



**INSTITUTO DE
TECNOLOGIA**

PROF. JORGE A. SABATO

**UNIVERSIDAD NACIONAL
DE GENERAL SAN MARTIN**

**COMISION NACIONAL
DE ENERGIA ATOMICA**

**MAESTRIA EN
CIENCIA Y
TECNOLOGIA
DE MATERIALES**

**MODELIZACIÓN NUMÉRICA
DEL PLANO DE IMPEDANCIA
PARA LA DETERMINACIÓN
SIMULTÁNEA EN ZIRCALOY,
POR CORRIENTES INDUCIDAS,
DE ESPESORES DE ÓXIDOS
Y CONDUCTIVIDAD**

Alejandro Enrique Lois

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Profesor Jorge A. Sabato”**

**Modelización numérica del plano de impedancia
para la determinación simultánea en Zircaloy,
por corrientes inducidas,
de espesores de óxidos y conductividad**

por Ing. Alejandro E. Lois

Director

Lic. Horacio Mendonça

(*) Tesis para optar al título de *Magíster en Ciencia y Tecnología de Materiales*

República Argentina

2001

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA CENTRO DE INFORMACION C A C

AGRADECIMIENTOS:

Deseo expresar mi agradecimiento a:

- Liliana por todo su apoyo
- Jorge Ferrante por haberme “incitado” a iniciar este recorrido
- Horacio Mendonça por su dirección y paciencia
- Marta Ruch por su codirección “de hecho” y toda su ayuda
- Liliana Lanzani y Ariel Perotti por haberme prestado las muestras de Zry-4
- La Universidad Tecnológica Nacional que me otorgó la beca que me permitió realizar este postgrado
- Eugenio Ricciolini, Decano de la Facultad Reg. Gral. Pacheco de la UTN
- José Luis García y a la Fundación Gral. Pacheco
- Daniel Bosio y a FAGDUT

ÍNDICE:

RESUMEN.....	2
ABSTRACT.....	3
CAPITULO I: El Método de Ensayos No Destructivos por Corrientes Inducidas.....	4
CAPITULO II: El modelo analítico de Dodd y Deeds.....	12
CAPITULO III: Metodología.....	27
CAPITULO IV: Resultados.....	34
CAPITULO V: Discusión.....	43
CAPITULO VI: Conclusiones.....	48
APÉNDICE I: Programa de Computación para Leer Archivos del MAD8D™.....	49
APÉNDICE II: Programa para calcular conductividades.....	51
APÉNDICE III: Función Impedanc.m.....	53
APÉNDICE IV: Publicaciones en Congresos de Trabajos originados en la presente Tesis.....	54
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.....	55

RESUMEN

Durante el servicio a altas temperaturas y/o en medios agresivos, las estructuras y componentes metálicos pueden sufrir diferentes tipos de cambios y degradaciones. Por ejemplo se pueden producir transformaciones de fase o precipitaciones de segundas fases y, en consecuencia, se producen cambios en las propiedades mecánicas y químicas del material. Como consecuencia de esto, el comportamiento del componente será distinto del que fuera considerado en el diseño del mismo.

El conocimiento de la cantidad de segunda fase precipitada en un componente sería por lo tanto una herramienta importante en manos de los ingenieros de mantenimiento, y más aún si este conocimiento fuera obtenido de manera no destructiva.

El objetivo de este proyecto, por tanto, es estimar por corrientes inducidas la cantidad de hidruros formados por la incorporación de hidrógeno durante el servicio en materiales estructurales de base circonio.

Para ello se utilizó una serie de muestras de Zircaloy-4, con diferentes espesores de óxido superficial y diferentes concentraciones de hidrógeno, obtenidas mediante tratamiento controlado en autoclave. Estas muestras se ensayaron con equipos de medición por corrientes inducidas. La información obtenida en un ensayo de este tipo es la superposición de muchas variables, entre ellas: el espesor de la capa de óxido formada, la conductividad eléctrica del material y el espesor de las muestras. A los efectos de analizar esta información, se programó en una PC un modelo analítico del plano de impedancias, con el que se procesó dicha información, pudiéndose, de esta manera, evaluar la conductividad eléctrica del material, aun en el caso de muestras recubiertas por una capa de óxido superficial. Se observó una relación lineal entre la conductividad eléctrica de las muestras y su contenido de hidrógeno en el rango de concentraciones de hidrógeno que es de interés tecnológico. Por lo tanto, la conductividad eléctrica calculada puede convertirse en la cantidad de hidrógeno incorporada utilizando una curva de calibración.

El procedimiento presentado proporcionará un método para la estimación no destructiva del contenido de hidrógeno en componentes de reactores, tales como tubos de presión, produciendo una información que permitirá a los expertos evaluar el grado de fragilización de dichos componentes.

Este tipo de examen debería ser un complemento natural de los procedimientos normales de inspección, que buscan fisuras y poros.

ABSTRACT

During service at high temperature or in aggressive media, metallic structures and components may suffer different types of changes or degradation. As an example, phase transformations may occur, second phases may precipitate, and in consequence the mechanical and chemical properties of the material may change. Their behavior will therefore differ from that considered for the design of the component.

The knowledge of the amount of a precipitated second phase in a component should be an important tool in the hands of the maintenance engineer. And it would be very important to obtain this knowledge nondestructively and reliably.

Therefore, the objective of this project is to evaluate by eddy currents the amount of the hydrogen incorporated during service in structural zirconium base materials.

For this purpose, a series of Zircaloy-4 specimens with oxide layers of different thickness and different concentrations of hydrogen obtained by controlled autoclave treatments were used. These specimens were tested with eddy current equipment. The information produced by an eddy current test is the superposition of many variables, e.g.: thickness of oxide layers, conductance, thickness of specimen, etc. In order to sort out this information, an analytical model of the impedance plane was programmed in a PC, with which this information was processed, permitting, in this way, to evaluate the conductivity of materials, taking into account the effect of oxide layers thickness. A linear relationship between the conductivity and the hydrogen content in the range of hydrogen concentrations of technological interest. Therefore, the calculated electrical conductivity may be transformed to the amount of hydrogen content, using a suitable calibration curve.

This process will allow for the nondestructive assessment of the amount of hydrogen in reactor components, such as pressure and calandria tubes, a knowledge which will enable the experts to predict the degree of fragilization of those components.

This type of tests should be a natural complement to the normal inspection procedures, which search for cracks and blisters.

CAPITULO I

El Método de Ensayos No Destructivos por Corrientes Inducidas

El método de ensayo por corrientes inducidas permite, entre otras cosas, evaluar en forma no destructiva la conductividad eléctrica de materiales conductores [1,2]. Ya en 1879, Hughes detectó variaciones de conductividad eléctrica, permeabilidad magnética y temperatura en metales con este método, aunque su uso como ensayo recién se implementó a partir de 1935 [3].

Este método es una aplicación del principio de inducción electromagnética de Faraday, cuyo esquema puede verse en la Figura 1-1, y se desarrolla de la siguiente manera:

- Una bobina es energizada con una corriente alterna primaria, creando un campo magnético variable a su alrededor.
- Esta bobina de inspección o sonda se ubica sobre o cerca del material a ensayar o muestra.
- Si la muestra es conductora de la electricidad, se inducen en ella pequeñas corrientes eléctricas.
- Estas corrientes inducidas producen un campo magnético secundario en oposición al campo magnético primario que las causó.
- El campo magnético secundario modifica el campo magnetizante original
- Los cambios en el campo magnético primario producen un cambio en la impedancia de la sonda
- Estos cambios en la impedancia de la sonda pueden ser detectados.

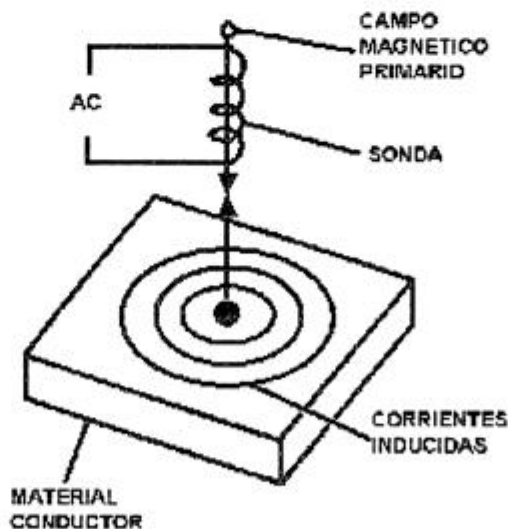


FIGURA 1-1

Un concepto fundamental es que la muestra debe ser capaz de conducir la corriente eléctrica. Otro concepto es que las corrientes inducidas producen un campo magnético secundario que está siempre en oposición al campo magnético primario.

La generación del campo electromagnético y la detección de sus variaciones se realiza por medio de bobinas por las que circula una corriente eléctrica alternada con frecuencias de entre 100 Hz y 10 MHz.

Los factores que afectan la formación de corrientes inducidas en un material son:

1. **Conductividad eléctrica.** Es la aptitud de un material para conducir la corriente eléctrica. A mayor conductividad mayor intensidad de las corrientes inducidas.
2. **Lift-off.** Es la separación entre la sonda y el material conductor. Si la sonda se aparta de la muestra el campo magnético dentro de esta será de menor intensidad, pues las líneas de fuerza que la penetran son menos intensas, y las corrientes inducidas serán también de menor intensidad. El campo magnético primario también es afectado. Estos cambios pueden confundirse con cambios producidos por otros factores. El espacio entre la sonda y la muestra puede estar ocupado por una capa de material no conductor, como ser óxidos o pinturas que no deben ser eliminados (Figura 1-2), o por aire (Figura 1-3)

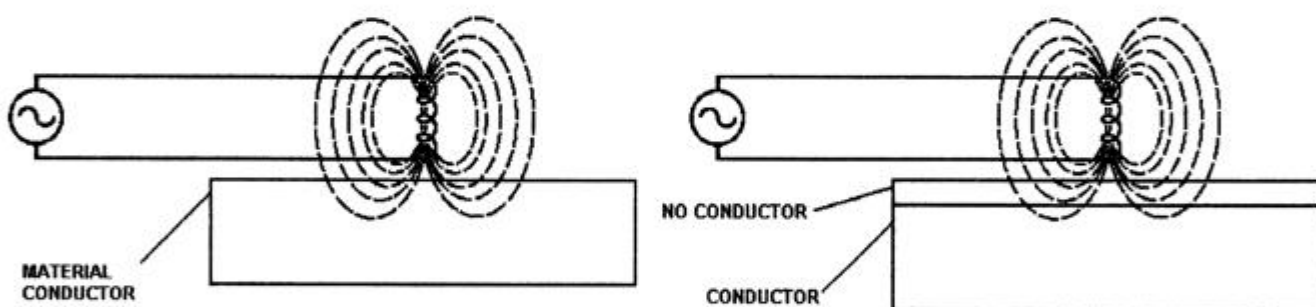


FIGURA 1-2

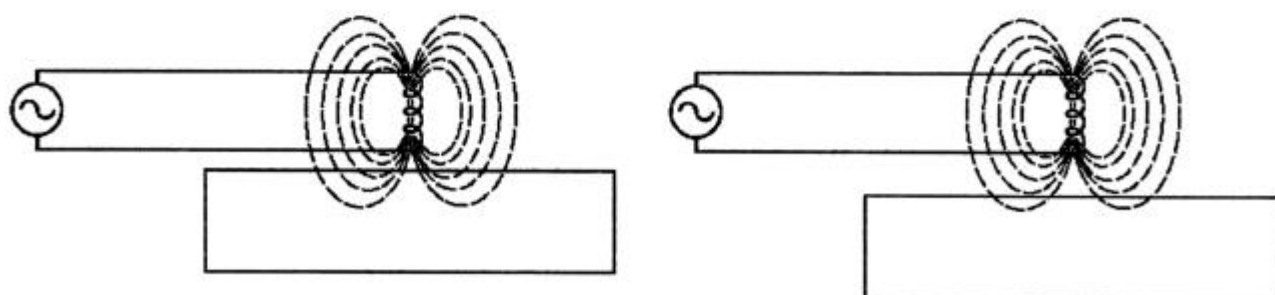


FIGURA 1-3

3. **Espesor del material a ensayar.** En un material lo suficientemente delgado puede suceder que el campo magnético lo atravesase, por lo que algunas líneas de fuerza se cerrarán fuera del mismo. Si, en cambio, el material fuera lo suficientemente grueso, todo el campo magnético estaría contenido en él (Figura 1-4). La detección en ambos casos sería distinta.

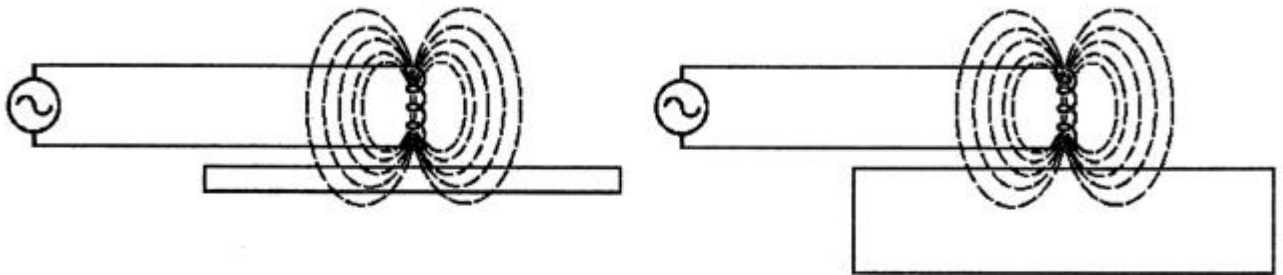


FIGURA 1-4

4. **Inhomogeneidades del material,** tales como segundas fases precipitadas, fisuras, poros, incrustaciones, etc.
5. **Permeabilidad magnética.** Esta es una propiedad que afecta solamente a materiales ferromagnéticos. Cuando un material es ferromagnético, se magnetiza frente a la presencia de un campo magnético externo, respondiendo a éste de forma no lineal.

ENSAYOS PARA MEDIR CONDUCTIVIDAD: GENERALIDADES

La conductividad es una medida de la aptitud de un material para permitir la circulación de corrientes eléctricas. En el Sistema Internacional de Medidas su unidad es el Siemens por metro (S/m), sin embargo, muchos equipos de medición de conductividad eléctrica por corrientes inducidas utilizan la escala IACS (International Annealed Copper Standard) de conductividad. En la escala IACS la conductividad del cobre puro fue arbitrariamente seleccionada como el estándar, mientras que la conductividad de todos los demás materiales se expresa como un porcentaje del estándar.

En la Tabla 1.1 se pueden observar los valores de conductividad eléctrica de distintos materiales correspondientes a la escala IACS [3]:

MATERIAL	% IACS	MATERIAL	% IACS
PLATA	105	70-30 Cu-Ni	4.6
COBRE PURO	100	BRONCE	11
ORO	70	MONEL	3.6
ALUMINIO	61	CIRCONIO	3.4
ALEACIONES DE Al:		ZIRCALOY-2	2.4
6061-T6	42	Ac. Inox. 304	2.5
7075-T6	32	INCONEL 600	1.7
2024-T4	30	HASTELLOY X	1.5
MAGNESIO	37	WASPALLOY	1.4

TABLA 1.1

Si se aplica el mismo campo electromagnético con una sonda, primero en una pieza de cobre y luego en otra de aluminio, el campo electromagnético de la sonda será afectado de distinta manera, debido a las diferencias de conductividad de cada material. La mayor intensidad de las corrientes inducidas en el cobre generará un campo secundario en oposición más fuerte, que el que resulte en el aluminio. De esta manera, se pueden detectar diferencias en la conductividad de distintos materiales mediante un ensayo por corrientes inducidas.

En la bibliografía la información está dada tanto en términos de conductividad (σ) como de resistividad (ρ), que es la inversa de aquella. A los efectos de la conversión entre conductividad y resistividad, se establecen las siguientes expresiones:

$$\sigma(\%IACS) = \frac{172.41}{\rho(\mu\Omega cm)} \qquad \rho(\mu\Omega cm) = \frac{172.41}{\sigma(\%IACS)}$$

La frecuencia de la corriente eléctrica alternada de excitación f es importante para determinar la distribución de las corrientes inducidas en una muestra. A los efectos de estimar matemáticamente la localización y sensibilidad del campo de corrientes inducidas se define la profundidad de penetración estándar δ como la profundidad a la cual la intensidad de la corriente ($J(\delta)$) se atenúa hasta el 37% del valor correspondiente a la superficie del material (J_0).

$$J(\delta) = \frac{J_0}{e}$$

A los efectos de calcular la profundidad de penetración la norma de ensayos [4] establece que:

$$\delta = \frac{503.3}{\sqrt{f\sigma}}$$

donde f se expresa en Hz, σ en S/m y δ en m

PLANO DE IMPEDANCIAS

La impedancia de una bobina puede representarse por un vector cuya longitud corresponde al módulo de la impedancia y cuya dirección representa el ángulo de fase (el ángulo en que la corriente eléctrica adelanta a la tensión). Si se ubica este vector en un sistema de ejes coordenados, llamado plano de impedancias, el eje horizontal representa la componente resistiva de la impedancia y el eje vertical a la componente inductiva (Figura 1-5).

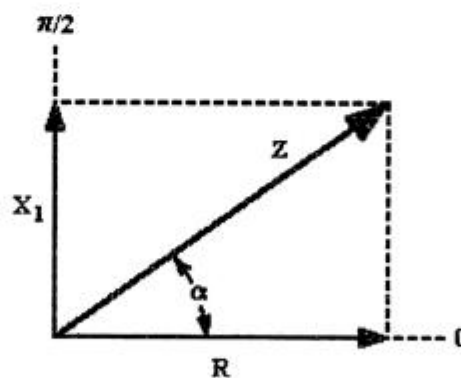


FIGURA 1-5

Si con una sonda se toman lecturas de muestras de materiales diferentes, todas ellas lo suficientemente gruesas como para que el espesor no influya en las lecturas, y se representan los valores medidos en el plano de impedancias, se pueden visualizar las variaciones de impedancia debidas a cambios de la conductividad. Los vectores correspondientes a diferentes conductividades se podrían ver como en la Figura 1-6.

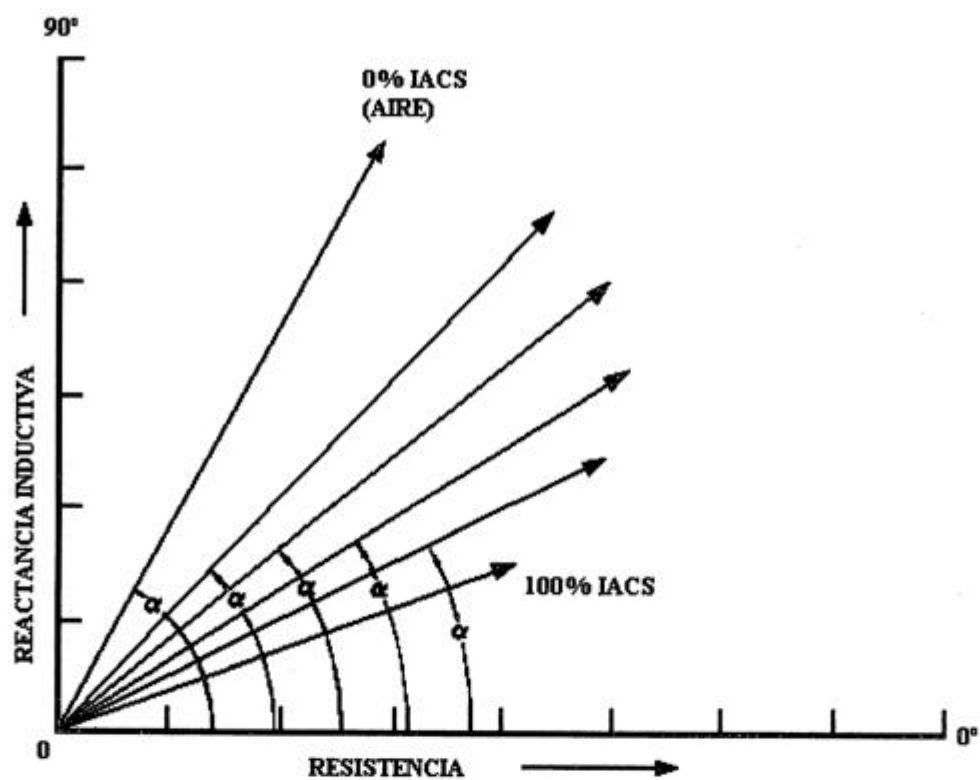


FIGURA 1-6

Los extremos de estos vectores definen una curva que se llama curva de conductividad (Figura 1-7)

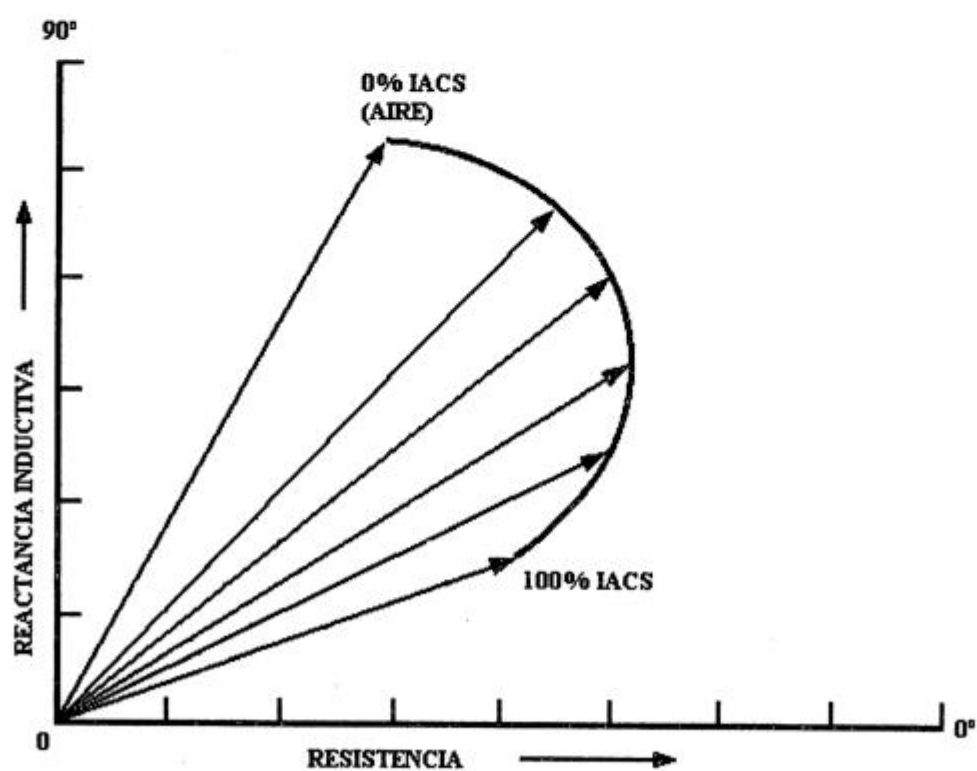


FIGURA 1-7

Si a partir del punto correspondiente a la sonda acoplada a una muestra, se representan las lecturas del instrumento a medida que la sonda se separa de la muestra, se describirá una curva llamada curva de lift-off. En la Figura 1-8 puede verse un ejemplo con un material de conductividad 100% IACS.

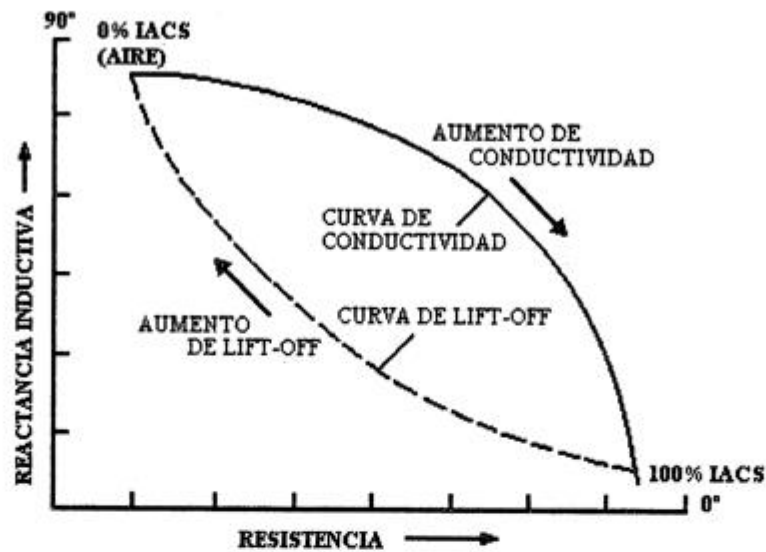


FIGURA 1-8

Las curvas de lift-off correspondientes a distintos materiales se verían como en la Figura 1-9

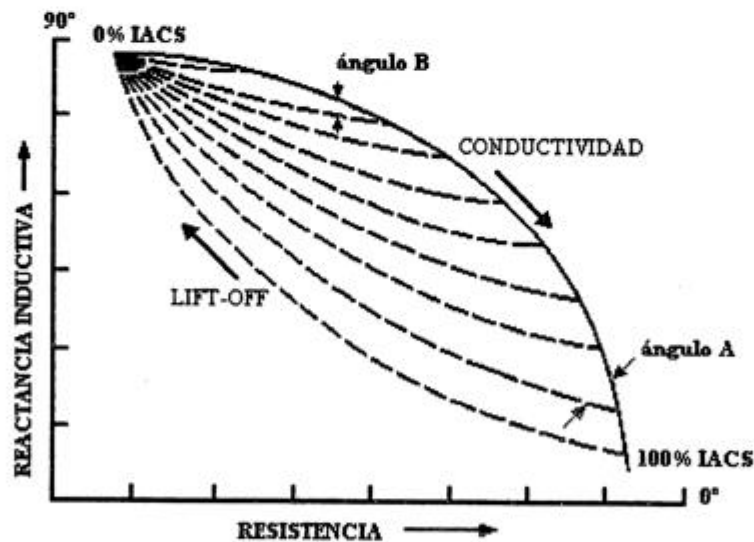


FIGURA 1-9

Se puede ver en la figura anterior la mayor facilidad para discriminar variaciones de conductividad de variaciones de lift-off en la parte baja de la curva (ángulo A) y la mayor dificultad de hacer dicha discriminación en la parte alta de la curva (ángulo B).

Cuando se cambia la frecuencia de ensayo, cambian las componentes de la impedancia, obteniéndose de este modo una curva distinta. La Figura 1-10 muestra diagramas representando curvas obtenidas a baja (20 kHz), media (100 kHz) y alta frecuencia (1 MHz).

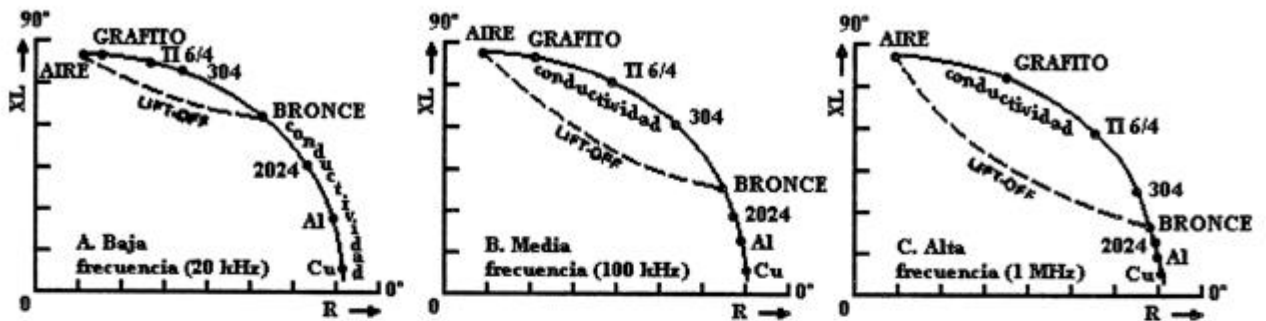


FIGURA 1-10

El efecto del cambio de espesor se puede visualizar en la Figura 1-11, donde se muestran las curvas correspondientes a variaciones de conductividad, lift-off y espesor tomadas todas a la misma frecuencia de ensayo. La curva correspondiente al cambio de espesor se dibujó tomando lecturas de muestras del mismo material cada una de ellas de espesor diferente. La primera muestra tenía una unidad de espesor, la segunda dos unidades de espesor, la tercera tres y así sucesivamente.

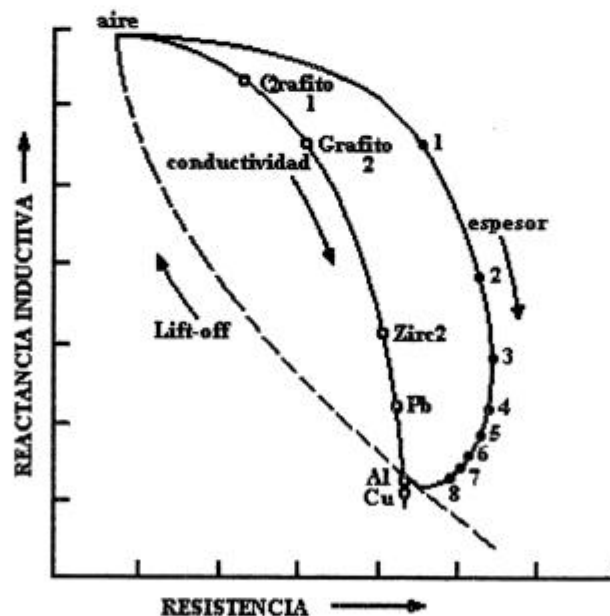


FIGURA 1-11

Los números a lo largo de la curva de espesor representan el espesor de la muestra en unidades arbitrarias.

CAPITULO II

El modelo analítico de Dodd y Deeds

INTRODUCCIÓN

Los problemas relacionados con corrientes inducidas corresponden al rango de frecuencias intermedias, rango en el que muy pocos problemas habían sido resueltos hacia el año 1968. Partiendo de las ecuaciones de Maxwell, Dodd y Deeds proponen una solución analítica al problema de los ensayos con corrientes inducidas [5]. En este modelo se utiliza el potencial vectorial, al cual se llega partiendo de la ecuación de conservación de flujo [6]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

donde B es la inducción magnética.

Un teorema del análisis vectorial dice: "Todo campo vectorial con divergencia nula es el rotacional de un cierto campo vectorial". Este teorema permite escribir

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

donde A es el potencial vectorial.

Las ecuaciones diferenciales para el potencial vectorial, usado en este modelo, pueden deducirse de las ecuaciones de Maxwell, suponiendo simetría axial. La solución general a estas ecuaciones se obtiene en este modelo con las hipótesis de corriente senoidal y medio lineal, isotrópico y homogéneo. Esta solución está dada en términos de integrales de funciones de Bessel.

Con el potencial vectorial así determinado se calculan, entonces, densidad de corrientes inducidas, tensión inducida e impedancia de bobina.

SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DEL POTENCIAL VECTORIAL

La ecuación diferencial para el potencial vectorial (A), en un medio isotrópico, lineal y homogéneo debido a la aplicación de una densidad de corriente i_0 es:

$$(1) \quad \nabla^2 A = -\mu i_0 + \mu\sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \mu \nabla \left(\frac{1}{\mu} \right) \times (\nabla \times A)$$

En materiales conductores de la electricidad, el término de difusión ($\mu\sigma \partial A / \partial t$) es mucho más grande que el término ondulatorio ($\mu\epsilon \partial^2 A / \partial t^2$) para frecuencias menores que 10 MHz, por lo que este último se puede despreciar.

Si la simetría del problema es axial, como muestra la Figura 2.1, el potencial vectorial será también simétrico respecto del eje de la bobina y su ecuación, entonces, es:

$$(2) \quad \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{A}{r^2} = -\mu i_0 + \mu\sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \mu \left[\frac{\partial \left(\frac{1}{\mu} \right)}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r A}{\partial r} \right) + \frac{\partial \left(\frac{1}{\mu} \right)}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial z} \right]$$

Como se supuso que i_0 es una función senoidal del tiempo, el potencial vectorial también lo es,

$$i_0 \rightarrow i_0 e^{j\omega t} \Rightarrow A \rightarrow A e^{j\omega t}$$

quedando la ecuación de esta manera:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} e^{j\omega t} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} e^{j\omega t} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} e^{j\omega t} - \frac{A}{r^2} e^{j\omega t} = \\ = -\mu i_0 e^{j\omega t} + j\omega\mu\sigma A e^{j\omega t} - \mu \left[\frac{\partial \left(\frac{1}{\mu} \right)}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r A}{\partial r} e^{j\omega t} \right) + \frac{\partial \left(\frac{1}{\mu} \right)}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial z} e^{j\omega t} \right] \end{aligned}$$

Cancelando $e^{j\omega t}$:

(3)

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{A}{r^2} = -\mu i_0 + j\omega\mu\sigma A - \mu \left[\frac{\partial \left(\frac{1}{\mu} \right)}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r A}{\partial r} \right) + \frac{\partial \left(\frac{1}{\mu} \right)}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial z} \right]$$

**SOLUCIÓN PARA EL CASO DE UNA BOBINA PUNTUAL ("DELTA-FUNCTION COIL")
SOBRE UN MATERIAL PLANO FORMADO POR DOS CAPAS CONDUCTORAS**

Cuando I es la corriente total en una bobina puntual [6], entendiendo bobina puntual como un lazo de corriente de espesor infinitesimal, la ecuación general se transforma en:

$$(4) \quad \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{A}{r^2} - j\omega\mu\sigma A + \mu I \delta(r - r_0) \delta(z - z_0) = 0$$

La Figura 2.1 muestra la geometría (bobina próxima a una muestra plana compuesta de dos capas conductoras) para la cual se obtiene la solución particular de esta ecuación.

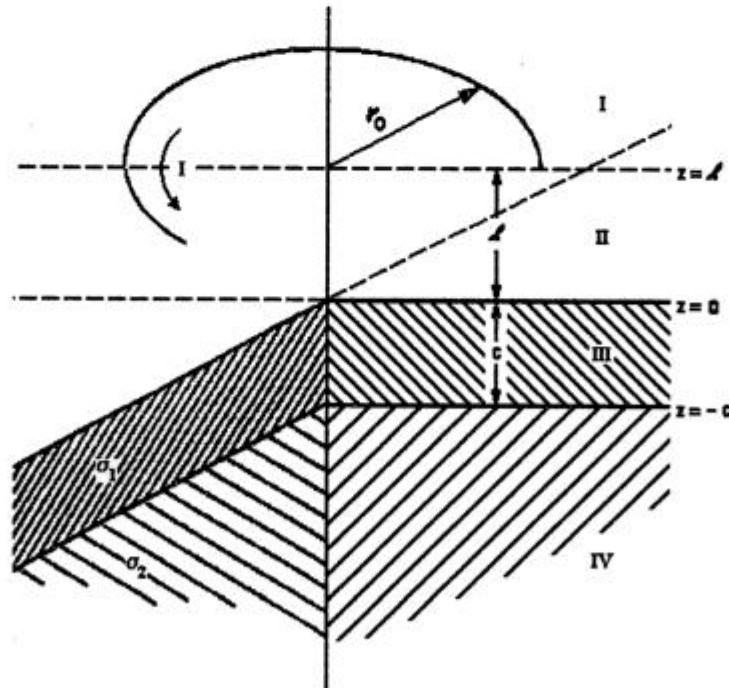


FIGURA 2.1

El problema se divide en cuatro regiones. La ecuación diferencial en aire (regiones I y II) es

$$(5) \quad \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{A}{r^2} = 0$$

La ecuación diferencial en el conductor (regiones III y IV) es

$$(6) \quad \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{A}{r^2} - j\omega\mu\sigma_i A = 0$$

Se establece $A(r, z) = R(r)Z(z)$

Dividiendo la ecuación (6) por $R(r)Z(z)$ queda

$$(7) \quad \frac{R''}{R} + \frac{R'}{rR} + \frac{Z''}{Z} - \frac{1}{r^2} - j\omega\mu\sigma_i = 0$$

Separando variables en (7) resulta

$$(8) \quad \frac{R''}{R} + \frac{R'}{rR} - \frac{1}{r^2} = -\frac{Z''}{Z} + j\omega\mu\sigma_i = -\alpha^2$$

de modo que

$$(9) \quad \frac{Z''}{Z} = j\omega\mu\sigma_i + \alpha^2$$

$$\frac{R''}{R} + \frac{R'}{rR} - \frac{1}{r^2} + \alpha^2 = 0$$

y por lo tanto

$$(10) \quad Z(z) = A \exp\left[(\alpha^2 + j\omega\mu\sigma_i)^{1/2} z\right] + B \exp\left[-(\alpha^2 + j\omega\mu\sigma_i)^{1/2} z\right]$$

$$R(r) = CJ_1(\alpha r) + DY_1(\alpha r)$$

donde J_1 e Y_1 son funciones de Bessel de primer orden.

Se define

$$\alpha_i = (\alpha^2 + j\omega\mu\sigma_i)^{1/2}$$

Combinando las soluciones se obtiene:

$$(11) \quad A(r, z) = [A \exp(+\alpha_i z) + B \exp(-\alpha_i z)][CJ_1(\alpha r) + DY_1(\alpha r)]$$

Ahora es necesario determinar las constantes A , B , C y D . Ellas son funciones de la "constante" de separación α y en general son diferentes para cada valor de α . La solución completa debería ser la suma de todas las soluciones individuales, si α fuera una variable discreta, pero, si en cambio α fuera una variable continua, la solución completa sería una integral a lo largo de todo el dominio de α . De esta forma la solución general es:

$$(12) \quad A(r, z) = \int_0^{\infty} [A(\alpha) \exp(+\alpha_i z) + B(\alpha) \exp(-\alpha_i z)][C(\alpha)J_1(\alpha r) + D(\alpha)Y_1(\alpha r)]d\alpha$$

En la región I, donde z tiende a $+\infty$, se debe tomar $A(\alpha) = 0$. Debido a la divergencia de Y_1 en el origen, $D(\alpha) = 0$ en todas las regiones. En la región IV, donde z tiende a $-\infty$, $B(\alpha)$ debe anularse. En consecuencia para cada región la solución será:

$$(13) \quad A^{(1)}(r, z) = \int_0^{\infty} B_1(\alpha) \exp(-\alpha z)J_1(\alpha r)d\alpha$$

$$(14) \quad A^{(2)}(r, z) = \int_0^{\infty} [C_2(\alpha) \exp(\alpha z) + B_2(\alpha) \exp(-\alpha z)]J_1(\alpha r)d\alpha$$

$$(15) \quad A^{(3)}(r, z) = \int_0^{\infty} [C_3(\alpha) \exp(\alpha_1 z) + B_3(\alpha) \exp(-\alpha_1 z)]J_1(\alpha r)d\alpha$$

$$(16) \quad A^{(4)}(r, z) = \int_0^{\infty} C_4(\alpha) \exp(\alpha_2 z)J_1(\alpha r)d\alpha$$

Las condiciones de contorno entre las diferentes regiones son:

$$(17) \quad A^{(1)}(r, l) = A^{(2)}(r, l)$$

$$(18) \quad \frac{\partial A^{(1)}(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=l} = \frac{\partial A^{(2)}(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=l} - \mu l \delta(r - r_0)$$

$$(19) \quad A^{(2)}(r, 0) = A^{(3)}(r, 0)$$

$$(20) \quad \frac{\partial A^{(2)}(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial A^{(3)}(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0}$$

$$(21) \quad A^{(3)}(r, -c) = A^{(4)}(r, -c)$$

$$(22) \quad \frac{\partial A^{(3)}(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=-c} = \frac{\partial A^{(4)}(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=-c}$$

Reemplazando (13) y (14) en (17) da:

$$(23) \quad \int_0^\infty B_1(\alpha) \exp(-\alpha l) J_1(\alpha r) d\alpha = \int_0^\infty [C_2(\alpha) \exp(\alpha l) + B_2(\alpha) \exp(-\alpha l)] J_1(\alpha r) d\alpha$$

Multiplicando ambos miembros de la ecuación (23) por

$$\int_0^\infty J_1(\alpha' r) r dr$$

e invirtiendo el orden de integración, se obtiene

$$(24) \quad \int_0^\infty \frac{B_1(\alpha) \exp(-\alpha l)}{\alpha} \left[\int_0^\infty J_1(\alpha r) J_1(\alpha' r) \alpha r dr \right] d\alpha =$$

$$\int_0^\infty \frac{[C_2(\alpha) \exp(\alpha l) + B_2(\alpha) \exp(-\alpha l)]}{\alpha} \left[\int_0^\infty J_1(\alpha r) J_1(\alpha' r) \alpha r dr \right] d\alpha$$

Se puede simplificar la ec. (24), utilizando la ecuación de Fourier-Bessel, que expresa

$$(25) \quad F(\alpha') = \int_0^{\infty} F(\alpha) \left[\int_0^{\infty} J_1(\alpha r) J_1(\alpha' r) \alpha r dr \right] d\alpha$$

La ec. (24) queda entonces

$$(26) \quad \frac{B_1}{\alpha'} \exp(-\alpha' l) = \frac{C_2}{\alpha'} \exp(\alpha' l) + \frac{B_2}{\alpha'} \exp(-\alpha' l)$$

Se puede hacer lo mismo con las otras cinco ecuaciones, luego se reemplaza α' por α y se obtiene

$$(27) \quad -B_1 \exp(-\alpha l) = C_2 \exp(\alpha l) - B_2 \exp(-\alpha l) - \mu l r_0 J_1(\alpha r_0)$$

$$(28) \quad \frac{C_2}{\alpha} + \frac{B_2}{\alpha} = \frac{C_3}{\alpha} + \frac{B_3}{\alpha}$$

$$(29) \quad C_2 - B_2 = \frac{\alpha_1}{\alpha} C_3 - \frac{\alpha_1}{\alpha} B_3$$

$$(30) \quad \frac{C_3}{\alpha} \exp(-\alpha_1 c) + \frac{B_3}{\alpha} \exp(\alpha_1 c) = \frac{C_4}{\alpha} \exp(-\alpha_2 c)$$

$$(31) \quad \frac{\alpha_1}{\alpha} C_3 \exp(-\alpha_1 c) - \frac{\alpha_1}{\alpha} B_3 \exp(\alpha_1 c) = \frac{\alpha_2}{\alpha} C_4 \exp(-\alpha_2 c)$$

Resolviendo el sistema de seis ecuaciones con seis incógnitas, se obtienen los valores de:

$$(32) \quad B_1 = \frac{1}{2} \mu l r_0 J_1(\alpha r_0) \cdot \left\{ \exp(\alpha l) + \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \exp(-\alpha l) \right\}$$

$$(33) \quad C_2 = \frac{1}{2} \mu l r_0 J_1(\alpha r_0) \exp(-\alpha l)$$

$$(34) \quad B_2 = \frac{1}{2} \mu l r_0 J_1(\alpha r_0) \cdot \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \exp(-\alpha l)$$

$$(35) \quad C_3 = \mu l r_0 J_1(\alpha r_0) \left[\frac{\alpha(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(-\alpha l + 2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right]$$

$$(36) \quad B_3 = \mu l r_0 J_1(\alpha r_0) \left[\frac{\alpha(\alpha_1 - \alpha_2) \exp(-\alpha l)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right]$$

$$(37) \quad C_4 = \mu l r_0 J_1(\alpha r_0) \left[\frac{2\alpha_1 \alpha \exp[-\alpha l + (\alpha_1 + \alpha_2)c]}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right]$$

Las expresiones de la solución de la ecuación diferencial del potencial vectorial, para el caso de una bobina puntual sobre un cuerpo plano compuesto de dos capas conductoras, en cada región, resultan entonces

(38)

$$A^{(1)}(r, z) = \frac{1}{2} \mu l r_0 \int_0^\infty J_1(\alpha r_0) J_1(\alpha r) \exp(-\alpha l - \alpha z) \cdot \left\{ \exp(2\alpha l) + \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \exp(-\alpha l) \right\} d\alpha$$

(39)

$$A^{(2)}(r, z) = \frac{1}{2} \mu l r_0 \int_0^\infty J_1(\alpha r_0) J_1(\alpha r) \exp(-\alpha l) \cdot \left\{ \exp(\alpha z) + \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \exp(-\alpha z) \right\} d\alpha$$

$$(40) \quad A^{(3)}(r, z) = \mu I r_0 \int_0^{\infty} J_1(\alpha r_0) J_1(\alpha r) \exp(-\alpha l) \alpha \cdot \\ \cdot \left[\frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(\alpha_1 z + 2\alpha_1 c) + (\alpha_1 - \alpha_2) \exp(-\alpha_1 z)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] d\alpha$$

$$(41) \quad A^{(4)}(r, z) = \mu I r_0 \int_0^{\infty} J_1(\alpha r_0) J_1(\alpha r) \exp(-\alpha l) \alpha \cdot \\ \cdot \left[\frac{2\alpha_1 \exp(\alpha_1 c + \alpha_2 c) \exp(\alpha_2 z)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] d\alpha$$

SOLUCIÓN PARA EL CASO DE UNA BOBINA DE SECCIÓN FINITA SOBRE UN MATERIAL PLANO COMPUESTO DE DOS CAPAS CONDUCTORAS

Teniendo las ecuaciones del potencial vectorial producido por una bobina puntual se puede aproximar el efecto de una bobina, tal como la mostrada en la Figura 2.2, con la superposición de un numero finito de bobinas puntuales.

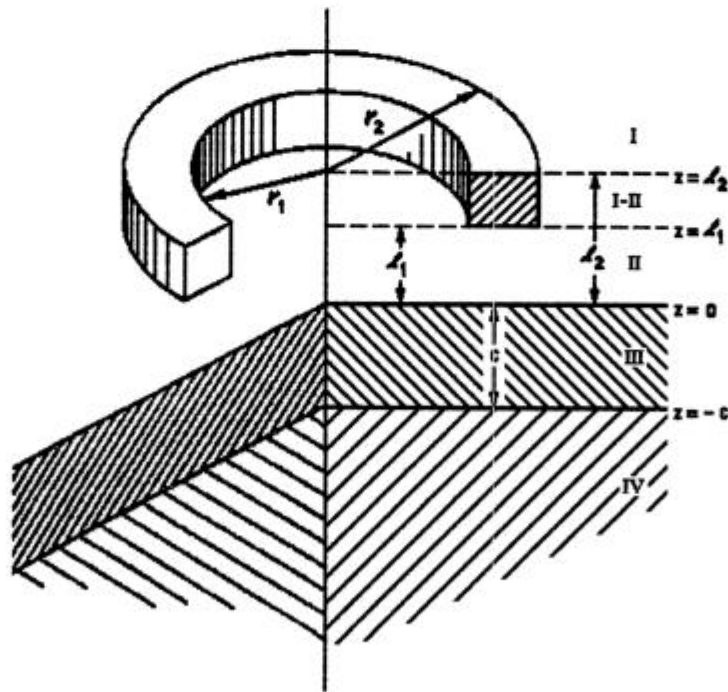


FIGURA 2.2

El potencial vectorial total es, entonces

$$(42) \quad A(r, z) = \sum_{i=1}^n A_i(r, z) = \sum_{i=1}^n A(r, z, l_i, r_i)$$

Esta ecuación es correcta para bobinas de cualquier sección. Si la distribución de corriente de las bobinas puntuales se aproximara a una distribución continua, la sumatoria se convierte en la integral a través de la sección transversal de la bobina

$$(43) \quad A(r, z) = \int A(r, z, l, r_0) d(\text{area})$$

donde el integrando es el potencial vectorial producido por una densidad de corriente $i_0(l, r_0)$. Si la bobina tiene una sección rectangular, como se muestra en la Figura 2.1, se tiene que

$$(44) \quad A(r, z) = \int_{r_1}^{r_2} \int_{l_1}^{l_2} A(r, z, l, r_0) dr_0 dl$$

A partir de aquí se supone que la densidad de corriente aplicada es constante en la sección de la bobina, es decir, la corriente en cada espira tiene la misma fase y amplitud. Aplicando estos resultados la ec. (38), se obtiene

$$(45) \quad A^{(1)}(r, z) = \int_0^\infty \int_{r_1}^{r_2} \int_{l_1}^{l_2} \frac{1}{2} (\mu i_0 r_0) J_1(\alpha r_0) J_1(\alpha r) \exp(-\alpha l - \alpha z) \cdot \\ \cdot \left\{ e^{2\alpha l} + \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] e^{-\alpha l} \right\} d\alpha dr_0 dl$$

La integral en r_0 se puede expresar como

$$(46) \quad \int_{r_0=r_1}^{r_2} r_0 J_1(\alpha r_0) dr_0 = \frac{1}{\alpha^2} \int_{\alpha r_0=\alpha r_1}^{\alpha r_2} \alpha r_0 J_1(\alpha r_0) d\alpha r_0 = \frac{1}{\alpha^2} \int_{x=\alpha r_1}^{\alpha r_2} x J_1(x) dx \equiv \frac{1}{\alpha^2} I(r_2, r_1)$$

La integral en l es

(47)

$$\int_{l=l_1}^{l_2} e^{-\alpha(l+z)} (e^{2\alpha l} + 1) dl = e^{-\alpha z} \int_{l=l_1}^{l_2} (e^{-\alpha l} + e^{\alpha l}) dl = \frac{e^{-\alpha z}}{\alpha} \left[(e^{\alpha l_2} - e^{\alpha l_1}) - (e^{-\alpha l_2} - e^{-\alpha l_1}) \right]$$

Luego de aplicar las ecuaciones (46) y (47) a las expresiones del potencial vectorial para las cuatro regiones, estas quedan de esta manera

(48)

$$A^{(1)}(r, z) = \frac{1}{2} (\mu i_0) \int_0^{\infty} \frac{1}{\alpha^3} I(r_2, r_1) J_1(\alpha r) \exp(-\alpha z) \cdot \left\{ e^{\alpha l_2} - e^{\alpha l_1} - (e^{-\alpha l_2} - e^{-\alpha l_1}) \cdot \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \right\} d\alpha$$

(49)

$$A^{(2)}(r, z) = \frac{1}{2} (\mu i_0) \int_0^{\infty} \frac{1}{\alpha^3} I(r_2, r_1) J_1(\alpha r) [\exp(-\alpha l_1) - \exp(-\alpha l_2)] \cdot \left\{ \exp(\alpha z) + \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \exp(-\alpha z) \right\} d\alpha$$

(50)

$$A^{(3)}(r, z) = \mu i_0 \int_0^{\infty} \frac{1}{\alpha^3} I(r_2, r_1) J_1(\alpha r) [\exp(-\alpha l_1) - \exp(-\alpha l_2)] \cdot \left[\frac{\alpha(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(\alpha_1 z + 2\alpha_1 c) + \alpha(\alpha_1 - \alpha_2) \exp(-\alpha_1 z)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] d\alpha$$

(51)

$$A^{(4)}(r, z) = \mu i_0 \int_0^{\infty} \frac{1}{\alpha^3} I(r_2, r_1) J_1(\alpha r) [\exp(-\alpha l_1) - \exp(-\alpha l_2)] \cdot \left[\frac{2\alpha\alpha_1 \exp(\alpha_1 c + \alpha_2 c) \exp(\alpha_2 z)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] d\alpha$$

La ec. (48) es válida en la región I, sobre la bobina, y la ec. (49) es válida para la región II bajo la bobina. A la región I-II, entre las partes superior e inferior de la bobina, se le da un tratamiento especial. Para un punto (r, z) en la región I-II, se puede usar la ecuación de $A^{(1)}(r, z)$ para la parte de la bobina desde z hasta l_1 y la ecuación $A^{(2)}(r, z)$ para la parte de la bobina desde z hasta l_2 . Si se substituye $l_2 = z$ en la ec. (48) y $l_1 = z$ en la (49) y se suman ambas ecuaciones, se obtiene

$$(52) \quad A^{(1-2)}(r, z) = \frac{1}{2} (\mu i_0) \int_0^\infty \frac{1}{\alpha^3} I(r_2, r_1) J_1(\alpha r) \cdot \left\{ 2 - e^{\alpha(z-l_2)} - e^{\alpha(z-l_1)} + e^{-\alpha z} (e^{-\alpha l_2} - e^{-\alpha l_1}) \right\} \cdot \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] d\alpha$$

Con esta última se completa el conjunto de ecuaciones para el potencial vectorial en todas las regiones.

CÁLCULO DE LAS VARIABLES ELÉCTRICAS MEDIBLES

1. Corrientes inducidas

Por Ley de Ohm

$$(53) \quad J = \sigma E = -\sigma \frac{\partial A}{\partial t} = -j\omega\sigma A$$

debido a la simetría axial, la ec. (53) se presenta

$$(54) \quad J = -j\omega\sigma A(r, z)$$

donde $A(r, z)$ viene dado por las ec. (50) o (51) dependiendo de que región sea de interés.

2. Tensión inducida

La tensión inducida en un conductor recto es

$$(55) \quad V = j\omega \int A \cdot ds$$

Para el caso de una espira circular de radio r , la ec. (55) queda

$$(56) \quad V = j\omega 2\pi r A(r, z)$$

La tensión inducida en una bobina con n espiras es

$$(57) \quad V = j2\pi\omega \sum_{i=0}^n r_i A(r_i, z_i)$$

Aproximando la sumatoria anterior por una integral, utilizando una densidad de N espiras por unidad de sección transversal de bobina

$$(58) \quad V \approx j2\pi\omega \iint_S r A(r, z) N dr dz$$

Para bobinas con una densidad de espiras constante

$$(59) \quad V = \frac{j2\pi\omega n}{S} \iint_S r A(r, z) dr dz$$

Esta es la ecuación de la tensión inducida en una bobina por otra bobina coaxial. Cuando la bobina es una sola, con superficie transversal como la de la Figura 2.2, la tensión autoinducida es

$$(60) \quad V = \frac{j2\pi\omega n}{(l_2 - l_1)(r_2 - r_1)} \int_{l_1}^{l_2} \int_{r_1}^{r_2} r A^{(1,2)}(r, z) dr dz$$

3. Impedancia de la bobina

Con la tensión autoinducida se puede calcular la impedancia de la bobina

$$(61) \quad Z = \frac{V}{I}$$

La intensidad de corriente en una espira está relacionada con la densidad de corriente aplicada i_0 , por

$$(62) \quad i_0 = \frac{nI}{(l_2 - l_1)(r_2 - r_1)}$$

La impedancia de la bobina queda entonces como

(63)

$$Z = \frac{j\pi\omega\mu n^2}{(l_2 - l_1)^2(r_2 - r_1)^2} \int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \cdot \left\langle 2(l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \{2 \exp[-\alpha(l_2 - l_1)] - 2 + [\exp(-2\alpha l_2) + \exp(-2\alpha l_1) - 2 \exp(-\alpha(l_2 + l_1))]\right\rangle \cdot \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \right\rangle d\alpha$$

Esta ecuación se puede generalizar normalizando todas las dimensiones en término del radio medio de bobina

(64)

$$\bar{r} = \frac{r_1 + r_2}{2}$$

Todas las longitudes se dividen por el radio medio y todas las α se multiplican por él.

Luego de la normalización, la ec. (63) queda

(65)

$$Z = \frac{j\pi\omega\mu n^2 \bar{r}}{(l_2 - l_1)^2(r_2 - r_1)^2} \int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \cdot \left\langle 2(l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \{2 \exp[-\alpha(l_2 - l_1)] - 2 + [\exp(-2\alpha l_2) + \exp(-2\alpha l_1) - 2 \exp(-\alpha(l_2 + l_1))]\right\rangle \cdot \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \right\rangle d\alpha$$

La impedancia puede ser normalizada dividiéndola por la magnitud de la impedancia de la bobina en aire. Cuando la bobina está en el aire $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, entonces

(66)

$$Z_{\text{aire}} = \frac{j\pi\omega\mu n^2 \bar{r}}{(l_2 - l_1)^2(r_2 - r_1)^2} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \cdot \left\langle (l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \{ \exp[-\alpha(l_2 - l_1)] - 1 \} \right\rangle d\alpha$$

Dividiendo la ec. (65) por la ec. (66) resulta la impedancia normalizada

(67)

$$Z_{\text{nor}} = \frac{j}{2} \cdot \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \left\langle 2(l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \cdot \left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \right\rangle d\alpha}{\int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \left\langle (l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \{ \exp[-\alpha(l_2 - l_1)] - 1 \} \right\rangle d\alpha}$$

CAPITULO III

Metodología

A los efectos de cumplir con el objetivo de este trabajo, es necesario calcular la conductividad eléctrica de muestras delgadas partiendo de la información obtenida con un ensayo no destructivo de corrientes inducidas. Para ello se estableció el siguiente procedimiento:

1. Adquisición de datos
2. Representación de los datos obtenidos en el plano complejo de impedancias
3. Cálculo numérico de la conductividad eléctrica de las muestras

ADQUISICIÓN DE DATOS

Para hacer las mediciones experimentales se utilizó un equipo MAD8D™ de Eddy Current Technology, Inc. en modo puente de impedancias con un palpador Zetec "6298" apto para trabajar con frecuencias de ensayo entre 50 y 500 kHz utilizado como sonda. Este equipo está basado en PC, el software corre bajo DOS®, puede adquirir datos usando hasta cuatro frecuencias de ensayo diferentes en forma simultánea. Los resultados de la inspección pueden ser visualizados en la pantalla de la computadora, tanto como figuras de Lissajous (x, y), como registros independientes (x, t) y (y, t). Alternativamente se puede acceder al archivo digital de esta información y efectuar con ella manipulaciones numéricas.

Este archivo tiene un formato de datos en el cual los primeros doscientos bytes grabados son una tabla que contiene información acerca de los parámetros utilizados por el instrumento de corrientes inducidas para efectuar la adquisición de datos. A partir del 200° byte, la información en bruto de las corrientes inducidas se almacena en el archivo en bloques de dieciséis bytes. Cada uno de estos bloques contiene ocho números compuestos de dos bytes tomados en el rango de -2048_{dec} a $+2047_{dec}$. El primer par de bytes es el valor correspondiente al Canal 1 Horizontal. El byte menos significativo es grabado primero y el más significativo segundo. Los cuatro bits más significativos del byte más significativo sólo toman los valores 0_{hex} o F_{hex} .

La conversión se realiza de la siguiente manera:

- si el byte más significativo comienza con F_{hex}

$$(68) \quad dato = (b - 240) \cdot 256 + a - 4096$$

- si el byte más significativo comienza con 0_{hex}

$$(69) \quad dato = b \cdot 256 + a$$

donde b es el valor del byte más significativo y a es el valor del byte menos significativo, ambos expresados en base decimal.

El valor 0000_{hex} (0_{dec}) equivale a 0 volts, el cual corresponde al centro de la pantalla. El valor más alto es $07FF_{\text{hex}}$ ($+2047_{\text{dec}}$), el cual equivale a +8 volts. El valor más bajo es $F800_{\text{hex}}$ (-2048_{dec}), correspondiente a -8 volts. De esta manera cada bit representa aproximadamente a 4 mV, el cual se corresponde con el error por digitalización que el equipo introduce en las lecturas.

A continuación de los dos bytes del valor horizontal, siguen los dos bytes correspondientes al Canal 1 Vertical. Este valor es guardado con el mismo formato que el valor horizontal excepto que el valor vertical es multiplicado por -1 antes de almacenarse.

Luego de los valores horizontal y vertical del Canal 1, siguen los valores horizontal y vertical del Canal 2 y así sucesivamente para los canales 3 y 4. El siguiente bloque de 16 bytes contiene la misma información correspondiente a la siguiente toma de datos y así sucesivamente. La Figura 3-1 muestra un esquema de cómo son los archivos digitales creados por el MAD8D™.

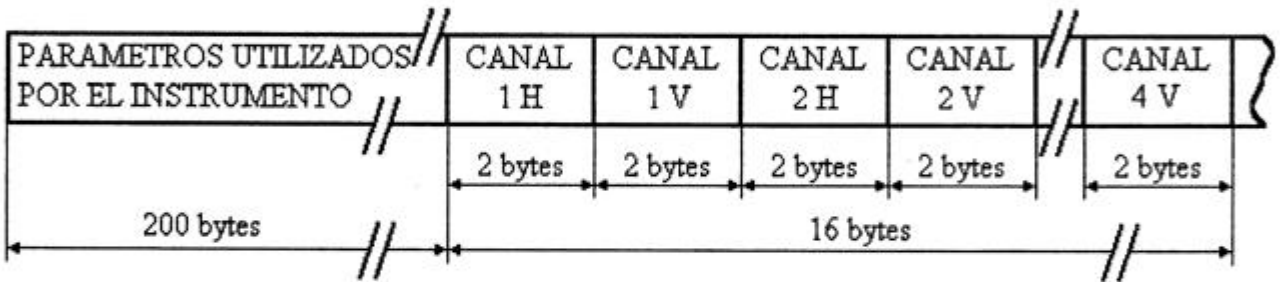


FIGURA 3-1

La siguiente figura muestra la representación de un archivo de datos creado por el MAD8D™

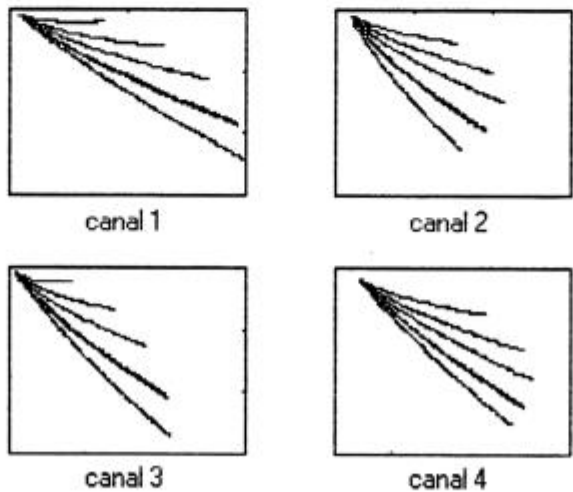


FIGURA 3-2

REPRESENTACIÓN DE LOS DATOS OBTENIDOS

EN EL PLANO COMPLEJO DE IMPEDANCIAS

La Figura 3.3 muestra los datos obtenidos por el equipo de ensayos correspondiente a un canal, en el que se han identificado los puntos dato y los puntos incógnita. Los puntos dato son los puntos identificados como A, B y C y corresponden a impedancias de bobina en medios de conductividad conocida. El punto A representa la impedancia de la bobina en aire, los puntos B y C a impedancias de bobina sobre muestras patrón. Los puntos incógnita son los identificados como D, E, F, G y H, y corresponden a impedancias de bobina cuando esta está acoplada a muestras de conductividad desconocida.

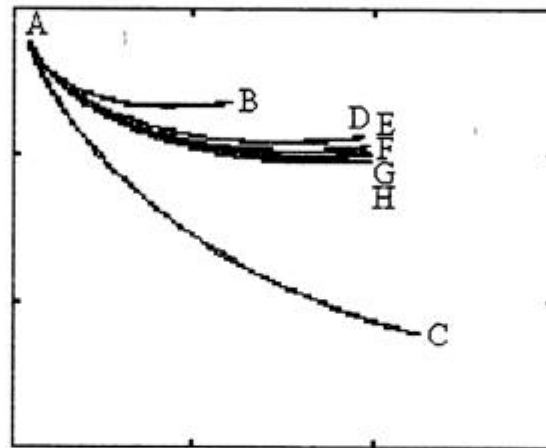


FIGURA 3-3

Para leer el archivo de datos generado por el MAD8D™ e identificar los puntos mencionados se escribió un programa de computación en lenguaje Pascal, cuyo listado de instrucciones puede verse en el Apéndice I

Como se vio en la sección anterior, las coordenadas de la información entregada por el MAD8D™ se encuentran en un plano de tensiones horizontal y vertical, pero, estas coordenadas no representan, en general, las componentes resistiva e inductiva de las tensiones medidas en la sonda, porque la fase se determina a fin de facilitar al operador la lectura de la información en pantalla. Sin embargo, para poder calcular las conductividades eléctricas correspondientes a los puntos incógnita, es necesario conocer su impedancia. Como generalmente la orientación de estos dos planos (el plano de tensiones medidas experimentalmente y el plano de impedancias complejo) no es coincidente, es necesario una transformación T que relacione ambos sistemas de coordenadas.

Dado que se conocen las coordenadas de los vértices del triángulo formado por los puntos A, B y C en el plano de tensiones y se pueden calcular, con las ecuaciones de Dodd y Deeds y las dimensiones de la sonda utilizada, las impedancias correspondientes a los vértices del triángulo A'B'C', ubicado en el plano de impedancias, se puede, entonces, calcular la matriz de transformación T resolviendo la siguiente ecuación matricial

$$(70) \quad \begin{bmatrix} x_A & y_A & 1 \\ x_B & y_B & 1 \\ x_C & y_C & 1 \end{bmatrix} \cdot [T] = \begin{bmatrix} x'_A & y'_A & 1 \\ x'_B & y'_B & 1 \\ x'_C & y'_C & 1 \end{bmatrix}$$

donde (x_n, y_n) son las coordenadas del punto n en el plano de tensiones medidas experimentalmente y (x'_n, y'_n) son las coordenadas del punto n en el plano de impedancias.

Por lo tanto

$$(71) \quad [T] = \begin{bmatrix} x_A & y_A & 1 \\ x_B & y_B & 1 \\ x_C & y_C & 1 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} x'_A & y'_A & 1 \\ x'_B & y'_B & 1 \\ x'_C & y'_C & 1 \end{bmatrix}$$

Una vez calculada la matriz de transformación T, pueden entonces transformarse los puntos restantes del plano de tensiones al plano de impedancias.

Para determinar la matriz T y transformar las coordenadas de todos los puntos del plano de tensiones al plano de impedancias complejo se escribió un programa con el software MATHEMATICA®, versión 2.2.3, de Wolfram Research, Inc., el cual puede verse en el Apéndice II.

En un párrafo anterior se menciona que la impedancia correspondiente a los puntos dato podía calcularse a partir de las ecuaciones de Dodd y Deeds. En efecto, la ecuación a que se hace referencia es la ecuación 67 deducida en el Capítulo II, que se muestra a continuación

(72)

$$Z_{nor} = \frac{j}{2} \cdot$$

$$\frac{\int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \left\{ \left[2(l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \cdot \left\{ \begin{aligned} &2 \exp[-\alpha(l_2 - l_1)] - 2 + \\ &[\exp(-2\alpha l_2) + \exp(-2\alpha l_1) - 2 \exp(-\alpha(l_2 + l_1))] \cdot \\ &\left[\frac{(\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2) + (\alpha + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) \exp(2\alpha_1 c)} \right] \right\} \right] \right\} d\alpha}{\int_0^\infty \frac{1}{\alpha^5} I^2(r_2, r_1) \left\{ (l_2 - l_1) + \alpha^{-1} \{ \exp[-\alpha(l_2 - l_1)] - 1 \} \right\} d\alpha}$$

Esta ecuación fue programada como función (Apéndice III) utilizando el software MATHEMATICA® 2.2.3, y permite calcular la impedancia de bobina conociendo la conductividad del medio y las dimensiones de la bobina. Para verificar el programa, se hicieron algunos cálculos, cuyos resultados se muestran en el gráfico de la Figura 3-4, el cual representa el plano de impedancia compleja. Los círculos en el gráfico de la Figura 3-4 representan las impedancias de sonda calculadas a 90 kHz, para diferentes valores de conductividad. Las circunferencias representan impedancias pertenecientes a la curva de lift-off que se obtiene cuando la sonda se coloca sobre el patrón N° 5 y luego se la aleja del mismo. Las cruces corresponden a la curva de lift-off del patrón N° 4.

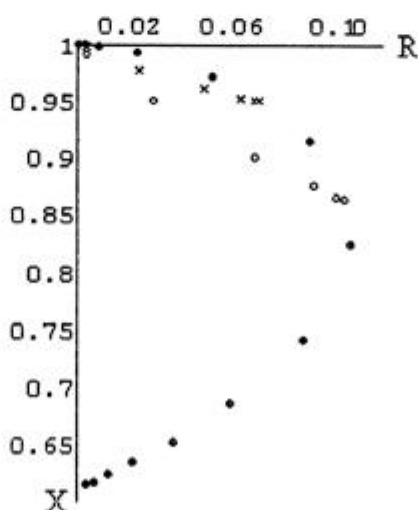


FIGURA 3-4

CALCULO NUMÉRICO DE LA CONDUCTIVIDAD ELÉCTRICA DE LAS MUESTRAS

Una vez transformadas las coordenadas de todos los puntos dato y puntos incógnita sólo resta calcular las conductividades correspondientes a las muestras de conductividad desconocida.

Estando fijadas todas las variables, excepto la conductividad, la ec. (72) puede expresarse sintéticamente como

$$(73) \quad Z_{nor} = f(\sigma)$$

Debido a lo dificultoso que es despejar la conductividad de esta ecuación, se optó por utilizar un método numérico. Para un valor medido de Z_0 , el cálculo de la conductividad correspondiente se reduce a encontrar numéricamente la solución de la ecuación

$$(74) \quad f(\sigma) - Z_0 = 0$$

Dadas las características de la curva de conductividades vista en el capítulo I (Figura 1-7), y tomando la frecuencia de trabajo adecuada, se puede construir una función $g(\sigma)$ que sea, localmente, continua y estrictamente creciente, así

$$(75) \quad g(\sigma) = |f(\sigma) - j|$$

En estas circunstancias un cero de la ec. (74) es un cero de la ec. (76) [7]

$$(76) \quad h(\sigma) = |f(\sigma) - j| - |Z_0 - j| = 0$$

Para resolver esta ecuación se eligió el método de bisección que se basa en el teorema del valor intermedio para funciones continuas. Este teorema dice que si h es una función continua en el intervalo $[a, b]$ y se satisface la desigualdad $h(a) < z < h(b)$, entonces $h(\sigma)=z$ para algún $\sigma \in [a, b]$.

El método de bisección funciona de esta manera: si $h(a).h(b)<0$, entonces se calcula $c=\frac{1}{2}(a+b)$ y se determina si $h(a).h(c)<0$. Si lo es, entonces h tiene un cero en $[a, c]$, se renombra a c como b y se repite el proceso con un nuevo intervalo $[a, b]$, cuya longitud es igual a la mitad del intervalo original. Si $h(a).h(c)>0$ entonces $h(c).h(b)<0$, y en este caso se renombra a c como a . En cualquiera de los dos casos se genera un nuevo intervalo que contiene un cero de h , y el proceso puede repetirse. Si se diera el caso que $h(a).h(c)=0$, entonces se habría encontrado el cero de h en el intervalo considerado. Sin embargo esto es muy poco probable, debido a los errores por redondeo

cometidos en un procesamiento por computadora. En consecuencia el proceso se repite hasta que se cumpla una de tres condiciones:

- se haya cumplido un número de pasos preestablecido
- $h(c)$ sea lo suficientemente pequeño
- $|b-a|$ sea lo suficientemente pequeño

En el programa que se escribió con el algoritmo de bisección que corre bajo el software MATHEMATICA® 2.2.3, se optó por el último de estos criterios.

En este método la cota del error cometido al interrumpir el proceso en el paso n es, según [7],

$$(77) \quad |r - c_n| \leq \frac{1}{2} |b_n - a_n| \leq 2^{-(n+1)} (b_0 - a_0)$$

donde r es el cero buscado, a_0 y b_0 los valores del intervalo inicial y a_n , b_n y c_n los valores de a , b y c en el paso n .

CAPITULO IV

Resultados

La primera medición se hizo a los efectos de comprobar el funcionamiento del método propuesto. Se tomaron lecturas del conjunto de patrones de calibración de conductividad de Zetec, Inc., cuyos valores de conductividad se detallan en la Tabla 4-1, en la que también se encuentra, en la última fila, el valor de conductividad del Zircaloy-4, medido con un equipo MIZ-22™ de Zetec, Inc. a 120 kHz, con una sonda emisor-receptor.

Material	Conductividad S/m	Conductividad % IACS
100% IACS	$58 \cdot 10^6$	100
Patrón N° 1	$58,47 \cdot 10^6$	100.57
Patrón N° 2	$17,39 \cdot 10^6$	29.91
Patrón N° 3	$5,405 \cdot 10^6$	9.296
Patrón N° 4	$2,036 \cdot 10^6$	3.502
Patrón N° 5	$0,5544 \cdot 10^6$	0.953
Zry-4	$1,415 \cdot 10^6$	2.44

TABLA 4-1

Una representación gráfica de las lecturas tomadas con el MAD8D™ puede verse en la Figura 4-1. Las mediciones se hicieron para cuatro frecuencias distintas, que es lo máximo que admite el equipo, permitieron observar cuales son las frecuencias de ensayo más adecuadas para este tipo de experiencias.

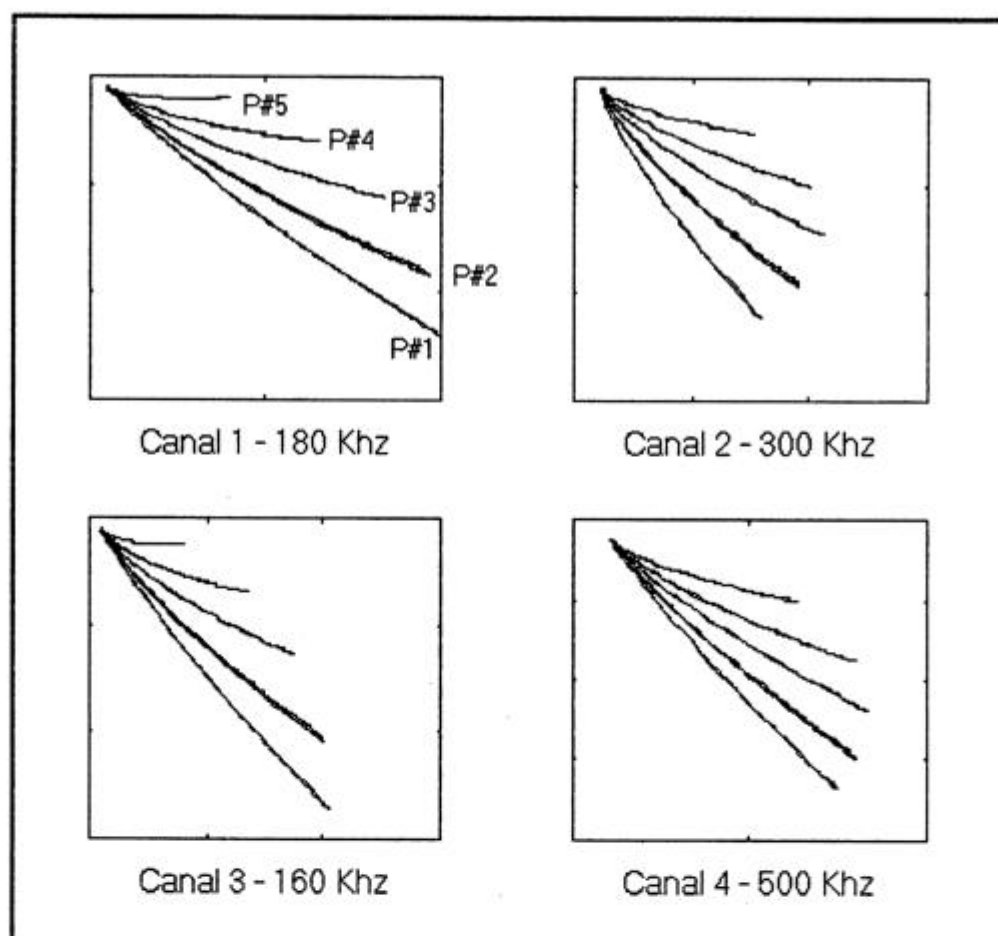


FIGURA 4-1

En cada uno de los casos se utilizaron las conductividades de dos de los patrones como datos y las conductividades de los patrones intermedios como incógnitas. Se eligieron las frecuencias de forma tal de abarcar un rango relativamente amplio para este tipo de ensayo. Los resultados obtenidos luego de los cálculos pueden verse en la Tabla 4-2. Las dos primeras columnas indican los patrones que fueron utilizados como datos en cada caso. La primera fila muestra la frecuencia a la cual corresponden los valores calculados. Las columnas tercera y cuarta indican los patrones utilizados como incógnitas y su conductividad real. Las columnas 5ª, 7ª, 9ª y 11ª muestran los valores de conductividad calculados a partir del procedimiento establecido en este trabajo y las columnas 6ª, 8ª, 10ª y 12ª los errores porcentuales en valor absoluto calculados respecto de la conductividad real. Las conductividades calculadas muestran el valor calculado y el error correspondiente al método de bisección dependiente del número de pasos, que en estos cálculos no superó el número de 17.

Patrones dato		Frec. de ensayo		160 kHz		180 kHz		300 kHz		500 kHz	
Mínimo	Máximo	Patrón	Conduc-tividad [10 ⁶ S/m]	Valor calculado [10 ⁶ S/m]	ε [%]	Valor calculado [10 ⁶ S/m]	ε [%]	Valor calculado [10 ⁶ S/m]	ε [%]	Valor calculado 10 ⁶ [S/m]	ε [%]
P N° 5	P N° 1	P N° 4	2,036	1,913 ± 0,001	6	1,990 ± 0,001	3	2,240 ± 0,001	10	2,570 ± 0,001	26
0,5544	58,47	P N° 3	5,405	5,494 ± 0,002	2	5,936 ± 0,002	10	7,564 ± 0,004	40	8,660 ± 0,004	60
		P N° 2	17,39	16,99 ± 0,01	2	18,60 ± 0,01	7	21,62 ± 0,01	24	22,24 ± 0,01	28
P N° 5	P N° 2	P N° 4	2,036	1,841 ± 0,001	10	1,897 ± 0,001	7	2,101 ± 0,001	3	2,413 ± 0,001	19
0,5544	17,39	P N° 3	5,405	5,127 ± 0,002	5	5,357 ± 0,002	1	6,451 ± 0,002	19	7,371 ± 0,002	36
P N° 4	P N° 1	P N° 3	5,405	6,457 ± 0,002	19	6,650 ± 0,002	23	7,289 ± 0,003	35	7,055 ± 0,003	31
2,036	58,47	P N° 2	17,39	21,41 ± 0,01	23	22,57 ± 0,01	30	22,90 ± 0,01	32	20,42 ± 0,01	17
P N° 5	P N° 3	P N° 4	2,036	1,806 ± 0,001	12	1,836 ± 0,001	10	1,920 ± 0,001	6	2,119 ± 0,001	4
P N° 4	P N° 2	P N° 3	5,405	5,993 ± 0,002	11	6,090 ± 0,002	13	6,652 ± 0,002	23	6,656 ± 0,002	23
P N° 3	P N° 1	P N° 2	17,39	19,07 ± 0,01	10	19,49 ± 0,01	12	18,43 ± 0,01	6	17,02 ± 0,01	2

TABLA 4-2

Los cálculos siguientes fueron realizados a fin de evaluar la influencia, al final del proceso de cálculo de conductividad, del error por digitalización propio del equipo MAD8D™. En este caso se tomaron los valores de tensión horizontal y vertical correspondientes a la sonda en contacto con el espécimen de Zircaloy ensayado a una frecuencia de 90 kHz. El par de valores digitales de dichas tensiones es (2956, 2200). Este par fue elegido por ser un valor indicativo en la zona del plano de impedancias en la que se desarrolla este trabajo, no obstante, el error relativo no es el mismo en todo el plano, ya que el error por digitalización es absoluto y constante para todo el rango de lecturas. Se realizaron cálculos para todas las combinaciones de valores a partir del par medido variando sus componentes en más menos un bit. Los resultados obtenidos pueden verse en la Tabla 4-3. La primera fila de datos corresponde a los valores de tensión medidos, y las restantes filas a valores incrementados con el error de digitalización del equipo de medida. La última columna muestra la diferencia al final del proceso entre el valor de conductividad calculado a partir de los valores medidos y los que se obtienen, si se incrementan dichos valores medidos en una cantidad equivalente al error por digitalización.

Tensión Horizontal [bit]	Tensión Vertical [bit]	Conductividad calculada [10⁶ S/m]	Error por digitalización [10⁶ S/m]
2956	2200	1.449	n.c.
2955	2200	1.447	0.002
2957	2200	1.452	0.003
2956	2201	1.449	0
2955	2201	1.447	0.002
2957	2201	1.452	0.003
2956	2199	1.449	0
2955	2199	1.447	0.002
2957	2199	1.452	0.003

TABLA 4-3

Para las restantes mediciones se utilizaron muestras de Zircaloy-4 de 1 mm de espesor que fueron preparadas por Perotti [8, 9] durante 1998 y 1999, por medio de un tratamiento controlado en autoclave en LiOH a 340 °C, procedimiento del cual resulta un crecimiento de capas de ZrO_2 sobre las muestras y la difusión de una gran cantidad de hidrógeno en la matriz, el cual precipita como plaquetas de hidruro de circonio. Las muestras tienen la designación 1a, 3b, 3c y 4c, y tienen distinto contenido de hidrógeno y capas de óxido de distinto espesor, como puede apreciarse en la Tabla 4-4. Se utilizó también una muestra de Zircaloy 4 sin tratamiento. Las características de las muestras preparadas por Perotti [8, 9] se pueden observar en la Tabla 4-4.

Espécimen	Contenido de Hidrógeno [% atómico]	Espesor capa de óxido [μm]
Zry-4	0.09 ± 0.01	***
1a	1.6 ± 0.2	5.7 ± 0.9
3c	4.9 ± 0.5	15.1 ± 0.9
4c	7.3 ± 0.7	22.7 ± 0.9
3b	12 ± 1	37.8 ± 0.9

TABLA 4-4

En primer término se trabajó sobre la cara de las muestras que no tiene capa de óxido. La representación gráfica de las lecturas tomadas con el MAD8D™ puede verse en la Figura 4-2.

Para realizar los cálculos se tomaron como datos las conductividades de los patrones N° 4 y N° 5. A partir de estos datos se calcularon las conductividades de las muestras 1a, 3b, 3c y 4c y de la muestra de Zry-4. Todos estos cálculos se realizaron con el software diseñado al efecto y los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 4-5. Las dos primeras filas indican las frecuencias elegidas para el ensayo y el canal del equipo correspondiente. Las conductividades calculadas muestran el valor calculado y el error correspondiente a la digitalización y al método de bisección dependiente del número de pasos (ec. 77), que en estos cálculos no superó el número de 12.

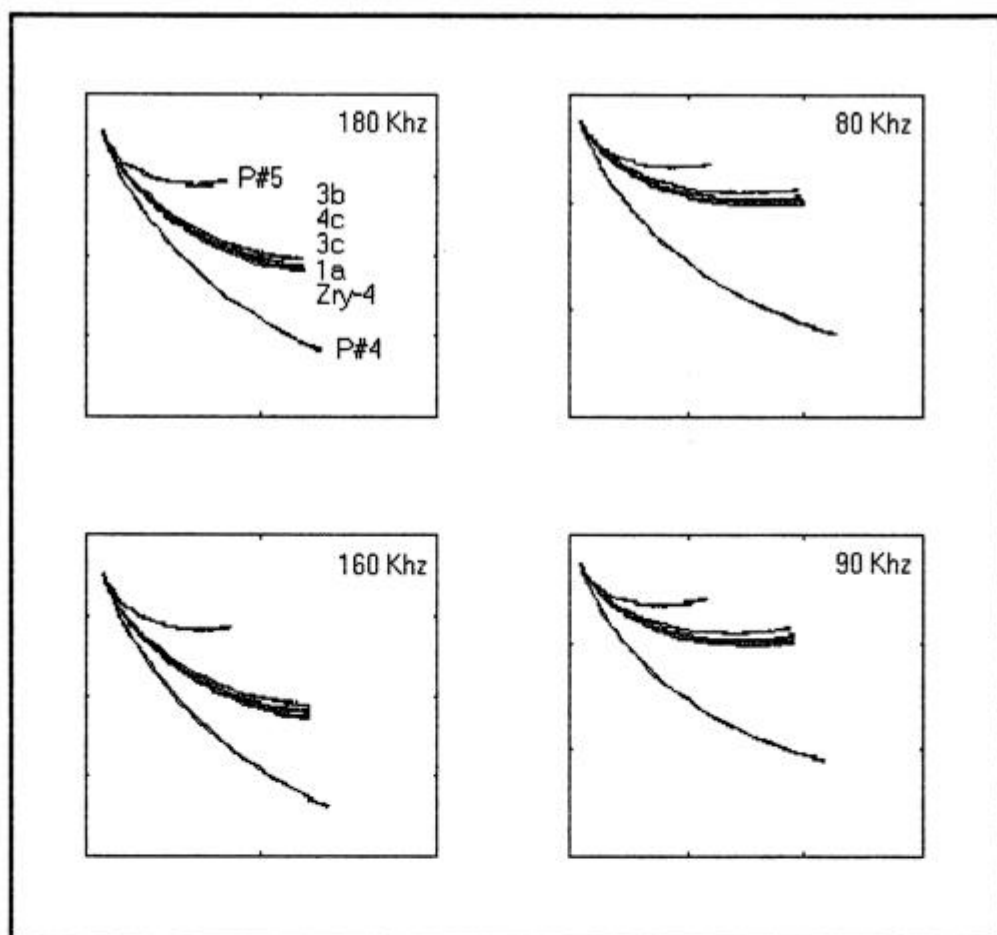


FIGURA 4-2 -CARA SIN OXIDO-

Canal	2	4	3	1
Frecuencia de ensayo	80 kHz	90 kHz	160 kHz	180 kHz
Espécimen	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]
Zry-4	1,448 ± 0,004	1,449 ± 0,004	1,392 ± 0,004	1,390 ± 0,004
1a	1,443 ± 0,004	1,448 ± 0,004	1,400 ± 0,004	1,394 ± 0,004
3c	1,426 ± 0,004	1,426 ± 0,004	1,385 ± 0,004	1,385 ± 0,004
4c	1,416 ± 0,004	1,419 ± 0,004	1,381 ± 0,004	1,381 ± 0,004
3b	1,392 ± 0,004	1,398 ± 0,004	1,377 ± 0,004	1,384 ± 0,004

TABLA 4-5 -CARA SIN OXIDO-

A continuación se tomaron lecturas de las mismas muestras con designación 1a, 3b, 3c y 4c, sólo que esta vez las lecturas se tomaron sobre la cara con óxido de las muestras. También se utilizó esta vez la muestra de Zircaloy 4 sin tratamiento. La representación gráfica de las lecturas tomadas con el MAD8D™ puede verse en la Figura 4-3. Los cálculos siguientes se realizaron tomando como datos las conductividades de los patrones N° 4 y N° 5. Los resultados obtenidos a partir de estos cálculos se encuentran en la Tabla 4-6, cuyo formato es igual al de la Tabla 4-5.

Las lecturas tomadas sobre la cara con óxido de las muestras fueron posteriormente procesadas tomando el espesor de la capa de óxido como un lift-off adicional. Los resultados obtenidos pueden verse en la Tabla 4-7.

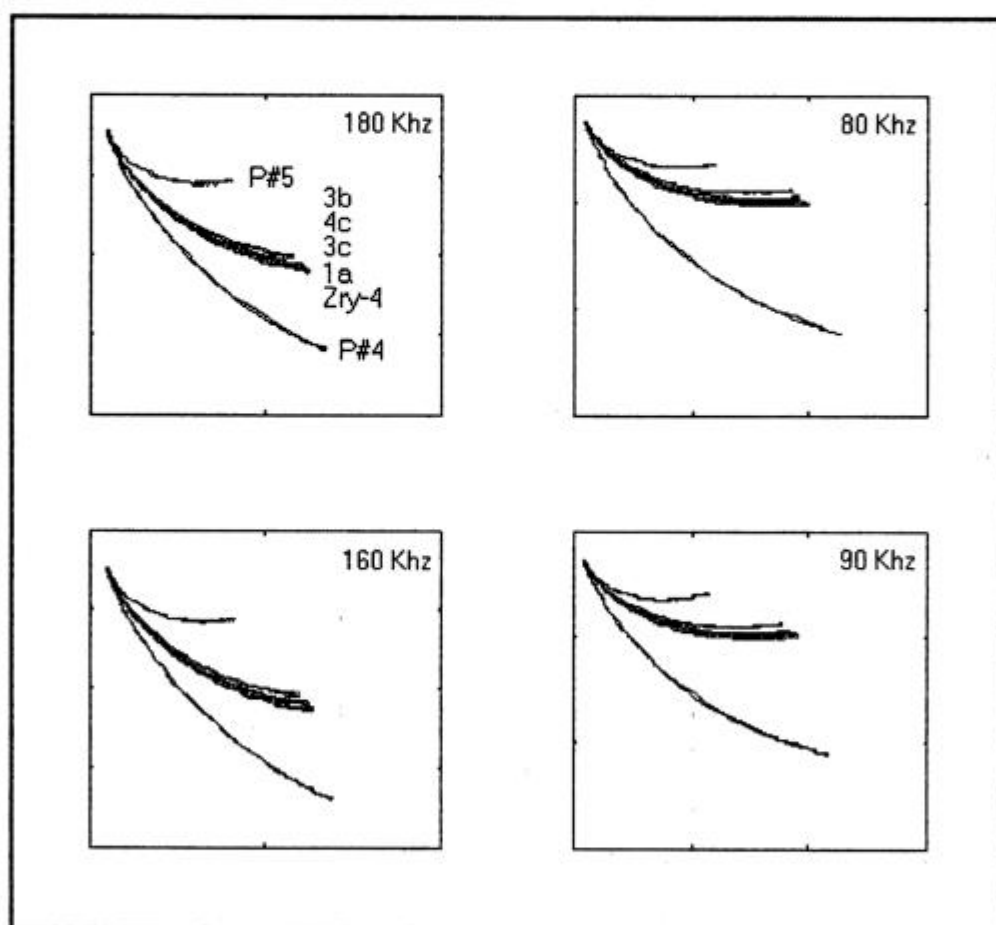


FIGURA 4-3 -CARA CON OXIDO-

Canal		2	4	3	1
Frecuencia de ensayo		80 kHz	90 kHz	160 kHz	180 kHz
Espécimen	Espesor capa de óxido [μm]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]
Zry-4	***	1,455 ± 0,004	1,449 ± 0,004	1,401 ± 0,004	1,388 ± 0,004
1a	5.7 ± 0.9	1,423 ± 0,004	1,418 ± 0,004	1,362 ± 0,004	1,344 ± 0,004
3c	15.1 ± 0.9	1,382 ± 0,004	1,376 ± 0,004	1,314 ± 0,004	1,299 ± 0,004
4c	22.7 ± 0.9	1,353 ± 0,004	1,348 ± 0,004	1,278 ± 0,004	1,259 ± 0,004
3b	37.8 ± 0.9	1,272 ± 0,004	1,262 ± 0,004	1,188 ± 0,004	1,160 ± 0,004

TABLA 4-6 -CARA CON OXIDO-

Canal		2	4	3	1
Frecuencia de ensayo		80 kHz	90 kHz	160 kHz	180 kHz
Espécimen	Espesor capa de óxido [μm]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]	Conductividad calculada [10 ⁶ S/m]
Zry-4	***	1,455 ± 0,004	1,449 ± 0,004	1,401 ± 0,004	1,388 ± 0,004
1a	5.7 ± 0.9	1,437 ± 0,004	1,433 ± 0,004	1,384 ± 0,004	1,368 ± 0,004
3c	15.1 ± 0.9	1,420 ± 0,004	1,416 ± 0,004	1,371 ± 0,004	1,360 ± 0,004
4c	22.7 ± 0.9	1,409 ± 0,004	1,407 ± 0,004	1,361 ± 0,004	1,348 ± 0,004
3b	37.8 ± 0.9	1,358 ± 0,004	1,353 ± 0,004	1,311 ± 0,004	1,292 ± 0,004

TABLA 4-7 -CARA CON OXIDO CORREGIDA-

Por último se realizó un ensayo para intentar determinar el efecto causado por el hecho que las muestras son delgadas en relación con la profundidad de penetración estándar. Además hay que tener en cuenta que las normas de ensayo [4] exigen que el espesor de la muestra sea por lo menos 2,6 veces la profundidad de penetración δ de las corrientes en ese material a la frecuencia de ensayo f , para que el efecto del espesor de la muestra pueda despreciarse. Como se mencionó en el Capítulo I, la norma [4] establece que:

$$\delta = \frac{503.3}{\sqrt{f\sigma}}$$

donde f se expresa en Hz, σ (conductividad eléctrica) en S/m y δ en m. De aquí puede deducirse que aumentando la frecuencia la profundidad de penetración disminuye y pueden así ensayarse muestras delgadas, pero, para que la sensibilidad del procedimiento a variaciones de conductividad sea alta, es recomendable que la frecuencia de ensayo sea relativamente baja. Esta situación de compromiso complica las mediciones de muestras que son delgadas en comparación con la profundidad de penetración correspondiente a ese material.

Primero se ensayaron las muestras con el equipo MIZ-22™ a 120 kHz, con una sonda emisor-receptor. En el primer ensayo se midieron las muestras solamente y, posteriormente, en otro ensayo se midieron las muestras suplementadas con dos chapitas de Zry-4 sin tratamiento, del mismo espesor de las muestras, de manera de formar un espécimen de tres capas. Por último se ensayaron con el procedimiento estipulado en este trabajo especímenes simples, dobles y triples. La Tabla 4-8 muestra un resumen de los resultados obtenidos en este ensayo.

Especimen	% IACS valores leídos con MIZ-22		Conductividad calculada a partir de los valores % IACS [S/m]		Conductividad calculada analíticamente [S/m]		
	3 capas	1 capa	3 capas	1 capa	3 capas	2 capas	1 capa
Zry-4	2.337	1.593	$1.359 \cdot 10^6$	$0.926 \cdot 10^6$	$1.308 \cdot 10^6$	$1.344 \cdot 10^6$	$1.420 \cdot 10^6$
1a	2.317	1.563	$1.347 \cdot 10^6$	$0.909 \cdot 10^6$	$1.303 \cdot 10^6$	$1.341 \cdot 10^6$	$1.421 \cdot 10^6$
3b	2.289	1.514	$1.331 \cdot 10^6$	$0.880 \cdot 10^6$	$1.288 \cdot 10^6$	$1.330 \cdot 10^6$	$1.390 \cdot 10^6$
4c	2.284	1.489	$1.328 \cdot 10^6$	$0.866 \cdot 10^6$	$1.285 \cdot 10^6$	$1.325 \cdot 10^6$	$1.382 \cdot 10^6$
3b	2.233	1.397	$1.298 \cdot 10^6$	$0.812 \cdot 10^6$	$1.282 \cdot 10^6$	$1.309 \cdot 10^6$	$1.373 \cdot 10^6$

TABLA 4-8

CAPITULO V

Discusión

Se puede apreciar en la Tabla 4-2 la precisión con que se calculan las conductividades del conjunto de patrones de Zetec, Inc. Las diferencias entre valores calculados y nominales no superan el 30% cuando la frecuencia de trabajo es relativamente baja (160 y 180 kHz). En cambio para frecuencias más altas (300 y 500 kHz) estas diferencias son muy grandes por lo que no es recomendable utilizar este procedimiento para frecuencias más altas que 180 kHz. Una vez determinada la frecuencia de ensayo, es necesario determinar el rango de conductividades en el cual se va a aplicar el método de bisección para calcular las conductividades de las muestras. Si bien, en función de las diferencias halladas, el rango óptimo parece ser el comprendido por las conductividades correspondientes a los patrones N° 1 y N° 5, se optó por trabajar con un rango restringido a las conductividades correspondientes a los patrones N° 4 y N° 5, sin sacrificar por ello la precisión de los cálculos, a fin de aumentar la resolución de las mediciones correspondientes a las muestras de ensayo.

En la Tabla 4-3 se puede observar la influencia que tiene el error por digitalización del equipo de ensayos MAD8D™. Dicha influencia es prácticamente despreciable frente a las diferencias entre valores calculados y nominales que se aprecian en la Tabla 4-2.

En la Tabla 4-5 se encuentran los resultados obtenidos en el ensayo realizado sobre las muestras preparadas por Perotti [8,9], sobre la cara sin óxido. La relación entre la conductividad calculada y el contenido de hidrógeno de las muestras puede apreciarse en el Gráfico 5-1 [10]. La correspondencia entre números de serie, canales, frecuencias y las ecuaciones de las rectas de aproximación puede verse en la Tabla 5-1.

Serie 1	Canal 1	180 kHz	$\sigma = -0,0008c_H + 1,391$	$R^2 = 0,5549$
Serie 2	Canal 2	80 kHz	$\sigma = -0,0047c_H + 1,4496$	$R^2 = 0,998$
Serie 3	Canal 3	160 kHz	$\sigma = -0,0017c_H + 1,3958$	$R^2 = 0,7738$
Serie 4	Canal 4	90 kHz	$\sigma = -0,0045c_H + 1,4512$	$R^2 = 0,9835$

TABLA 5-1

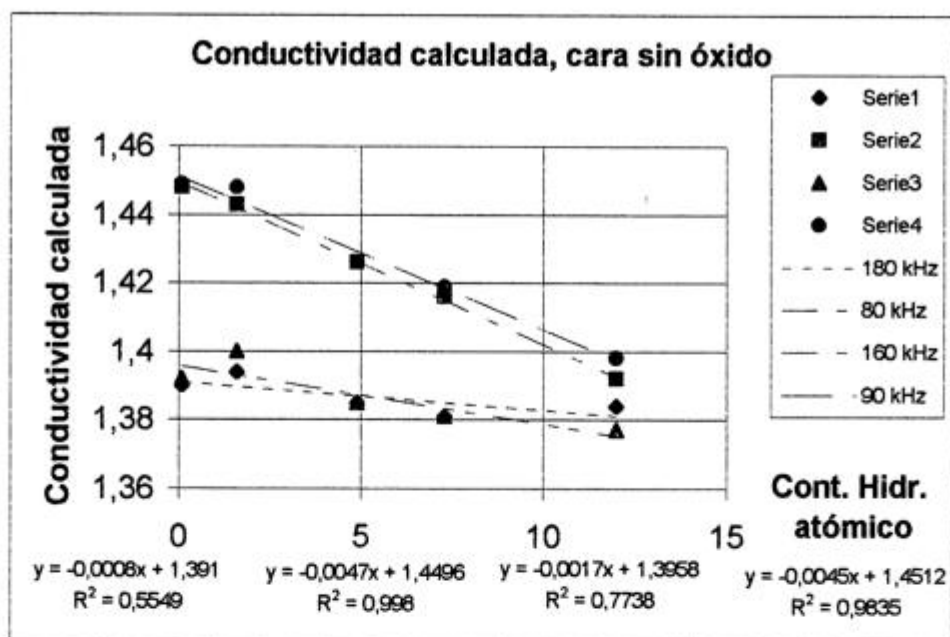


GRAFICO 5-1

Como puede apreciarse en el Gráfico 5-1, la conductividad de las muestras disminuye conforme aumenta el contenido de hidrógeno de las mismas. Esto se debe a la precipitación de plaquetas de hidruros de circonio que producen una pequeña disminución de la conductividad de las muestras [11, 12]. La relación entre ambas cantidades se propone lineal dada la poca dispersión de los datos respecto de una recta, sobre todo en los valores calculados correspondientes a las frecuencias más bajas.

La diferencia entre las conductividades calculadas para las distintas frecuencias se debe a la diferencia entre las profundidades de penetración correspondientes a cada frecuencia, pues, si bien este último factor no afecta al modelo de Dodd y Deeds, afecta notablemente a las lecturas tomadas con el equipo de ensayos MAD8D™, el cual no tiene en cuenta el espesor de la muestra.

Las inversiones que se producen entre las conductividades calculadas para algunas muestras en las frecuencias mayores, se deben fundamentalmente a la menor resolución que se obtiene en este tipo de ensayos a estas frecuencias, y en parte a inhomogeneidades propias del material.

Los resultados correspondientes al ensayo realizado sobre la cara con óxido, que se encuentran en la Tabla 4-6, se han representado en el Grafico 5-2 [10]. La correspondencia entre números de serie, canales, frecuencias y las ecuaciones de las rectas de aproximación puede verse, en este caso, en la Tabla 5-2.

Serie 1	Canal 1	180 kHz	$\sigma = -0,0183c_H + 1,385$	$R^2 = 0,9915$
Serie 2	Canal 2	80 kHz	$\sigma = -0,0148c_H + 1,4537$	$R^2 = 0,9936$
Serie 3	Canal 3	160 kHz	$\sigma = -0,0173c_H + 1,398$	$R^2 = 0,995$
Serie 4	Canal 4	90 kHz	$\sigma = -0,0151c_H + 1,4498$	$R^2 = 0,9916$

TABLA 5-2

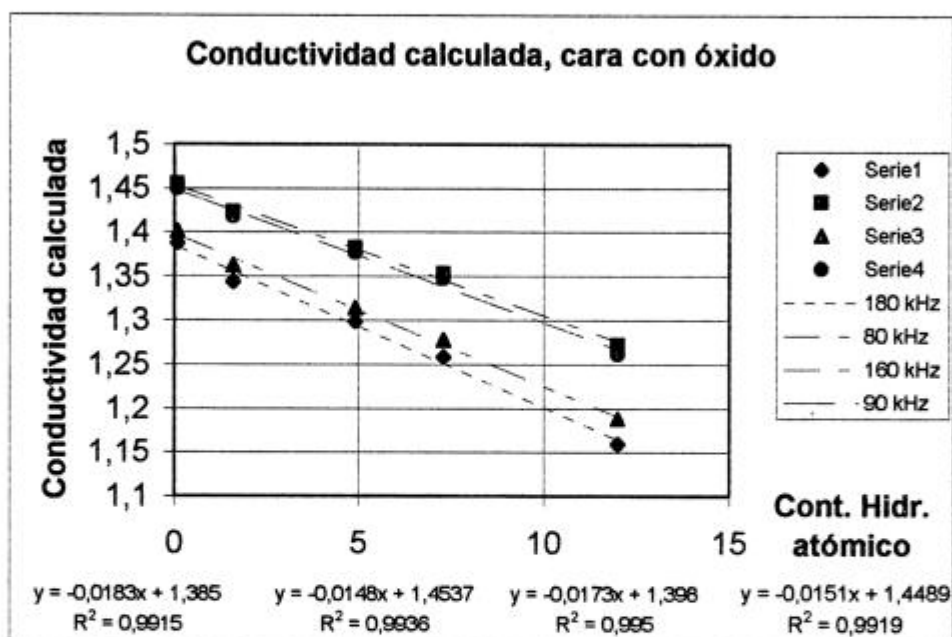


GRAFICO 5-2

En el Gráfico 5-2 pueden apreciarse los mismos efectos ya analizados para el Gráfico 5-1, sólo que en este caso la relación lineal ajusta mejor que en el caso anterior.

De la comparación entre las conductividades calculadas correspondientes a la cara sin óxido (Tabla 4-5) y a la cara con óxido (Tabla 4-6) surge que las conductividades calculadas para este último caso son menores que las calculadas para el primer caso respectivamente. La razón de este efecto radica en que al acoplar la sonda sobre la cara con óxido, la capa de óxido actúa como un recubrimiento no conductor, aumentando de esta manera la distancia entre la sonda y el material ensayado y disminuyendo la cantidad de líneas de fuerza que se cierran dentro del material, lo que ocasiona que las corrientes inducidas sean menores, de igual manera que si el material fuera menos conductor [3].

Esto puede verificarse comparando los resultados de la Tabla 4-5 con los de la Tabla 4-7, en donde pueden apreciarse las pequeñas diferencias entre las conductividades calculadas a partir de las lecturas tomadas sobre la cara sin óxido de las muestras y las conductividades calculadas a partir de las lecturas tomadas sobre la cara con óxido de las muestras con la corrección realizada que resulta de tomar al espesor de la capa de óxido como si fuera un lift-off adicional.

Los resultados correspondientes a la Tabla 4-7, se han representado en el Grafico 5-3 [10]. La correspondencia entre números de serie, canales, frecuencias y las ecuaciones de las rectas de aproximación puede verse, en este caso, en la Tabla 5-3.

Serie 1	Canal 1	180 kHz	$\sigma = -0,0074c_H + 1,3893$	$R^2 = 0,9289$
Serie 2	Canal 2	80 kHz	$\sigma = -0,0076c_H + 1,4553$	$R^2 = 0,9698$
Serie 3	Canal 3	160 kHz	$\sigma = -0,007c_H + 1,4019$	$R^2 = 0,955$
Serie 4	Canal 4	90 kHz	$\sigma = -0,0075c_H + 1,4507$	$R^2 = 0,959$

TABLA 5-3

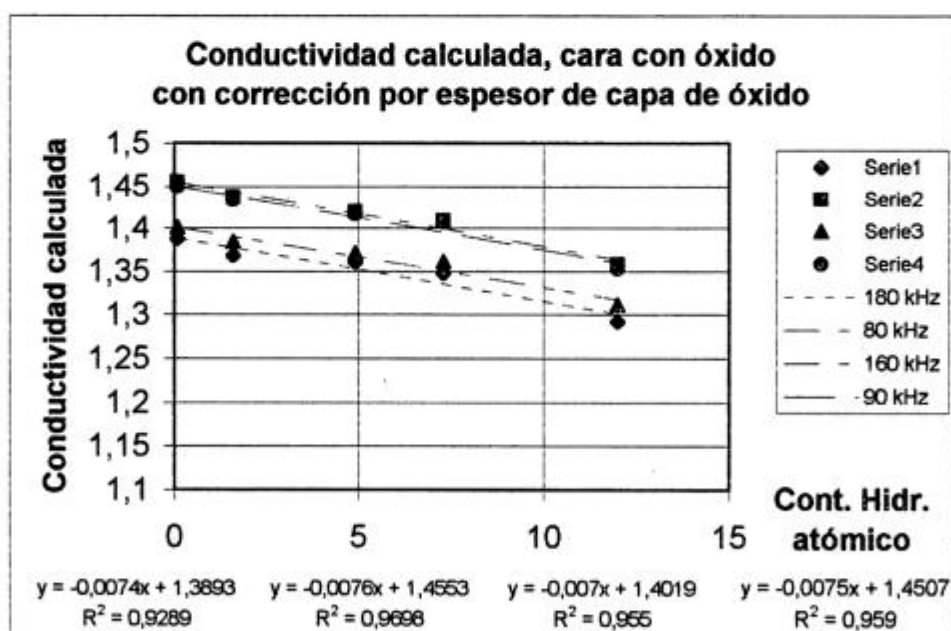


GRAFICO 5-3

Por último, la Tabla 4-8 contiene los resultados de todos los experimentos y cálculos. La segunda y la tercer columna contienen los valores IACS leídos con el MIZ-22, obtenidos con una

frecuencia de ensayo de 120 kHz y usando una sonda de tipo emisor / receptor. En el primer caso usando sólo una muestra (1 capa) y en el segundo apilando la muestra y dos chapitas de Zry-4 sin tratamiento (3 capas). Las dos columnas siguientes contienen los valores de conductividad calculados a partir aquellos medidos. Se puede apreciar que los valores de conductividad aumentan al incrementar el número de capas. Calculando, de acuerdo a la norma [4],

$$\delta = 1,23 \text{ mm}$$

$$\text{y } 2,6.\delta = 3,2 \text{ mm}$$

Las tres columnas de la derecha de la Tabla 4-8 muestran los valores de conductividad calculados con el software diseñado a partir de los datos adquiridos con MAD8D™ a 120 kHz, medidos con una muestra y dos chapitas de Zry-4 sin tratamiento (3 capas), una muestra y una chapita de Zry-4 sin tratamiento (2 capas) y una muestra simple (1 capa).

Se puede observar que las conductividades medidas con el MIZ-22 aumentan cuando aumenta el número de capas, dado que, cuando el espesor de la muestra es menor que el especificado por la norma de ensayos [11], el valor mostrado por este equipo es función tanto de la conductividad eléctrica de la muestra como del espesor de la misma. En cambio, con el procedimiento establecido en este trabajo, que tiene en cuenta el espesor de la muestra, las conductividades calculadas disminuyen con el aumento del número de capas. Esto se debe a que, al apilar varias muestras, no sólo se agregan capas de material, sino que se agregan capas de aire y capas de óxido, comportándose el conjunto como un material de menor conductividad.

Se puede observar también que entre las lecturas tomadas con el MIZ-22 hay más de un 60% de diferencia, mientras que, entre los valores calculados con el procedimiento establecido en este trabajo, hay menos de un 10% de diferencia.

CAPITULO VI

Conclusiones

1. El procedimiento propuesto es adecuado para medir conductividad de distintos materiales, si se utilizan frecuencias de no más de 180 kHz.
2. Las diferencias entre los valores de conductividad reales y los valores calculados con el procedimiento propuesto son del orden del 15% si las condiciones de trabajo son las indicadas en el punto 1, diferencias que son muy aceptables para una evaluación no destructiva.
3. La suma del error por digitalización que el equipo MAD8D™ de Eddy Current Technology, Inc. introduce en el proceso, más el error debido al método de bisección es irrelevante en el resultado final de las conductividades calculadas.
4. La presencia de óxidos superficiales no afecta significativamente los valores de conductividad calculados, pero es necesario conocer su espesor para realizar las correcciones necesarias.
5. Se aprecia una relación lineal, a la luz de los resultados obtenidos, entre el contenido de hidrógeno de una muestra de Zircaloy-4 y la conductividad de dicha muestra calculada con el procedimiento propuesto; relación que no se modifica por la presencia de óxidos superficiales.
6. No es apropiado para aumentar el espesor de las muestras, apilar varias de ellas, pues las capas de aire intercaladas, aunque microscópicas, afectan a los cálculos de conductividad.

APÉNDICE I

Programa de Computación para Leer Archivos del MAD8D™

```
program leer_ecd;

uses
  crt,dos;

const
  min = -2048;
var
  txt: file of integer;
  ecd: file of byte;
  b1,b2,b3,b4 : byte;
  max,canal,canal2 : integer;
  x,y,xx,x0,x1,x2,x3,y0,y1,y2,y3 : integer;
  i,j : real;
  archi : string [8];
  archi1,archi2 : string [12];

procedure maxtot;

begin
  if i=canal then xx:=min;
  if x>xx then xx:=x
end;

procedure buscamax;

begin
  if i=canal then
    begin
      x0:=x;
      x1:=min;
      x2:=min;
      x3:=min;
      y0:=y;
      y1:=min;
      y2:=min;
      y3:=min;
      max:=1;
      write(txt,x0,y0)
    end;
  if x>x1 then begin x1:=x; y1:=y; end;
  if (max=1) and (x>(xx-x0)*2/5+x0) then max:=2;
  if (max=2) and (x<(xx-x0)*1/5+x0) then begin write(txt,x1,y1);
x1:=min; y1:=min; max:=1 end;
end;

function formatoecd(a,b : byte) : integer;
```

```

begin
  if b>=240 then formatoecd:=(b-240)*256+a-2048
    else formatoecd:=b*256+a+2048
end;

begin
  clrscr;
  writeln('Ingrese el nombre del archivo a procesar ');
  read(archi);
  writeln('Ingrese el número de canal a procesar ');
  read(canal);
  if canal=4 then canal2:=0 else canal2:=canal;
  archi1:=archi+'.int';
  archi2:=archi+'.ecd';
  assign(txt,archi1);
  rewrite(txt);
  j:=0;
  while j<3 do
    begin
      j:=j+1;
      assign(ecd,archi2);
      reset(ecd);
      seek(ecd,200);
      i:=0;
      while not eof(ecd) do
        begin
          i:=i+1;
          read(ecd,b1);
          read(ecd,b2);
          read(ecd,b3);
          read(ecd,b4);
          x:=formatoecd(b1,b2);
          y:=formatoecd(b3,b4);
          if (i-int(i/4)*4 = canal2) and (j=2) then buscamax;
          if (i-int(i/4)*4 = canal2) and (j=1) then maxtot
        end;
      close(ecd);
    end;
  close(txt);
end.
-

```

APÉNDICE II

Programa para calcular conductividades

```
<<Impedanc.m
r1=0.5 10^-3;
r2=1.1 10^-3;
l1=0.1 10^-3;
l2=2.1 10^-3;
n=200;
c=.005;
f=180000;
mul=2;
mux=5;
mu2=6;
sigma={10^-6,
        5.544 10^5,
        2.036 10^6,
        5.405 10^6,
        1.739 10^7,
        5.847 10^7,
        1. 10^7};
archi=OpenRead["01030201.int"];
q=ReadList[archi,Byte,32];
Close[archi];
a=Dimensions[q];
p=Table[{ {q[[i]]+q[[i+1]]*256},{q[[i+2]]+q[[i+3]]*256} },
        {i,1,a[[1]],4}]
q=p*(1/256.);
b=Dimensions[q];
d=b[[1]];
h=Table[q[[i,1]],{i,d}];
v=Table[-q[[i,2]],{i,d}];
imp=Table[Impedancia[sigma[[i]],sigma[[1]],c,{r1,r2,l1,l2,n},f],
        {i,d}]
```

```

r=Table[Re[imp[[i]]],{i,d}];
x=Table[Im[imp[[i]]],{i,d}];
mhv={ {h[[1]],v[[1]],1},{h[[mu1]],v[[mu1]],1},{h[[mu2]],v[[mu2]],1}}
mrx={ {r[[1]],x[[1]],1},{r[[mu1]],x[[mu1]],1},{r[[mu2]],x[[mu2]],1}}
t=Inverse[mhv].mrx;
mrx1=Table[{r[[i]],x[[i]]},{i,1,d}]
mrx2=Table[{h[[i]],v[[i]],1}.t,{i,1,d}];
mrx3=Table[{mrx2[[i,1]],mrx2[[i,2]]},{i,1,d}]
imp2=Table[{mrx3[[i,1]]+I mrx3[[i,2]]},{i,1,d}]
mx=sigma[[mu2]]
mn=sigma[[mu1]]
ix=imp2[[mux,1]]
paso=1
pr=(mx+mn)/2
ir=Impedancia[pr,sigma[[1]],c,{r1,r2,l1,l2,n},f]
While[(mx-mn)/mn>.001,If[Abs[ir-I]<Abs[ix-I],mn=pr,mx=pr];
pr=(mx+mn)/2;paso++;
ir=Impedancia[pr,sigma[[1]],c,{r1,r2,l1,l2,n},f]]
pr//N
(mx-mn)/2
paso

```

APÉNDICE III

Funcion Impedanc.m

```
BeginPackage["Impedancia`"]

Impedancia::usage="Impedancia[ sigma1, sigma2,
c,{r1,r2,l1,l2,n},f]
      calcula la impedancia"

Begin["`Private`"]

Impedancia[sigma1_,sigma2_,c_,{r1_,r2_,l1_,l2_,n_},f_] :=
Module[{alfa,alfal,alfa2,g,x,f1,f2,f3,int1,int2},
  alfa1=Sqrt[alfa^2+I 2 Pi f 4 Pi 10^-7 sigma1];

  alfa2=Sqrt[alfa^2+I 2 Pi f 4 Pi 10^-7 sigma2];

  g[alfa_]:=((alfa+alfal)(alfal-alfa2)+(alfa-alfal)
(alfal+alfa2)Exp[2 alfa1 c])/((alfa-alfal)(alfal-
alfa2)+(alfa+alfal)(alfal+alfa2)Exp[2 alfa1 c]);

  f1[alfa_]:=NIntegrate[x BesselJ[1,alfa x],
{x,r1,r2}];

  f2[alfa_]:=2(l2-l1)+1/alfa(2Exp[-alfa(l2-l1)]-2+
(Exp[-2alfa l2]+Exp[-2alfa l1]-2Exp[-alfa(l2+l1)]))*
g[alfa]);

  f3[alfa_]:= (l2-l1)+1/alfa(Exp[-alfa(l2-l1)]-1);

  int1=NIntegrate[1/alfa*f1[alfa]^2*f2[alfa],
{alfa,10^-6,10^3}];

  int2=NIntegrate[1/alfa*f1[alfa]^2*f3[alfa],
{alfa,10^-6,10^3}];

  int1 I / (2 int2)
]

End[ ]

EndPackage[ ]
```

APÉNDICE IV

Publicaciones en Congresos de Trabajos originados en la presente Tesis

- **"Método para Evaluación de la Conductividad de Muestras Delgadas por Corrientes Inducidas"**. Autores: Alejandro Lois, Horacio Mendonça y Marta Ruch. Publicado en las MEMORIAS de la REGIONAL CONFERENCE OF NON DESTRUCTIVE AND STRUCTURE TESTING, CORENDE 2000, Página 289. Octubre de 2000.
- **"Eddy Current Assessment of Hydrogen Content in Zirconium based Alloys"**. Autores: Alejandro Lois, Horacio Mendonça y Marta Ruch. Publicado en el TECHNICAL PROGRAMME de la 15th WORLD CONFERENCE ON NON-DESTRUCTIVE TESTING, CD-ROM, Octubre de 2000.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1. V.S. Cecco, G. Van Drunnen, F.L. Sharp, "Manual on eddy current method", Vol.1, Chalk River Nuclear Laboratories (1981).
2. Hugo Libby, "Introduction to Electromagnetic Nondestructive Test Methods", Wiley-Interscience (1971).
3. "Nondestructive Testing Eddy Current" Classroom training handbook, Zetec, Inc. (1997)
4. ASTM Standards: E 1004 – 91 Standard Test Method for Electromagnetic (Eddy-Current) Measurements of Electric Conductivity
5. C.V. Dodd, W.E. Deeds, "Analytical solutions to eddy-current probe-coil problems", J. Appl. Phys. 39, No 6, 1968, pp 2829-2838.
6. CEREM, Centre d'Etudes et de Recherches sur les Materiaux, Réf : STA/LCME/RT 3767, Noviembre 1998
7. David Kincaid Ward Cheney, "Análisis numérico. Las matemáticas del cálculo científico", Addison-Wesley Iberoamericana (1994)
8. Perotti, "Evaluación no destructiva de capas de óxido sobre Zircaloy-4", Tesis de Maestría, Instituto de Tecnología, Universidad de San Martín, Argentina, (1999).
9. A. Perotti, L. Lanzani, J. A. Marengo, M. Ruch, "Non-destructive assessment of the thickness of oxide layers on zircaloy-4: influence of hydrogen content", Insight Vol. 42, No 9, 2000, pp. 597
10. Microsoft® Excel 2000. Copyright © 1985-1999 Microsoft Corporation
11. P.W. Bickel, T.G. Berlincourt, "Electrical Properties of Hydrides and Deuterides of Zirconium", Phys. Rev. B, Vol. 2, No 12, 1970, pp. 4807-4813.

12. R.M. Rose, L.A. Shepard, J. Wulff, "Introducción a la Ciencia de Materiales, vol. 4: Propiedades electrónicas", (Limusa-Wiley S.A., 1968), pp. 92.
13. Luis Joyanes Aguilar, "Programación en Turbo Pascal. Versiones 4.0, 5.0 y 5.5", Mc Graw-Hill (1990)
14. R. Dony, "Grafismo científico con Microordenador de la 2ª a la 3ª dimensión", Masson,s.a. (1986)
15. Roman Maeder, "Programming in Mathematica", Addison-Wesley Publishing Co. (1991)
16. S. Wolfram, "The MATHEMATICA™ Book", Third Edition, Wolfram Media and Cambridge University Press, 1996.

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA CENTRO DE INFORMACION C A C
