

El método de la memoria magnética de Dubov y las regiones de influencia de los defectos significativos

Roberto Suárez-Ántola

Facultad de Ingeniería y Tecnologías, Universidad Católica del Uruguay, 8 de Octubre 2738

Montevideo, CP 11600, Uruguay

Fax number (598-2) 4872842.

E-mail : rsuarez@ucu.edu.uy

Dirección Nacional de Energía y Tecnología Nuclear, Mercedes 1041

Ministerio de Industria, Energía y Minería,

Montevideo, CP11100, Uruguay

Resumen:

Cuando un cuerpo ferromagnético se enfría por debajo de su temperatura de Curie, el campo magnético terrestre genera un patrón típico de dominios en ese cuerpo. 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. Este es el fundamento del método de la memoria magnética debido a Anatoli Dubov. Recientemente se utilizó el concepto de región de influencia de defectos significativos para relacionar las frecuencias de los modos de vibración de una estructura o máquina con la población de defectos presentes en el material. En este trabajo se discute la posibilidad de generalizar y aplicar ese concepto al estudio de algunas de las correlaciones entre las propiedades elasto-plásticas y las propiedades magnéticas que hacen posible el método de la memoria magnética. Para ello se construye un modelo matemático simple que permite relacionar las regiones de influencia de los defectos magnéticamente significativos con las no uniformidades del campo de dispersión medido. Se discuten las limitaciones que presenta el uso del concepto de región de influencia en el caso del método de la memoria magnética cuando se intenta una estimación de los esfuerzos mecánicos asociados a esos defectos significativos. Se sugiere una conexión entre los resultados obtenidos empleando una combinación del método de la memoria magnética con otros métodos de END y algunos de los parámetros de la mecánica de la fractura.

Palabras clave: método de la memoria magnética, efecto magneto-elástico, región de influencia, defectos, desarrollo multipolar, mecánica de la fractura

1. Introducción

La mayor parte de los procesos de deterioro y falla mecánica en estructuras o máquinas comienza en regiones donde las tensiones se encuentran concentradas y las deformaciones locales son mucho mayores que la deformación promedio.

Los esfuerzos mecánicos se concentran en torno a defectos o heterogeneidades en la estructura de los materiales, producidos durante los procesos de fabricación o como consecuencia de la aplicación de cargas de servicio.

Las piezas ferromagnéticas poseen una magnetización natural, que se altera localmente en las regiones de concentración de esfuerzos. Como consecuencia, esas regiones

pueden ser detectadas y ubicadas midiendo el campo magnético asociado a la magnetización natural y sus variaciones en la superficie de la pieza, denominado campo magnético de fuga. Entonces se puede detectar en forma no destructiva lugares donde hay o puede haber defectos relevantes. En última instancia, en esto consiste la utilidad principal del método de la memoria magnética de los metales, ideado y puesto a punto en Rusia por Anatoli Dubov (1), (2), (3). En la actualidad este método ha despertado un interés considerable en la comunidad que se ocupa de los ensayos no destructivos, así como en personas que diseñan, construyen o mantienen estructuras y máquinas con componentes ferromagnéticos.

En lo que sigue se discuten algunos aspectos del método de Dubov recurriendo al concepto de región de influencia que puede hacerse corresponder a cada defecto significativo en una pieza de máquina o elemento de una estructura. El origen del concepto de región de influencia puede rastrearse hasta el volumen de influencia de un defecto propuesto en la teoría energética de la fractura frágil. Así, la presencia de una fisura en un cuerpo sometido a cargas mecánicas, puede reducir el estado de esfuerzos en una parte del material adyacente en una cantidad que depende de la posición, el tamaño y la orientación de la fisura respecto del campo nominal de esfuerzos. Esta reducción en el estado de esfuerzos se acompaña de una reducción ΔU en la energía elástica almacenada en el cuerpo cargado. Si u representa la densidad de energía elástica que existiría en la zona donde se encuentra la fisura cuando ésta no se encuentra presente, entonces el volumen V_d de influencia del defecto se puede definir

así: $V_d = \frac{|\Delta U|}{u}$ El cálculo de $\Delta U = - \int_0^{A_d} G \cdot dA$, (donde A_d es el área de la fisura), se

puede efectuar a partir de las fórmulas de la mecánica de la fractura lineal elástica que relacionan la velocidad de liberación de energía elástica G con los módulos de elasticidad y los factores de intensidad de esfuerzos K_I, K_{II}, K_{III} . Usando las simetrías correspondientes al modelo del defecto, es posible definir una región tridimensional centrada en el mismo, la **región de influencia mecánica** R_{mec} , que puede extenderse luego a situaciones dinámicas como las que se plantean a propósito de las vibraciones mecánicas de estructuras y máquinas, introduciendo un conjunto de módulos de elasticidad equivalentes para describir la respuesta mecánica del cuerpo con defectos (4). El objetivo principal del presente trabajo es explorar la posibilidad de generalizar el concepto de región de influencia mecánica de los defectos significativos hasta abarcar los fenómenos magnéticos que en los cuerpos ferromagnéticos aparecen a menudo asociados con esos defectos. Para ello se procederá en tres etapas. En una primera etapa se considerará la perturbación magnética producida por el defecto tal como se detecta midiendo el campo de fuga en la superficie de la pieza ensayada. En una segunda etapa se estudiará el efecto magneto-elástico desde un punto de vista termodinámico. Finalmente se analizará brevemente la influencia de los defectos sobre la magnetización natural del cuerpo y su manifestación en el campo de fuga. Sobre esta base se discutirá las posibilidades que abre y las limitaciones que conlleva el intento de asociar una región de influencia a cada defecto. Asimismo se efectuarán algunos comentarios sobre la posibilidad de inferir, a partir de la aplicación del método de la memoria magnética de los metales, algunas características de los defectos que pueden resultar de interés tanto desde el punto de vista de los ensayos no destructivos como desde el punto de vista de la mecánica de la fractura.

2. Región de influencia magnética de un defecto y caracterización multipolar de una perturbación magnética localizada

Por lo menos desde 1905 se ha prestado atención, desde la perspectiva de los ensayos no destructivos, al hecho de que la magnetización local se puede ver perturbada 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 (5). Pero además, 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. Comprende todos los puntos en los cuales es significativa la perturbación en la magnetización producida por el defecto en cuestión.

Esta perturbación se manifiesta en un cambio de dirección en las líneas de flujo de la inducción \vec{B} y en una variación en su magnitud. Si el defecto dispersa las líneas, algunas de ellas salen del (y entran al) cuerpo a través de la frontera más próxima, como sugiere la Figura 1. Si las concentra, se produce el efecto opuesto.

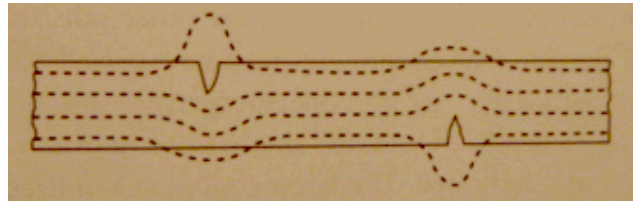


Figura 1: Fuga de líneas de flujo magnético asociada a perturbaciones en la magnetización debida a dos heterogeneidades magnéticas primarias.

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.

En el aire, la inducción \vec{B} y el campo magnético \vec{H} son proporcionales: $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$

Como $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ en todas partes, si se define la magnetización \vec{M} tal que $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{M}$,

entonces $\nabla \cdot \vec{H} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \vec{M}$ Por otra parte, $\nabla \wedge \vec{H} = \vec{0}$ en ausencia de corrientes

eléctricas de conducción, por lo que se puede poner $\vec{H} = -\nabla \varphi_M$ siendo $\varphi_M(\vec{r})$ un potencial escalar magnético que verifica la ecuación de Poisson (6):

$$\nabla^2 \varphi_M(\vec{r}) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \vec{M}(\vec{r}) \quad [1]$$

(Aquí \vec{r} representa el vector de posición respecto de un sistema de coordenadas apropiado). La solución de [1] en un punto de observación fuera de la pieza es (6):

$$\varphi_m(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iiint_C \frac{\rho_m(\vec{r}')}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|} \cdot dV' + \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint_{\partial C} \frac{\sigma_m(\vec{r}')}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|} \cdot dS' \quad [2]$$

En [2] C representa la región ocupada por el cuerpo, y ∂C su frontera, $\rho_m = -\nabla \cdot \vec{M}$ es una densidad volumétrica de carga magnética y $\sigma_m(\vec{r}') = \vec{M}(\vec{r}') \cdot \vec{n}(\vec{r}')$ es una densidad superficial de carga, siendo $\vec{n}(\vec{r}')$ el vector unitario normal a la superficie en el punto \vec{r}' (dirigido hacia el exterior del cuerpo) y \cdot representa el producto escalar de vectores.

Si $\delta\vec{M}(\vec{r})$ es una perturbación de la imantación debida a un defecto, la perturbación $\delta\vec{H}(\vec{r}) = -\nabla\delta\varphi_M(\vec{r})$ en el auto-campo se puede hallar resolviendo la ecuación:

$$\nabla^2 \delta\varphi_M(\vec{r}) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \delta\vec{M}(\vec{r}) \quad [3]$$

La solución de [3] se obtiene de [2] sustituyendo ρ_m por $\delta\rho_m$, σ_m por $\delta\sigma_m$, C por R_{mag} y ∂C por $\partial C \cap R_{mag}$ (que puede ser vacía si la región de influencia magnética del defecto no llega hasta la superficie de la pieza).

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 $\delta\vec{M}(\vec{r}') \neq \vec{0}$ (7):

$$\delta\varphi_M \approx (\delta\varphi_M)_{dipolo} + (\delta\varphi_M)_{cuadripolo} + \dots + (\delta\varphi_M)_{2^l polo} + \dots \quad [4]$$

El desarrollo multipolar comienza en el término de dipolo, correspondiente a $l=1$, caracterizado por tres coeficientes de dipolo independientes. El término bipolar se puede representar así:

$$(\delta\varphi_M)_{dipolo} \approx \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\delta\vec{\mu} \cdot \vec{r}}{r^3} \quad [5]$$

En lo que sigue se supone que R_{mag} se encuentra en el interior del cuerpo. Entonces el vector $\delta\vec{\mu} = \iiint_{R_{mag}} \delta\rho_M \cdot \vec{r}' \cdot dV'$ es el momento bipolar de la distribución de la perturbación

en la magnetización. El siguiente término, correspondiente a $l=2$, viene caracterizado por 5 coeficientes de cuadripolo independientes. Se puede representar así:

$$(\delta\varphi_M)_{cuadripolo} \approx \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \frac{\vec{r} \cdot \delta\hat{Q} \cdot \vec{r}}{r^5} \quad [6]$$

El tensor de segundo orden $\delta\hat{Q}$, simétrico y con traza nula, es el tensor de momento cuadripolar de la distribución espacial de la perturbación en la magnetización asociada al defecto. Sus componentes vienen dadas, en coordenadas cartesianas ortogonales, por

$$\delta Q_{ij} = \iiint_{R_{mag}} (3 \cdot x_i \cdot x_j - r'^2 \cdot \delta_{ij}) \cdot \delta\rho_M \cdot dV' \quad (i,j=1,2,3) \quad [7]$$

(El símbolo δ_{ij} representa, como es usual, la delta de Kronecker). El término de octupolo se caracteriza mediante 7 parámetros independientes. 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. Como ejemplo del procedimiento a seguir, supongamos que el centro de la región de influencia magnética se encuentra en un punto de vector de posición \vec{r}_d cuyas componentes x_d, y_d, z_d son desconocidas. Si se mide el campo magnético de fuga en planos paralelos a la superficie de la pieza pero lo bastante alejados como para que el término bipolar sea dominante respecto de los demás términos de multipolo, a partir de [5] resulta:

$$\delta\vec{H}(\vec{r}) = -\nabla\delta\varphi_m \approx \delta\vec{H}(\vec{r})_{dipolar} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \cdot \left(\frac{-\delta\vec{\mu}}{\|\vec{r} - \vec{r}_d\|^3} + \frac{(\delta\vec{\mu} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d))}{\|\vec{r} - \vec{r}_d\|^5} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d) \right) \quad [8]$$

A partir de las mediciones $\delta\vec{H}(\vec{r}_k)$ del campo en un conjunto lo suficientemente numeroso de puntos de vectores de posición \vec{r}_k , se pueden estimar las componentes de \vec{r}_d y del momento $\delta\vec{\mu}$ aplicando un algoritmo para el ajuste no lineal de parámetros, como el de Levenberg-Marquardt (8). La Figura 2 muestra dos esquemas posibles de variación de la componente normal del auto-campo de fuga, correspondientes a defectos que se comportan como dipolos, a medida que el sensor de componente normal se desplaza paralelamente a una frontera del cuerpo.

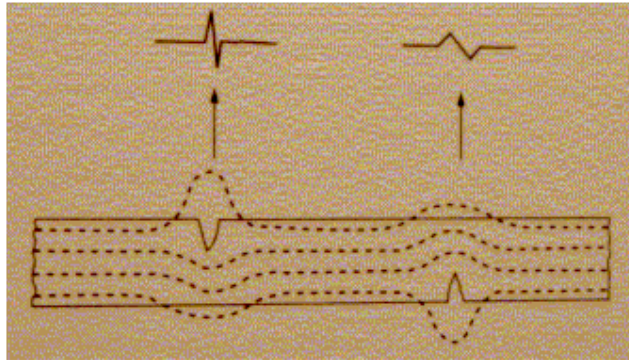


Figura 2: Señales de campo de fuga correspondientes a dipolos magnéticos

Una vez estimadas las coordenadas x_d, y_d, z_d y las tres componentes de $\delta\vec{\mu}$, acercándose a la superficie de la pieza y midiendo nuevamente el auto-campo de fuga, se pueden estimar los parámetros de cuadrupolo a partir de las componentes de los vectores $\delta\vec{H}(\vec{r}_j) - \delta\vec{H}(\vec{r}_j)_{dipolar}$ determinados para un nuevo conjunto de vectores de posición \vec{r}_j , y así sucesivamente. Entonces **la perturbación en la magnetización natural producida por el defecto se podría representar mediante un conjunto de coeficientes polares que, en principio, son equivalentes**. Todo lo anterior presupone la posibilidad de diferenciar la magnetización natural de la pieza ferromagnética de las perturbaciones producidas por concentración de tensiones, inclusiones, y cavidades (2).

3. Termodinámica de la magneto-estricción y la magneto-elasticidad

Habiendo sugerido una caracterización de la perturbación magneto-estática producida por un defecto, a través de los coeficientes del desarrollo multipolar del campo de potencial asociado, la siguiente etapa del análisis se debe dirigir a estudiar la relación entre la magnetización, el tipo de defecto que la produce y el estado local de esfuerzos y

de deformaciones en el material de la pieza ferromagnética. Para ello conviene comenzar por los resultados generales que ofrece la termodinámica.

Si u es la energía interna por unidad de volumen, s es la entropía por unidad de volumen, $\hat{\sigma} : d\hat{\epsilon}$ es el trabajo mecánico por unidad de volumen ($\hat{\sigma}$ es el tensor de esfuerzos, $\hat{\epsilon}$ el tensor de deformaciones), T la temperatura absoluta, y $\vec{H} \cdot d\vec{B}$ es el trabajo magnético por unidad de volumen, entonces durante un proceso reversible la primera y la segunda ley combinadas dan (9):

$$du = T \cdot ds + \hat{\sigma} : d\hat{\epsilon} + \vec{H} \cdot d\vec{B} \quad [9]$$

(Aquí $\hat{\sigma} : d\hat{\epsilon} = \sum_{i,j=1}^3 \sigma_{ij} \cdot d\epsilon_{ij}$, mientras que $\vec{H} \cdot d\vec{B} = \sum_{k=1}^3 H_k \cdot dB_k$, y se suma sobre índices i, j, k representando las direcciones de los ejes de coordenadas cartesianas ortogonales). Introduciendo el potencial termodinámico g (función de Gibbs magnético-elástica) mediante la transformación de Legendre $g = u - T \cdot s - \hat{\sigma} : \hat{\epsilon} - \vec{H} \cdot \vec{B}$, resulta que

$$dg = -s \cdot dT - \sum_{i,j=1}^3 \epsilon_{ij} \cdot d\sigma_{ij} - \sum_{k=1}^3 B_k \cdot dH_k \quad [10]$$

Entonces las componentes del vector de inducción verifican: $B_k = -\left(\frac{\partial g}{\partial H_k}\right)_{T, \hat{\sigma}}$ [11]

Las componentes del tensor de deformación, por su parte, son: $\epsilon_{ij} = -\left(\frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{T, \vec{H}}$ [12]

De estas relaciones y de la igualdad de las derivadas cruzadas se desprende que:

$$\left(\frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial H_k}\right)_{T, \hat{\sigma}} = \left(\frac{\partial B_k}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{T, \vec{H}} \quad [13]$$

Pero $\left(\frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial H_k}\right)_{T, \hat{\sigma}}$ es un coeficiente de **magneto-estricción** que expresa la modificación en

el estado de deformación de un cuerpo cuando el campo magnético varía, mientras que $\left(\frac{\partial B_k}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{T, \vec{H}} = \left(\frac{\partial M_k}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{T, \vec{H}}$ es un coeficiente de **magneto-elasticidad** que expresa la

modificación en la magnetización de un cuerpo cuando el estado de esfuerzos mecánicos varía. (Como $B_k = \mu_0 \cdot H_k + M_k$, si el campo magnético \vec{H} permanece constante, la variación de B_k es igual a la variación de la magnetización M_k).

Los coeficientes son, pues, iguales. Si hay un efecto de magneto-estricción no nulo, entonces hay un efecto magneto-elástico no nulo, del mismo signo y de igual cuantía:

$$\left(\frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial H_k}\right)_{T, \hat{\sigma}} = \left(\frac{\partial M_k}{\partial \sigma_{ij}}\right)_{T, \vec{H}} \quad [14]$$

Los materiales que presentan efectos magneto-elásticos se comportan como si tuvieran un centro de simetría. Por este motivo los potenciales termodinámicos son funciones pares de las componentes del campo magnético. Así la función de Gibbs elástica $g_e = u - T \cdot s - \hat{\sigma} : \hat{\epsilon}$, despreciando los términos que describen el efecto de una variación en la temperatura, se puede representar aproximadamente por (9):

$$g_e = -\frac{1}{2}(c_{ijkl}^B + R_{ijklmn} \cdot B_m \cdot B_n) \sigma_{ij} \cdot \sigma_{kl} - \frac{1}{2} q_{ijmn} \cdot B_m \cdot B_n \cdot \sigma_{ij} + \frac{1}{2} \beta_{mn} \cdot B_m \cdot B_n + \frac{1}{4!} K_{mnop} \cdot B_m \cdot B_n \cdot B_o \cdot B_p + \frac{1}{6!} K_{mnopst} \cdot B_m \cdot B_n \cdot B_o \cdot B_p \cdot B_s \cdot B_t \quad [15]$$

En esta fórmula se ha utilizado la convención de Einstein, de acuerdo con la cual se suma, en este caso entre 1 y 3, sobre los índices que aparecen repetidos. c_{ijkl}^B son las complacencias elásticas cuando el campo $\vec{B} = \vec{0}$, q_{ijmn} son parámetros de magneto-elasticidad, R_{ijklmn} son los denominados coeficientes de corrección mórfica de las complacencias elásticas (que tienen en cuenta el efecto del campo \vec{B} sobre los módulos de elasticidad, (9)), y β_{mn} , K_{mnop} y K_{mnopst} son parámetros de “**impermeabilidad magnética**” que describen la relación entre \vec{H} y \vec{B} cuando los esfuerzos mecánicos son nulos y por ende no hay efecto magneto-elástico. En efecto, puesto que ahora $dg_e = -s \cdot dT - \hat{\varepsilon} : d\hat{\sigma} + \vec{H} \bullet d\vec{B}$, se tiene:

$$H_m = \left(\frac{\partial g_e}{\partial B_n} \right)_{T, \hat{\sigma}} = (\beta_{mn} - q_{ijmn} \cdot \sigma_{ij} - R_{ijklmn} \cdot \sigma_{ij} \cdot \sigma_{kl}) \cdot B_n + \frac{1}{6} K_{mnop} \cdot B_n \cdot B_o \cdot B_p + \frac{1}{90} K_{mnopst} \cdot B_n \cdot B_o \cdot B_p \cdot B_s \cdot B_t \quad [16]$$

Obsérvese que, despreciando las correcciones mórficas, en una la aproximación lineal a la relación entre \vec{H} y \vec{B} se tiene:

$$H_m = (\beta_{mn} - q_{ijmn} \cdot \sigma_{ij}) \cdot B_n \quad [17]$$

Entonces las impermeabilidades locales cuando los esfuerzos son nulos β_{mn} , se ven alteradas por el estado local de esfuerzos, aumentando o disminuyendo según el signo y la magnitud de los términos $q_{ijmn} \cdot \sigma_{ij}$. Parecería entonces que si las impermeabilidades aparentes $\beta_{mn} - q_{ijmn} \cdot \sigma_{ij}$ aumentan lo suficiente, debido a una concentración local de esfuerzos provocada por un defecto, **desde el punto de vista magnético la situación puede ser equivalente a la generada por una inclusión no magnética o un vacío, sin venir acompañados por una concentración de esfuerzos significativa.**

Para los materiales policristalinos, con granos orientados al azar, se puede asumir isotropía cuando no se encuentran magnetizados en una dirección dominante, y simetría isótropa transversa (todas las direcciones perpendiculares a un eje son equivalentes) cuando están magnetizados en una dirección dada, por lo cual la expresión del potencial g_e y las fórmulas deducidas a partir de él se simplifican considerablemente.

El modelo más simple, pero todavía adecuado para una discusión cualitativa, es el unidimensional. En este caso $g_e = u - T \cdot s - \sigma \cdot \varepsilon$ se reduce a:

$$g_e = -\frac{1}{2}(c^B + R \cdot B^2) \cdot \sigma^2 - \frac{1}{2} q \cdot B^2 \cdot \sigma + \frac{1}{2} \beta \cdot B^2 + \frac{K_0}{24} \cdot B^4 + \frac{K_1}{720} \cdot B^6 \quad [18]$$

Entonces la deformación $\varepsilon = -\left(\frac{\partial g_e}{\partial \sigma} \right)_{T, B} = (c^B + R \cdot B^2) \cdot \sigma + q \cdot B^2$ es la suma de una componente elástica (con corrección mórfica) proporcional a la tensión σ y una componente magneto-estrictiva proporcional a B^2 .

El campo magnético viene dado por:

$$H = \left(\frac{\partial g_e}{\partial B} \right)_{T, \sigma} = (\beta - q \cdot \sigma - R \cdot \sigma^2) \cdot B + \frac{K_0}{12} \cdot B^3 + \frac{K_1}{90} \cdot B^5 \quad [19]$$

La permeabilidad magnética aparente es:

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r = \frac{B}{H} = \frac{1}{(\beta - q\sigma - R\sigma^2) + \frac{K_0}{12} B^2 + \frac{K_1}{90} B^4} \quad [20]$$

Despreciando el efecto mórfo, de [20] se desprende que cuando $q > 0$ (caso del hierro en campos magnéticos débiles, (10)) la permeabilidad relativa μ_r disminuye (aumenta) respecto de su valor en ausencia de esfuerzos, cuando la tensión σ es de compresión (es de tracción). Lo opuesto ocurre si $q < 0$ (caso del níquel, (10)).

4. Magnetización, defectos estructurales y campo propio de fuga

El análisis termodinámico convencional, como el realizado aquí, no permite abordar el problema de la historia mecánica, térmica y magnética del metal, problema que es central en el método de la memoria magnética. Tampoco permite abordar la cuestión que plantea la introducción de dos regiones de influencia, una mecánica R_{mec} y otra magnética R_{mag} , asignadas al mismo defecto: si son iguales, o si no lo son, cuál es la relación entre ellas. Para discutir estos problemas es conveniente analizar brevemente la estructura de dominios de los cuerpos ferromagnéticos, así como el tipo y la distribución de defectos estructurales en los cuerpos policristalinos utilizados como piezas de máquinas y elementos estructurales. Las tensiones internas y los límites de los granos se pueden reducir, en última instancia, a propiedades de los defectos estructurales.

Considérese un material calentado por encima de su temperatura de Curie, como ocurre durante algunos procesos de soldadura o de tratamiento térmico, que luego se enfría por debajo de la misma en presencia del campo magnético terrestre (del orden de los 0.3 gauss). En el entorno de la temperatura de Curie el cuerpo pasa del estado paramagnético al estado ferromagnético con un cambio de volumen relacionado con el establecimiento de las interacciones de intercambio. Este fenómeno se denomina magneto-estricción del para-proceso y es numéricamente mucho mayor que el cambio de volumen del cuerpo imantado a temperaturas bien por debajo de la de Curie (magneto-estricción técnica). De acuerdo con las relaciones [14], lo mismo acontece con el efecto magneto-elástico en uno y otro caso, tanto para el asociado con las tensiones debidas a las cargas externas como al asociado con las tensiones internas. El efecto del campo magnético terrestre, que no es significativo en las condiciones de la imantación técnica, es considerable en las condiciones del para-proceso. La influencia del campo terrestre se combina con los elementos propios de la aleación que van a originar la textura cristalina y con los defectos estructurales que nacen durante el para-proceso, determinando la estructura de dominios y los detalles de la magnetización natural. Una vez enfriado el material en el campo terrestre, si no se aplican campos artificiales intensos, la estructura de dominios magnéticos queda (por lo menos en parte) congelada. Consideradas como sistemas mecánicos, las paredes de los dominios se mueven en un campo de energía potencial que presenta numerosos mínimos separados por barreras. Estas barreras se producen debido a concentraciones de tensiones (aglomeración de dislocaciones) y a las inclusiones de material no magnético. Si se aplica un campo magnético externo pequeño, el desplazamiento de la pared es

proporcional al campo, y cuando este cesa, vuelve a su posición de equilibrio en uno de los mínimos del potencial. De ahí la estabilidad de la estructura de dominios del cuerpo ferromagnético, a temperaturas bien por debajo de la de Curie, en presencia de campos débiles como el de la Tierra. Las perturbaciones en la magnetización natural adquirida durante el para-proceso, por efecto magneto-elástico (heterogeneidad magnética secundaria), indican la presencia de regiones de concentración de tensiones (1). Los procesos de deformación en frío aumentan la densidad y provocan la aglomeración de las dislocaciones, con la consiguiente concentración de tensiones internas, lo que se asocia con perturbaciones (mensurables a través del campo de fuga) en la magnetización del cuerpo (11). Entonces se produce una modificación de la energía elástica que se extiende por la misma región donde se produce la perturbación magnética, de modo que en este caso $R_{mec} \approx R_{mag}$. Por otra parte, las inclusiones, las fisuras y las cavidades producen modificaciones en el estado de tensiones en puntos próximos (no necesariamente tensiones internas), lo cual también se traduce en una variación de la energía elástica del cuerpo y en la posibilidad de definir una región de influencia mecánica del defecto como se describió en la introducción. La modificación en el estado de tensiones (concentración o liberación) en la región de influencia mecánica produce una cierta magnetización asociada en la misma región espacial, por lo cual, si no se tiene en cuenta la desviación de las líneas del flujo por las diferencias en la permeabilidad magnética, en este caso R_{mec} y R_{mag} deberían coincidir.

La caracterización multipolar de la perturbación magnética asociada a un defecto significativo ubica los multipolos en un mismo punto: el centro de R_{mag} , de coordenadas x_d, y_d, z_d . Cabe preguntarse entonces si es posible reconstruir la distribución espacial $\delta\vec{M}(\vec{r}')$ de la perturbación, y por tanto si es posible reconstruir R_{mag} como conjunto de puntos en los cuales $\delta\vec{M}(\vec{r}') \neq \vec{0}$, a partir del conocimiento de los parámetros de los multipolos. A partir de mediciones sobre el auto-campo de fuga, sin información adicional, esto no parece posible. Pero si se construyen modelos magnéticos de defectos o clases de defectos específicos que involucren parámetros característicos de intensidad y extensión que puedan ser estimados a partir de mediciones, combinando el MMM con otros métodos de ensayo no destructivo (para poder obtener más información sobre el defecto, como orientación y dimensiones) entonces se podría pasar de los multipolos a una estimación de $\delta\vec{M}(\vec{r}')$. Luego, a partir de las relaciones que el efecto magneto-elástico permite establecer entre magnetización y tensiones mecánicas, se podría pasar de la estimación de $\delta\vec{M}(\vec{r}')$ a la estimación de la perturbación en el estado de esfuerzos $\delta\vec{\sigma}(\vec{r}')$. Una vez estimado el estado de esfuerzos en el defecto y sus adyacencias, se puede pasar a las consideraciones de mecánica de la fractura.

5. Conclusiones:

(1) Puesto que la perturbación magnética producida por los defectos de los materiales en la magnetización natural de un cuerpo ferromagnético, está estrictamente localizada, parece razonable introducir el concepto de región de influencia magnética R_{mag} de un defecto o de un conjunto de defectos lo bastante próximos como para aparecer como uno solo desde el punto de vista magneto-estático.

- (2) Desde el punto de vista magnético y apuntando a la interpretación de los resultados de las mediciones del campo de fuga en los ensayos no destructivos, la perturbación asociada a un defecto se puede describir por medio de un desarrollo multipolar del potencial magnético, considerado en puntos en el aire que rodea a la pieza ensayada.
- (3) En la práctica los coeficientes 2^l polares de órdenes elevados no pueden estimarse con suficiente precisión midiendo solamente el auto-campo de fuga, por lo cual es necesario efectuar un corte para algún orden en el desarrollo. En cualquier caso, la representación multipolar comprende siempre el término de dipolo, involucrando seis parámetros a estimar (las tres componentes del momento bipolar y las tres coordenadas de posición del centro de la región de influencia magnética). Se debe tener presente que una misma caracterización multipolar truncada corresponde a toda una familia de perturbaciones magnéticas en principio diferentes pero que generan los mismos coeficientes polares de orden bajo, inferior al orden de corte.
- (4) El análisis termodinámico efectuado a partir del potencial de Gibbs magnético-elástico y sus variantes, permitió relacionar en forma completamente general los efectos magneto-estrictivo y magneto-elástico y estimar 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.
- (5) Por tanto la relación entre un defecto y el correspondiente desarrollo multipolar del potencial no es biunívoca. No obstante, si se dispone de información adicional sobre el material y sobre la historia mecánica, térmica y magnética del cuerpo, cabe esperar que, al menos en algunos casos, se pueda inferir el tipo de defecto, estimar su orientación y otras propiedades de interés. La posición del defecto se puede estimar siempre a través de las coordenadas x_d, y_d, z_d del centro de la región de influencia magnética.
- (6) Para heterogeneidades magnéticas secundarias las regiones de influencia mecánica y magnética parecen coincidir. Para heterogeneidades magnéticas primarias coinciden si solo se considera la perturbación magnética causada por efecto magneto-elástico (o sea el aspecto de heterogeneidad secundaria que toda heterogeneidad primaria puede conllevar).
- (7) La experiencia del ensayo no destructivo por medición del campo propio de fuga en equipos de plantas de potencia (superficies de transferencia de calor en calderas, curvas y uniones soldadas en tuberías de vapor, álabes de turbinas y otras piezas críticas, sugiere que el MMM no solamente permite identificar zonas de concentración de tensiones, sino que en algunos casos permite cuantificarlas (12).
- (8) Estudios muy recientes realizados por Dubov y colaboradores (13) sobre planchuelas de acero sometidas a ensayos de carga estáticos y cíclicos, sugieren que es posible vincular las mediciones del campo propio de fuga con los parámetros del proceso de fractura.
- (9) Si bien los resultados del MMM son remarcables y sin equivalente alguno en otros métodos de ensayo no destructivo, al parecer se requiere mucha investigación adicional para poder comprender el alcance real y las limitaciones del método.

Agradecimientos: Al Profesor Anatoli Dubov por el trabajo que aparece citado en la ref. (12) y al Dr. Eugenio Gorokhov por el trabajo que aparece citado en la ref. (13) y por la traducción al español del mismo.

Referencias

- (1) A.Dubov, “Principal features of metal magnetic memory method and inspection tools as compared to known magnetic NDT methods”, en la “Montreal World Conference on Non-Destructive Testing”, Montreal, Canada, Agosto de 2004.
- (2) R. Suárez- Ántola y D. Suárez- Bagnasco, “The Physical Foundations of Magnetic Memory Method for NDT”, en las “Segundas Jornadas Técnicas de la Asociación Uruguaya de Ensayos No Destructivos”, Montevideo Uruguay, Septiembre de 2004. (Disponible a través de biblioteca@dinamige.miem.gub.uy).
- (3) Russian Welding Society Standard RWS ST 000-04: “Inspection of Welded Joints by the Method of Metal Magnetic Memory”, Moscú, 2002
- (4) R. Suárez- Ántola, “The Region of Influence of Significant Defects and the Mechanical Vibrations of Linear Elastic Solids”, Proceedings of the XI DINAME (Ed. D. A. Rade and V. Steffen Jr), Febrero- Marzo de 2005- Ouro Preto – MG – Brazil.
- (5) K.Lauer, “Magnetic/Electrical Methods”, Capítulo 10 en V.Malhotra y N.Carino, Eds., “Handbook on Non Destructive Testing of Concrete”, CRC, Boca Raton, USA, 2004.
- (6) J.D.Jackson, “Classical Electrodynamics”, Capítulo 5 (Magnetoestática), Wiley, N.Y., USA, 1975.
- (7) J.D.Jackson, “Classical Electrodynamics”, Capítulo 4 (Multipolos y Electroestática), Wiley, N.Y., USA, 1975.
- (8) N.Gershenfeld, “The Nature of Mathematical Modeling”, Capítulo 10 (Ajuste de funciones), Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1999.
- (9) W.P.Mason, “Physical Acoustics and the Properties of Solids”, Apéndice A.2 (Deducción de las ecuaciones para los transductores magneto-estrictivos, electro-estrictivos y piezoeléctricos), Van Nostrand, N.J., USA, 1958.
- (10) B. G. Livshits, V.S. Kraposhin, Y.L. Linetski, “Propiedades físicas de metales y aleaciones”, Capítulo 2 (Propiedades Magnéticas), Mir, Moscú, URSS, 1982
- (11) V.T. Vlasov, “Physical basis of the method of metal magnetic memory – own magnetic field of dislocations” en la “3rd International Conference on Diagnostics of Equipment and Structures using the Magnetic Memory Method”, Moscú, Rusia, February 2003
- (12) A.Dubov y A.Radziszewski, “The Experience of the Metal Magnetic Memory Method Application in Power Engineering of Russia and Poland”, en la “IV International Scientific and Technical Conference about Diagnostics of Equipment and Structures Using the Metal Magnetic Memory Method”, Moscú, Rusia, Febrero de 2007.
- (13) A.Dubov y A. Denisov, “Comportamiento del campo magnético propio en las planchuelas de acero sometidas a cargas cíclicas y estáticas”, en la “IV International Scientific and Technical Conference about Diagnostics of Equipment and Structures Using the Metal Magnetic Memory Method”, Moscú, Rusia, Febrero de 2007. (Original en Ruso).