general ya expresado de considerar la influencia de los defectos con el método perturbativo. El campo base se calcula por el método de las imágenes ya descrito anteriormente y a este se añade el campo de la perturbación que debe cumplir con las condiciones de frontera del sólido.

La solución **general** a los campos se puede plantear en términos de ecuaciones integrales de la forma:

$$23) \quad H_{ext} = H_0 + \int_S \left[ J_s x \nabla G_0 - \frac{\nabla_s \cdot K_s}{i\omega\mu_0} \nabla G_0 \right] dS$$

$$24) \quad E_{ext} = E_0 + \int_S \left[ i\omega\mu_0 J_s G_0 + K_s x \nabla G_0 - \frac{\nabla_s \cdot J_s}{i\omega\epsilon_0} \nabla G_0 \right] dS$$

$$25) \quad H_{int} = - \int_S \left[ \sigma K_s G_i + J_s x \nabla G_i - \frac{\nabla_s \cdot K_s}{i\omega\mu_i} \nabla G_i \right] dS$$

$$26) \quad E_{int} = \int_S [i\omega\mu_i J_s G_i + K_s x \nabla G_i] dS$$

Los términos  $H_0$  y  $E_0$  son los campos excitadores en ausencia del medio conductor y  $G_i$  y  $G_0$  son las funciones de Green:

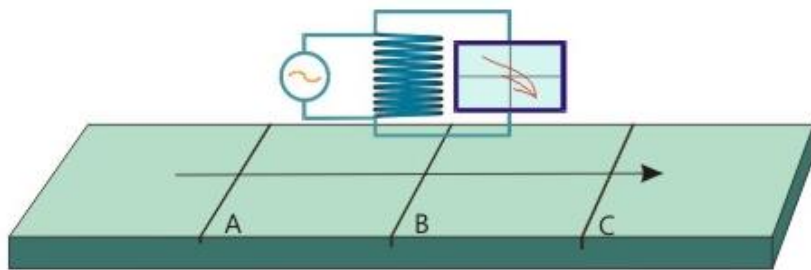
$$G_0 = \frac{e^{-i\omega k_0 r}}{4\pi r}, \quad G_i = \frac{e^{-i\omega k_i r}}{4\pi r} \quad \vee \quad k_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}, \quad k_i = \sqrt{\mu_i \sigma}$$

### Configuraciones de medición:

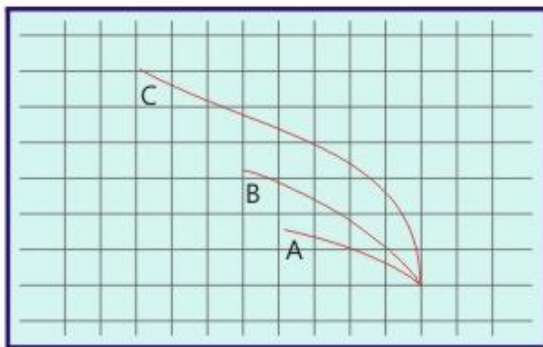
Es posible adoptar dos configuraciones de medición para el método de las corrientes parásitas:

- a.) **Excitación y sensor en la misma bobina:** Se mide tensión y fase sobre la bobina excitadora y se representan las variaciones de impedancia en un plano x, Z. Tiene la ventaja de que el dispositivo es muy sencillo, pues la misma bobina excitadora es la que releva el campo de las corrientes inducidas. Sin embargo, solo se puede medir en el mismo punto donde se coloca la bobina excitadora, limitando el alcance a las regiones donde cabe esta.
- b.) **Sensor independiente de la excitación:** Se miden los campos magnéticos independientemente de la excitación con un sensor aparte. Tiene la ventaja de la versatilidad y de poder explorar regiones a distintas distancias de la bobina excitadora pues los sensores magnéticos pueden tener dimensiones milimétricas. Este método tiene además la gran ventaja de que perfilando el área de la bobina sensora es posible efectuar un filtrado de las componentes multipolares por cuanto el alcance relativo de cada componente es proporcional al área y a la distancia a la superficie.

**a.) Excitación y sensor en la misma bobina:**



Movimiento del excitador y el sensor sobre sendas grietas A, B y C



Señales del sensor en el plano de la impedancias para cada grieta

Figura 7.- Bobina excitadora usada también como sensor. Las variaciones de tensión y corriente en la bobina dependen tanto de su propia excitación como del flujo inducido por las corrientes superficiales. Se grafica la impedancia equivalente vista por la excitación de la primaria de la bobina en sus componente resistiva e inductiva, dando evidencia de la presencia de grietas a medida que avanza.

Figura 8.- Equipo comercial explorando una pieza mecánica. La presencia de grietas se pone en evidencia por los apartamientos de la linealidad que se observan en la pantalla de la derecha



**b.) Sensor independiente de la excitación:**

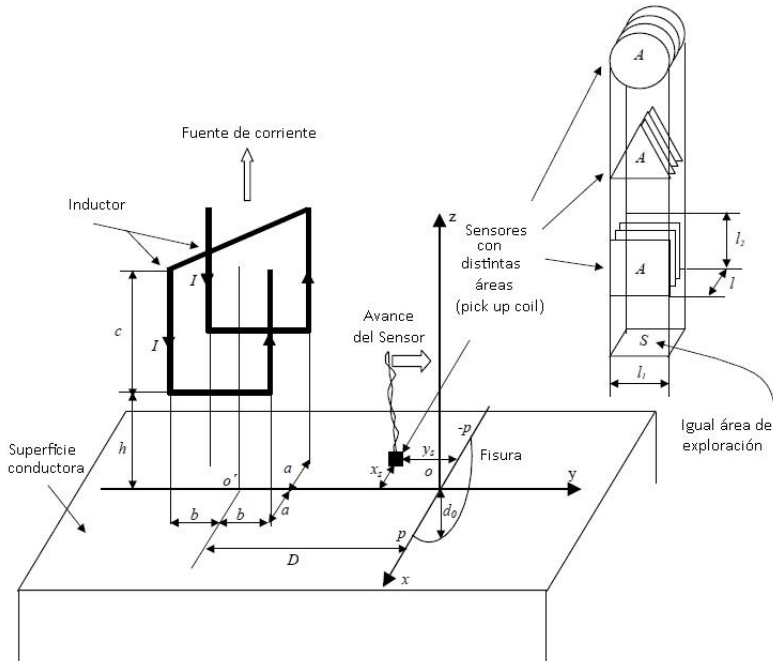


Figura 9.- Bobina excitadora independiente del sensor. Para simplificar el método de imágenes, la bobina excitadora consiste en conductores planos rectos paralelos a la superficie a explorar. El sensor es otra bobina donde su geometría (como se observa en la figura) permite discriminar el aporte multipolar de la distribución de corrientes.

La salida de tensión en la bobina sensora se puede obtener por la ley de Faraday:

$$27) \quad v(x, y) = -\frac{d\varphi_{tot}}{dt} = -\int_l \frac{\varphi_l}{dt} dx = -i\omega \int_l dx \iint_A \mathbf{B}_x(x, y) dx dy$$

Siendo  $l$  cada espira individual de la bobina,  $\varphi_{tot}$  el flujo total,  $\varphi_l$  el flujo individual por la espira  $l$ -ésima y en la última igualdad hemos asumido que se trata de una excitación sinusoidal para eliminar la derivada temporal. La variación en  $\mathbf{B}_x$  en la dirección  $z$  se asume despreciable.

Conocido el perfil de la espira  $G(x, y)$  podemos reescribir la ecuación (27) como:

$$28) \quad v(0, 0) = -i\omega \iint_A G(x, y) \mathbf{B}_x(x, y) dx dy$$

Donde los perfiles serian:

Para una espira rectangular de lados  $l_1$  y  $l_2$ :

$$G(x, y) = \begin{cases} l_2, & |x| < \frac{l_2}{2} ; |y| < \frac{l_1}{2} \\ 0, & |x| > \frac{l_2}{2} ; |y| > \frac{l_1}{2} \end{cases}$$

Para una espira triangular de lados  $l_1$  y  $l_2$ :

$$G(x, y) = \begin{cases} l_2 - 2\frac{l_2}{l_1}|y|, & |x| < \frac{l_2}{2}; |y| < \frac{l_1}{2} \\ 0 & , \quad |x| > \frac{l_2}{2}; |y| > \frac{l_1}{2} \end{cases}$$

Para una espira circular simétrica con respecto al plano  $z = \frac{l_2}{2}$  de lados  $l_1$  y  $l_2$ :

$$G(x, y) = \begin{cases} \sqrt{l_1^2 - 4y^2}, & |x| < \frac{l_2}{2}; |y| < \frac{l_1}{2} \\ 0 & , \quad |x| > \frac{l_2}{2}; |y| > \frac{l_1}{2} \end{cases}$$

Cuando la bobina sensora se mueve del punto  $(0, 0)$  al punto  $(x_s, y_s)$  tendremos que la tensión será:

$$29) \quad v(x_s, y_s) = -i\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} G(x_s - x, y_s - y) \cdot B_x(x, y) dx dy$$

En otras palabras, la diferencia de tensión entre dos posiciones está relacionada a la convolución de  $Z(x, y)$  con  $B(x, y)$ . Ahora podemos usar el Teorema de la Convolución de Fourier:

$$30) \quad \text{Conv}[v(k_x, k_y)] = -i\omega \cdot \text{Conv}[G(k_x, k_y)] \cdot \text{Conv}[B_x(k_x, k_y)]$$

Siendo  $k_x, k_y$  las componentes de la frecuencia espacial  $\mathbf{k}$ .

La ecuación (30) indica que la bobina respecto de la tensión leída a su salida, actúa como un filtro espacial cuyo comportamiento es caracterizado por la función filtro de la bobina:  $G(\mathbf{k})$ .

El proceso de deconvolución de la señal se obtiene por medio de algoritmos numéricos que producen los renderizados de la figura 10.

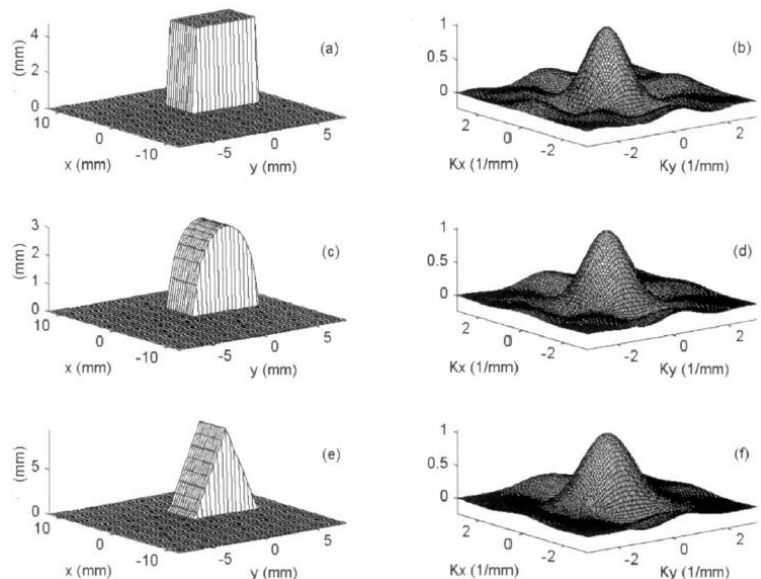


Figura 10.- Podemos observar las funciones de perfilado de tres sensores de secciones cuadrada, semicircular y triangular y sus respectivas transferencias de la función filtrado



Finalmente, es posible extrapolar la data referida a la señal de la grieta:

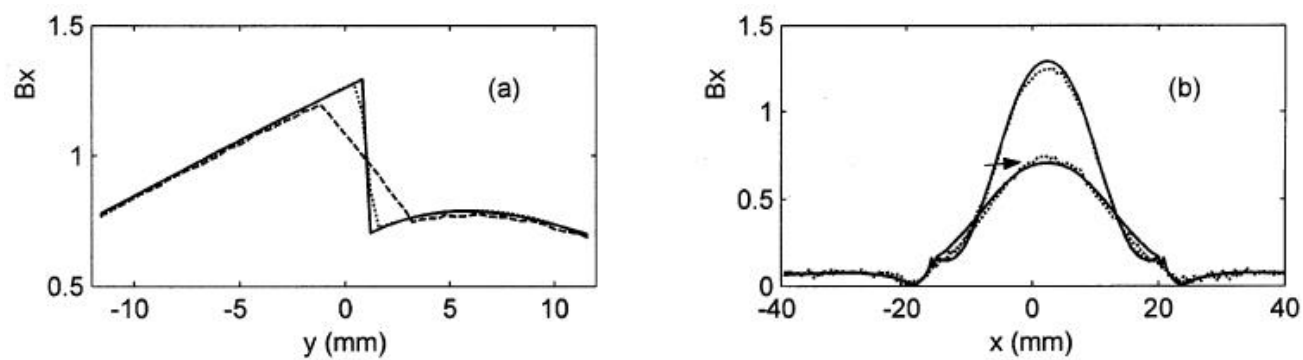


Figura 11.- a) Señales normalizadas de las distintas bobinas sensoras en presencia de una fisura. b) resultado de la señal filtrada.