

International Cooperation



**Fundamentos  
do Método de  
Correntes Parasitas**

Dieter Stegemann



Forschungszentrum Jülich GmbH  
Scientific Series of the International Bureau

**FUNDAMENTOS  
DO MÉTODO DE  
CORRENTES PARASITAS**

Dieter Stegemann  
Dr.-Eng. Professor Titular  
Universidade de Hannover

German-Brasilian-Cooperation  
in Scientific Research and Technological Development

---

Herausgeber: Forschungszentrum Jülich GmbH  
und Vertrieb: ZENTRALBIBLIOTHEK  
Postfach 1913 · D-5170 Jülich  
Telefon (02461) 61-5368 · Telefax (02461) 61-6103

Druck: Weka-Druck, Linnich

Copyright: Forschungszentrum Jülich 1990

Scientific Series of the International Bureau

ISSN 0938-7676

ISBN 3-89336-038-7

## ÍNDICE

<b>PREFÁCIO</b>	<b>1</b>
<b>1. INTRODUÇÃO</b>	<b>2</b>
<b>2. O MAGNETISMO</b>	
2.1 Interpretação atômica do Magnetismo	5
2.2 Quantidades características Magnéticas	12
2.3 Curva de Magnetização	19
<b>3. FUNDAMENTO DAS TÉCNICAS DE CORRENTES PARASITAS</b>	<b>23</b>
3.1 Princípio do Método	23
3.2 Tipos de Sondas	26
3.3 Características das Correntes Parasitas	29
3.4 Curva de Frequência	46
3.5 Curva de Condutividade	48
3.6 Curva "Lift-off"	51
3.7 Princípio de Seletividade de Fase	53
<b>4. TÉCNICAS DE PROCEDIMENTO</b>	<b>63</b>
4.1 Principais tipos de sondas aplicadas no Método de Correntes Parasitas	63
4.2 Tipos de circuitos de bobinas	70
4.3 Estrutura dos aparelhos de teste	81
<b>5. MÉTODOS MATEMÁTICOS</b>	<b>87</b>
5.1 Método com Sonda Externa	87
– Determinação da Densidade das Correntes	

Parasitas em Corpos de Prova Cilíndricos	102
– Introdução da Permeabilidade Efetiva	107
– Frequência Limite	112
– Cálculo das Curvas Características	116
– Curva de Frequência	122
– Curva de Condutividade	123
– Curva "Lift-off"	126
– Curva de Permeabilidade	128
<b>6. ENCERRAMENTO</b>	<b>131</b>
<b>7. LITERATURA</b>	<b>132</b>

## PREFÁCIO

Este trabalho sobre a Técnica das Correntes Parasitas foi elaborado dentro da Cooperação Alemã-Brasileira no campo dos Ensaio Não Destrutivos. Tal Cooperação está amparada pelo Ministério Federal de Pesquisa e Tecnologia (BMFT), Bonn, através do ESCRITÓRIO INTERNACIONAL DO CENTRO DE PESQUISA (KFA), Jülich.

A proposta para a realização do mesmo partiu do Dr. H.D. Talarek, do Escritório Internacional da KFA.

Este manual foi efetuado com base nas aulas, as quais foram ministradas pelo autor, no campo dos Ensaio Não Destrutivos – na Universidade de Hannover – e levando em consideração as recomendações da "ISO", para especialização no campo do Método de Correntes Parasitas.

O manuscrito em alemão foi traduzido para o português e composto graficamente pela Sra. Eliza Prette, a quem expressamos os mais especiais agradecimentos. Também queremos agradecer aos colaboradores e estudantes do Instituto de Tecnologia Nuclear e Ensaio Não Destrutivos, de Hannover, que participaram na elaboração das figuras e fórmulas comandadas por computador, em primeiro lugar a Sra. Edvani, Srs. Vortriede, Kelb, Schwarz e Heine, além do comitê de revisão composto pelos Srs. Marco Guido, Ricardo Carneval, Oswaldo Rossi Jr. e Jorge Alberto Vianna.

Gostaria que este trabalho contribuísse para promover a aplicação da Técnica das Correntes Parasitas e, com isso, alcançar um melhoramento da qualidade dos produtos industriais.

Hannover, 1990.

Dieter Stegemann

## 1. INTRODUÇÃO

A Técnica das Correntes Parasitas é um método eletromagnético dos Ensaaios Não Destrutivos.

O princípio de trabalho desta técnica aplica campos magnéticos alternados, os quais são gerados numa bobina excitada por corrente alternada. Estes campos magnéticos penetram no material testado (condutor elétrico) e geram no interior do mesmo correntes parasitas, devido às quais é denominado o método. A área da geração das correntes parasitas no material depende muito das frequências de teste escolhidas. Com frequências altas, as correntes parasitas são geradas perto da superfície. Com frequências baixas, a penetração das correntes parasitas no material é maior.

As correntes parasitas, por sua vez, geram um campo magnético alternado, secundário, o qual é oposto ao campo magnético alternado primário, gerado pela bobina. O sinal de medição, muitas vezes detectado por uma bobina de medição separada, resulta da superposição dos campos primário e secundário. Pelo fato das correntes parasitas serem responsáveis pela formação do campo secundário, o comportamento das correntes parasitas se refletem no sinal de medição. A formação das correntes parasitas no material testado, depende, além da geometria, primeiramente das características eletromagnéticas do material, como : condutividade elétrica e permeabilidade magnética. Por outro lado, depende da não homogeneidade do material, a qual tem influência no comportamento das correntes parasitas.

Destas dependências, resulta um campo amplo para aplicações, como por exemplo, o ensaio dos materiais metálicos com respeito às diferenças nos componentes de uma liga ou constituição da estrutura e têmpera, controle de tratamento térmico ou detecção de textura de laminação, etc...

Por outro lado, a Técnica das Correntes Parasitas é aplicada para a detecção de falhas, em particular para determinar trincas em barras, tubos, fios e peças grandes de formas diversas. Resulta daí a possibilidade de aplicação para o estudo de dimensões, como por exemplo, controle de diâmetro e espessura de parede de peças cilíndricas, tubos e esferas, bem como para medição da espessura de placas, películas, revestimentos metálico e não metálico.

A alta velocidade do teste, em comparação a outros métodos, e a possibilidade de automatização do ensaio, com avaliações feitas através do computador, abre hoje um campo amplo na produção automatizada e no controle de qualidade.

Este manual de aplicação da Técnica das Correntes Parasitas como ensaio não destrutivo, tem como meta explicar o funcionamento do método e facilitar uma base sólida na aplicação prática. O manual deve servir para cursos sobre a Técnica das Correntes Parasitas e em seu conteúdo foram consideradas as recomendações das normas "ISO".

O texto está estruturado em quatro capítulos: no primeiro capítulo é tratado o Magnetismo. Por meio da interpretação atômica do magnetismo são explicadas as quantidades magnéticas, em particular a permeabilidade magnética, sendo introduzidos contextos importantes para a Técnica das Correntes Parasitas, como a intensidade do campo magnético, densidade do fluxo magnético e a magnetização. Também se trata da curva de magnetização, importante para o ensaio dos materiais ferromagnéticos.

No segundo capítulo, realiza-se o tratamento do princípio de trabalho da Técnica das Correntes Parasitas, como os tipos de sonda e o comportamento das correntes parasitas. De forma qualitativa, são explicadas as curvas características da frequência, da condutividade e do "lift-off".

O fim do capítulo contém a discussão do método de seletividade de fase, para identificar separadamente o componente do sinal de medição e os componentes perturbadores, usando o método de frequência única e o método de multifrequência.

O terceiro capítulo aborda o esquema e o princípio de trabalho dos diferentes tipos de sondas, assim como os circuitos correspondentes e o equipamento para aplicação de um ou de múltiplos parâmetros.

O quarto capítulo dedica-se ao método teórico para calcular o sinal de medição através do exemplo de um corpo de prova cilíndrico com sonda externa. O exemplo serve primeiramente para deduzir as curvas características para a aplicação da Técnica das Correntes Parasitas de forma quantitativa, com a finalidade de dar uma visão profunda para o entendimento da aplicação deste técnica.

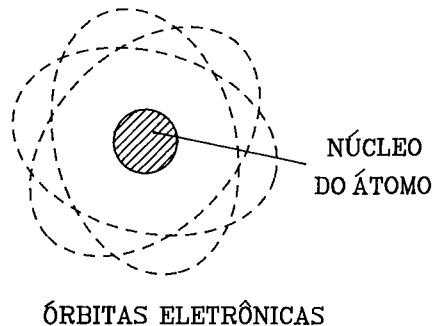
## 2. O MAGNETISMO

A Técnica das Correntes Parasitas é um método eletromagnético, cujo funcionamento está baseado no comportamento dos campos elétricos e magnéticos. Em muitos casos de utilização, tem importância a quantidade elétrica e magnética do material em questão. Para bem entender o funcionamento da Técnica das Correntes Parasitas, é necessária uma descrição específica do magnetismo.

### 2.1 INTERPRETAÇÃO ATÔMICA DO MAGNETISMO

O fundamento da interpretação atômica do magnetismo tem como base o Modelo Atômico de BOHR, cuja caracterização está ilustrada na figura 2.1.1.

O átomo é constituído pelo núcleo e as órbitas de elétrons, sendo que o centro do átomo forma o núcleo carregado positivamente e os elétrons, de carga negativa, circulam em órbitas fixas sobre o núcleo.



#### CARACTERÍSTICAS DOS ELÉTRONS

FIG. 2.1.1. MODELO ATÔMICO DE BOHR

As qualidades para caracterização dos elétrons são as seguintes :

- Momento Angular Mecânico — o momento angular mecânico está fundamentado no movimento dos elétrons, cujas órbitas são mostradas na figura 2.1.1.
- Momento Angular Intrínseco ("Spin") — o momento angular intrínseco denominado "Spin", é causado pela rotação giroscópica dos elétrons em torno do seu próprio eixo.

Para o "Spin" dos elétrons é válida a seguinte regra :

Dois elétrons não podem circular simultaneamente numa mesma órbita. Isto somente será possível se o elétron possuir vetores do "Spin" em direções opostas (orientação antiparalela do "Spin").

O encadeamento das características magnéticas mostrado na figura 2.1.2 é causado pelo movimento orbital dos elétrons, da seguinte forma :

- O momento mecânico é ligado ao momento angular magnético.
- O "Spin" é ligado ao momento magnético do "Spin".
- Adicionalmente, o núcleo possui um momento magnético do núcleo.

O momento magnético TOTAL é formado pelos vários momentos magnéticos mencionados, sendo que a proporção da contribuição de cada momento magnético é distinta :

- O momento angular magnético atribui uma pequena contribuição ao momento magnético total do átomo.
- O momento magnético do núcleo também atribui uma contribuição pequena ao momento magnético total do átomo.
- O momento magnético do "Spin" atribui uma contribuição grande e é determinante para as características magnéticas.

Por este motivo, o momento magnético do "Spin" é que define o "MAGNETO ELEMENTAR".

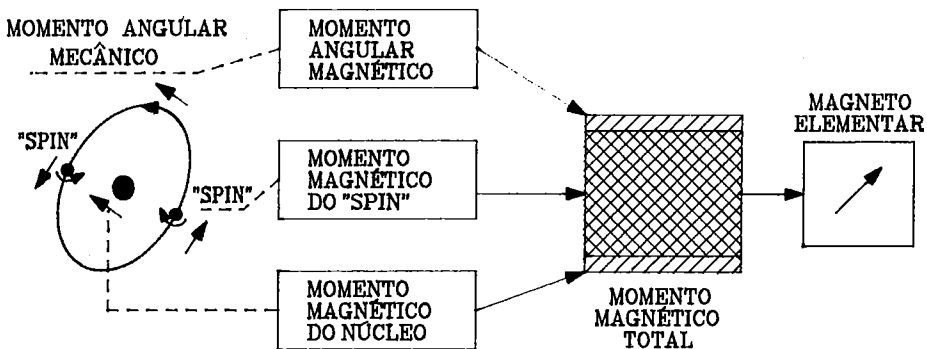


FIG: 2.1.2. REPRESENTAÇÃO DO "MAGNETO ELEMENTAR"

O átomo pode ser considerado como um giroscópio, devido aos elétrons que circulam nas órbitas, em analogia a um giroscópio mecânico. Por essa razão, também é chamado de "Giroscópio Atômico".

## INFLUÊNCIA DO CAMPO MAGNÉTICO EXTERIOR

Um campo magnético exterior gera para todos os átomos, independente ou não da configuração dos elétrons, um momento magnético adicional. Isso acontece pela seguinte razão : os giroscópios atômicos exercem um movimento adicional pela influência da força do campo magnético exterior, enquanto os átomos se movimentam ao redor da direção do campo magnético atuante, a que denomina-se "Precessão de LARMOR".

Como conseqüência, é induzido sobre os átomos um momento magnético que tem direção oposta ao campo exterior excitante.

Com base neste modelo atômico, é possível a interpretação dos seguintes fenômenos magnéticos :

## DIAMAGNETISMO

Os materiais diamagnéticos são caracterizados pelos átomos que não possuem o momento ativo para fora.

Explicação : Nos materiais diamagnéticos existe uma saturação recíproca total de todos os momentos angulares e dos "Spins". Sobre a atuação de um campo magnético externo nos átomos, somente causam efeito os momentos da Precessão de Larmor, os quais são opostos à direção do campo magnético.

Resultado : Os materiais diamagnéticos são expulsos para um campo magnético não homogêneo. Os materiais diamagnéticos que interessam para os ensaios não destrutivos são, por exemplo, os metais : cobre, chumbo e zinco.

## PARAMAGNETISMO

Os átomos dos materiais paramagnéticos possuem um momento magnético permanente em contraposição aos materiais diamagnéticos, pelo fato de não existir a saturação recíproca dos elétrons.

Esses materiais, macroscopicamente, não mostram magnetismo enquanto não atuar sobre eles um campo magnético externo. Isso acontece pelo seguinte motivo : no espaço de campo nulo, os momentos magnéticos existentes nos átomos são orientados em forma irregular completa. Por isso, os respectivos efeitos são compensados para fora.

Só com a intensidade do campo exterior crescente os Magnetos Elementares se posicionam em direção ao campo magnético, proporcionalmente ao crescimento do mesmo.

Resultado : O campo magnético gera, então, pequena magnetização observável de fora. O efeito paramagnético agora não é oposto, e sim, age no mesmo sentido do campo exterior. O efeito paramagnético se sobrepõe e prevalece sobre o efeito diamagnético. Por esse motivo, os materiais diamagnéticos são atraídos para dentro do campo magnético não homogêneo.

A magnetização dos materiais paramagnéticos depende intensamente da temperatura, porque o movimento térmico reage contra as forças alinhadas do campo magnético exterior.

Representantes dos metais paramagnéticos são : alumínio, estanho e magnésio.

## ÁREAS MAGNÉTICAS

Devido à colocação estreita dos átomos numa Rede Cristalina, são produzidas forças adicionais de acoplamento entre os "Spins" dos elétrons que não estão saturados. Já sem campo magnético externo, os "Spins" dos elétrons causam uma

orientação completa dos momentos magnéticos dos átomos, dentro de pequenas áreas. Estas áreas são denominadas **ÁREAS MAGNÉTICAS**.

## **FERROMAGNETISMO**

Os materiais ferromagnéticos são aqueles nos quais são formadas áreas magnéticas.

A formação espontânea da magnetização dentro das áreas magnéticas é atribuída a um intenso campo magnético molecular interno. Para isso, são responsáveis forças ativas de permuta entre os átomos e as moléculas.

O aparecimento do ferromagnetismo ou do paramagnetismo depende da atividade das forças de permuta citadas.

As forças baseiam-se no seguinte efeito : os elétrons exteriores dos átomos, bem próximos na rede cristalina, são influenciados não só pelo próprio átomo, como também pelos átomos vizinhos.

Também no ferromagnetismo o movimento térmico dos átomos reage contra a orientação dos momentos magnéticos. Neste contexto, aparece uma temperatura característica chamada o **PONTO DE CURIE** (temperatura de Curie ).

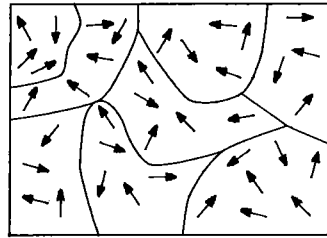
O Ponto de Curie é a temperatura em que desaparece o ferromagnetismo. A esta temperatura estão em equilíbrio as forças que causam a orientação paralela dos "Spins" dos elétrons e as forças resultantes do transporte de calor, que produzem uma distribuição irregular.

**SEM CAMPO MAGNÉTICO** — os materiais ferromagnéticos não são magnéticos para fora, apesar da orientação completa dos momentos magnéticos dos átomos nas áreas magnéticas. O motivo está evidenciado na figura 2.1.3. As orientações da magnetização dos magnetos elementares (orientações estas representadas por flechas), mostram distribuição irregular nas áreas magnéticas. Por isso os efeitos compensam-se para fora.

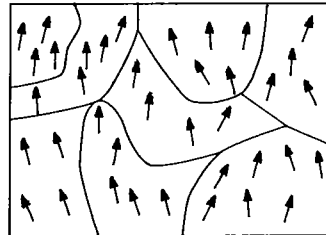
**NO CAMPO MAGNÉTICO COM FRACA INTENSIDADE** — já se realiza uma orientação não só de alguns dos momentos magnéticos dos átomos, mas também das áreas magnéticas completas. Este caso está esquematizado na figura 2.1.4. A consequência é a ocorrência de uma perceptível magnetização macroscópica pelas áreas magnéticas.

**INTENSIFICAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO EXTERIOR** — se o campo magnético exterior está intensificado, como consequência, mais e mais orientam-se as áreas magnéticas em direção ao campo. Quando todas as áreas magnéticas estão orientadas na direção do campo magnético, como é mostrado na figura 2.1.5, chega-se à magnetização máxima. Esta magnetização máxima chama-se **SATURAÇÃO MAGNÉTICA**.

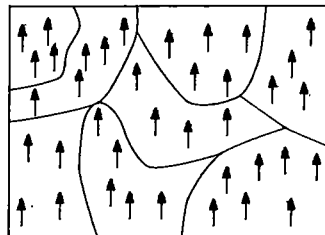
**ELIMINAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO EXTERIOR** — se é eliminado o campo magnético exterior, permanece no material ferromagnético uma quantidade definida de magnetização, que é denominada **MAGNETISMO REMANENTE**.



**FIG. 2.1.3.**  
**DISTRIBUIÇÃO IRREGULAR DA MAGNETIZAÇÃO NAS ÁREAS MAGNÉTICAS**



**FIG. 2.1.4**  
**ORIENTAÇÃO PARCIAL DAS ÁREAS MAGNÉTICAS**



**FIG. 2.1.5**  
**ORIENTAÇÃO COMPLETA DAS ÁREAS MAGNÉTICAS (SATURAÇÃO MAGNÉTICA)**

O **MOTIVO** é que uma parte das áreas magnéticas orientadas, persiste na direção do campo magnético antes aplicado.

Para o desaparecimento do magnetismo remanente, é necessário um campo magnético com direção oposta ou tratamento térmico do material.

Exemplo de material ferromagnético : ferro.

## ANTIFERROMAGNETISMO

Existem materiais que se distinguem também por magnetização espontânea, do mesmo modo que os ferromagnéticos, ainda que se apresentem para fora, em forma diamagnética.

A interpretação é a seguinte : supõe-se que a rede atômica seja composta de duas sub-redes ferromagnéticas, as quais são deslocadas uma contra a outra.

As unidades da rede possuem na verdade um "Spin" paralelo, mas nas redes deslocadas um "Spin" oposto. Desse modo, os respectivos efeitos se compensam para fora completamente.

Exemplos típicos são:  $\alpha - Fe_2 O_3$ ;  $Mn O$ ;  $Mn F_2$

## FERRIMAGNETISMO

Os materiais ferrimagnéticos têm uma estrutura na qual as duas sub-redes, caracterizadas pelo "Spin" antiparalelo, são ocupadas de forma diferente. Os materiais correspondentes chamam-se FERRITA. Esses materiais mostram comportamento ferrimagnético e são constituídos na maioria por : óxido de ferro, de níquel e de manganês, com os quais fabricam-se peças de cerâmica sintetizada.

## 2.2 QUANTIDADES CARACTERÍSTICAS MAGNÉTICAS

Esta seção representa uma descrição fenomenológica da relação entre a intensidade do campo magnético exterior e a magnetização macroscópica gerada no material.

### INTENSIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO

Na figura 2.2.1 está mostrada a geração de um campo magnético homogêneo e constante, por meio de uma bobina.

A bobina é atravessada por uma corrente contínua e a homogeneidade do campo magnético é identificada pelas linhas deste campo, que são retas, passando por dentro da bobina numa mesma distância, paralelamente uma à outra.

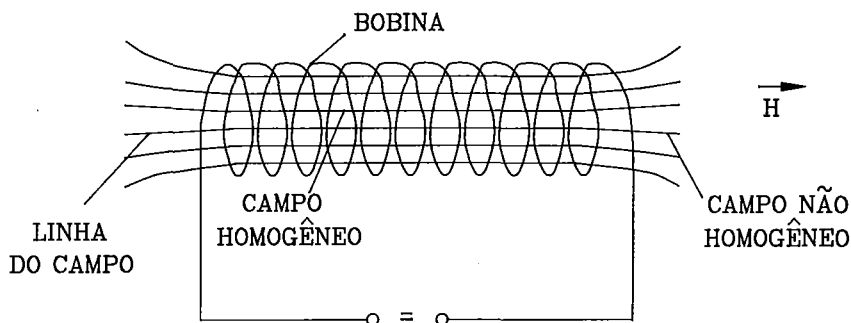


FIG: 2.2.1. INTENSIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO

Quando as linhas que representam o campo magnético se dispersam nas proximidades da bobina, significa a existência de um campo magnético não homogêneo. A inconstância do direcionamento das linhas varia à medida que se distancia da bobina.

Por este motivo é necessário definir o campo magnético por uma quantidade vetorial que se chama Intensidade do Campo Magnético  $H$ .

A intensidade do campo magnético dentro de uma bobina comprida, percorrida

pela corrente, é calculada por :

$$|\vec{H}| = H = \frac{In}{l} \quad (2.2.1)$$

onde

$I$  = Intensidade da corrente da bobina [A]

$n$  = Número de enrolamentos da bobina

$l$  = Comprimento da bobina [m]

$H$  = Intensidade do campo magnético [A/m]

A unidade de intensidade do campo magnético é Ampère/metro.

Se a bobina for atravessada por uma corrente de intensidade igual a 1 Ampère e o número de enrolamentos por metro  $n/l$  é igual a 100, a intensidade do campo magnético é 100 [A/m].

### FLUXO MAGNÉTICO $\Phi$

O fluxo magnético está relacionado com o campo magnético gerado dentro de uma bobina percorrida por uma corrente, conforme está demonstrado na figura 2.2.2. O fluxo magnético é formado pelo conjunto de todas as linhas magnéticas do campo, existentes na bobina.

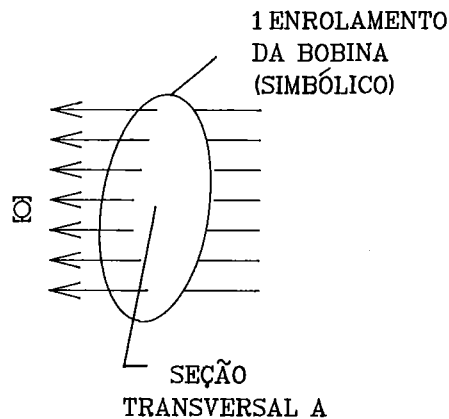


FIG. 2.2.2 FLUXO MAGNÉTICO

### LEI DE INDUÇÃO DE FARADAY

A alteração temporal do fluxo magnético induz uma tensão elétrica num condutor de  $n$  enrolamentos, que circunda o fluxo magnético. Esta tensão elétrica induzida é calculada da seguinte maneira :

$$U_{\text{ind}} = -n \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.2.2)$$

A tensão induzida  $U_{\text{ind}}$  é proporcional ao número de enrolamentos  $n$  da bobina, assim como a variação temporal, a qual altera o fluxo magnético ou respectivamente a intensidade do campo. Isso está representado na figura 2.2.3.

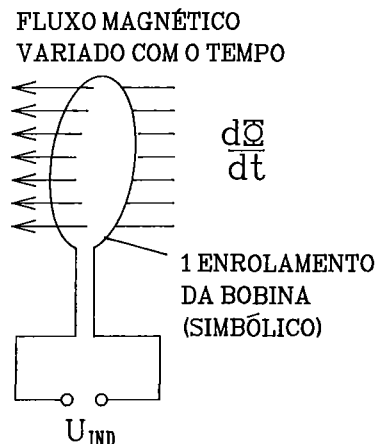


FIG. 2.2.3 EXPLICAÇÃO DA LEI DE INDUÇÃO DE FARADAY

A equação (2.2.2) serve como equação de definição para unidade do fluxo magnético. A unidade do fluxo magnético é Volt. segundo (Vs).

### DENSIDADE DO FLUXO MAGNÉTICO (INDUÇÃO) $\vec{B}$

Se o fluxo magnético é referido à seção transversal  $A$  da bobina que está penetrada pelo fluxo magnético total, tem-se como resultado a densidade do fluxo magnético  $\vec{B}$ , que também é chamada de Indução Magnética.

A intensidade da densidade do fluxo magnético é calculada por :

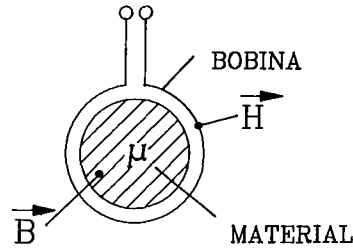
$$|\vec{B}| = B = \frac{\Phi}{A} \quad (2.2.3)$$

Com isso,  $\vec{B}$  é um vetor, porque a direção na qual as linhas do campo penetram na seção  $A$  é decisiva para a quantidade do fluxo magnético.

Unidade de  $B$  : Volt. segundo/metro quadrado [Vs/m<sup>2</sup>].

## PERMEABILIDADE MAGNÉTICA

A densidade do fluxo magnético pode ser considerada numa bobina, na qual encontra-se um material específico, caso este representado na figura 2.2.4.



A densidade do fluxo magnético  $\vec{B}$  depende da intensidade magnética  $\vec{H}$  e das características magnéticas do material referido. Para isso é válida a seguinte relação :

FIG. 2.2.4 PERMEABILIDADE MAGNÉTICA

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.2.4)$$

onde :

$\mu$  = Permeabilidade total [Vs/Am]

A permeabilidade é a quantidade que caracteriza o comportamento magnético do material. Para compreender melhor a permeabilidade, pode-se defini-la como a tendência do material de amplificar as linhas de força magnética.

Unidade de  $\mu$  : Volt-segundo/Ampére.metro [Vs/Am]

A relação análoga à equação (2.2.4), válida no caso de existir vácuo no interior da bobina, está indicada na figura 2.2.5. É válida a relação :

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} \quad (2.2.5)$$

onde :

$\vec{B}_0$  = Densidade do fluxo magnético no vácuo

$\mu_0$  = Constante do campo magnético-permeabilidade no vácuo

A constante do campo magnético é definida com base no Sistema Internacional (SI) de unidades :

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{Vs/Am}] = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{H/m}] \quad (2.2.6)$$

com  $[\text{H}] = [\text{Henry}] = [\text{Vs/Am}]$

Em geral não se usa a permeabilidade total, mas a permeabilidade relativa. Essa resulta se a permeabilidade total do material se refere à constante do campo magnético. Quer dizer :

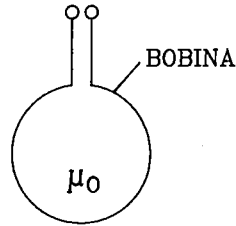


FIG. 2.2.5      CONSTANTE DO CAMPO MAGNÉTICO

$$\mu_{\text{rel}} = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.2.7)$$

No vácuo — e como valor aproximado também para o ar — a permeabilidade total  $\mu$  é igual à constante do campo magnético  $\mu_0$ , de modo que  $\mu_{\text{rel}} = 1$ .

Da relação (2.2.7) resulta, para a equação (2.2.4) :

$$\vec{B} = \mu_{\text{rel}} \mu_0 \vec{H} = \mu_{\text{rel}} \vec{B}_0 \quad (2.2.8)$$

No material com permeabilidade relativa  $\mu_{\text{rel}}$ , a densidade do fluxo magnético é  $\mu_{\text{rel}}$  vezes maior que a densidade do fluxo magnético no vácuo ou no ar.

## MAGNETIZAÇÃO

As características magnéticas de um material podem ser descritas também pela magnetização  $\vec{J}$ . A magnetização e sua geração, foram explicadas usando o modelo atômico na seção 2.1. A magnetização resultante da densidade do fluxo magnético  $\vec{B}$  dentro de um material, distingue-se da magnetização do vácuo e do ar.

A magnetização é definida pela densidade magnética adicional, a qual é causada pelo material.

$$\vec{J} = \vec{B} - \vec{B}_0 = \mu_{rel} \mu_0 \vec{H} - \mu_0 \vec{H} = (\mu_{rel} - 1) \mu_0 \vec{H} \quad (2.2.9)$$

ou reduzida :

$$\vec{J} = \kappa \vec{B}_0 \quad (2.2.10)$$

com isso temos :

$$\vec{J} = \text{Magnetização [Vs/m}^2\text{]}$$

$$\kappa = \mu_{rel} - 1 = \text{Suscetibilidade magnética}$$

Do mesmo modo que a intensidade do campo magnético  $\vec{H}$  e a densidade do fluxo magnético  $\vec{B}$ , também a magnetização  $\vec{J}$  é um vetor. Da equação (2.2.10) resulta a distinção dos seguintes casos :

$J$  é **positivo**, se  $\kappa$  é maior que zero ou  $\mu_{rel}$  é maior que um. Quer dizer, a magnetização tem a mesma direção que o campo magnético externo. Este caso existe nos materiais paramagnéticos e ferromagnéticos.

$J$  é **negativo** se  $\kappa$  é menor que zero ou  $\mu_{rel}$  é menor que um. Quer dizer, a magnetização tem direção oposta ao campo magnético externo. Por isso, o material é expulso de um campo magnético não homogêneo. Este caso existe nos materiais diamagnéticos.

MATERIAIS DIAMAGNÉTICOS	MATERIAIS PARAMAGNÉTICOS	MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS
NITROGÊNIO $-7.3 \cdot 10^{-9}$	AR $+0.36 \cdot 10^{-6}$	$K = K (H)$ $\sim 10^3 \text{ ATÉ } 10^5$
ÁGUA $-9 \cdot 10^{-6}$	OXIGÊNIO $+1.81 \cdot 10^{-6}$	
COBRE $-10 \cdot 10^{-6}$	ESTANHO $+3.6 \cdot 10^{-6}$	
ZINCO $-13.4 \cdot 10^{-6}$	ALUMÍNIO $+19.6 \cdot 10^{-6}$	
PRATA $-26.4 \cdot 10^{-6}$	PALÁDIO $+228 \cdot 10^{-6}$	
BISMUTO $-160 \cdot 10^{-6}$	PLATINA $+270 \cdot 10^{-6}$	

TABELA 2.2.1 SUSCETIBILIDADES MAGNÉTICAS ( $\kappa$ )

As suscetibilidades magnéticas de alguns materiais à temperatura ambiente, estão mostradas na tabela 2.2.1.

## PONTO DE CURIE

A magnetização, e com isso também a suscetibilidade magnética, dependem da temperatura, porque o movimento térmico dos átomos produz um efeito de desorientação sobre os "Spins" dos elétrons.

Para os materiais paramagnéticos é válida a **LEI DE CURIE** :

$$\kappa = \frac{C}{T} \quad (2.2.11)$$

onde :

C = Constante

T = Temperatura Absoluta [K]

A **LEI DE CURIE** significa : a suscetibilidade magnética é inversamente proporcional à temperatura absoluta (vale para temperaturas não baixas demais).

Os materiais ferromagnéticos perdem as suas propriedades ferromagnéticas quando chegam à temperatura de Curie. Acima da temperatura de Curie o comportamento destes materiais passa a ser paramagnético. Por conseguinte, a suscetibilidade magnética também obedece a uma equação – análoga à equação (2.2.11) – para temperatura T maior que  $\Theta$ . Por isso, no denominador da equação (2.2.11) aparece a diferença entre a temperatura absoluta e a temperatura de Curie, resultando assim na seguinte lei :

$$\kappa = \frac{C}{T - \Theta} \quad (2.2.12)$$

onde :

C = Constante

T = Temperatura absoluta [K]

$\Theta$  = Temperatura de Curie [K]

O ponto de Curie, que está representado pela temperatura de Curie, depende intensamente da liga do material. Existem ligas ferromagnéticas nas quais o ponto de Curie está colocado abaixo da temperatura ambiente. Nestes casos, já com temperatura ambiente, o ferromagnetismo é convertido ao paramagnetismo. Os pontos de Curie de alguns materiais ferromagnéticos estão mostrados na tabela 2.2.2.

MATERIAL	PONTO DE CURIE [°C]
NÍQUEL	372
FERRO PURO	774
COBALTO	1.131

TABELA 2.2.2 PONTO DE CURIE DE ALGUNS MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS

### 2.3 CURVA DE MAGNETIZAÇÃO

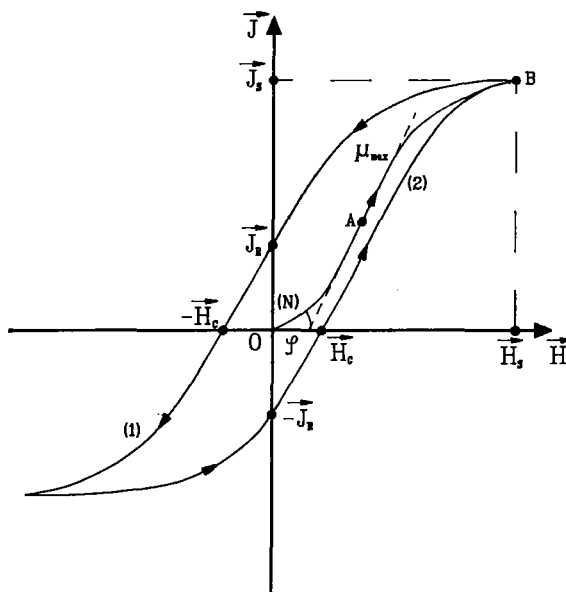
No estado não magnetizado, os materiais ferromagnéticos possuem as áreas magnéticas em colocação irregular.

Como foi explicado na seção 2.1 sobre o ferromagnetismo, um campo magnético externo executa uma orientação dos momentos magnéticos nas áreas magnéticas do material. Através deste fato, dá-se uma magnetização macroscópica, observável externamente. Neste caso, a permeabilidade  $\mu$  não é mais uma constante, e sim, depende da intensidade do campo magnético  $\vec{H}$  e da temperatura T. Devido a isso, para os materiais ferromagnéticos, a equação (2.2.9) é substituída pela dependência geral :

$$J \text{ proporcional } \mu (H) H \quad (2.3.1)$$

Com estes fatos obtém-se a **CURVA DE MAGNETIZAÇÃO**, que está representada de forma esquemática na figura 2.3.1.

Saindo do estado não magnetizado, resulta a **NOVA CURVA (N)**, pelo aumento da intensidade do campo magnético do ponto O, passando pelo ponto A até o ponto B. Na parte de A-B, quando aumenta a intensidade do campo magnético, as áreas de magnetização viram na direção do campo externo, sendo que alguns destes precedentes são irreversíveis.



Se a curva atinge o ponto B, significa que o campo magnético tem o valor  $H_s$ .

FIG. 2.3.1 ESQUEMA DA CURVA DE MAGNETIZAÇÃO (CICLO DE HISTERESE)

Neste caso, todos os momentos magnéticos elementares têm o sentido do campo magnético externo (veja figura 2.1.5), e como consequência, aparece a saturação. A intensidade do campo magnético  $H_s$ , com a qual a magnetização da saturação  $J_s$  é alcançada, chama-se intensidade do campo magnético da saturação.

Se a intensidade do campo magnético volta a  $H = 0$ , permanece um resto de magnetização chamado **REMANÊNCIA**, o qual é mostrado na curva (1) para  $H = 0$ .

A razão do aparecimento da remanência, é que os precedentes irreversíveis influenciam para que os momentos magnéticos permaneçam na direção do campo

magnético anteriormente aplicado. Somente nos precedentes reversíveis, os momentos magnéticos voltam à direção irregular. Para a eliminação do magnetismo remanente, deve-se aplicar uma intensidade magnética de intensidade  $H_c$ , na direção oposta.

A intensidade do campo magnético da qual resulta a magnetização de valor zero, chama-se **INTENSIDADE COERCIVA DO CAMPO MAGNÉTICO**.

Se a intensidade do campo magnético aumenta no mesmo sentido, também aparece a saturação na mesma proporção, mas com o valor negativo de  $H_s$ . Este fenômeno também existe se percorrermos a curva (2). A área compreendida pela curva de histerese, é uma medida que determina a energia necessária para o ciclo de histerese da magnetização. Esta energia está convertida em energia de calor (perda de histerese). A forma da curva de histerese é influenciada pelas diferentes características dos materiais.

CARACTERÍSTICAS MAGNÉTICAS DOS MATERIAIS	DEPENDÊNCIAS
- PERMEABILIDADE - SUSCETIBILIDADE - SATURAÇÃO MAGNÉTICA - REMANÊNCIA - INTENSIDADE COERCIVA DO MATERIAL	COMPOSIÇÃO DA LIGA, ESTRUTURA DA TEXTURA, IMPUREZAS, TENSÕES ELÁSTICAS, DEFORMAÇÕES PLÁSTICAS, TRATAMENTO TÉRMICO

A curva de magnetização (figura 2.3.1), resulta da dependência entre a permeabilidade e a intensidade do campo magnético. Da figura 2.3.1 resulta que o aclave da curva é dado por :

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{J}{H} \quad (2.3.2)$$

Da relação (2.3.1) também resulta que :

$$\mu(H) \text{ proporcional } \frac{J}{H} \quad (2.3.3)$$

Da combinação das relações (2.3.2) e (2.3.3) tem-se que o traçado da permeabilidade  $\mu(H)$  é representado pelo aclave (tangente) da nova curva do ciclo da magnetização. O traçado da permeabilidade, assim obtido em função da intensidade do campo magnético  $H$ , está mostrado na figura 2.3.2. No ponto zero da figura 2.3.1,  $\mu$  possui um valor constante.

Com o aumento da intensidade do campo magnético, também aumenta a permeabilidade e chega ao máximo próximo ao ponto A, onde a nova curva tem o gradiente máximo. Com o aumento sucessivo da intensidade do campo magnético, decresce a permeabilidade de forma contínua até o estado de saturação, onde chega novamente a um valor final constante.

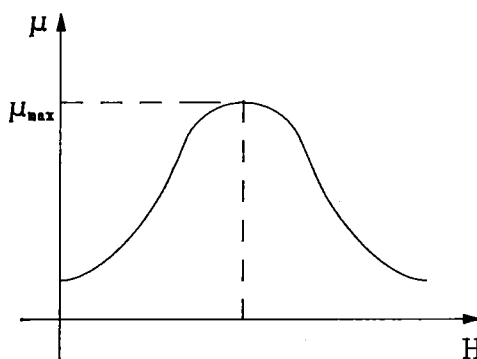


FIG. 2.3.2 PERMEABILIDADE EM FUNÇÃO DA INTENSIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO  $H$

Esse traçado de permeabilidade, dependente da intensidade do campo magnético, representa um papel importante para os ensaios não destrutivos dos materiais ferromagnéticos. Este fato será discutido com maiores detalhes quando forem tratados os casos de utilização.

Por esta razão, o conhecimento das quantidades características magnéticas e a dependência delas da intensidade do campo magnético e da temperatura, são importantes para se obter resultados corretos, aplicando-se as técnicas das correntes parasitas.

### 3. FUNDAMENTO DAS TÉCNICAS DE CORRENTES PARASITAS

A base do método de correntes parasitas é detectar variações nas propriedades eletromagnéticas do material a ser inspecionado, através de um campo magnético alternado.

Os fundamentos essenciais do método de correntes parasitas serão tratados primeiramente de forma qualitativa.

#### 3.1 PRINCÍPIO DO MÉTODO

O material testado é caracterizado através da :

- \* permeabilidade magnética  $\mu$  (em especial, para material ferromagnético)
- \* condutividade elétrica  $\sigma$
- \* dimensões geométricas

O material é colocado no campo de ação de um campo magnético alternado, o qual é produzido por uma bobina de teste alimentada por corrente alternada, como mostrado na figura 3.1.1.

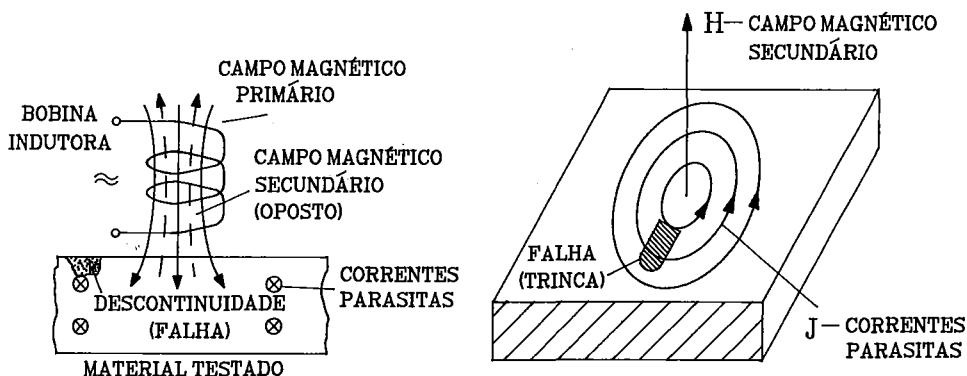


FIG. 3.1.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DO MÉTODO DE CORRENTES PARASITAS

A bobina que gera o campo magnético alternado chama-se bobina indutora. Essa bobina gera o campo magnético primário  $H_p$ , que por sua vez gera as correntes parasitas no material testado. Essas correntes parasitas geram um campo magnético secundário  $H_s$ , em direção contrária ao campo primário.

O sinal de medição da bobina é formado da sobreposição do campo primário e secundário.

Para melhor entendimento dos processos do método de correntes parasitas, ver o diagrama da figura 3.1.2.

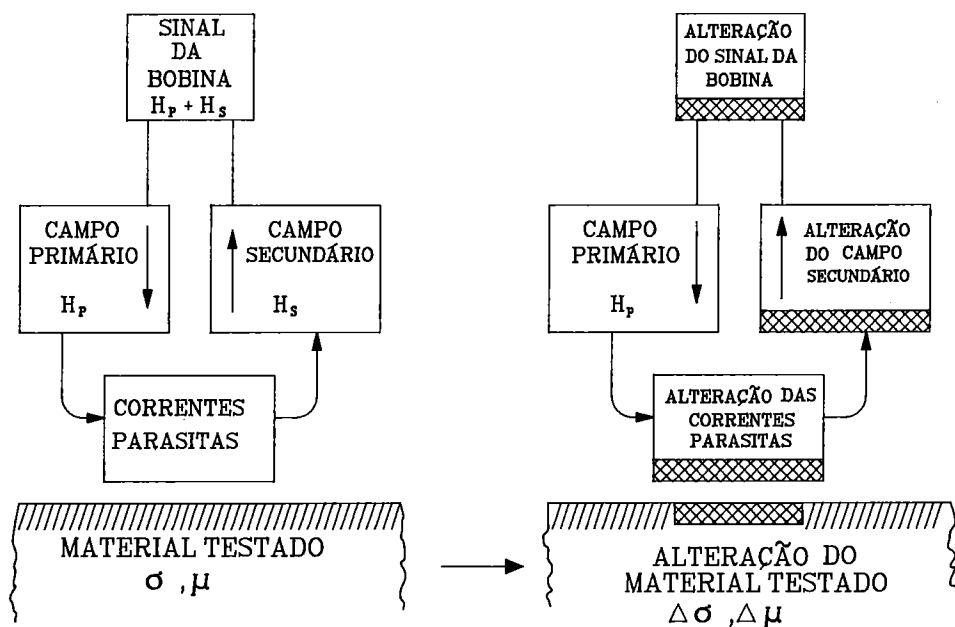


FIG. 3.1.2 ILUSTRAÇÃO DO FUNCIONAMENTO DO MÉTODO DE CORRENTES PARASITAS

Para o método de correntes parasitas existem, então, dois campos magnéticos. O campo primário, gerado pela bobina indutora, alimentada por corrente alternada, e o campo secundário (em direção oposta ao campo primário), gerado no material testado.

Os dois campos magnéticos sobrepõem-se e formam o sinal da bobina de teste. A

bobina de teste e o material testado formam assim uma unidade e o sinal da bobina depende da :

- \* geometria do sistema de teste
- \* frequência do teste
- \* características magnéticas e elétricas do material testado
- \* dimensões do material testado

Estas dependências do sinal da bobina formam a base do método de correntes parasitas e permitem de maneira não destrutiva, medir os exemplos seguintes :

- \* alteração das dimensões das peças trabalhadas (diâmetro e espessura).
- \* classificação dos materiais com respeito às diferentes características magnéticas e elétricas.

Um outro grande campo de aplicação do método das correntes parasitas é a detecção de descontinuidades. Uma irregularidade no material, como por exemplo, a trinca mostrada na figura 3.1.1, não permite a passagem das correntes parasitas, impedindo que elas contornem as descontinuidades(trincas). A trinca causa uma alteração local das características elétricas e magnéticas, gerando assim uma alteração local da intensidade das correntes parasitas. Esta, por sua vez, realiza uma alteração do sinal de medição da bobina, na qual a descontinuidade pode ser detectada. O decurso destes acontecimentos está representado como Diagrama de Bloco no lado direito da figura 3.1.2. O fundamento da detecção de descontinuidades é caracterizado pelo movimento da bobina sobre o material testado, com a distância constante.

Na utilização prática do método de correntes parasitas, distinguem-se pelo arranjo das bobinas de teste, os seguintes métodos :

- \* sonda de superfície
- \* sonda interna
- \* sonda externa

### 3.2 TIPOS DE SONDAS

**SONDAS DE SUPERFÍCIE** – para inspeção das superfícies são utilizadas as bobinas indutoras, em forma de sonda de superfície. A sonda de superfície é pequena, se comparada com a peça de teste. Por isso, o sinal é causado somente na pequena área da interface, entre a sonda e o material. O eixo do arranjo da sonda fica, em geral, colocado perpendicularmente ao corpo testado. As possibilidades de aplicação estão mostradas de forma esquemática na figura 3.2.1.

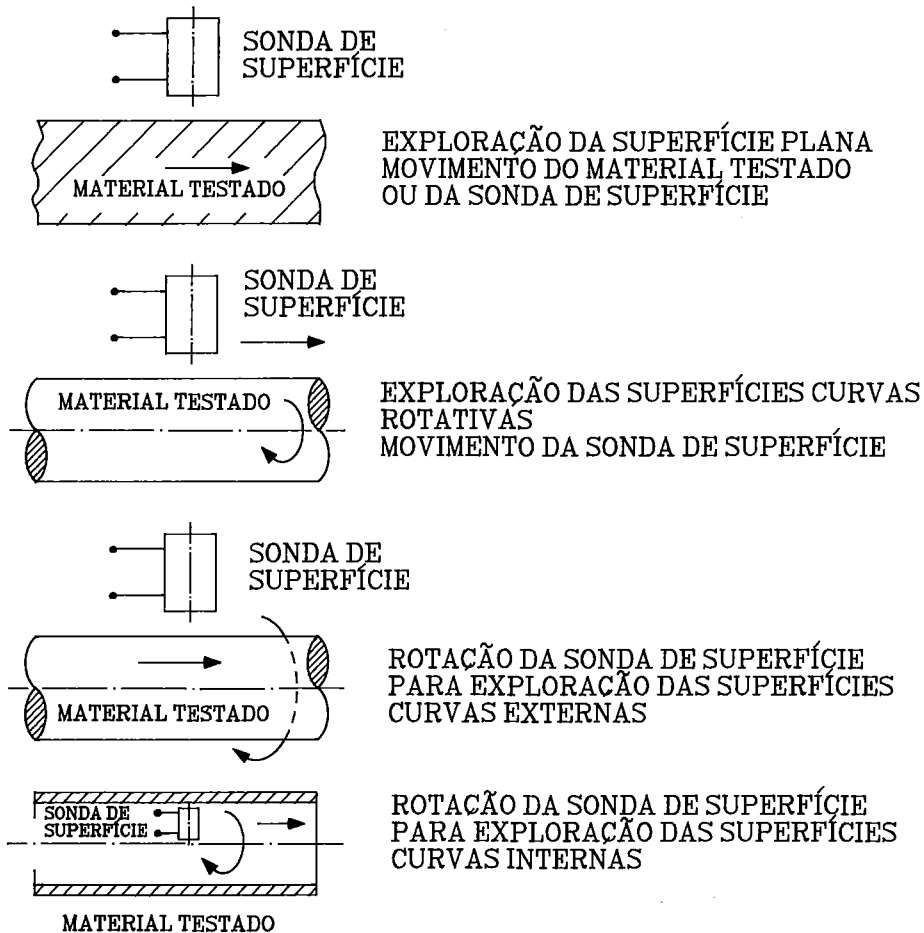


FIG. 3.2.1 POSSIBILIDADES DE APLICAÇÃO POR MEIO DE SONDAS DE SUPERFÍCIE

A construção de uma sonda de superfície é feita normalmente com duas bobinas, conforme esquematizado na figura

3.2.2. A bobina indutora gera o campo magnético primário. Na bobina de medição é recebido o sinal emitido pelo campo magnético composto, que resulta da superposição dos campos magnéticos primário e secundário. Frequentemente usa-se o núcleo da bobina de material ferromagnético para amplificar o campo magnético.

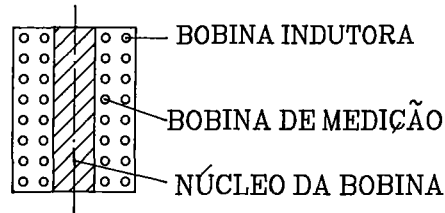


FIG. 3.2.2 CONSTRUÇÃO ESQUEMÁTICA DE UMA SONDA DE SUPERFÍCIE

**SONDA INTERNA E EXTERNA** – para ensaios de peças cilíndricas, são utilizadas bobinas indutoras em forma de sonda, interna ou externa. Esta sonda é um arranjo coaxial da bobina indutora e da bobina de medição, cujo eixo em geral tem a mesma direção que o eixo da peça cilíndrica.

A figura 3.2.3 mostra as duas possibilidades de aplicação com sonda interna e externa.

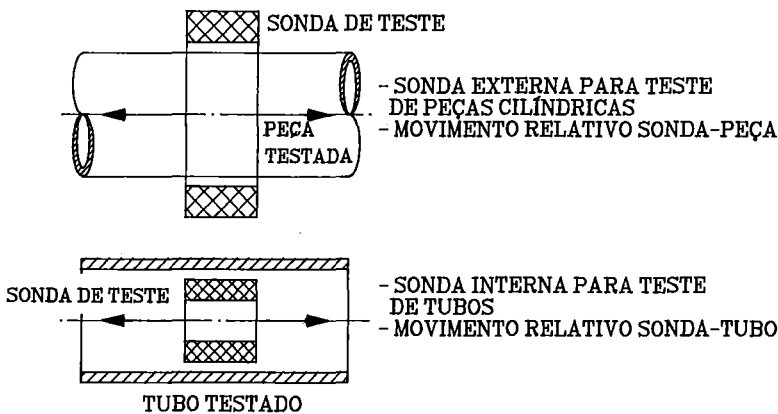


FIG. 3.2.3 APLICAÇÃO DE SONDA INTERNA E EXTERNA

Mais detalhes sobre a construção das sondas serão tratados nos capítulos seguintes.

A diferença entre sondas de superfícies e sondas internas se manifesta primeiramente nos seguintes pontos :

- \* direção do campo magnético primário
- \* direção das correntes parasitas induzidas

As direções do campo magnético e das correntes parasitas induzidas, são mostradas para a sonda de superfície na figura 3.1.1, e para a sonda externa na figura 3.2.4. Em particular, as direções das correntes parasitas em comparação com a localização da descontinuidade é de importância essencial para a detectabilidade das descontinuidades e da sensibilidade do método das correntes parasitas.

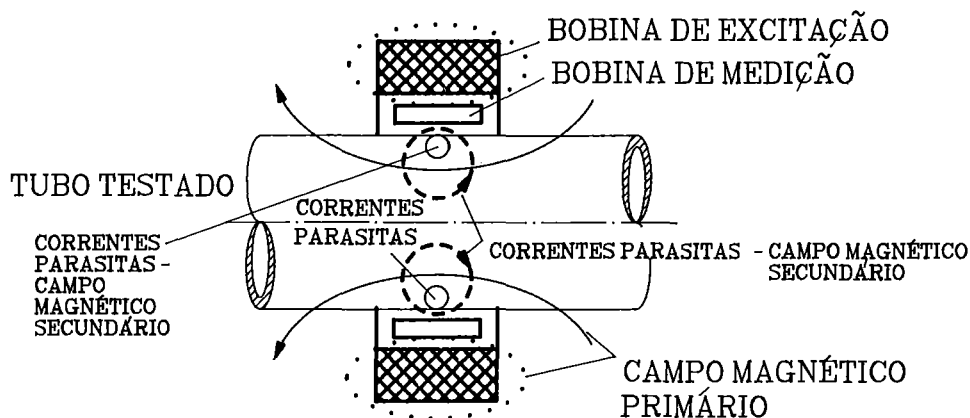


FIG. 3.2.4 DIREÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO E DAS CORRENTES EM UMA SONDA EXTERNA

**REGRA GERAL** : se a descontinuidade estiver situada na direção das correntes parasitas, a detectabilidade é pequena, porque as correntes parasitas contornam facilmente a descontinuidade.

Se a descontinuidade estiver situada perpendicularmente à direção das correntes parasitas, a detectabilidade da mesma é grande, porque a descontinuidade causa grande resistência às correntes parasitas. Este fato é importante para a seleção

correta das sondas. Se a localização das possíveis discontinuidades não é conhecida, muitas vezes é necessário fazer o ensaio com uma combinação de sondas de superfície e sondas interna ou externa.

### 3.3 CARACTERÍSTICAS DAS CORRENTES PARASITAS

As correntes parasitas podem ser induzidas somente com arranjos magnéticos alternados, e com isso, a bobina indutora é excitada com uma tensão alternada.

Na seção seguinte serão tratados os regulamentos fundamentais deste método.

#### CAMPO MAGNÉTICO ALTERNADO

Uma bobina cilíndrica indutora, como a mostrada na figura 3.3.1, está excitada com uma tensão alternada  $U$ . Como consequência, é gerada na bobina uma corrente alternada  $I$ , que produz na bobina um campo magnético alternado.

O ponto essencial aqui, é que o campo magnético  $H$  e o fluxo magnético  $\Phi$  na bobina, variam no mesmo ritmo temporal.

Na seção 2.2 já foi tratado que, numa bobina composta de  $n$  enrolamentos é induzida uma tensão elétrica  $U_{ind}$ , por um fluxo magnético  $\Phi$ , que varia com o tempo. Esta tensão induzida é calculada conforme a Lei de Indução de Faraday (ver equação 2.2.2) e forma a tensão de medição  $U_m$ .

$$U_m = -n \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.3.1)$$

A tensão induzida é proporcional ao número de enrolamentos  $n$  da bobina e proporcional à alteração temporal do fluxo magnético  $d\Phi / dt$ .

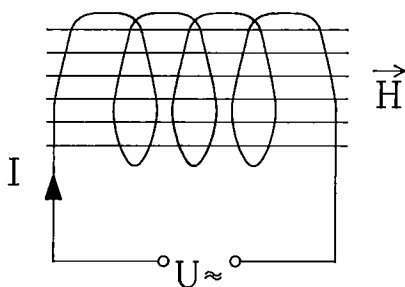


FIG. 3.3.1 GERAÇÃO DE UM CAMPO MAGNÉTICO ALTERNADO

O sinal negativo indica que a tensão induzida é oposta à tensão que excita a bobina indutora. O valor da tensão de medição depende, por um lado do número de enrolamentos da bobina e por outro lado, da alteração temporal do fluxo magnético. O número de enrolamentos é uma quantidade característica da bobina e esta quantidade pode ser escolhida dependendo da finalidade do ensaio. O fluxo magnético depende do material testado e do arranjo do ensaio. Este fato é esclarecido pelo arranjo do ensaio, conforme mostrado na figura 3.3.3.

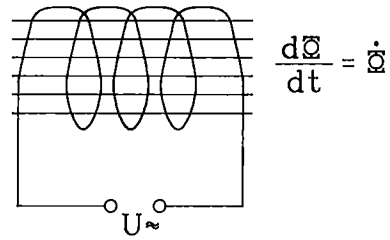


FIG. 3.3.2 INDUÇÃO DA TENSÃO DE MEDIÇÃO

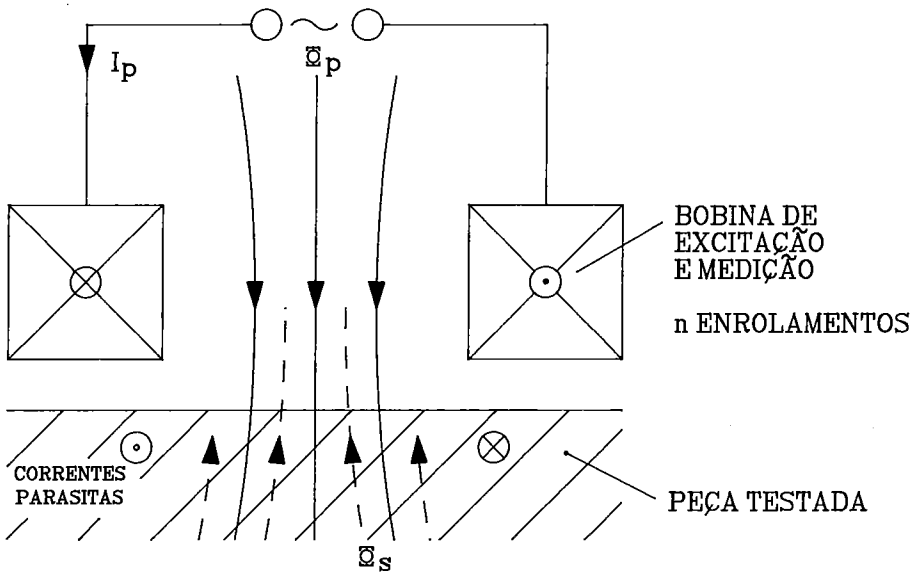


FIG. 3.3.3 DETERMINAÇÃO DO FLUXO MAGNÉTICO EFETIVO

O princípio de trabalho do método das correntes parasitas já foi explicado através da figura 3.1.2. A corrente  $I_p$  da bobina indutora gera um campo magnético primário  $H_p$ , que por sua vez, produz o fluxo magnético primário  $\Phi_p$ .

A penetração do  $\Phi_p$  no material testado causa as correntes parasitas, as quais produzem o fluxo magnético secundário  $\Phi_s$ . O fluxo magnético secundário é oposto ao fluxo magnético primário. A diferença entre o fluxo magnético primário  $\Phi_p$  e o fluxo magnético secundário  $\Phi_s$ , induz a tensão de medição efetiva na bobina.

$$\Phi = \Phi_p - \Phi_s \quad (3.3.2)$$

A relação entre o fluxo magnético efetivo, a densidade do fluxo magnético efetivo B e a intensidade efetiva do campo magnético H, é dada usando-se as equações (2.2.3) e (2.2.8), por :

$$\Phi = BA = \mu_{rel} \mu_o HA \quad (3.3.3)$$

A tensão de medição é calculada através da lei de indução (3.3.1), desconsiderando-se o sinal negativo :

$$U_m = n \mu_{rel} \mu_o A \frac{dH}{dt} \quad (3.3.4)$$

O cálculo da intensidade efetiva do campo magnético H será discutido para um arranjo simples do ensaio no capítulo 5.

Para uma bobina SEM material testado dentro, como mostrado na figura 3.3.2, pode-se calcular a intensidade do campo magnético H de forma aproximada, usando a equação (2.2.1). Neste caso, para calcular a tensão de medição, obtém-se a seguinte equação :

$$U_m = \frac{n^2 \mu_{rel} \mu_o A}{l} \frac{dI}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad (3.3.5)$$

onde:

$$L = \frac{n^2 \mu_{rel} \mu_o A}{l} = \text{Indutância} \quad (3.3.6)$$

com:

- n** = Número de enrolamentos da bobina
- A** = Seção transversal da bobina [m<sup>2</sup>]
- l** = Comprimento da bobina [m]
- $\mu_{rel}$**  = Permeabilidade relativa
- $\mu_0$**  = Constante do campo magnético

A indutância L depende das quantidades características da bobina n, l e A, assim como da permeabilidade do material dentro da bobina.

A unidade de L é Volt.segundo/Ampére [Vs/A] ou 1Vs/A = 1 Henry [H]

Exemplo : Considerando uma bobina de fio de cobre com os seguintes dados :

$$n = 100 ; l = 5 * 10^{-2} \text{ m} ; A = 10^{-3} \text{ m}^2$$

Material da bobina : Ar :  $\mu_r = 1$  ;  $\mu_0 = 4\pi * 10^{-7}$  [H/m]

Através da equação (3.3.6), resulta para a indutância o valor  $L = 1,26 * 10^{-3}$  H ou 1,26 mH, que equivale a :  $10^{-3}$  H = (1miliHenry) mH

Material : ferro doce com a permeabilidade relativa efetiva  $\mu_r = 100$

Indutância da bobina (com ferro doce) :  $L = 126$  miliHenry [mH]

A indutância L causa uma reatância indutiva para a corrente alternada que atravessa a bobina, sendo que este processo pode ser explicado com a ajuda da figura 3.3.4.

A bobina tem uma **INDUTÂNCIA L** e uma **RESISTÊNCIA R**. Este fato vale também se a bobina e o material testado estiverem juntos.

A tensão U da bobina é composta da queda da tensão da resistência R – segundo a Lei de Ohm  $U = IR$  – e mais a queda de tensão da indutância L, correspondente à equação (3.3.5).

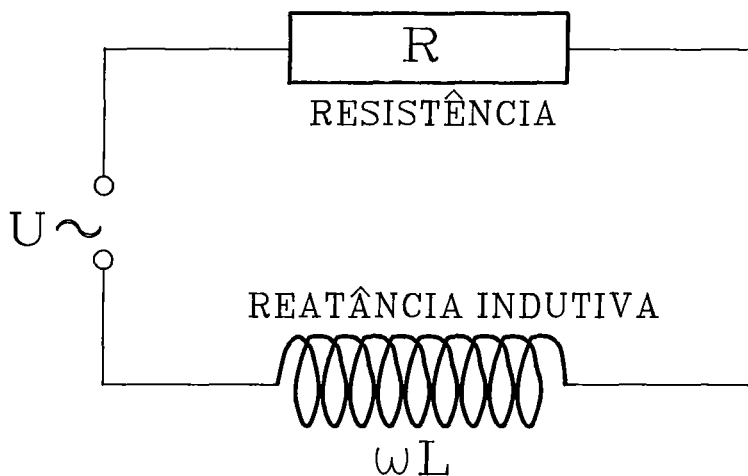


FIG. 3.3.4 CIRCUITO EQUIVALENTE DE BOBINA

$$U = IR + L \frac{dI}{dt} \quad (3.3.7)$$

A tensão alternada pode ser representada pela função senoidal :

$$U = U_0 \text{ sen } \omega t \quad (3.3.8)$$

onde:

$\omega$  =  $2\pi f$  = Freqüência angular

$f$  = Freqüência de teste

$U_0$  = Valor máximo da tensão

Com a existência de uma indutância, ocorre uma defasagem entre a corrente e a tensão, sendo que a corrente atrasa a tensão. Este fato pode ser expresso pela relação :

$$I = I_0 \text{ sen } (\omega t - \alpha) \quad (3.3.9)$$

onde:

$I_0$  = Valor máximo da corrente

$\alpha$  = Rotação de fase entre corrente e tensão

## PLANO COMPLEXO DA IMPEDÂNCIA

Os sinais da sonda podem ser calculados e apresentados de maneira simples, se a corrente e a tensão estiverem representadas através de números complexos.

Definição de um número complexo:

$$Z = x + jy$$

$x$  = Número real

$jy$  = Número imaginário

$j$  = Unidade imaginária, definida por  $j^2 = -1$ ;  $j = \sqrt{-1}$

$Z$  é mostrado no plano complexo (ver figura 3.3.5) por um ponto, cuja distância  $x$  chama-se parte real e cuja distância  $y$  chama-se parte imaginária do número complexo  $Z$ . Por outro lado, a impedância é representada por uma seta que é apontada do ponto zero diretamente ao ponto  $Z$ . A seta é definida pelo módulo  $|Z|$  (comprimento da seta) e pela fase  $\alpha$  (ângulo). Da figura 3.3.5 resulta :

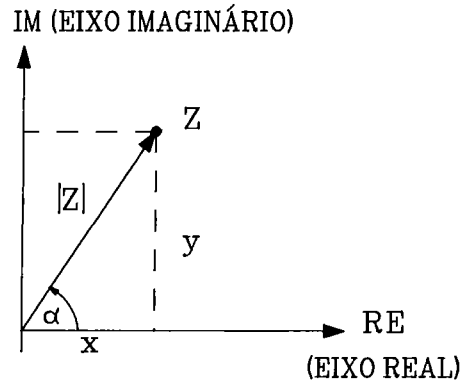


FIG. 3.3.5 PLANO COMPLEXO

$$x = |z| \cos \alpha ; y = |z| \operatorname{sen} \alpha ; |z| = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.3.10)$$

e com isto

$$z = |z| (\cos \alpha + j \operatorname{sen} \alpha) \quad (3.3.11)$$

A fórmula de EULER:

$$e^{j\alpha} = \cos \alpha + j \operatorname{sen} \alpha \quad (3.3.12)$$

permite que a relação (3.3.11) possa ser transformada em:

$$z = |z| e^{j\alpha} \quad (3.3.13)$$

Se  $\alpha = \omega t$  é substituído, o ponto Z traça um círculo com raio  $|Z|$  no plano complexo. Isto significa que a seta Z circula com velocidade angular constante, como é mostrado na figura 3.3.6. A projeção deste movimento relativo no eixo real é :

$$x = |z| \cos \omega t$$

e no eixo imaginário é :

$$y = |z| \sin \omega t$$

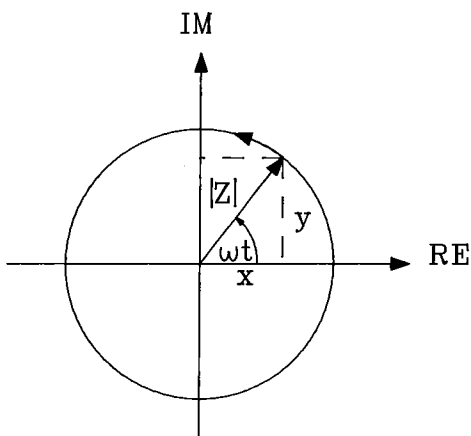


FIG. 3.3.6 ROTAÇÃO DO VETOR

Cada projeção forma uma oscilação harmônica. Em lugar das equações (3.3.8) e (3.3.9) pode-se representar a tensão e a corrente de modo análogo, pelos termos complexos :

$$U = |U| e^{j\omega t} \quad (3.3.14)$$

$$I = |I| e^{j(\omega t - \alpha)} \quad (3.3.15)$$

onde:

$$|U| = U_0 = \text{Valor máximo da tensão}$$

$$|I| = I_0 = \text{Valor máximo da corrente}$$

A integração das equações (3.3.14) e (3.3.15) na equação (3.3.7), tem os seguintes resultados, utilizando :

$$\frac{dI}{dt} = j\omega |I| e^{j(\omega t - \alpha)}$$

$$|U| e^{j\omega t} = |I| R e^{j(\omega t - \alpha)} + j\omega L |I| e^{j(\omega t - \alpha)}$$

disto,

$$|U| e^{j\alpha} = |I| (R + j\omega L)$$

e modificado:

$$\frac{|U|}{|I|} e^{j\alpha} = R + j\omega L = Z \quad (3.3.16)$$

onde:

$Z$  = IMPEDÂNCIA COMPLEXA

$|Z|$  = MÓDULO DA IMPEDÂNCIA COMPLEXA

$R$  = RESISTÊNCIA

$\omega L$  = REATÂNCIA

Estas quantidades podem ser representadas no plano complexo da impedância, como está mostrado na figura 3.3.7. Correspondente à representação complexa da corrente e tensão, resulta para a impedância :

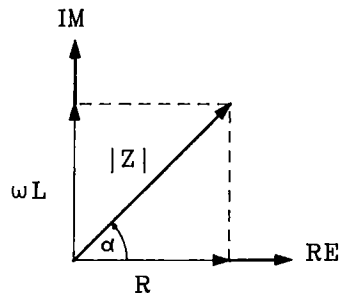


FIG. 3.3.7 PLANO COMPLEXO DA IMPEDÂNCIA

$$Z = |Z| e^{j\alpha} \quad (3.3.17)$$

onde:

$$|Z| = \frac{U}{I} = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$$

Da figura 3.3.7, resulta para a defasagem :

$$\text{tg } \alpha = \frac{\omega L}{R} \quad (3.3.18)$$

A rotação de fase  $\alpha$  entre a corrente e tensão no circuito de corrente alternada é tanto maior quanto menor for a resistência em comparação à reatância.

Para  $R = 0$  resulta  $\alpha = 90^\circ$ . Isto significa que a corrente em relação à tensão está atrasada por  $T/4$ , como está mostrada na figura 3.3.8.

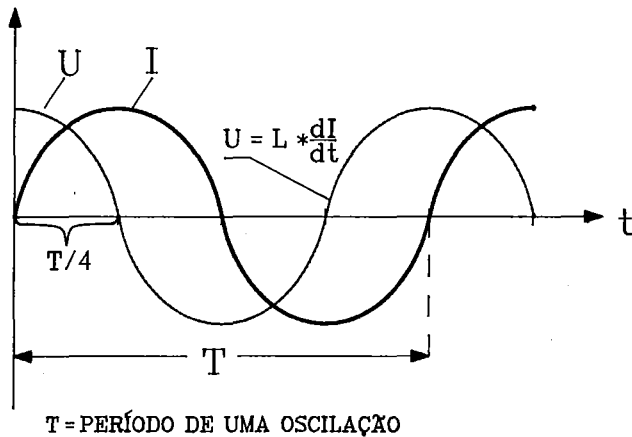


FIG. 3.3.8 TRAÇADO DA CORRENTE E TENSÃO ( $R=0$ )  $T$  = PERÍODO DE UMA OSCILAÇÃO

Para  $L = 0$ , se não existe uma indutância,  $\alpha = 0$ . Neste caso, desaparece a rotação de fase entre corrente e tensão. A lei de OHM é completamente válida, também para circuitos de corrente alternada, se os termos complexos forem aplicados para as quantidades  $I$ ,  $U$  e  $Z$ .

Depois da explicação dos processos dentro de uma bobina, serão discutidas as características fundamentais de um arranjo de ensaio com correntes parasitas, sendo constituído por uma sonda de superfície e pelo material testado, como está mostrado de forma esquemática na figura 3.3.9. O princípio do método já foi explicado por meio da figura 3.3.3.

O campo magnético causado pela bobina, gera um fluxo magnético primário  $\Phi_p$ . Perpendicular ao fluxo magnético primário variante com o tempo, são induzidas as correntes parasitas, que correm em linhas fechadas.

Normalmente as correntes parasitas circulam em direção paralela aos enrolamentos da bobina e à superfície do material testado. A ocorrência das correntes parasitas está limitada à região do fluxo magnético primário. A frequência escolhida determina a profundidade de penetração do campo magnético no material testado.

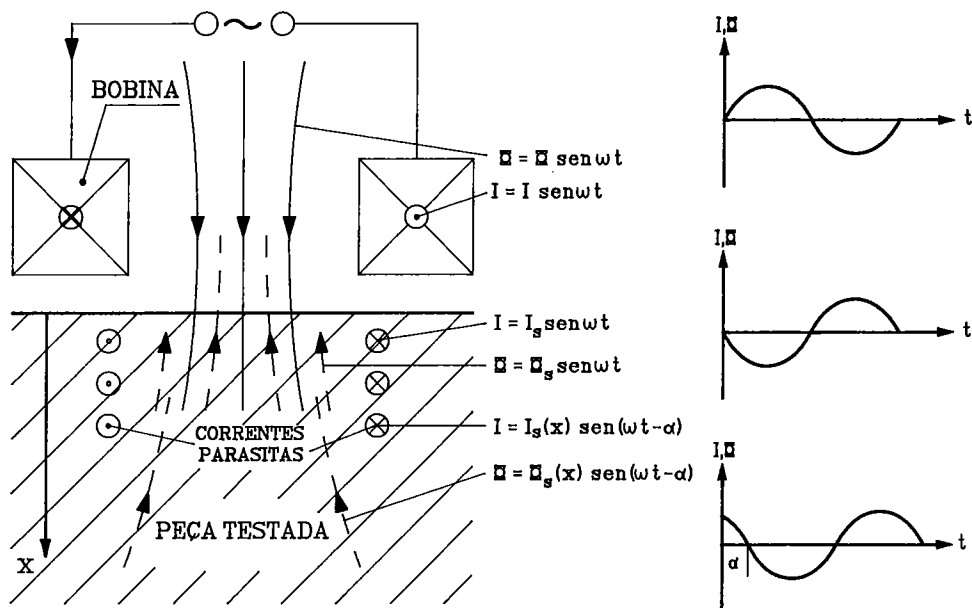


FIG. 3.3.9 DISTRIBUIÇÃO DO FLUXO MAGNÉTICO E DAS CORRENTES PARASITAS NO ARRANJO COM SONDA DE SUPERFÍCIE

Como será explicado com mais detalhes, é válida a seguinte regra : quanto mais alta for a frequência, menor será a profundidade de penetração e maior a densidade das correntes parasitas perto da superfície do material testado.

Este efeito chama-se **DESLOCAMENTO DO CAMPO MAGNÉTICO**  $\Phi_p$ , baseado no inglês, **"SKIN EFFECT"** (EFEITO PELICULAR).

Tal efeito é muito importante para os ensaios não destrutivos , visando a detecção de variação no material e de discontinuidades próximas à superfície.

O cálculo quantitativo do enfraquecimento do sinal, manifestado pela profundidade de penetração do campo magnético no material testado, será tratado na seção seguinte.

Além do enfraquecimento do sinal com a profundidade crescente, aparece também nos sinais uma rotação de fase que é de grande importância para a análise e a interpretação das correntes parasitas. Isto está mostrado no lado direito da figura 3.3.9. Estão indicados os termos algébricos para a corrente da bobina e o fluxo magnético primário, assim como para o fluxo magnético secundário e as intensidades das correntes parasitas. Ao lado, estão indicados os traçados temporais correspondentes aos sinais.

É mostrado que, com a profundidade de penetração crescente, aumenta a rotação de fase entre a corrente da bobina indutora e as correntes parasitas geradas. Além disso, apresenta-se o enfraquecimento com penetração crescente.

Estes efeitos serão tratados agora, quantitativamente.

### EFEITO PELICULAR ( "SKIN EFFECT" )

O motivo da ocorrência do efeito pelicular é o seguinte : as correntes parasitas geradas em qualquer lugar dentro do material testado, geram o campo secundário, que é oposto ao campo magnético primário. Desse modo, o fluxo magnético efetivo diminui. Este, por sua vez, causa uma diminuição das correntes parasitas, quando aumenta a profundidade no material.

Por outro lado, pode-se considerar as correntes parasitas perto da superfície do material testado como uma blindagem para o campo magnético primário, enfraquecendo-o e diminuindo a intensidade das correntes parasitas em profundidades maiores.

A equação diferencial para distribuição das correntes induzidas é dada por :

$$\nabla^2 i = \sigma \mu \frac{\partial i}{\partial t} \quad (3.3.19)$$

onde:

- $i$  = Densidade das correntes parasitas
- $\sigma$  = Condutividade elétrica
- $\mu$  = Permeabilidade magnética
- $\nabla^2$  = Operador LAPLACE (segunda derivação de posição)

A solução da equação (3.3.19), para um material testado de volume semi-infinito, é dada por :

$$i_x = i_0 e^{-\alpha x} \text{sen} (\omega t - \alpha x) \quad (3.3.20)$$

onde:

- $i_x$  = Densidade das correntes parasitas no ponto  $x$  do material testado
- $i_0$  = Densidade das correntes parasitas na superfície do material testado
- $\alpha$  =  $x/d$  = Fase
- $d$  = Profundidade de penetração padrão (ver equação 3.3.23)

A equação (3.3.20) pode ser desmembrada em dois componentes :

- (1) ENFRAQUECIMENTO EXPONENCIAL da intensidade das correntes parasitas, em função da profundidade de penetração, descrito por :

$$\frac{i_x}{i_0} \text{proporcional } e^{-\frac{x}{d}} \quad (3.3.21)$$

- (2) AUMENTO DA ROTAÇÃO DE FASE das correntes parasitas, em função da profundidade de penetração, descrito por :

$$\frac{i_x}{i_0} \text{proporcional } \text{sen} \left( \omega t - \frac{x}{d} \right) \quad (3.3.22)$$

## PROFUNDIDADE DE PENETRAÇÃO PADRÃO

A relação (3.3.20) é válida para um material testado com volume semi-infinito e um campo magnético plano, excitante, como está mostrado na figura

3.3.10. Conforme a relação (3.3.21), a intensidade das correntes parasitas diminui exponencialmente em função da profundidade de penetração.

Se o enfraquecimento tem valor  $(1/e)$  36,8%, define-se a PROFUNDIDADE DE PENETRAÇÃO PADRÃO, calculada por :

$$d = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{10^7}{\mu_{rel} \sigma f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.23)$$

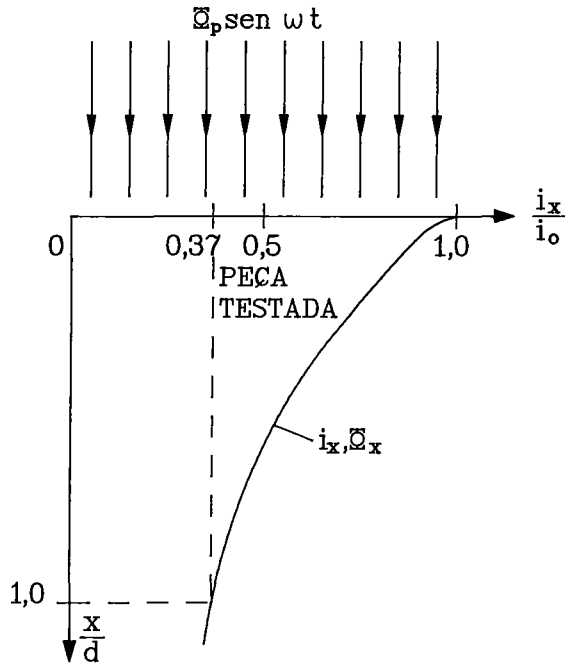


FIG 3.3.10 DISTRIBUIÇÃO DA DENSIDADE DAS CORRENTES PARASITAS

onde:

$d$  = Profundidade de penetração padrão [mm]

$\mu = \mu_{rel} \mu_0$  = Permeabilidade magnética [H/m]

$\sigma$  = Condutividade elétrica [m/ $\Omega$ mm<sup>2</sup>]

$f$  = Freqüência da bobina [s<sup>-1</sup>]

Para materiais não ferromagnéticos vale  $\mu_{rel} = 1$ . Se é dada a condutividade elétrica, a profundidade de penetração depende da freqüência.

Como ilustração, representa-se na figura 3.3.11 a profundidade de penetração em função da freqüência da sonda, para os seguintes materiais :

(a) COBRE

$$\mu = \mu_0 = 1,26 * 10^{-6} \text{ H/m}$$

$$\sigma = 52 \text{ m}/\Omega\text{mm}^2$$

(b) AÇO AUSTENÍTICO

$$\mu = \mu_0 = 1,26 * 10^{-6} \text{ H/m}$$

$$\sigma = 1,4 \text{ m}/\Omega\text{mm}^2$$

A profundidade de penetração-padrão é válida para as condições mencionadas do material testado com volume semi-infinito e campo magnético plano. Este caso ideal não encontra-se na realidade. Para material testado com dimensões finitas, ocorrem profundidades de penetração diferentes, dependendo da espessura do material. Os valores calculados mediante a equação (3.3.23), são considerados valores aproximados.

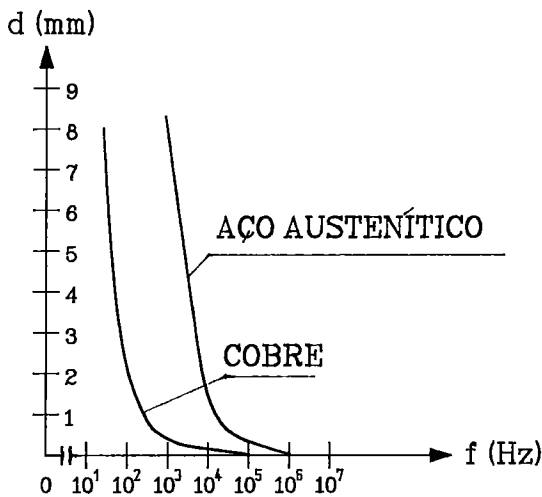


FIG 3.3.11 PROFUNDIDADE DE PENETRAÇÃO EM FUNÇÃO DA FREQUÊNCIA DA BOBINA

### ROTAÇÃO DE FASE PADRÃO

A rotação de fase padrão, entre a densidade das correntes parasitas na superfície (sinal excitante), e a densidade das correntes parasitas na profundidade  $x$  (sinal de medição), é calculada por meio da relação (3.3.22).

$$\alpha = \frac{x}{d} [\text{rad}] \quad (3.3.24a)$$

ou

$$\alpha = 57 * \frac{x}{d} [\text{grau}] \quad (3.3.24b)$$

Os resultados para um campo magnético plano e um material testado com volume semi-infinito, são representados na figura 3.3.12. Se a profundidade de penetração  $x$  do campo magnético é igual à profundidade de penetração-padrão  $d$ , a rotação de fase é 57 graus ou 1 radiano.

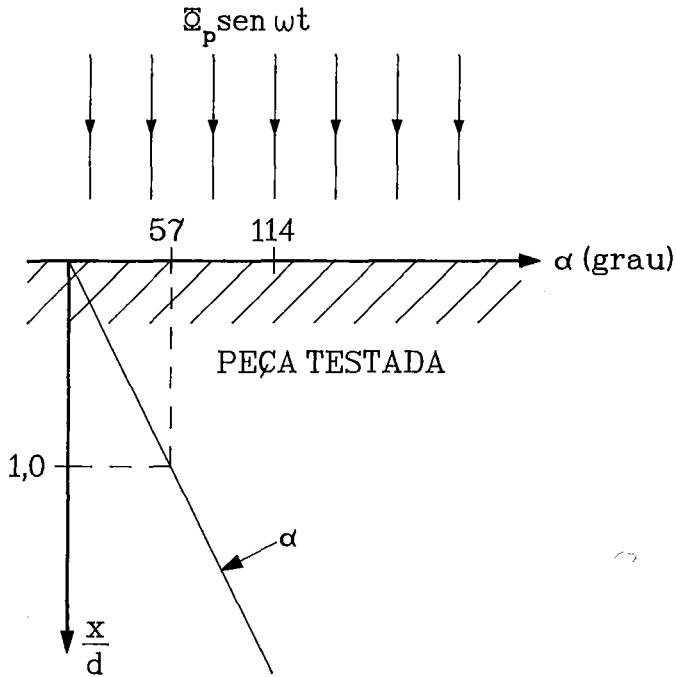


FIG. 3.3.12 ROTAÇÃO DE FASE EM FUNÇÃO DA PROFUNDIDADE

Isto significa que as correntes parasitas na

posição  $x = d$  estão em retardamento de fase de 57 graus com relação às correntes parasitas na superfície. Para uma profundidade no valor de duas profundidades de penetração-padrão, tem-se uma rotação de 114 graus. Estes resultados são exatamente válidos somente para as condições ideais já mostradas.

Para material testado com diferente forma geométrica, ocorrem rotações de fase diferentes.

A ocorrência da rotação de fase é importante, em particular, para a localização e identificação de discontinuidades, mediante o método das correntes parasitas. Assim, discontinuidades na superfície causam rotações de fase menores que discontinuidades localizadas mais para o interior do material, possibilitando com isso a localização da discontinuidade. Em resumo, pode-se qualificar os seguintes fatos essenciais do método de correntes parasitas :

\* A corrente alternada da bobina indutora gera o campo magnético primário, que

penetra no material testado.

- \* As correntes parasitas são causadas pelo campo magnético primário, as quais, por sua vez, provocam o campo magnético secundário, oposto ao campo magnético primário. Por estes efeitos, o campo magnético primário se enfraquece à medida que aumenta a profundidade no material.
- \* A rotação de fase também se apresenta entre o sinal da bobina indutora e o sinal de medição, influenciada pelas correntes parasitas e o campo magnético secundário.

Para o enfraquecimento e a rotação de fase é decisiva a profundidade de penetração, a qual depende da frequência do ensaio e das características do material (condutividade elétrica e permeabilidade magnética).

- \* A rotação de fase produzida forma a base essencial para localização e identificação das descontinuidades.

**REPRESENTAÇÃO DO SINAL DE MEDIÇÃO** : com base na figura 3.3.7, foi explicado que o plano complexo da impedância se presta especialmente bem à representação do sinal de medição. A forma de representação está mostrada no exemplo de arranjo com sonda de superfície, na figura 3.3.13. O ponto  $P_0$  representa a impedância da bobina, composta pela resistência  $R_0$  e a reatância  $\omega L_0$ , SEM material testado.

A colocação do material no campo magnético da sonda, causa uma variação do sinal, porque o campo magnético secundário, gerado pelas correntes parasitas, sobrepõe-se ao campo magnético primário. O campo magnético composto atua diretamente na bobina de medição e muda a impedância. Por este motivo, pode-se determinar o efeito do material testado e suas características, diretamente pela variação da impedância.

Pela ação do material testado sobre a bobina de medição, o ponto  $P_0$  se move ao ponto  $P (R, \omega L)$  no plano complexo.

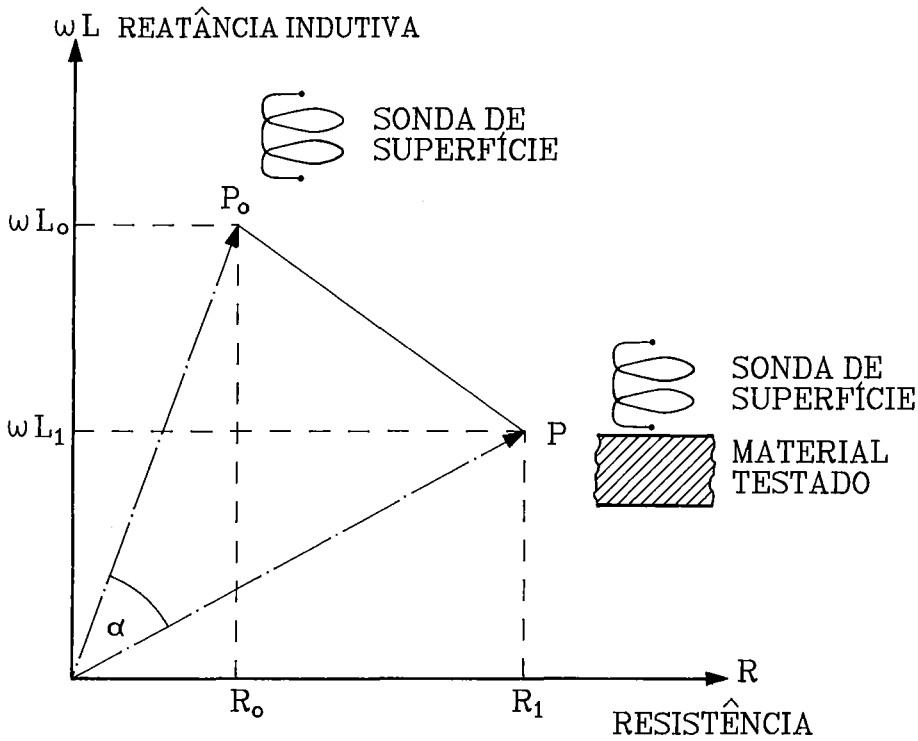


FIG. 3.3.13 REPRESENTAÇÃO DO SINAL DE MEDIÇÃO NO PLANO COMPLEXO

No caso de materiais não ferromagnéticos  $\mu_{rel} = 1$ , a posição do ponto P depende sobretudo dos seguintes parâmetros :

- \* Arranjo geométrico do ensaio
- \* Frequência do ensaio
- \* Condutividade elétrica
- \* Distância bobina-material testado

Para materiais ferromagnéticos, adicionalmente :

- \* Permeabilidade magnética

A influência das quantidades mencionadas sobre a impedância da bobina de medição, será tratada de forma qualitativa nas seções seguintes.

### 3.4 CURVA DE FREQUÊNCIA

A frequência do ensaio exerce influência sobre a impedância do arranjo sonda-material testado, e com isso, fixa a posição do ponto operacional P no plano complexo. A finalidade é averiguar a posição do ponto operacional no plano complexo, em função da frequência do ensaio. Pelo fato do ponto P mover-se sobre uma curva no plano complexo, esta curva é denominada **CURVA DE FREQUÊNCIA**.

O efeito pelicular desempenha um papel importante se a frequência do ensaio for alternada. Como está mostrado na figura 3.3.11, para baixas frequências a profundidade de penetração é grande e a densidade das correntes parasitas é pequena. Para altas frequências, a profundidade de penetração é pequena e a densidade das correntes parasitas é alta, na superfície do material testado.

Para a investigação da curva de frequência, consideremos um arranjo de ensaio como está esboçado na figura 3.4.1. A bobina de medição, neste exemplo uma sonda de superfície, está colocada à distância A do material não ferromagnético. Este material possui condutividade elétrica  $\sigma$  e permeabilidade relativa  $\mu_r = 1$ . A frequência  $f$  da bobina indutora é variável, alterando-se de baixa até alta frequência. Na figura 3.4.1 está representada na ordenada, a reatância do arranjo do ensaio,  $\omega L$ , com relação à reatância da bobina SEM

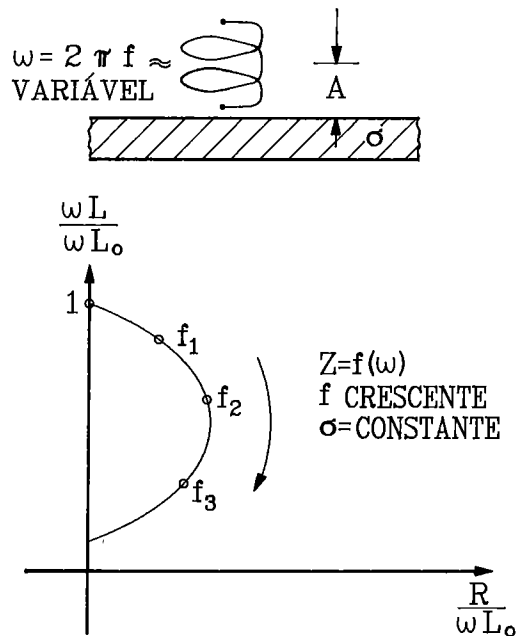


FIG. 3.4.1 TRAÇADO DA CURVA DE FREQUÊNCIA

material testado,  $\omega L_0$ . Esta padronização dá uma representação geralmente válida da curva de frequência.

Para se conseguir também uma escala padronizada da abscissa, se representa neste eixo a resistência do arranjo de ensaio R com relação à  $\omega L_0$ .

A alteração da frequência, de muito baixa até muito alta, produz uma curva para o ponto operacional P, de forma quase semicircular.

### INTERPRETAÇÃO DO TRAÇADO DA CURVA DE FREQUÊNCIA

A interpretação seguinte baseia-se na hipótese de que se pode desprezar a resistência  $R_0$  da bobina. Esta hipótese é bem aproximada, porque o material da bobina é normalmente cobre, que possui boa condutância elétrica. O traçado da curva pode ser interpretado pelos seguintes fatos :

\* Para a frequência  $f = 0$  não são geradas correntes parasitas (correntes contínuas). Por isso, a impedância da bobina não muda e, então, vale  $\omega L = \omega L_0$ . Pela padronização feita para o ponto P na ordenada, resulta  $\omega L / \omega L_0 = 1$ .

Em outras palavras : para a frequência  $f = 0$ , o ponto P (veja figura 3.4.1) está situado no valor 1 da ordenada.

\* Com o aumento da frequência ocorrem dois efeitos:

- A profundidade de penetração do campo magnético decresce, e portanto a densidade das correntes parasitas aumenta na região da geração das mesmas. A densidade das correntes parasitas aumentada, causa uma amplificação do campo magnético secundário. O campo secundário maior, que é oposto ao campo magnético primário, reduz a reatância do arranjo do ensaio.
- As perdas das correntes parasitas aumentam devido à elevada densidade das mesmas. Por isso,  $R / \omega L_0$  aumenta com frequência crescente.

\* Esta tendência prossegue até as perdas manifestadas por R, onde alcançam um valor máximo.

\* Acréscimos adicionais de frequências :

- reduzida a profundidade de penetração, ocorre o aumento da densidade das correntes parasitas. O campo magnético secundário ainda cresce mais, e portanto, segue decrescendo a reatância do arranjo do ensaio.
- diminui o volume de geração das correntes parasitas, porque continua decrescendo a profundidade de penetração. Devido a um menor volume ativo das correntes parasitas, diminui também R.

Esta interpretação do traçado da curva de frequência é de forma qualitativa. Um cálculo quantitativo será apresentado posteriormente no capítulo 5.

### 3.5 CURVA DE CONDUTIVIDADE

Depois da frequência, o próximo fator de influência será a condutividade elétrica do material.

Quando foi estudado o efeito pelicular na seção 3.3, ficou evidente que a profundidade de penetração depende tanto da frequência como da condutividade elétrica. Neste caso, a frequência será constante, e numa experiência imaginária, será variada a condutividade elétrica do material, de zero até infinito.

A finalidade desta experiência é obter a posição do ponto operacional no plano complexo e determinar o traçado da curva de condutividade. A equação (3.3.23) mostra que a profundidade de penetração depende **IGUALMENTE** da condutividade elétrica e da frequência.

Pela variação da condutividade elétrica deve resultar um traçado análogo da curva, ao da variação da frequência, porque a forma do traçado é dependente do comportamento das correntes parasitas e do campo magnético secundário gerado por elas. Para a investigação da curva de condutividade, consideremos um arranjo de ensaio como está esboçado na figura 3.5.1.

A bobina de medição está colocada à distância  $A$ , constante, do material, e possui indutância  $L_0$ , sendo que sua resistência  $R_0$  pode ser desprezada. Partindo da hipótese da condutividade elétrica do material testado ser variável de zero até infinito, determina-se o traçado do ponto operacional  $P$  no plano complexo da impedância.

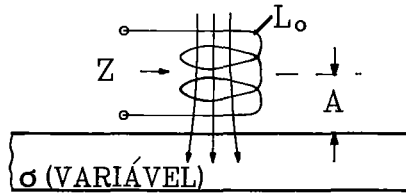


FIG. 3.5.1 DETERMINAÇÃO DA CURVA DE CONDUTIVIDADE

Na realidade, pode-se determinar o traçado da curva ponto a ponto, utilizando-se materiais com condutividades elétricas diferentes e medi-las em iguais condições.

O resultado da variação da condutividade é a **CURVA DE CONDUTIVIDADE**

mostrada na figura 3.5.2. No plano complexo está representado o traçado da seta que indica a impedância do arranjo do ensaio, em função da condutividade elétrica do material. A distância entre a bobina e o material testado, assim como a frequência do

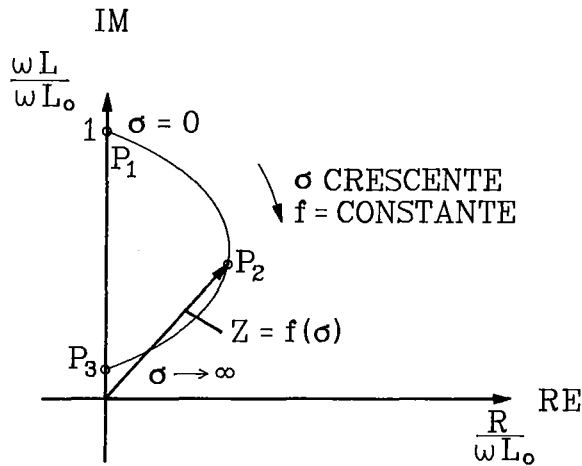


FIG. 3.5.2 TRAÇADO DA CURVA DE CONDUTIVIDADE

ensaio, são constantes, ocorrendo um traçado da curva quase semicircular, como é o caso também da curva de frequência.

### INTERPRETAÇÃO DO TRAÇADO DA CURVA DE CONDUTIVIDADE

O traçado da curva de condutividade pode ser interpretado através dos seguintes

fatos :

- \* Para condutividade  $\sigma = 0$ , o material é um isolante, no qual não se pode gerar correntes parasitas e não produz como efeito um campo magnético secundário. Por esta razão, não varia a reatância da bobina e é válida a relação  $\omega L = \omega L_0$ . Na figura 3.5.2 foi utilizada a representação padronizada (reatância  $\omega L$  com relação a  $\omega L_0$ ) e, por isso, o traçado da curva de condutividade começa no ponto  $P_1$  com valor 1 para  $\sigma = 0$ .
- \* Existindo condutividade finita, são geradas correntes parasitas, as quais produzem um campo magnético secundário, assim como perdas devido à resistência.
- \* O aumento da condutividade causa uma redução da profundidade de penetração do campo magnético, pela qual aumenta a densidade das correntes parasitas. Com uma maior densidade das correntes parasitas, origina-se uma amplificação do campo secundário. Com isso resulta o enfraquecimento do campo primário, o qual diminui a reatância  $\omega L$ . Com a maior densidade das correntes parasitas, crescem também as perdas e correspondentemente, a resistência  $R$ .
- \* Com o crescimento contínuo da condutividade, continua a diminuição da profundidade de penetração. Por conseguinte, decresce ainda mais o volume ativo das correntes parasitas. Este efeito causa uma redução da resistência, que é proporcional ao produto da densidade das correntes parasitas pelo volume ativo. Tal fato explica também a existência do máximo da resistência.
- \* Para condutividade infinita não podem existir perdas no material. Portanto, a resistência aproxima-se de zero (ponto  $P_3$ ).

Esta interpretação do traçado da curva de condutividade é de forma qualitativa. O cálculo quantitativo será apresentado posteriormente no capítulo 5.

### 3.6 CURVA "LIFT-OFF"

O ensaio de um corpo de prova sempre precisa de um movimento relativo entre o material testado e a sonda. Este movimento ocasiona mudanças na distância entre a bobina e a peça ("lift-off"), devido à superfície irregular, vibrações, etc. Assim, é importante saber que influência tem a variação da distância entre a bobina e a peça, sobre a apresentação do sinal no plano complexo da impedância. Tal efeito será representado por meio da CURVA "LIFT-OFF".

Na determinação da curva "lift-off", utiliza-se um arranjo de ensaio como está mostrado na figura 3.6.1. A sonda de superfície se aproxima, partindo de uma grande distância até a distância zero (não real). Neste caso, a frequência é constante. Para determinação da curva "lift-off", procede-se da seguinte maneira :

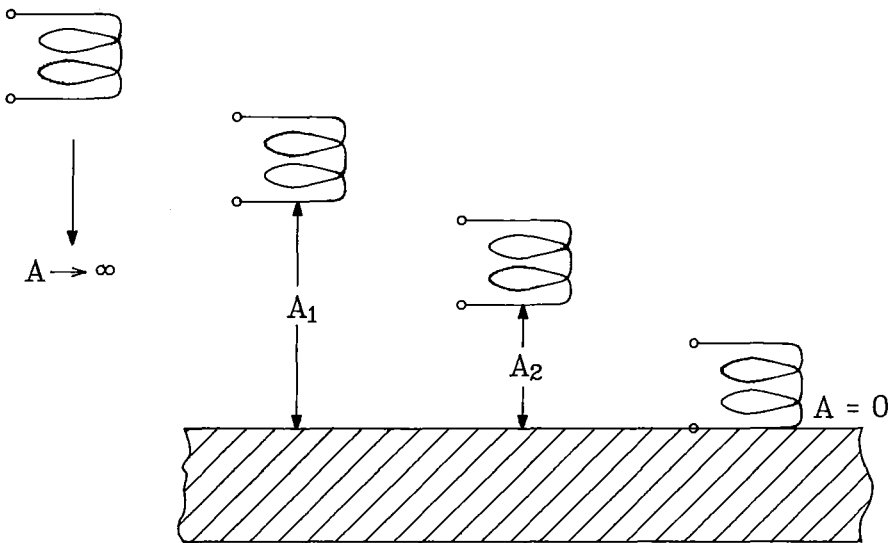


FIG. 3.6.1 ARRANJO PARA DETERMINAÇÃO DA CURVA "LIFT OFF"

Para distâncias distintas entre a sonda e o material testado, mede-se as curvas de frequência, as quais estão representadas no plano complexo para cada distância  $A$ . O resultado está mostrado na figura 3.6.2.

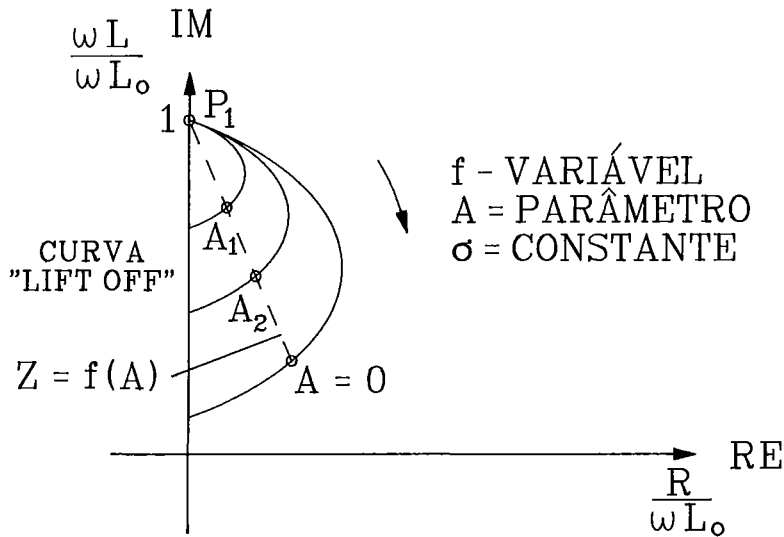


FIG. 3.6.2 DETERMINAÇÃO DA CURVA "LIFT OFF"

### INTERPRETAÇÃO DO TRAÇADO DA CURVA

O traçado da curva pode ser interpretado através dos seguintes fatos :

- \* Se a distância entre a sonda e a peça for muito grande, o campo magnético não chega à peça. Assim sendo, não são geradas correntes parasitas e, portanto, não existe um campo magnético secundário que atua sobre a bobina. Neste caso, a reatância não muda e é válida a relação  $\omega L = \omega L_0$ . Este resultado é caracterizado pelo ponto  $P_1$ .
- \* Para distâncias decrescentes, indicadas pelos valores  $A_1$  e  $A_2$ , até o valor zero, os traçados da impedância são as curvas de frequência com forma quase semi-circular. Os diâmetros das curvas são maiores para distâncias menores entre a sonda e o material.

\* Num caso hipotético de distância zero e frequência infinitamente alta, a profundidade de penetração é zero e não existem perdas, de maneira que a resistência  $R$  é zero. O acoplamento ideal entre a sonda e o material testado causa uma compensação completa do campo primário pelo campo secundário. Por isso, a reatância da bobina é zero e a curva de frequência para a distância  $A = 0$  passa perto do ponto de origem.

A conexão dos pontos equivalentes da frequência do ensaio nas distintas curvas de frequências dá o traçado da impedância  $Z$  em função da distância  $A$ . Esta curva resulta em uma linha quase reta e termina no ponto  $P_1$ . A curva é denominada **CURVA "LIFT-OFF"**,  $Z = f(A)$ , e é mostrada na figura 3.6.2.

A curva "lift-off" também pode ser determinada experimentalmente, por meio de uma sonda de superfície, colocada com diferentes distanciadores em cima do corpo de prova. A representação dos sinais medidos dá a curva "lift-off" no plano complexo da impedância.

O cálculo quantitativo da curva "lift-off" será tratado posteriormente no capítulo 5.

### 3.7 PRINCÍPIO DE SELETIVIDADE DE FASE

A finalidade de cada ensaio, aplicando ou utilizando o método de correntes parasitas para detectar discontinuidades, é obter uma boa perceptibilidade de discontinuidades no material testado. Neste caso, o conhecimento da curva de condutividade e da curva "lift-off" desempenha um papel muito grande, o qual será explicado a seguir.

Descontinuidades (por exemplo : trincas, oclusões, etc.) em materiais não ferro-magnéticos são detectadas pela variação da condutividade elétrica no local da descontinuidade. Por este motivo, tem interesse especial o efeito de tal variação sobre a impedância  $Z$  do arranjo de ensaio e, respectivamente, sobre a representação do

sinal no plano complexo. Variações de distância entre a sonda e o corpo de prova realizam-se forçosamente pelo movimento relativo. Tais variações não podem ser evitadas, independente do corpo de prova e da sonda possuírem um ótimo acoplamento.

Pelas variações da distância também sofrem influências a impedância do arranjo do ensaio e a apresentação do sinal no plano complexo. Estas variações contribuem para perturbar o sinal de medição. Para obtenção de uma boa perceptibilidade das discontinuidades é necessário fazer o possível para eliminar o sinal perturbador.

Resumindo, pode-se verificar que no ensaio em materiais não ferromagnéticos, dois fatores influenciam o sinal de medição :

- \* Variações da condutividade geradas por discontinuidades existentes no material testado (sinal da medição).
- \* Variações da distância entre a sonda e o material testado, causadas pelo movimento relativo entre eles (efeito perturbador).

A influência destes dois fatores na impedância  $Z$  do dispositivo de medição, será mostrada a seguir, como exemplo, num material que contenha uma trinca. O objetivo é suprimir a influência do efeito perturbador (causado pela variação da distância) no sinal medido, obtendo-se assim uma boa identi-

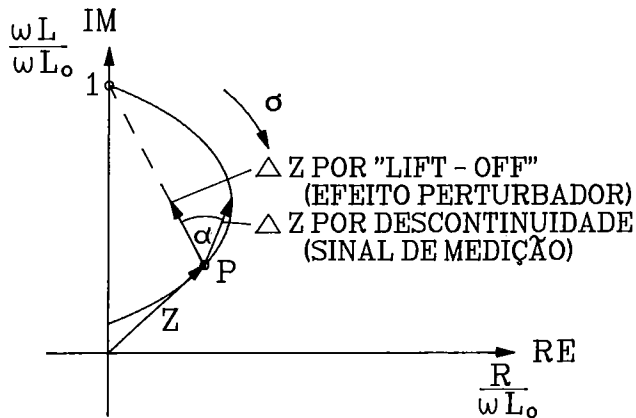
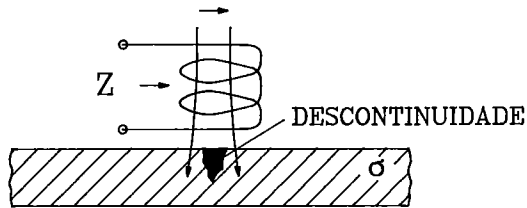


FIG. 3.7.1 EXPLICAÇÃO DO PRINCÍPIO DE SELETIVIDADE DE FASE

ficação da descontinuidade. Para essa finalidade é considerado o dispositivo de ensaio mostrado na figura 3.7.1. O dispositivo é constituído de uma sonda superficial e um corpo de prova, dotados de movimentos relativos entre si. No corpo de prova, de condutividade elétrica  $\sigma$ , encontra-se uma trinca superficial, que causa uma variação local da condutividade elétrica. Na figura 3.7.1, para este dispositivo de ensaio, é também apresentada a curva "lift-off" no plano da impedância.

Dada a condutividade elétrica  $\sigma$  do corpo de prova, determina-se através da frequência de teste  $f$ , o ponto operacional P na curva de condutividade. O vetor da impedância aponta constantemente para o ponto operacional P, se :

- \* não aparece descontinuidade na área de atuação da sonda
- \* não ocorre variação de distância ("lift-off")

Desta forma então, não variam nem o comprimento nem o ângulo de fase do vetor.

**SINAL DE DESCONTINUIDADE** – sendo a sonda movida sobre a região da descontinuidade apresenta-se, devido à variação local da condutividade, uma variação da impedância,  $\Delta Z$ , em direção à curva de condutividade.

Uma trinca diminui a condutividade local e assim a variação da impedância aponta na direção da condutividade decrescente. Este sinal da descontinuidade é mostrado na figura 3.7.1.

**SINAL DA VARIAÇÃO DE DISTÂNCIA (EFEITO "LIFT-OFF")** – variações da distância entre a bobina e o corpo de prova, levam a uma variação da impedância,  $\Delta Z$ , na curva de "lift-off". O efeito "lift-off", com o aumento da distância entre a bobina de teste e o corpo de prova é mostrado na figura 3.7.1. O importante é constatar que, variações do sinal do efeito "lift-off" sempre seguem em direção à curva de "lift-off".

## CONCLUSÕES

- \* Descontinuidades no corpo de prova, observadas por variações da condutividade, geram uma variação da impedância na curva da condutividade.
- \* Os efeitos de "lift-off", entre a sonda e corpo de prova, geram uma variação da impedância na curva de "lift-off".
- \* As variações da impedância provenientes do sinal da descontinuidade e do sinal do efeito perturbador, diferem por seu ângulo de fase no plano da impedância. Elas formam entre si um **ângulo de fase  $\alpha$** . Esta defasagem entre o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador é de grande importância, pois será usada para separar o sinal da descontinuidade (variações de condutividade) do sinal perturbador (efeito "lift-off"). Com isso, se obtém uma boa identificação da descontinuidade.

Este processo de suprimir o sinal perturbador através de diferenças de fases é denominado **PRINCÍPIO DE SELETIVIDADE DE FASE**. O princípio da seletividade de fase funciona melhor ainda se o ângulo de fase  $\alpha$ , entre o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador, for muito grande.

A grandeza do ângulo de fase  $\alpha$  entre os dois componentes do sinal, depende essencialmente da posição do Ponto Operacional no plano complexo.

Isso será explicado no exemplo seguinte, observando a figura 3.7.2. A figura 3.7.2 mostra dois casos : um material de alta condutividade elétrica ( $\sigma_2$ ) e outro material de baixa condutividade elétrica ( $\sigma_1$ ), que serão ambos examinados com a mesma frequência de teste da bobina.

Com a condutividade  $\sigma_2$ , o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador possuem uma posição de fase diferente, o que causa um grande ângulo de fase, sendo isto

muito favorável para a seletividade dos sinais. Com a condutividade  $\sigma_1$ , o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador praticamente caem na mesma direção, sendo o ângulo de fase  $\alpha$  muito pequeno e, portanto, desfavorável para a seletividade dos sinais.

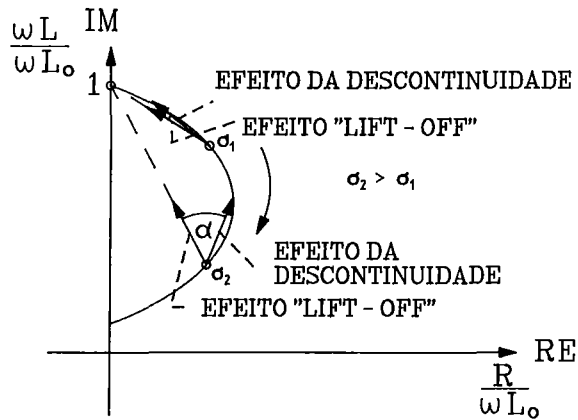


FIG. 3.7.2 SELETIVIDADE DE FASE COM CONDUTIVIDADES DIFERENTES

### DESLOCAMENTO DO PONTO OPERACIONAL

Na ocorrência de um pequeno ângulo de fase, o ponto operacional será deslocado para uma faixa mais favorável, através da frequência de teste da sonda, se utilizando da curva de frequência. Essa possibilidade é mostrada claramente na figura 3.7.3. Na figura 3.7.3 é mostrada a curva de frequência para um

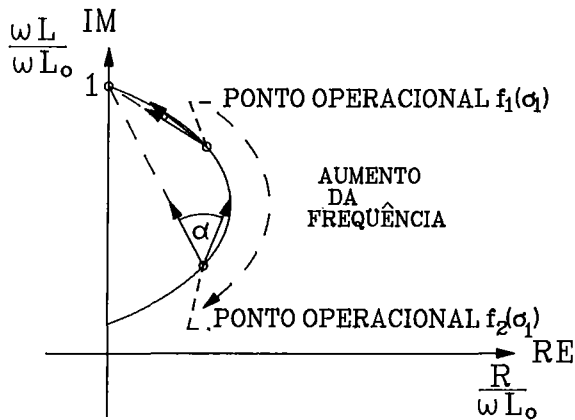


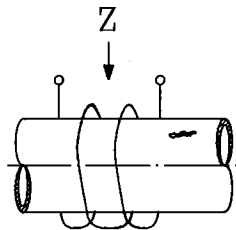
FIG. 3.7.3 DESLOCAMENTO DO PONTO OPERACIONAL ATRAVÉS DA VARIAÇÃO DA FREQUÊNCIA DE TESTE

dispositivo de ensaio, com sonda e corpo de prova de condutividade elétrica  $\sigma_1$ . Com o auxílio da frequência de teste  $f$ , obtém-se o ponto operacional em  $f(\sigma_1)$ , com um ângulo de fase muito pequeno entre o sinal da descontinuidade e o sinal

perturbador. Aumentando a frequência de teste de  $f_1$  para  $f_2$  o ponto operacional pode ser deslocado no plano complexo.

Como mostra a figura 3.7.3, é evidente que no ponto operacional  $f_2(\sigma_1)$  para o mesmo material, o ângulo de fase aumenta, possibilitando uma melhor separação entre o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador.

**RESUMO :** Com o auxílio da frequência de teste, o ponto operacional pode ser deslocado na curva de frequência, aumentando assim o ângulo de fase  $\alpha$  e melhorando a seletividade entre o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador. O método de seletividade de fase não só pode ser aplicado à geometria em questão, como também em dispositivos de simetria cilíndrica, como mostrado na figura 3.7.4. Conforme a ocorrência do efeito da descontinuidade e do efeito "lift-off", devido ao movimento relativo no dispositivo de ensaio, o ângulo de fase pode ser otimizado com o auxílio da frequência de teste.



Supondo que esta otimização para o ponto operacional P, mostrado na figura 3.7.4, foi obtida, resta agora separar o sinal da descontinuidade do sinal perturbador e suprimir o componente perturbador. O objetivo é ter à disposição, num monitor ou aparelho de medição, apenas o sinal

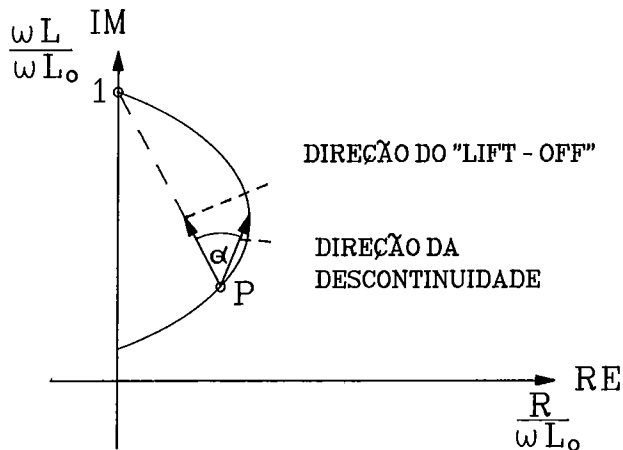


FIG. 3.7.4 DISPOSITIVO DE ENSAIO DE SIMETRIA CILÍNDRICA

medido (indicação da descontinuidade) para avaliações posteriores. Se, por

exemplo, deseja-se uma apresentação do sinal em coordenadas X-Y, pode-se escolher como direção indicadora para o sinal da descontinuidade, a coordenada X ou a coordenada Y. Uma vez que, nem o sinal perturbador (efeito "lift-off") nem o sinal da descontinuidade (efeito da descontinuidade) coincidem com uma das coordenadas como mostra a figura 3.7.4, os sinais devem ser girados no plano da impedância. Isto pode ser obtido com o auxílio de um controle de fase eletrônico. Normalmente o controle de fase é feito como esclarece a figura 3.7.5. Com o auxílio de controles de fase que permitam um giro de fase de  $360^\circ$ , o giro pode ser feito em dois passos:

(1) o sinal perturbador (neste exemplo, efeito "lift-off") é girado de maneira tal, que forme com a direção indicadora do sinal da descontinuidade um ângulo de  $90^\circ$ . A direção do sinal da descontinuidade (defeito), forma com o sinal perturbador (efeito "lift-off") um ângulo de fase  $\alpha$ , que em geral é menor que  $90^\circ$ . Desse modo, apenas é indicada a projeção do comprimento do vetor em direção ao sinal da descontinuidade.

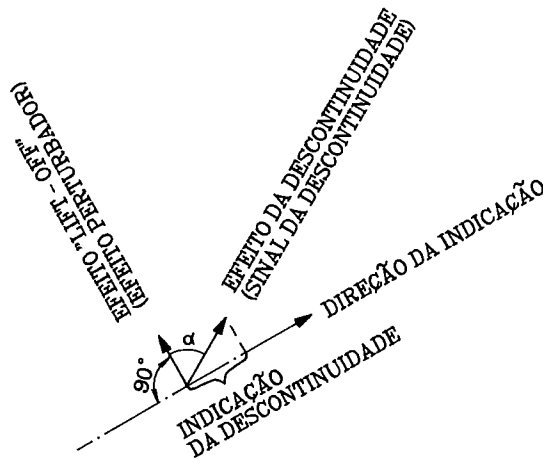


FIG. 3.7.5 GIRO DO SINAL - MÉTODO DE SELETIVIDADE DE FASE

(2) A direção do sinal da descontinuidade (indicação do defeito) é gerada na direção da coordenada X ou Y, normalmente da coordenada Y.

A realização técnica da aparelhagem para o princípio de seletividade de fase será tratada posteriormente.

## MÉTODO DE FREQUÊNCIA ÚNICA

No método de seletividade de fase, tratado até agora para suprimir um sinal perturbador, a sonda é excitada com apenas uma frequência. Devido a isto, ele é denominado método de frequência única. Este método é muito apropriado para separar dois componentes de um sinal, como por exemplo : grandeza da descontinuidade (efeito da descontinuidade) e grandeza perturbadora (efeito "lift-off"), suprimindo-se, em seguida, a grandeza perturbadora.

## MÉTODO DE PARÂMETROS MÚLTIPLOS

Existindo vários sinais perturbadores que possam influenciar o sinal a ser medido, uma frequência só não é suficiente para separar os vários componentes do sinal. Várias grandezas perturbadoras apresentam-se, por exemplo, quando são examinadas descontinuidades em tubos já montados. Um destes casos é mostrado na figura 3.7.6. Em aparelhos, como por exemplo, trocadores de calor e geradores de vapor, os tubos a serem testados são fixados através de chapas e defletores de fluxo.

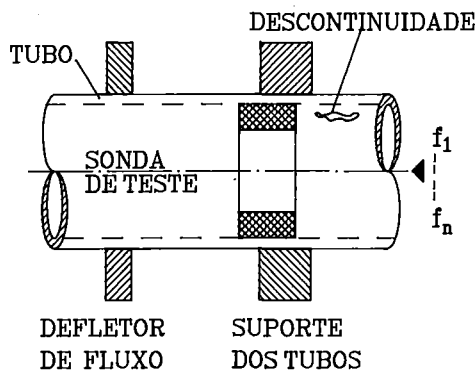


FIG. 3.7.6 EXEMPLO DA APLICAÇÃO DO MÉTODO DE PARÂMETROS MÚLTIPLOS (MULTIFREQUÊNCIA)

Movendo-se a sonda dentro do tubo, obtém-se variações de impedância na bobina, pelos seguintes parâmetros :

- \* Descontinuidade (sinal a ser medido)
- \* Efeito "lift-off" (efeito perturbador)
- \* Suporte (sinal perturbador)
- \* Defletores (sinal perturbador)

Se a descontinuidade estiver localizada próxima a um suporte ou a um defletor, além do efeito "lift-off" surge um componente adicional do sinal perturbador que piora a identificação da descontinuidade. Aumentando o número de freqüências de teste, é possível aumentar o número de parâmetros separáveis que influenciam no sinal tais como : efeito da descontinuidade, efeito "lift-off", componente da chapa, suporte, defletor, etc.

O seguinte princípio é válido : o número de componentes dos sinais separáveis (parâmetros) é igual ao dobro do número das freqüências de teste utilizadas.

Por conseguinte, com duas freqüências de teste já podem ser separados quatro componentes do sinal. A base do método de multifreqüência, como generalização do princípio de seletividade de fase, é esclarecida na figura 3.7.7, para o uso de duas freqüências de teste.

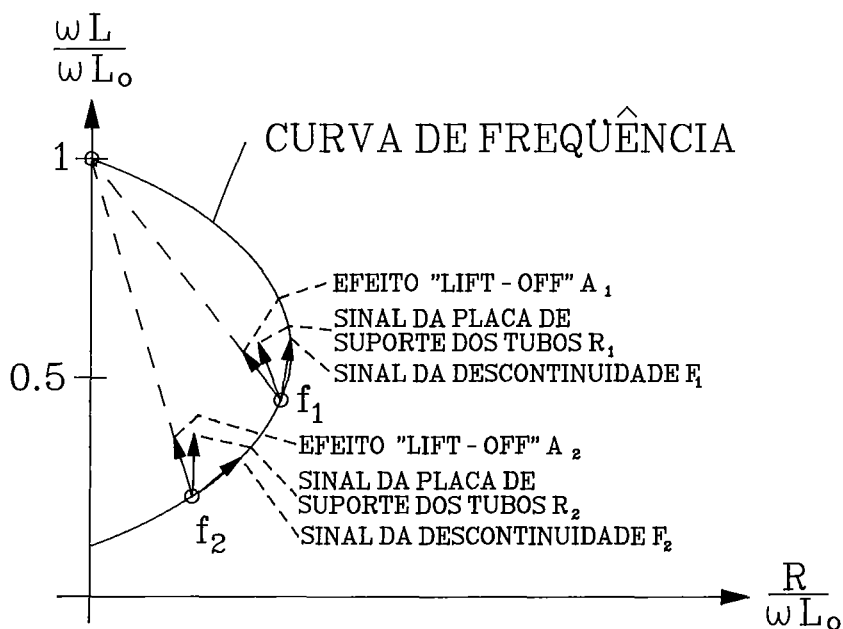


FIG. 3.7.7 EXPLICAÇÃO DO MÉTODO DE PARÂMETROS MÚLTIPLOS

No exemplo da aplicação, mostrado na figura 3.7.6, a descontinuidade está localizada próxima à placa suporte dos tubos. Então, o sinal da bobina no lugar da descontinuidade é formado por três componentes :

- \* Componente da descontinuidade
- \* Componente do "lift-off"
- \* Componente da placa

As posições das flechas dos três componentes no plano complexo são diferentes segundo a respectiva frequência de teste. Para obtenção de altos valores dos ângulos de fase, nos pontos de trabalho, para separação dos componentes do sinal, é de grande importância a escolha de frequências favoráveis.

Os sinais perturbadores são girados de modo que se posicionem verticalmente em relação à direção do componente de interesse, na qual é indicada a projeção do próprio sinal da descontinuidade. Em seguida, os componentes do sinal, provenientes de ambas as frequências de teste, são combinados de tal maneira, que os componentes perturbadores fiquem consideravelmente suprimidos. A realização técnica do método de multifrequência será tratada no capítulo 4.

## 4. TÉCNICAS DE PROCEDIMENTO

Neste capítulo serão tratados os circuitos e os esquemas técnicos significativos para as várias aplicações possíveis do método.

Em primeiro lugar, são pormenorizados os principais tipos de sondas de teste por correntes parasitas.

De acordo com o campo de aplicação do ensaio, a construção das sondas é de grande importância para uma boa identificação da descontinuidade. Para isso, são também importantes os vários tipos de circuitos aplicados às sondas. No final, será tratada a base da construção de instrumentos de medição por correntes parasitas.

### 4.1 PRINCIPAIS TIPOS DE SONDAS APLICADAS NO MÉTODO DE CORRENTES PARASITAS

A escolha do tipo de sonda mais favorável depende essencialmente do campo de aplicação do ensaio por correntes parasitas. Por esta razão, aqui são descritos apenas os tipos de sondas mais usadas e sua maneira de atuar.

#### SONDA DE SUPERFÍCIE

A aplicação básica geral da sonda de superfície já foi pormenorizada no item 3.2. Com respeito ao arranjo e circuito dos dispositivos das sondas de teste, distinguem-se dois métodos, cujos circuitos serão descritos em seguida :

- (a) **circuito absoluto** – aplicação de apenas um arranjo de bobina para a geração do sinal.
- (b) **circuito diferencial** – aplicação de dois arranjos de bobinas, ligados em circuitos diferenciais para a geração do sinal.

A seguir serão tratados alguns dos dispositivos mais comuns, aplicados em sondas de teste para fins de ensaio. A figura 4.1.1 mostra a construção do dispositivo de uma só bobina, que funciona no chamado circuito absoluto, o qual será explicado

mais adiante. Este dispositivo, na maioria dos casos, é empregado para a identificação do material. O sinal gerado pela descontinuidade é extraído da bobina e em seguida é trabalhado. Este tipo de construção tem a vantagem de ser muito simples. A figura 4.1.2 mostra um dispositivo de ensaio com duas bobinas. Uma delas é a própria bobina de teste, e a outra, de construção idêntica, serve como bobina de referência.

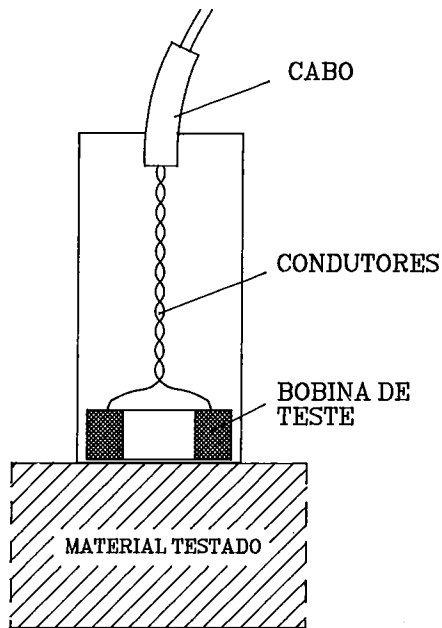


FIG. 4.1.1 DISPOSITIVO DE ENSAIO DE UMA SÓ BOBINA

Esta última é mostrada bastante

afastada do corpo de prova, não sendo, assim, influenciada por ele. A bobina de teste e a bobina de referência, em vazio, possuem a mesma impedância. A impedância da bobina de teste varia em relação à bobina de referência, quando a bobina de teste estiver em contato com o corpo de prova.

Nas bobinas são embutidos núcleos de ferrita, pelas seguintes razões :

- \* maior intensidade de campo magnético para um dado tamanho de bobina ;
- \* menor superfície de contato com o corpo de prova ;
- \* maior distância possível entre a bobina de teste e o corpo de prova, o que é vantajoso para um menor desgaste mecânico da bobina. Este tipo de sonda é conhecido como sonda superficial pontual ou "lápiz".

A figura 4.1.3 mostra outra possibilidade de aperfeiçoar o dispositivo de ensaio com a bobina de referência. Este dispositivo consiste da bobina de teste, que no exemplo mostrado está em contato com o corpo de prova de zircônio, e um arranjo de referência. Ele é constituído por uma bobina quase idêntica à bobina de teste.

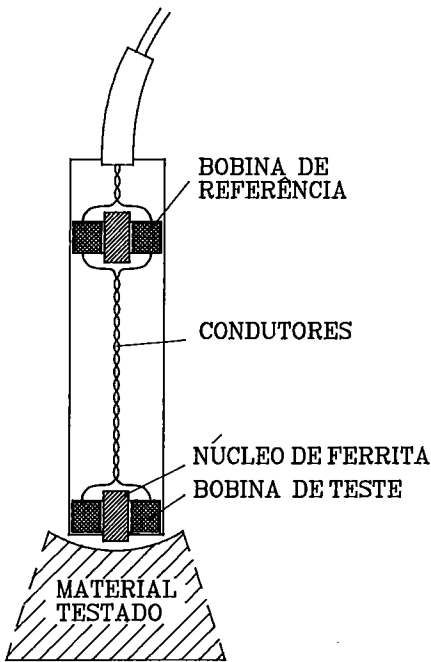


FIG. 4.1.2 DISPOSITIVO DE ENSAIO DE DUAS BOBINAS COM BOBINA DE REFERÊNCIA

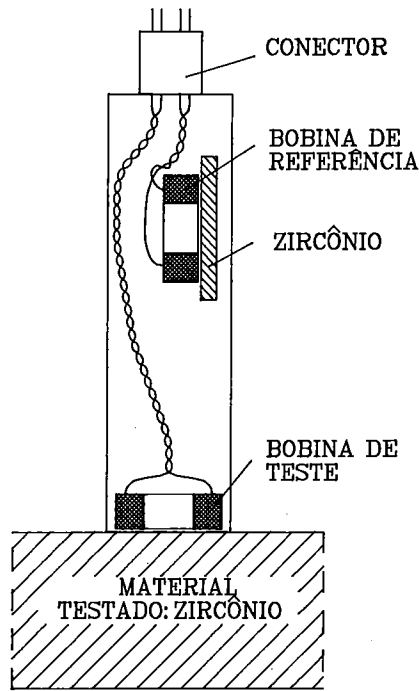


FIG. 4.1.3 SISTEMA DE ENSAIO COM ARRANJO DE REFERÊNCIA

Junto à bobina de referência é fixado um disco feito do mesmo material a ser testado, que, neste exemplo, é o zircônio. Neste dispositivo, nas duas bobinas, a variação da impedância em função da frequência é idêntica, e assim, a variação relativa da impedância nas duas bobinas, ligadas em circuito diferencial, independe da frequência. Isso não acontece no exemplo mostrado na figura 4.1.2, porque a calibração é feita no vazio. A figura 4.1.4 mostra um dispositivo para diminuir o efeito "lift-off". O dispositivo pode ser calibrado em vazio e consiste de uma bobina de teste e uma bobina de referência.

Com o auxílio da mola pré-tensionada, a bobina de teste é pressionada contra o corpo de prova, minimizando o efeito "lift-off". A sapata usada neste arranjo permite uma área de contato bastante ampla, o que possibilita o posicionamento do dispositivo de ensaio em uma superfície plana. A figura 4.1.5 mostra um sistema de ensaio de sonda de superfície com arranjo de referência, para testar paredes internas de tubos de grandes diâmetros. Este dispositivo de teste pode girar em

torno do eixo do tubo e/ou ser movido ao longo do mesmo. Na extremidade do dispositivo de ensaio é montada uma capa de desgaste, substituível.

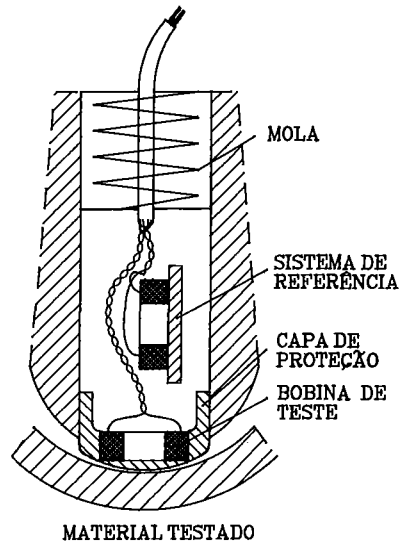
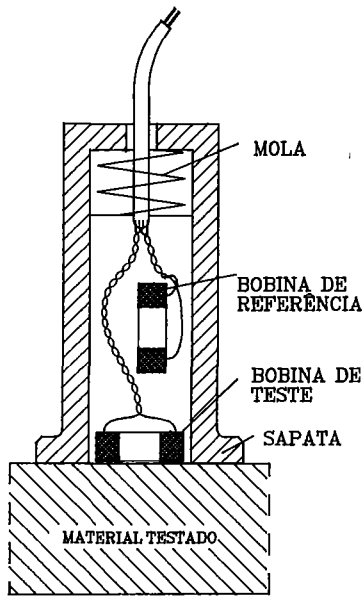


FIG. 4.1.4 DISPOSITIVO DE ENSAIO PARA MINIMIZAR O EFEITO "LIFT - OFF"

FIG. 4.1.5 DISPOSITIVO DE ENSAIO PARA MEDIÇÃO INTERNA DE TUBOS

A construção mecânica de tal sonda rotativa, para exploração interna de tubos, é mostrada na figura 4.1.6.

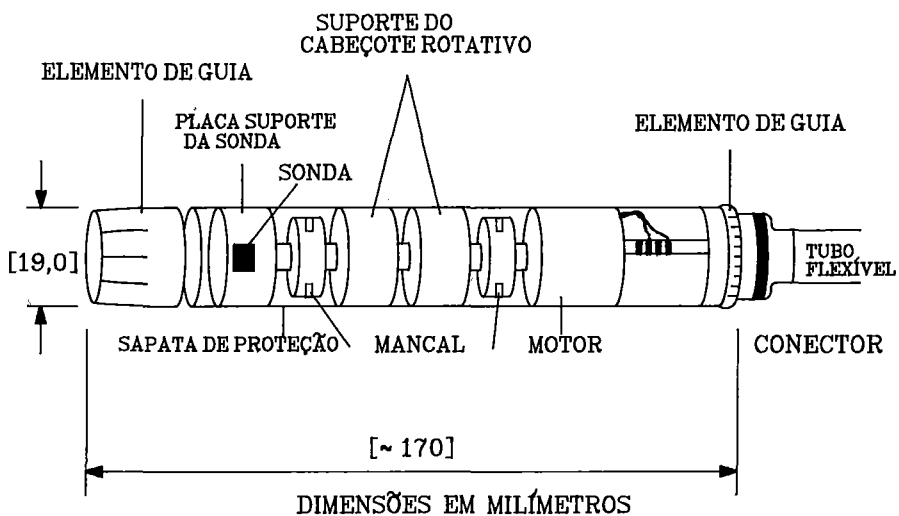


FIG. 4.1.6 BOBINA DE EXPLORAÇÃO -ROTATIVA

Algumas das características típicas desta sonda rotativa, são as seguintes :

- \* Fixação de frequência de teste de kHz até MHz.
- \* Rotação em torno de 6.000 r.p.m.
- \* A largura da zona de atuação da sonda diferenciando na direção circunferencial, é de alguns milímetros.
- \* A velocidade do ensaio ao longo do eixo do tubo, para um teste completo, é de 0,5 a 1,0 m/s.

A figura 4.1.7 mostra a construção de uma sonda de superfície diferencial, na qual uma bobina atua como bobina de teste e a outra, como bobina de referência. A bobina de referência pode ser montada na extremidade da sonda, de maneira tal, que compense o efeito "lift-off", que sempre perturba a identificação da descontinuidade. Esta possibilidade é mostrada na figura 4.1.8. Com isto, encerram-se os exemplos dos arranjos de sondas de superfície.

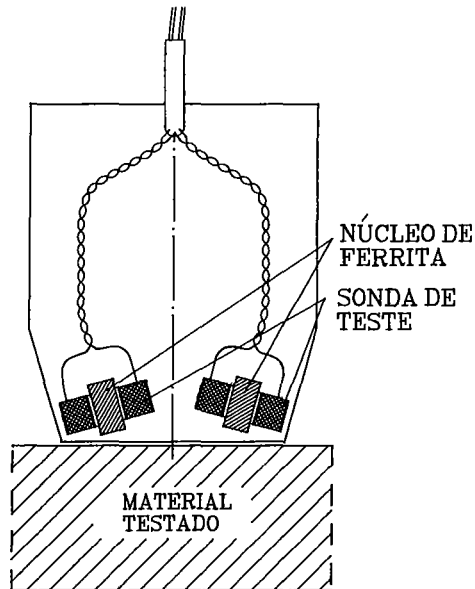


FIG. 4.1.7 SONDA DE SUPERFÍCIE

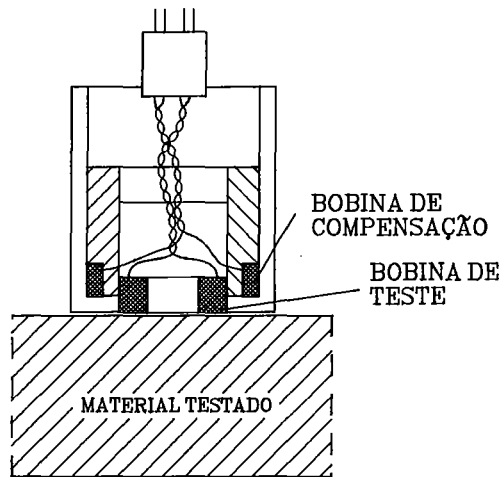


FIG. 4.1.8 ARRANJO PARA COMPENSAÇÃO DO EFEITO "LIFT - OFF"

### SONDA INTERNA E EXTERNA (ENVOLVENTE)

Também entre as sondas interna e externa (envolvente) pode-se distinguir o circuito absoluto e o circuito diferencial.

Dependendo do teste a ser aplicado em superfícies externas ou internas, empregam-se sondas internas ou externas. Um arranjo de teste para superfícies externas de tubos, é mostrado na figura 4.1.9.

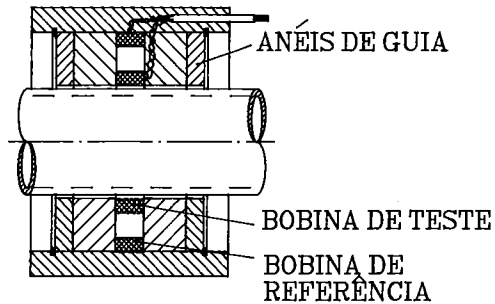


FIG. 4.1.9 ARRANJO COM SONDA EXTERNA (BOBINA DE TESTE E DE REFERÊNCIA)

A bobina de teste en-  
contra-se mais próxima do  
corpo de prova, enquanto

que a bobina de referência é montada mais distante da parede testada, evitando, assim, uma maior influência do corpo de prova. A figura 4.1.10 mostra um dispositivo de ensaio para paredes internas de tubos. Este dispositivo consiste de duas bobinas idênticas, que podem ser ligadas em circuito diferencial.

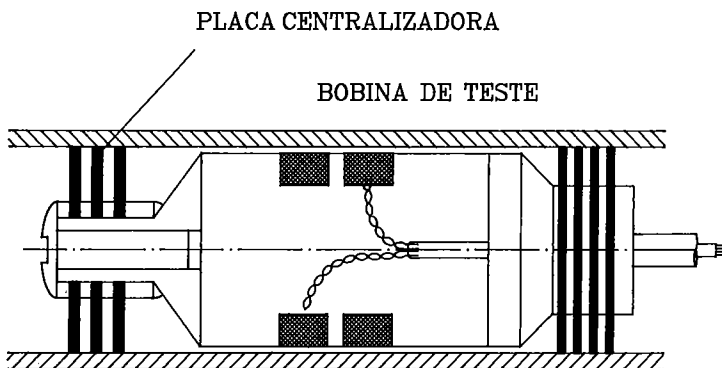


FIG. 4.1.10 ARRANJO DE SONDA INTERNA COM CIRCUITO DIFERENCIAL

Para guiar o dispositivo ao longo do tubo, são utilizadas duas placas centralizadoras, substituíveis, montadas nas extremidades. Com isso, encerram-se os exemplos de sondas internas e externas.

### SONDA DE TRANSMISSÃO

No ensaio com uma sonda deste tipo aplica-se um campo magnético alternado, através de um corpo de prova.

A bobina excitadora e a bobina de teste são montadas com uma certa distância entre si, como mostrado na figura 4.1.11. Neste arranjo, coloca-se o material a ser testado entre as duas bobinas. A tensão induzida na bobina de teste depende das seguintes grandezas :

- \* distância entre as duas bobinas.
- \* espessura do corpo de prova.
- \* permeabilidade e condutividade do material testado.

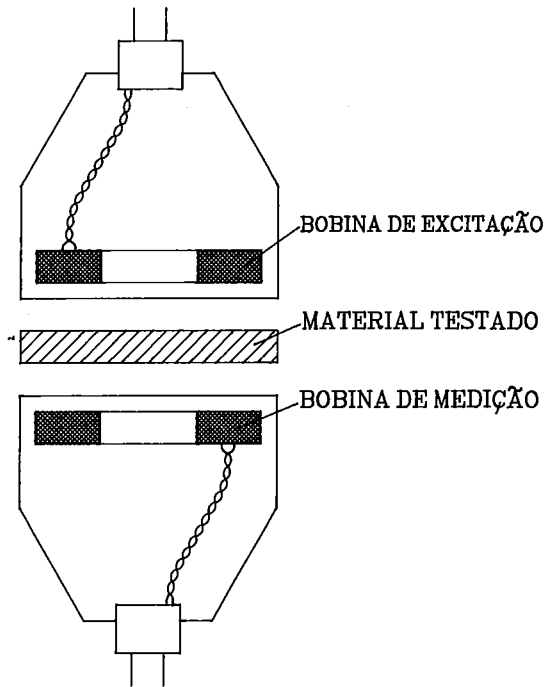


FIG. 4.1.11 MEDIÇÃO COM SONDA DE TRANSMISSÃO

A sonda de transmissão serve especialmente para um ensaio contínuo, de material em fita, que passa entre as duas bobinas. A vantagem da sonda de transmissão em relação à sonda de superfície é que o ensaio independe do contato direto e do movimento oscilatório da fita. Isso é devido ao fato de que é a distância entre as bobinas, e não a distância entre o corpo de prova e bobina, que influencia o sinal medido.

## 4.2 TIPOS DE CIRCUITOS DE BOBINAS

Tendo sido tratados no item anterior os diversos arranjos de sondas de superfície, assim como sondas internas e externas, serão tratados agora os circuitos para tais arranjos.

A escolha do tipo de circuito depende muito do campo de utilização, de modo que é recomendado fazer uma análise exata de cada problema, considerando o circuito mais favorável.

Os tipos de circuitos mais usados são :

- \* Circuito para Método Absoluto
- \* Circuito para Método Comparativo
- \* Circuito para Método Autocomparativo

Estes métodos serão tratados aqui como exemplos de sonda externa. As conclusões também são válidas para dispositivos de ensaio com sondas internas e sondas de superfície.

### MÉTODO ABSOLUTO

No método absoluto é medido o valor absoluto da impedância do arranjo da bobina de teste, ou a tensão  $U$  induzida na bobina de medição. Por esta razão, este método é denominado método absoluto. A figura 4.2.1 serve para explicar o método absoluto. Ela representa o arranjo da bobina de teste e o plano complexo da impedância.

O arranjo da sonda de teste pode consistir somente da bobina excitadora, ou da bobina excitadora e de uma bobina de medição. Na parte superior da figura 4.2.1 é mostrada a bobina de teste em vazio, de reatância indutiva  $\omega L_0$  e resistência  $R_0$ . Normalmente, a resistência  $R_0$  é considerada desprezível. O vetor da impedância aponta de  $0$  para  $P_0$  e a tensão induzida, medida é  $U_0$ .

Introduzindo-se agora um corpo de prova na bobina, variam a reatância e a resistência (valores  $L_1$ ,  $R_1$ ) e o vetor da impedância aponta para o ponto  $P_1$ . Movendo-se o corpo de prova através da bobina, e tendo este uma descontinuidade (trinca) na região que percorre a área sensível da bobina de teste, devido à descontinuidade e aos parâmetros perturbadores, variam a reatância ( $\Delta\omega L$ ) e a resistência ( $\Delta R$ ). Como conseqüência, o vetor da impedância descreve uma curva de  $P_1$  até  $P_2$  no plano complexo.

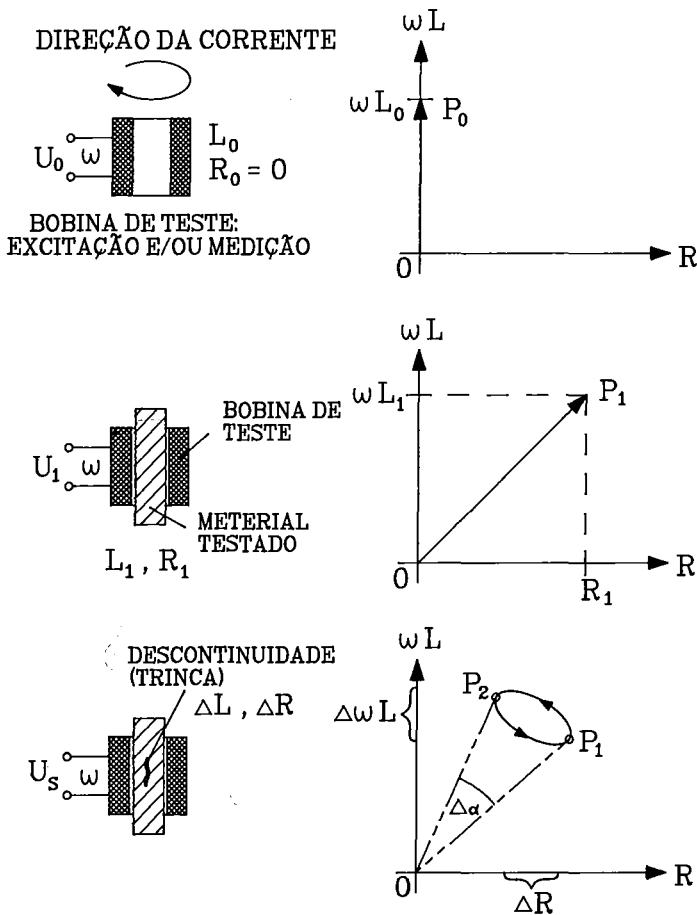


FIG. 4.2.1 EXPLICAÇÃO DO MÉTODO ABSOLUTO

A forma da curva depende do tipo da descontinuidade e dos parâmetros perturbadores existentes, especialmente do efeito "lift-off".

O sinal de medição induzido,  $U_s$ , na presença da descontinuidade, contém os dois componentes seguintes:

\* Amplitude de tensão, correspondente ao comprimento do vetor no plano da impedância.

\* Varição de fase, correspondente ao ângulo  $\Delta\alpha$  no plano complexo da impedância.

Ambos os componentes podem ser usados para indicar e identificar a descontinuidade.

Na prática do ensaio, às vezes pode ser necessário diferenciar outras características do corpo de prova, cujos valores absolutos, medidos, diferem em menos de 1%. No método absoluto isto significa que o valor absoluto, medido, também varia em menos de 1%. Uma pequena variação deste tipo é devido ao fato de que o sinal completo do dispositivo está incluído na tensão  $U_s$ , embora apenas seja de interesse o próprio componente gerado pela descontinuidade.

## MÉTODO COMPARATIVO

Para a composição do sinal da bobina de teste com material sem descontinuidade, pode ser utilizada uma bobina de referência. O sinal da bobina de referência é subtraído do sinal da bobina de teste, de maneira que o sinal resultante seja zero. Isso está mostrado na figura 4.2.2.

Este método foi assim denominado porque compara o sinal do dispositivo da bobina de teste com a bobina de referência. O dispositivo de referência consiste da bobina de referência, que deve ser idêntica à bobina de teste, e do material de referência, na bobina de referência, sendo este do mesmo material testado.

Como mostra a figura 4.1.3, a bobina de teste e o dispositivo de referência são montados em separado, para evitar influência recíproca.

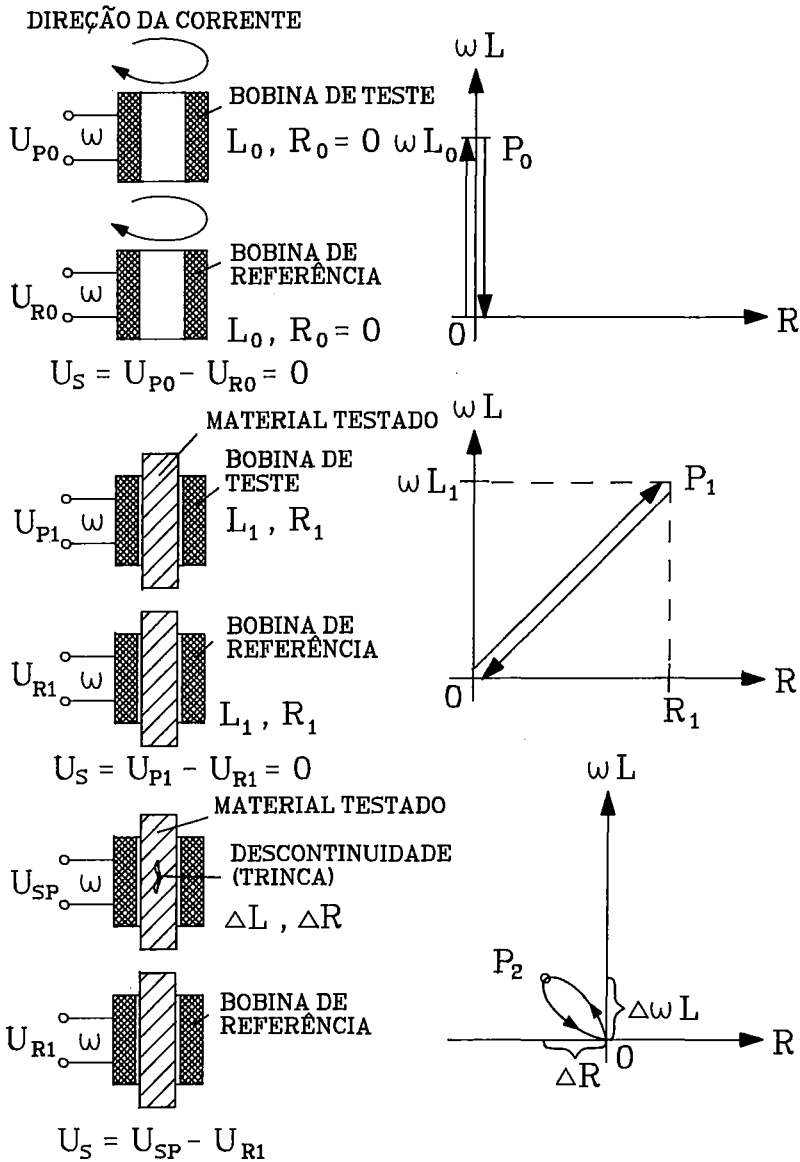


FIG. 4.2.2 EXPLICAÇÃO DO MÉTODO COMPARATIVO

A geração do sinal é explicada através do esquema dos vetores da impedância. Na parte superior da figura 4.2.2 estão as bobinas de teste e de referência, vazias, com reatância indutiva  $L_0$  e resistência  $R_0$ , sendo, esta última, desprezível.

O vetor da impedância da bobina de teste se desloca de zero a  $P_0$ , e o da bobina de referência, de  $P_0$  a zero.

A tensão medida (útil) é a diferença entre a tensão gerada pela bobina de teste e a tensão gerada pela bobina de referência. Sendo as duas idênticas, o resultado é igual a zero. A introdução de um corpo de prova na bobina de teste, e de um corpo de referência do mesmo material, na bobina de referência, causa a reatância  $L_1$  e a resistência  $R_1$  em ambas as bobinas.

O vetor da impedância aponta respectivamente de zero a  $P_1$  e de  $P_1$  a zero, ao subtrair o sinal da bobina de referência do sinal da bobina de teste. A tensão do sinal  $U_s$  é igual a zero.

A presença de uma descontinuidade no corpo de prova, passando pela bobina de teste, varia no dispositivo a reatância indutiva de  $\Delta\omega L$  e a resistência de  $\Delta R$ . Uma vez que o ponto operacional  $P_1$ , por causa do circuito diferencial entre a bobina de teste e a bobina de referência, está localizado no ponto zero do plano de impedância, a curva do sinal parte daí, passando pelo ponto  $P_2$  e volta ao ponto zero quando a descontinuidade sair da bobina de teste. Desse modo, pode ser suprimido o próprio sinal do dispositivo de teste, restando assim, apenas o sinal da descontinuidade.

## MÉTODO AUTOCOMPARATIVO

Como muitas vezes no ensaio o efeito da descontinuidade é pequeno, não é aplicado nem o método absoluto nem o método comparativo.

Diferenças na homogeneidade da liga e na junta, que mal chegam a ser indicadas, são desfavoráveis à identificação da descontinuidade. No método autocomparativo as duas bobinas ficam dispostas tão próximas uma da outra, que o próprio corpo de prova é utilizado para comparar ambos os sinais das bobinas de teste, o que deu o nome ao método.

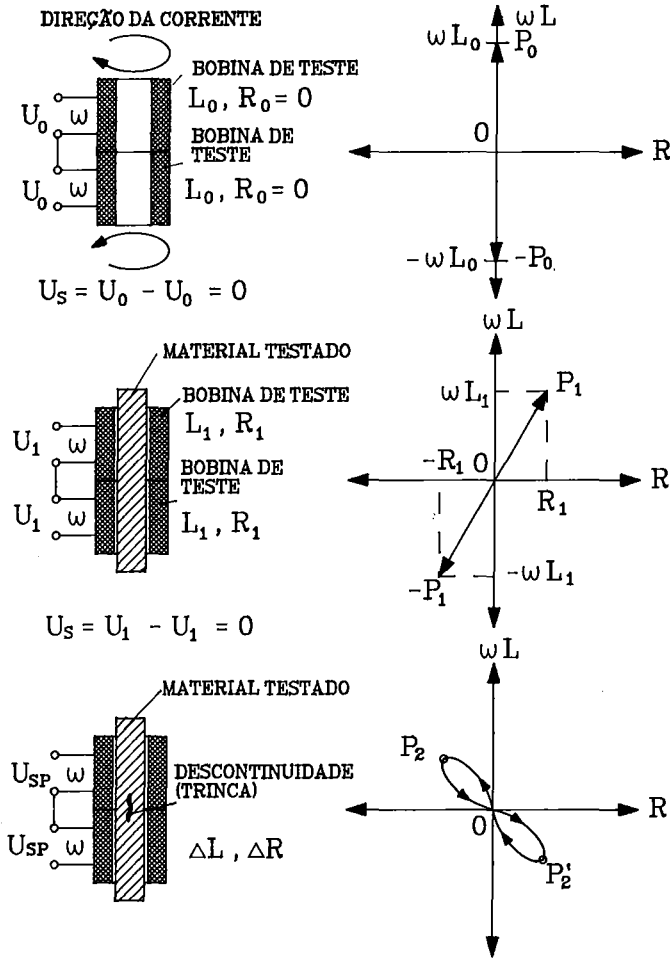


FIG. 4.2.3 EXPLICAÇÃO DO MÉTODO AUTOCOMPARATIVO

A geração do sinal é explicada na figura 4.2.3. Os enrolamentos das duas bobinas são feitos em sentidos opostos, de modo que na ligação em série, os dois sinais se anulem. Na parte superior da figura 4.2.3 isso é mostrado para as duas bobinas em vazio. O mesmo acontece quando o corpo de prova é inserido nas bobinas de teste. Neste caso, os vetores da impedância ocupam outra posição ( $P_1$ ). Se o sinal de uma descontinuidade (trinca) percorre as duas bobinas, ela será acusada em cada uma delas, desde que seu comprimento seja pequeno em relação ao comprimento das bobinas.

## TIPOS DE SONDAS

	SONDA INTERNA		SONDA EXTERNA		SONDA DE SUPERFÍCIE		ROTAÇÃO INTERNA		ROTAÇÃO EXTERNA	
	DIF	ABS	DIF	ABS	DIF	ABS	DIF	ABS	DIF	ABS
ENSAIO DE SUPERFÍCIES DE TUBOS E BARRAS SOLTAS			X	X					X	X
ENSAIO DE COSTURA DE SOLDA DE TUBOS SOLTOS			X	X					X	X
ENSAIO DE SUPERFÍCIES DE TUBOS SUJEITOS A CORROSÃO LOCALIZADA	X	X					X	X		
ENSAIO DE SUPERFÍCIES SUJEITAS A TRINCAS COM GRANDE DISSOLUÇÃO DE FALHAS EM SUPERFÍCIES PLANAS					X	X			X	X
MEDIÇÃO DE QUALIDADE DO MATERIAL, CONDUTIVIDADE ELÉTRICA, TEOR DE FERRITA					X	X				
MEDIÇÃO DE ESPESURA DE CAMADA					X	X				
SEPARAÇÃO DE PEÇAS NUMA PRODUÇÃO EM SÉRIE (PARAFUSOS, ETC...)			X	X						

TABELA 4.2.1

Devido ao sentido oposto dos enrolamentos das bobinas, resulta no ponto da impedância uma curva de simetria, refletida, que começa no ponto zero, passa pelos pontos  $P_2$  e  $P'_2$  e retorna ao ponto zero. Por esta razão, apresenta-se no plano da impedância a curva do sinal, em forma de laço, onde está incluído, além do efeito da descontinuidade, também efeitos perturbadores (tais como efeito "lift-off"). O método autocomparativo também é chamado método diferencial.

Na tabela 4.2.1 está indicado, em alguns exemplos, quais as sondas e/ou circuitos são recomendados para as aplicações citadas. Para teste de superfície de tubos e barras soltas combinam-se especialmente, por exemplo, a sonda externa em circuito diferencial e a rotação externa também em circuito diferencial. Por este motivo a tabela 4.2.1 serve como apoio na escolha das diferentes possibilidades de utilização de sondas e circuitos.

A vantagem do método autocomparativo é que, tensões do sinal dos próprios arranjos das bobinas, devido à sua grandeza idêntica e fase defasada em  $180^\circ$  não chegam a ser acusadas, sendo com isso indicado apenas o sinal da descontinuidade, o que melhora essencialmente a sensibilidade do método.

A desvantagem do método autocomparativo é que, quando a descontinuidade está presente ao longo de todo o corpo de prova, ela não será indicada se possuir a mesma forma e extensão em ambas as bobinas de teste.

## CIRCUITOS DE CONEXÃO

Na Técnica das Correntes Parasitas distinguem-se três tipos de circuitos de conexão para as sondas : o circuito emissor e receptor, também denominado circuito transformador, o circuito em ponte e o circuito paramétrico.

**CIRCUITO EMISSOR E RECEPTOR** – O circuito emissor e receptor é o mais usado e está mostrado na figura 4.2.4. A bobina de transmissão (circuito primário e a bobina receptora (circuito secundário) são separadas eletricamente. O circuito secundário pode ser conectado para funcionar como método absoluto, método comparativo ou método autocomparativo.

A vantagem do circuito emissor e receptor consta na alta estabilidade da tensão secundária devido à separação elétrica dos dois circuitos. Outra vantagem é a variedade dos arranjos para a bobina de transmissão e a bobina receptora. As

desvantagens são a necessidade de espaço relativamente grande e as numerosas conexões.

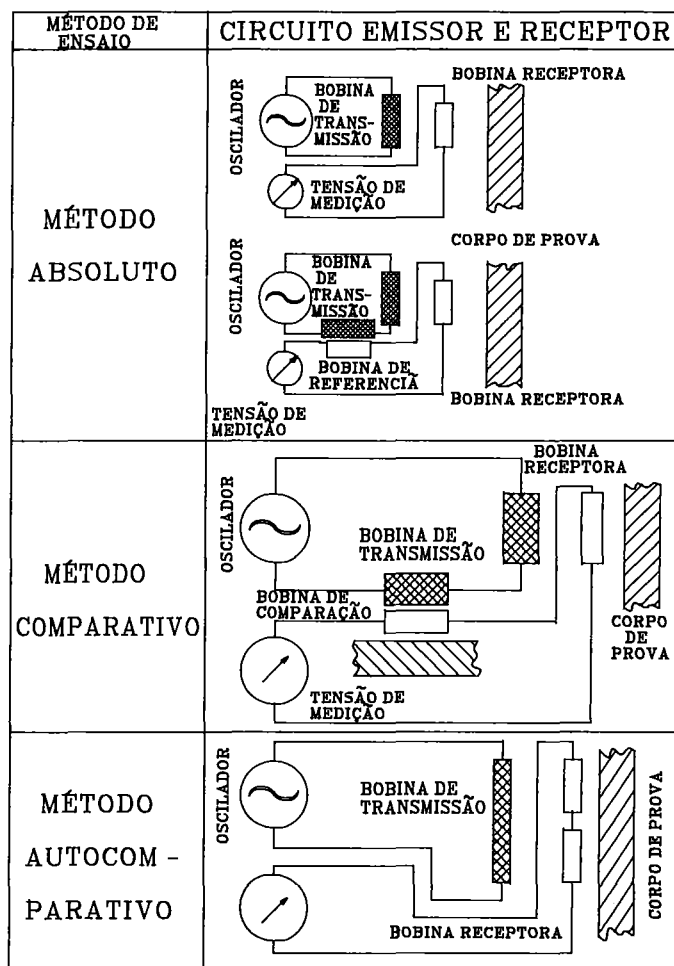


FIG 4.2.4 CIRCUITO EMISSOR E RECEPTOR

**CIRCUITO EM PONTE** – Outra variante de conexão representa o circuito em ponte, o qual está mostrado na figura 4.2.5. A diferença essencial entre o circuito emissor e receptor e o circuito em ponte, é o fato de que o circuito em ponte não tem bobina de transmissão e bobina receptora separadas. Usando este circuito, somente a bobina de medição fica perto do corpo de prova. As bobinas de medição e de comparação formam a primeira parte da ponte. A segunda parte serve para o balanço da ponte e normalmente já está integrada ao equipamento. As vantagens do circuito em ponte são o ótimo balanço e, em consequência disso, uma alta

sensibilidade. Uma vantagem adicional em comparação ao circuito emissor e receptor é a pequena necessidade de espaço e o menor número de conexões.

Desvantajosa é a menor tensão de medição que resulta do fato de que a energia excitadora na bobina é limitada. Também a dependência da temperatura é maior no circuito em ponte do que no circuito emissor e receptor.

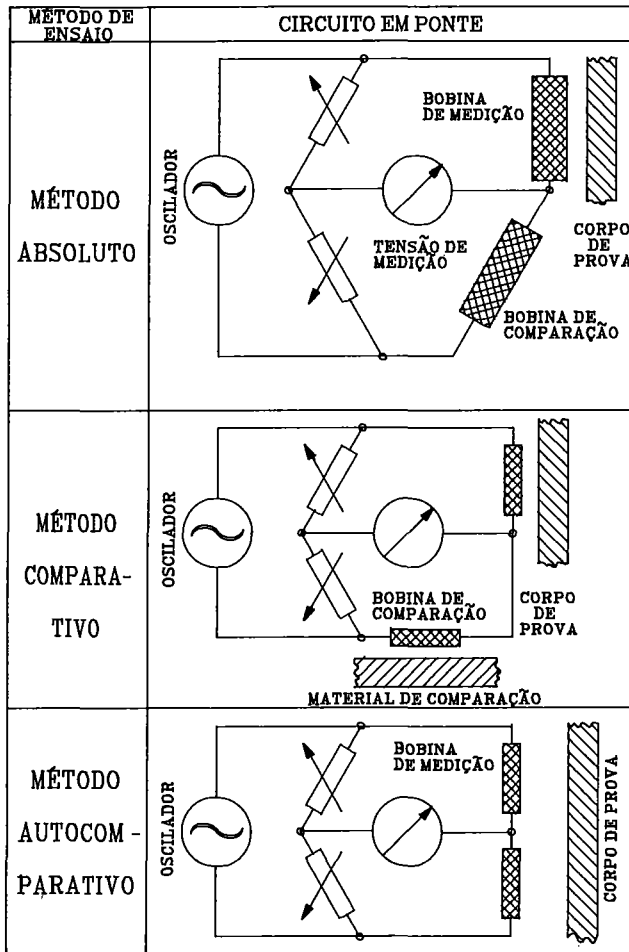


FIG 4.2.5 CIRCUITO EM PONTE

**CIRCUITO PARAMÉTRICO** – A terceira variante é o circuito paramétrico, mostrado na figura 4.2.6. É usada uma só bobina para transmissão e medição. Para o ensaio, podem ser utilizados os métodos: absoluto, comparativo e autocomparativo. O circuito paramétrico é o circuito mais simples, porque não é necessário muito espaço e possui poucas conexões. As desvantagens são: pequena

sensibilidade e alta dependência da temperatura. Por estes fatos, em equipamentos avançados, o circuito paramétrico não é mais usado.

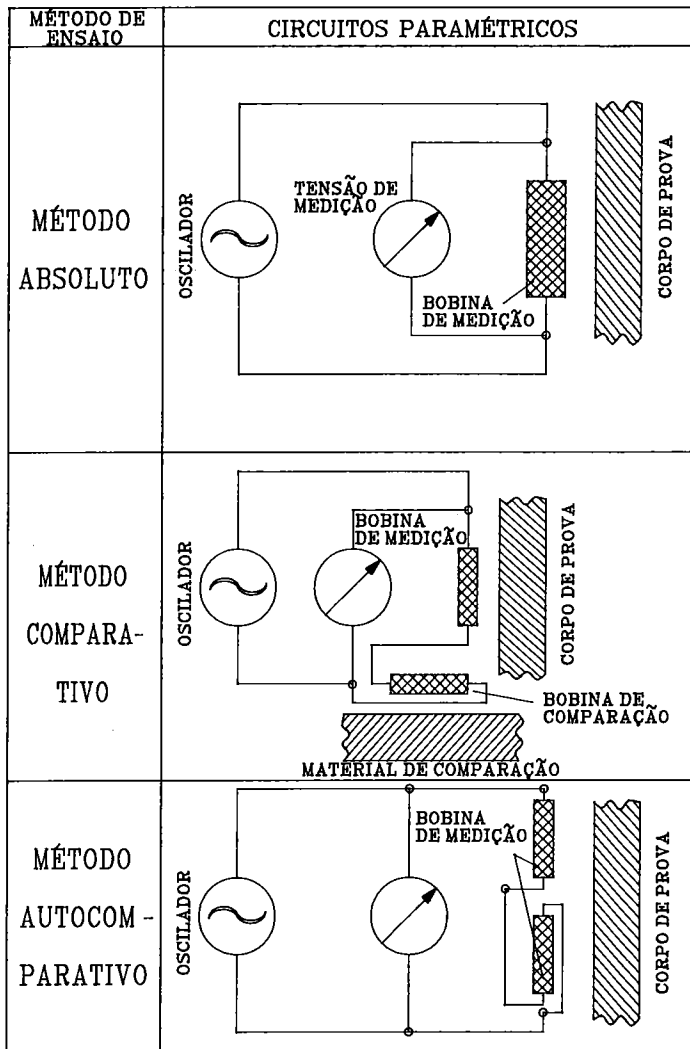


FIG 4.2.6 CIRCUITO PARAMÉTRICO

Na tabela 4.2.2 são mostradas mais uma vez, de forma resumida, as vantagens e desvantagens dos circuitos emissor e receptor, circuito em ponte e do circuito paramétrico.

	VANTAGENS	DESVANTAGENS
CIRCUITO TRANSMISSOR/ RECEPTOR	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Emprego Geral (absoluto, comparativo e autocomparativo)</li> <li>* Alta estabilidade da tensão medida por separação galvânica</li> <li>* Alta flexibilidade do dispositivo de medição</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Necessidade de espaço relativamente grande para as bobinas</li> <li>* Circuito relativamente complicado</li> </ul>
CIRCUITO EM PONTE	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Necessidade de pouco espaço</li> <li>* Alta sensibilidade</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Energia excitadora relativamente baixa (apenas uma bobina)</li> <li>* Apenas três circuitos possíveis</li> <li>* Maior influência da temperatura do que no circuito transmissor/ receptor</li> </ul>
CIRCUITO PARAMÉTRICO	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Necessidade de pouco espaço</li> <li>* Circuito simples</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Alta influência da temperatura na bobina de cobre</li> <li>* Baixa sensibilidade</li> </ul>

TABELA 4.2.2

### 4.3 ESTRUTURA DOS APARELHOS DE TESTE

Neste item será tratada a estrutura básica de aparelhos de teste por correntes parasitas, sem entrar em detalhes acerca dos componentes eletrônicos.

#### MÉTODO DA FREQUÊNCIA ÚNICA

A figura 4.3.1 mostra o esquema de módulos de um aparelho de teste, segundo o método da frequência única.

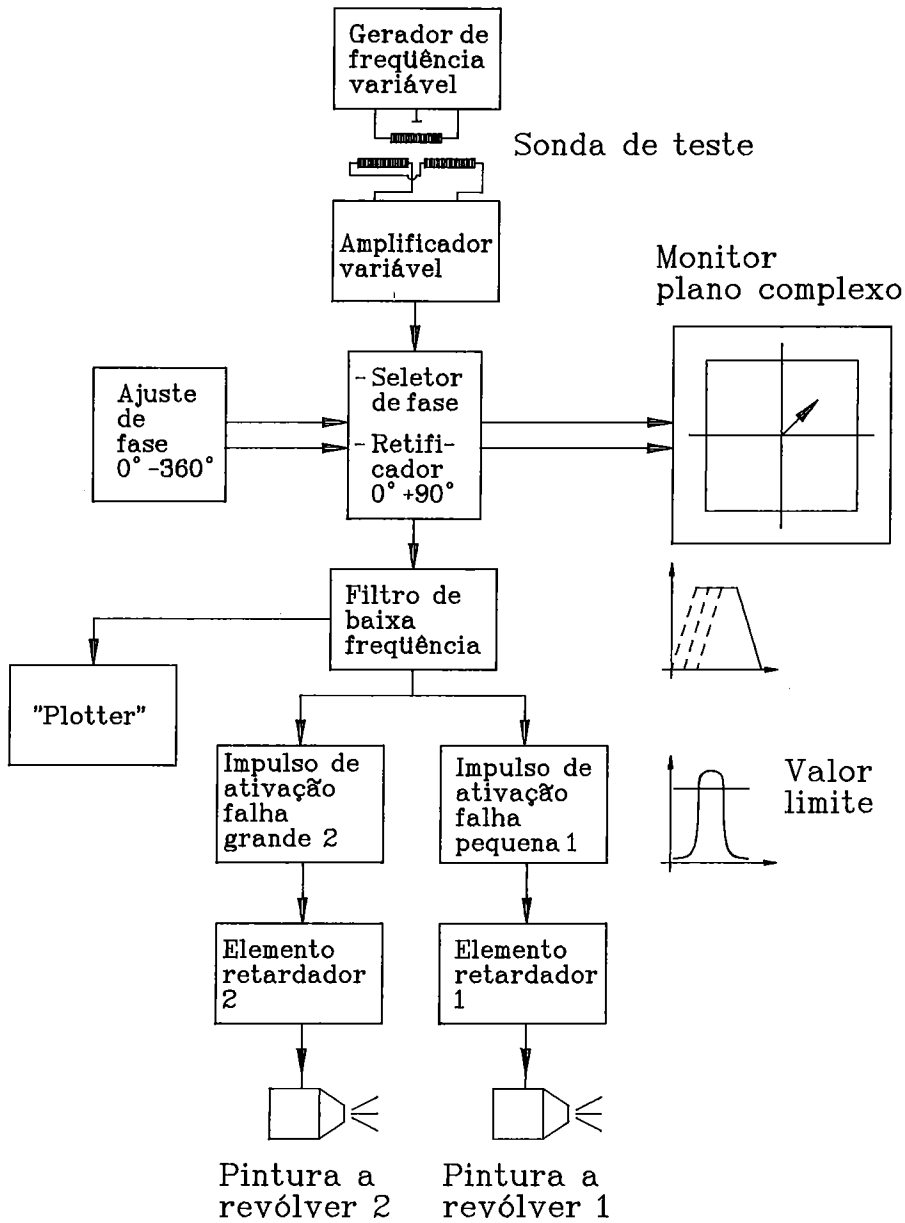


FIG 4.31 APARELHO DE TESTE UTILIZADO NO MÉTODO DA FREQUÊNCIA ÚNICA

O aparelho de teste utilizado no método da frequência única é composto dos seguintes componentes essenciais:

**GERADOR DE CORRENTE ALTERNADA** – Este módulo serve para gerar a frequência excitadora das sondas. A geração da frequência normalmente é feita na faixa de 10 Hz a 10 MHz. Na maioria dos casos, uma parte do gerador de corrente alternada é formada por um amplificador de faixa larga, que amplifica a tensão senoidal gerada pelo oscilador e a fornece como uma corrente constante no circuito transmissor da bobina. Através deste fornecimento de corrente constante, são compensadas variações elétricas (tais como a da resistência), causadas pelo aquecimento da bobina.

**AMPLIFICADOR E RETIFICADOR SELETIVO DE FASE** – A tensão do sinal das bobinas de teste, neste módulo, é separada nos componentes reativos e reais, que serão isoladamente amplificados e retificados.

Com referência à tensão excitadora, o componente real tem uma diferença de fase de zero grau e o componente reativo uma diferença de fase de  $90^\circ$ , sendo os dois separados pelos retificadores seletivos de fase.

Amplificando-se o componente real da tensão às placas defletoras e o componente reativo às placas de medição do osciloscópio, o plano complexo pode ser apresentado no monitor, no qual o ponto luminoso descreve a curva da ponta da seta do vetor da impedância. O componente real será apresentado na direção X e o componente reativo na direção Y.

**GIRADOR DE FASE** – Com auxílio de um controle de fase, também chamado rotor de fase, os sinais podem ser girados no plano complexo em relação à localização de fase. Isto é muito vantajoso para separar os sinais perturbadores do próprio sinal da descontinuidade. Na explicação do método da seletividade de fase no item 3.7, foi mostrado que, através do ângulo de fase entre o sinal da descontinuidade e o sinal perturbador, podem ser separados os dois componentes do sinal. Normalmente procede-se no ensaio da descontinuidade de maneira tal, que o componente do sinal perturbador é girado na direção X e o componente do sinal na

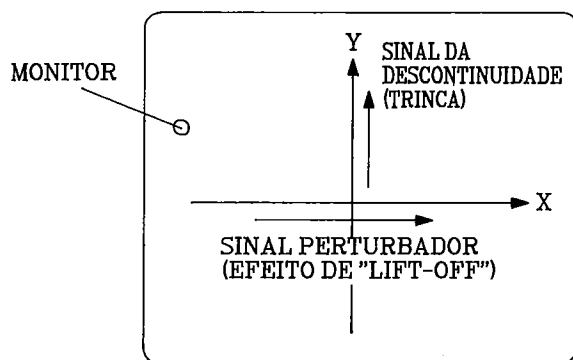


FIG 4.3.2 APRESENTAÇÃO X-Y DO SINAL DA DESCONTINUIDADE E DO SINAL PERTURBADOR

direção Y, como mostrado na figura 4.3.2. Isso é feito com auxílio do controle de fase. O componente do sinal por efeito "lift-off", por exemplo, pode ser girado na direção X e o componente do sinal por efeito da trinca, na direção Y.

**FILTROS E IMPULSIONADORES ("TRIGGER") DE ATIVAÇÃO** – Para eliminar frequências indesejáveis, externas ou provenientes do próprio processo do ensaio, a maior parte dos aparelhos de ensaio possui filtro "passa baixo" e filtro "passa alto". No esquema de módulo da figura 4.3.1, encontra-se um filtro banda para baixas frequências, para livrar o sinal da descontinuidade (direção Y) de frequências perturbadoras, que são desfavoráveis à fixação do nível de ativação para a indicação da descontinuidade.

A fixação do nível da descontinuidade é feita através de impulsionadores de ativação com nível variável, para ocasionalmente distinguir descontinuidades diferentes. Em dispositivos automáticos de ensaios os impulsionadores de ativação servem para marcar a descontinuidade no corpo de prova.

## MÉTODOS DE PARÂMETROS MÚLTIPLOS

O método de parâmetros múltiplos, que funciona com várias frequências, foi tratado como um método generalizado do método de separação, no item 3.7. Foi dito que o máximo de parâmetros separáveis é igual ao dobro do número das frequências usadas. Com duas frequências, são separáveis quatro parâmetros. Por exemplo, um sinal da descontinuidade e três sinais perturbadores de várias proveniências, como explica a figura 3.7.7 no item 3.7.

Nos aparelhos de múltiplas frequências, o enlace dos sinais dos vários canais das frequências é um ponto essencial. O objetivo do método de parâmetros múltiplos é suprimir os sinais perturbadores. Para conseguir isso, procede-se como explica a figura 4.3.3, exemplo de um dispositivo de dois canais com duas diferentes frequências de teste.

A estrutura dos módulos na figura 4.3.3, denominados canal A e canal B, é análoga à do aparelho de um canal, com apresentação X-Y no monitor, apresentado na figura 4.3.1. Para este exemplo, empregam-se sondas atuando de modo autocomparativo, apresentando um sinal característico em forma de laço, correspondente ao parâmetro considerado.

No lado superior direito da figura 4.3.3 apresenta-se um sinal perturbador do canal A e um menor, de fase diferente, do canal B.

Através da rotação vetorial no canal de teste B, o sinal é girado em direção ao sinal do canal A. Por meio dos amplificadores do canal B, o sinal perturbador B pode ser levado à mesma grandeza do sinal perturbador A. Em seguida, os dois sinais perturbadores serão subtraídos, ficando um sinal perturbador restante. Com auxílio da rotação vetorial A/B, este sinal restante pode ser girado para a posição horizontal (direção X), ficando assim a direção Y somente para o sinal da descontinuidade.

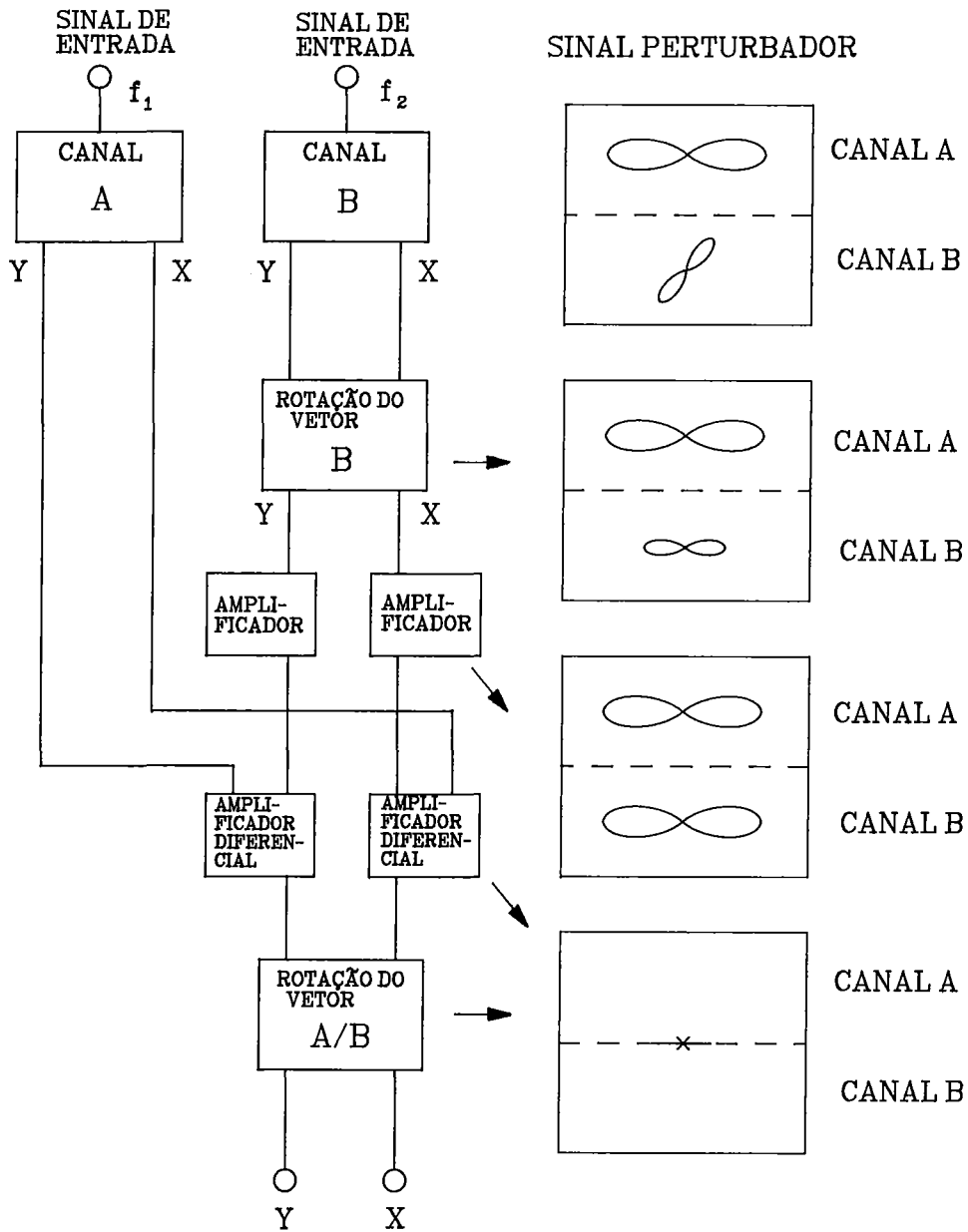


FIG 4.3.3 EXPLICAÇÃO DA SUPRESSÃO DO SINAL PERTURBADOR NO MÉTODO DE PARÂMETOS MÚLTIPLOS

## 5. MÉTODOS MATEMÁTICOS

Nos capítulos anteriores foram tratados de forma qualitativa os princípios de funcionamento e os resultados obtidos através da técnica das correntes parasitas.

Neste capítulo será explicada, de forma quantitativa, a teoria dos processos por correntes parasitas para casos geométricos simples. Casos geometricamente mais complicados, tais como a identificação de descontinuidades em tubos já montados, etc., são calculados somente através de métodos matemáticos muito complexos, geralmente baseados nos elementos finitos. Devido a isso, tais casos são aqui excluídos. O objetivo deste capítulo é examinar, em dispositivos de geometria simples, as relações teóricas básicas entre as características do corpo de prova (dimensões, composição e descontinuidades) e as grandezas elétricas mensuráveis (variação da impedância da bobina de teste, variação da tensão reativa na bobina de medição).

### 5.1 MÉTODO COM SONDA EXTERNA

A sonda externa é um dos dispositivos da bobina de teste dos mais empregados.

Por esta razão e por sua geometria simples, este dispositivo serve muito bem como exemplo. A explicação será feita em quatro itens:

- \* Determinação da distribuição da intensidade do campo magnético, em corpos de prova cilíndricos.
- \* Determinação da densidade das correntes parasitas em corpos de prova cilíndricos.
- \* Introdução da permeabilidade efetiva.
- \* Cálculo das curvas características (frequência, condutividade, "lift-off").

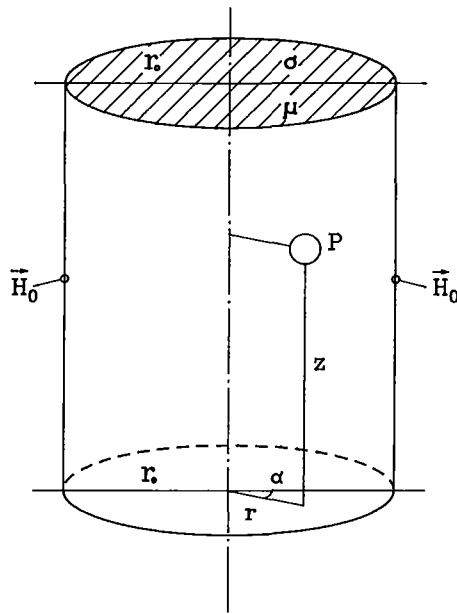


FIG 5.11 CORPO DE PROVA  
CÍLINDRICO

### DETERMINAÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO DA INTENSIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO, EM CORPOS DE PROVA CILÍNDRICOS

Considere-se um corpo de prova cilíndrico, como mostra a figura 5.1.1, o qual está caracterizado por sua condutividade elétrica  $\sigma$ , permeabilidade  $\mu$  e raio  $r_0$ , sobre o qual atua um campo magnético alternado, cuja intensidade na superfície tem o valor  $H_0$ . O objetivo é determinar a distribuição da intensidade do campo magnético na seção transversal, e ainda, particularmente, a alteração da mesma com a variação da frequência de teste. O ponto de partida para esta determinação são as equações de MAXWELL, da eletrodinâmica:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_{\text{rel}} \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (5.1.1)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{i} = \epsilon_{\text{rel}} \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (5.1.2)$$

onde:

$\vec{E}$  = Intensidade do campo elétrico

$\vec{B}$  = Densidade do fluxo magnético

$\vec{H}$  = Intensidade do campo magnético

$\vec{D}$  = Densidade da corrente de deslocamento

$i$  = Densidade da corrente condutora

$\mu_{rel}$  = Permeabilidade relativa

$\epsilon_{rel}$  = Constante dielétrica

$\sigma$  = Condutividade elétrica

$\epsilon_0$  = Permissividade no vácuo

$\mu_0$  = Permeabilidade no vácuo

No interior de corpos de prova de boa condutividade elétrica, a densidade da corrente de deslocamento  $D$  é desprezível em relação à densidade da corrente condutora  $i$ , mesmo com o emprego de frequências muito altas.

Devido a isso, as equações de MAXWELL (5.1.1) e (5.1.2) podem ser simplificadas, como a seguir:

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_{rel} \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (5.1.3)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \vec{E} \quad (5.1.4)$$

No interior do corpo de prova cilíndrico, homogêneo, é válido:

\* não ocorrem cargas elétricas livres, logo:

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad (5.1.5)$$

\* não ocorrem cargas magnéticas livres, logo:

$$\text{div} \vec{H} = 0 \quad (5.1.6)$$

Em ambos os lados da equação (5.1.4) é aplicado o operador vetorial rotacional e no corpo de prova é pressuposto que  $\sigma$  seja constante:

$$\text{rot rot}\vec{H} = \text{rot}(\sigma\vec{E}) = \sigma \text{rot}\vec{E} \quad (5.1.7)$$

utilizando a relação vetorial :

$$\text{rot rot}\vec{H} = \text{grad div}\vec{H} - \nabla^2\vec{H} \quad (5.1.8)$$

onde:

$$\nabla^2 = \text{div grad} = \text{Operador LAPLACE (segunda derivação de posição)}$$

e levando em consideração a equação (5.1.6), para a equação (5.1.7), resulta:

$$\text{rot rot}\vec{H} = -\nabla^2\vec{H} = \sigma \text{rot}\vec{E} \quad (5.1.9)$$

Substituindo nesta equação o termo  $\text{rot}\vec{E}$ , dado pela equação (5.1.3), resulta para a intensidade de campo magnético  $\vec{H}$  na equação diferencial, dependente do tempo e do local:

$$\nabla^2\vec{H} = \sigma \mu_{\text{rel}} \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (5.1.10)$$

A dependência do local está presente no lado esquerdo da equação, devido à aplicação do operador LAPLACE na intensidade de campo magnético, e no lado direito é evidente a dependência do tempo na derivada da intensidade do campo.

## SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL

Na magnetização por campo alternado tratada no item 3.3, ao se referir ao efeito pelicular, a intensidade da campo magnético  $H$  periodicamente variável, pode ser apresentada como uma grandeza complexa (veja equação 3.3.17).

Esta solução inicial :

$$\vec{H} = H e^{j\omega t} \quad (5.1.11)$$

aqui será utilizada para a resolução, na qual H é apenas dependente do local.

Então, com a solução inicial (5.1.11) vem:

$$\nabla^2 \vec{H} = \nabla^2 H e^{j\omega t} \quad (5.1.12)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = j\omega H e^{j\omega t} \quad (5.1.13)$$

e destas duas equações, conjuntamente com a equação (5.1.10), resulta a equação diferencial independente do tempo:

$$\nabla^2 H + K^2 H = 0 \quad (5.1.14)$$

onde:

$$K^2 = -j\omega\sigma \mu_{rel} \mu_o \quad (5.1.15)$$

A solução da equação diferencial dependente do local (5.1.14) para o corpo de prova cilíndrico homogêneo, mostrado na figura 5.1.1, será realizada baseada nas seguintes hipóteses:

- (1) a distribuição da intensidade do campo magnético é igual em todas as seções transversais do corpo de prova e independente do ângulo azimutal  $\alpha$  (simetria cilíndrica).
- (2) na superfície do corpo de prova existe a intensidade do campo magnético  $H_o$ .

O operador LAPLACE para coordenadas cilíndricas é:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (5.1.16)$$

Devido à hipótese (1) que estabelece a simetria cilíndrica do campo magnético e a igualdade em todas as seções transversais, temos que  $\partial/\partial z = 0$  e  $\partial/\partial \alpha = 0$ . Devido a isto, desaparecem na equação (5.1.16) os dois últimos termos, podendo ser usada a seguinte relação simplificada:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \quad (5.1.17)$$

aplicando esta relação do operador LAPLACE na equação diferencial (5.1.14), resulta:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} + k^2 H = 0 \quad (5.1.18)$$

Para a solução desta equação diferencial, utiliza-se o fato de ser ela um caso especial da chamada equação diferencial de BESSEL, que na sua forma geral é:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} + \left( k^2 - \frac{p^2}{r^2} \right) H = 0 \quad (5.1.19)$$

Sendo  $p = 0$ , resulta então a equação diferencial (5.1.18), que para corpos de prova cilíndricos deve ser solucionada objetivando a determinação da distribuição radial da intensidade do campo magnético.

## SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL DE BESSEL DA ORDEM ZERO

Para colocar a equação diferencial (5.1.18) na forma geral da equação diferencial de BESSEL da ordem zero, considera-se:

$$x = kr \quad (5.1.20)$$

e assim, devido a

$$\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial r} = k \frac{\partial H}{\partial x} \quad (5.1.21)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial H}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial H}{\partial x} \right) \frac{\partial x}{\partial r} = k^2 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \quad (5.1.22)$$

obtem-se a equação diferencial (5.1.18) na forma conhecida:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial H}{\partial x} + H = 0 \quad (5.1.23)$$

A solução geral da equação diferencial (5.1.23) é:

$$H(x) = C_1 J_0(x) + C_2 Y_0(x) \quad (5.1.24)$$

onde:

$J_0(x)$  = Função de BESSEL do primeiro gênero da ordem zero

$Y_0(x)$  = Função de BESSEL do segundo gênero da ordem zero

$C_1, C_2$  = Constantes

A função de BESSEL do primeiro gênero da ordem zero, pode ser calculada através da seguinte progressão:

$$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{(2^*4)^2} - \frac{x^6}{(2^*4^*6)^2} + \dots \quad (5.1.25)$$

Para valores muito menores que 1, a função de BESSEL do segundo gênero da ordem zero é, aproximadamente:

$$Y_0(x) = \frac{2}{\pi} (\ln x - 0.116) \quad (5.1.26)$$

## CONDIÇÕES DE CONTORNO

Como é explicado através da figura 5.1.1, deve-se determinar a distribuição da intensidade do campo magnético no interior de um corpo de prova cilíndrico homogêneo. Para este caso, no interior não existem fontes magnéticas e o valor da intensidade do campo magnético na superfície do corpo de prova é  $H_0$ .

Devido a isso, pode-se estabelecer para a solução da equação diferencial, as seguintes condições de contorno:

- (1) A intensidade do campo magnético  $H$  possui obrigatoriamente em toda parte um valor finito.
- (2) A intensidade do campo magnético, para  $r = r_0$  (superfície), possui obrigatoriamente o valor  $H = H_0$ .

Através destas condições de contorno, podem ser determinadas as constantes  $C_1$  e  $C_2$ .

Na situação limite, quando  $r$  tende a zero, com  $x = \bar{k}r$  (veja relação 5.1.20), então  $x$  também tende a zero, e devido a isso é necessário se observar o comportamento das funções de BESSEL  $J_0(x)$  e  $Y_0(x)$  :

$J_0(x)$  tende para o valor um quando  $x$  tende para zero

$Y_0(x)$  tende ao infinito quando  $x$  tende para zero, pois o logaritmo de zero é igual ao infinito.

O comportamento de  $Y_0(x)$  contradiz a primeira condição de contorno e devido a isso, a constante  $C_2$  é obrigatoriamente igual a zero.

De acordo com a equação (5.1.24) e utilizando a relação (5.1.20), resta então como solução:

$$H(r) = C_1 J_0(\bar{k}r) \quad (5.1.27)$$

Da segunda condição de contorno temos:

$$H_0 = C_1 J_0(\bar{k}r_0) \quad (5.1.28)$$

resultando então para a constante  $C_1$  :

$$C_1 = \frac{H_0}{J_0(\bar{k}r_0)} \quad (5.1.29)$$

Como SOLUÇÃO PARA A EQUAÇÃO DIFERENCIAL EM FUNÇÃO DO LOCAL (5.1.18) segue através da relação (5.1.27), o resultado:

$$H(r) = H_0 \frac{J_0(\bar{k}r)}{J_0(\bar{k}r_0)} \quad (5.1.30)$$

e levando em consideração a variação periódica dada pela equação (5.1.11), obtém-se como SOLUÇÃO EM FUNÇÃO DO LOCAL E DO TEMPO:

$$\dot{H}(r,t) = H_0 \frac{J_0(\bar{k}r)}{J_0(\bar{k}r_0)} e^{j\omega t} = \dot{H}_0(t) \frac{J_0(\bar{k}r)}{J_0(\bar{k}r_0)} \quad (5.1.31)$$

onde, segundo a equação (5.1.15) :

$$\bar{k} = \sqrt{-j\omega \sigma \mu_{rel} \mu_0}$$

As soluções (5.1.30) e (5.1.31) permitem determinar a distribuição da intensidade do campo magnético  $H$ , em função do local  $r$  através da seção transversal, e em função da frequência de teste, esta incluída na grandeza  $\bar{k}$ . Para o esclarecimento desta dedução teórica serão tratados a seguir alguns exemplos.

## TRAÇADO DA FUNÇÃO DE BESSEL DO PRIMEIRO GÊNERO DA ORDEM ZERO

A função de BESSEL  $J_0$  é decisiva para o traçado da intensidade do campo magnético através do corpo de prova e pode ser calculada por meio da equação (5.1.25). Para a seção inicial da função de BESSEL  $J_0(x)$  a figura 5.1.2 mostra o resultado do referido cálculo.

Trata-se de uma função que para  $x = 0$ , assume o valor inicial um, oscila em torno do eixo  $x$  e realiza sua primeira passagem por zero em  $x = 2,405$ .

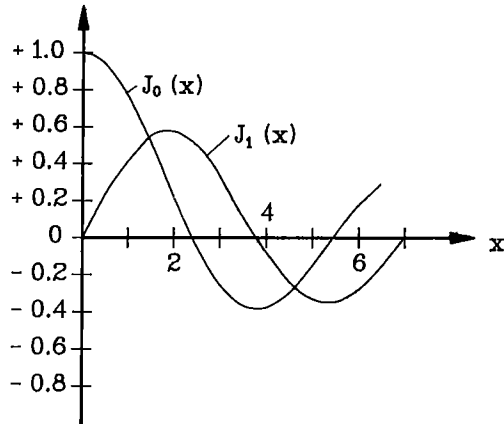


FIG 5.1.2 TRAÇADO DAS FUNÇÕES DE BESSEL  $J_0$  E  $J_1$

## TRAÇADO DA FUNÇÃO DE BESSEL DO PRIMEIRO GÊNERO DA ORDEM UM

A função de BESSEL  $J_1(x)$  do primeiro gênero e da primeira ordem, só será necessária mais adiante, porém, será introduzida nesta ocasião. A função é calculada através de:

$$J_1 = \frac{x}{2} - \frac{x^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x^5}{(2^2 \cdot 4)^2 \cdot 6} - \frac{x^7}{(2^2 \cdot 4)^3 \cdot 8} + \dots \quad (5.1.32)$$

Por meio da diferenciação e integração, respectivamente, pode ser demonstrado que entre as funções existem as seguintes relações:

$$J'_0(x) = -J_1(x) \quad (5.1.33)$$

$$\int x J_0(x) dx = x J_1(x) + \text{const.} \quad (5.1.34)$$

A figura 5.1.2 mostra também o traçado de  $J_1(x)$ .

Para calcular, no corpo de prova cilíndrico, a intensidade do campo magnético separada em módulo e fase é preciso levar em consideração o fato de que, de acordo com a equação (5.1.15),  $\bar{k}$  é uma grandeza complexa, calculando assim as grandezas correspondentes.

Sendo introduzida a relação

$$\bar{k}^2 = -jk^2 = -j\omega\sigma\mu_{\text{rel}}\mu_0 \quad (5.1.35)$$

onde:

$$k^2 = \omega\sigma\mu_{\text{rel}}\mu_0 \quad \text{respectivamente} \quad k = \sqrt{\omega\sigma\mu_{\text{rel}}\mu_0}$$

De agora em diante, ao se tratar das equações de solução, dependendo da forma que ocorre o número  $j$ , será usado para este, um dos termos mostrados na figura 5.1.3.

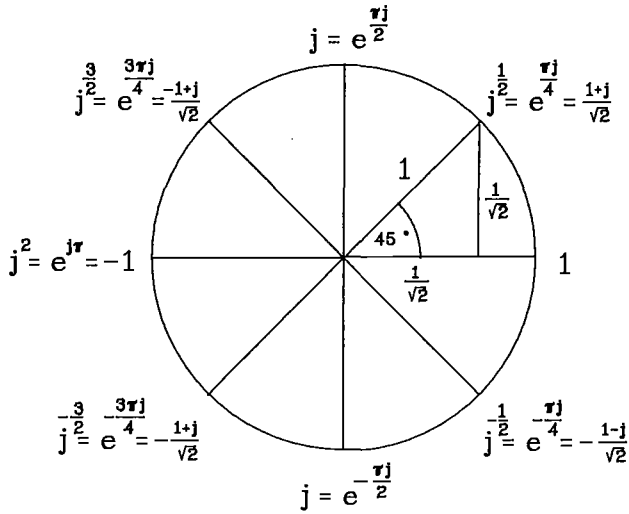


FIG 5.1.3 APRESENTAÇÃO DA DETERMINAÇÃO DO NÚMERO J

Assim, a solução (5.1.30) fica:

$$H(r) = H_0 \frac{J_0 \left[ krj^{\frac{3}{2}} \right]}{J_0 \left[ kr_0j^{\frac{3}{2}} \right]} \quad (5.1.36)$$

onde:

$$J_0 \left( krj^{\frac{3}{2}} \right) = 1 + j \frac{(kr)^2}{(2!)^2} - \frac{(\frac{1}{2} kr)^4}{(2!)^2} - j \frac{(\frac{1}{2} kr)^6}{(3!)^2} + \frac{(\frac{1}{2} kr)^8}{(4!)^2} + \dots \quad (5.1.37)$$

Nesta relação, ordenam-se agora os termos reais e imaginários, da seguinte maneira:

$$J_0 \left( krj^{\frac{3}{2}} \right) = \left( 1 - \frac{(\frac{1}{2} kr)^4}{(2!)^2} + \frac{(\frac{1}{2} kr)^8}{(4!)^2} - \dots \right) + j \left( \frac{(kr)^2}{(2!)^2} - \frac{(\frac{1}{2} kr)^6}{(3!)^2} + \dots \right)$$

Na primeira expressão, entre parênteses, do lado direito da equação, são agrupados

os termos reais formando a função BER (parte real da função de BESSEL) e os termos imaginários da segunda expressão formam a função BEI (parte imaginária da função de BESSEL):

$$\text{BER}(kr) = 1 - \frac{(\frac{1}{2}kr)^4}{(2!)^2} + \frac{(\frac{1}{2}kr)^8}{(4!)^2} - + \dots = 1 - \frac{(kr)^4}{2^2 4^2} + \frac{(kr)^8}{2^2 4^2 6^2 8^2} - \dots \quad (5.1.38)$$

$$\text{BEI}(kr) = (\frac{1}{2}kr)^2 - \frac{(\frac{1}{2}kr)^6}{(3!)^2} + - \dots = \frac{(kr)^2}{2^2} - \frac{(kr)^6}{2^2 4^2 6^2} + \dots \quad (5.1.39)$$

A equação (5.1.37) pode então, ser apresentada através de:

$$J_0(krj^{\frac{3}{2}}) = \text{BER}(kr) + j \text{BEI}(kr) \quad (5.1.40)$$

A figura 5.1.4 mostra o traçado das funções BER (kr) e BEI (kr). Para valores crescentes de kr, as curvas oscilam em torno do eixo kr, com a amplitude aumentando. As duas funções são pares e possuem posições reais nulas. O módulo da função de BESSEL  $J_0$ , calcula-se através de :

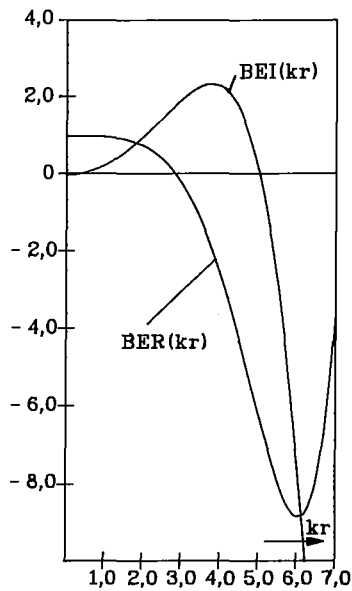


FIG 5.1.4 TRAÇADO DE BER(kr) E BEI(kr)

$$|J_0(kr_j^{\frac{3}{2}})| = \sqrt{[BER(kr)]^2 + [BEI(kr)]^2} \quad (5.1.41)$$

Na superfície do corpo de prova, onde  $r = r_0$ , o módulo da função é dado por :

$$|J_0(kr_0j^{\frac{3}{2}})| = \sqrt{[BER(kr_0)]^2 + [BEI(kr_0)]^2} \quad (5.1.42)$$

e com isso, segundo a equação (5.1.36), resulta para o módulo da distribuição da intensidade do campo magnético:

$$\frac{H(r)}{H_0} = \frac{\sqrt{[BER(kr)]^2 + [BEI(kr)]^2}}{\sqrt{[BER(kr_0)]^2 + [BEI(kr_0)]^2}} \quad (5.1.43)$$

A defasagem da intensidade do campo magnético em relação ao valor da fase na superfície, é dada por:

$$\operatorname{tg} \alpha_H - \operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{BEI(kr)}{BER(kr)} - \frac{BEI(kr_0)}{BER(kr_0)} \quad (5.1.44)$$

e, por conseguinte:

$$\alpha_H - \alpha_0 = \operatorname{arctg} \left[ \frac{BEI(kr)}{BER(kr)} \right] - \operatorname{arctg} \left[ \frac{BEI(kr_0)}{BER(kr_0)} \right] \quad (5.1.45)$$

**EXEMPLO:** Numa barra de cobre com 40 mm de diâmetro ( $r_0 = 20\text{mm}$ ) deve-se calcular, para várias frequências de teste, a distribuição da intensidade do campo magnético e também a defasagem em relação à intensidade do campo  $H_0$  na superfície. Neste caso, o comprimento da barra de cobre dever ser considerado infinito.

Dados:

Condutividade elétrica  $\sigma = 52 \frac{\text{m}}{\Omega\text{mm}^2}$

Permeabilidade relativa  $\mu_{\text{rel}} = 1$

Permeabilidade absoluta  $\mu_0 = 1,26 * 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$

Freqüências de teste:  $f = 6,1 \text{ Hz}; 97,3 \text{ Hz}; 607 \text{ Hz}$

Calculada segundo a equação (5.1.43), a distribuição da intensidade do campo magnético  $H(r)$  em relação à intensidade do campo  $H_0$  na superfície, é mostrada na figura 5.1.5. É evidente que para baixas freqüências (no exemplo,  $f = 6,1 \text{ Hz}$ ), a intensidade do campo ao longo da seção transversal é praticamente constante. Para valores crescentes da freqüência, os valores da intensidade do campo em direção ao centro do corpo de prova, diminuem cada vez mais. Desse modo, com a freqüência de 607 Hz, a intensidade do campo no centro da barra de cobre, praticamente se extingue. Através

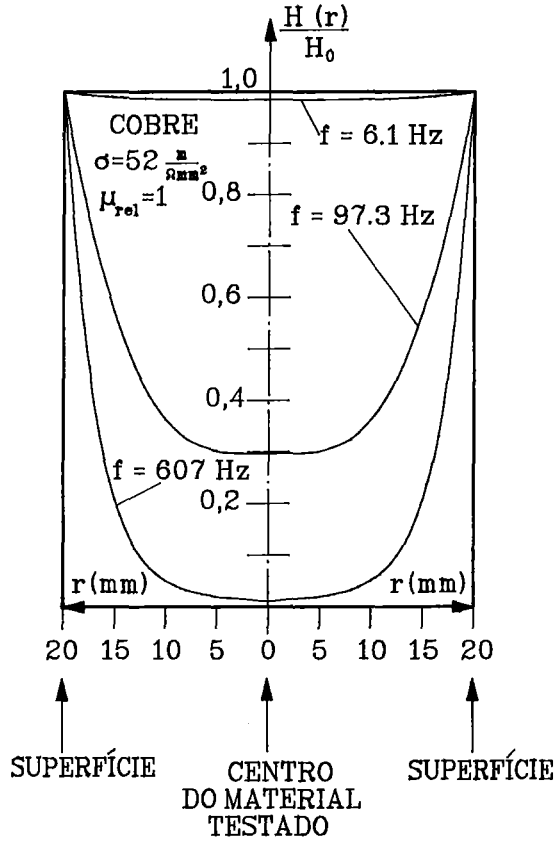


FIG 5.1.5 DISTRIBUIÇÃO DA INTENSIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO NA BARRA DE COBRE PARA VÁRIAS FREQUÊNCIAS

da teoria estabelecida, pode-se muito bem descrever o efeito pelicular.

Calculado segundo a equação (5.1.45), o traçado de fase relativa a uma fase considerada zero na superfície, é mostrado na figura 5.1.6.

Com baixas frequências (no exemplo, 6,1 Hz), até o centro do corpo de prova, ocorre apenas uma pequena defasagem.

A fase do sinal se atrasa em relação à fase da superfície. Com o aumento da frequência de teste, aumenta também a defasagem.

**DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DAS CORRENTES PARASITAS EM CORPOS DE PROVA CILÍNDRICOS** - O campo magnético alternado, cujo cálculo foi desenvolvido em função do raio do corpo de prova e da frequência de teste, gera correntes parasitas com determinada densidade, sendo esta também dependente do local e da frequência de teste.

O comportamento desta densidade das correntes parasitas será determinado a seguir.

A figura 5.1.7 mostra, em corte, um corpo de prova cilíndrico e serve para esclarecer a relação existente entre o campo magnético e a densidade das correntes parasitas.

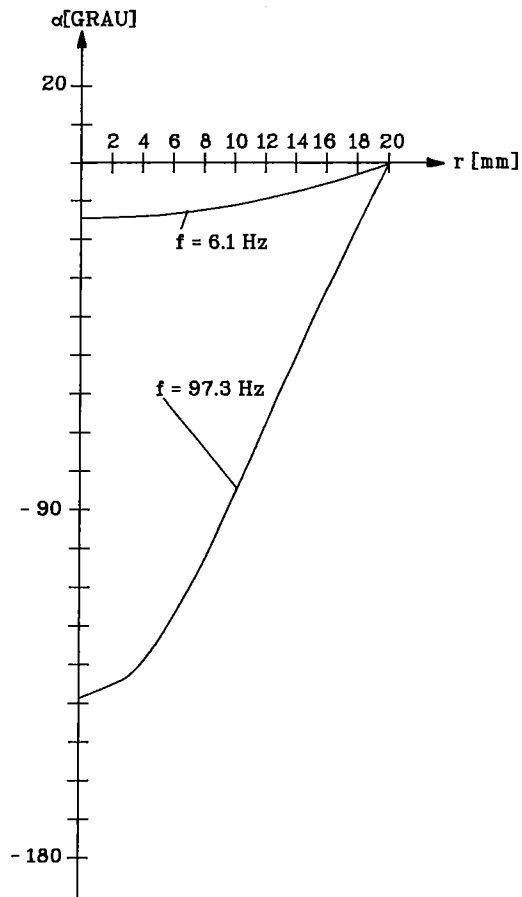


FIG 5.1.6

TRAÇADO DA FASE DA INTENSIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO NO INTERIOR DA BARRA DE COBRE, EM FUNÇÃO DO LOCAL

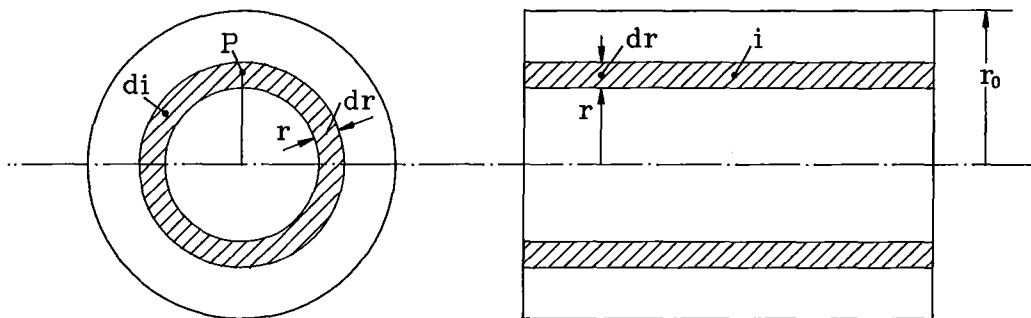


FIG 5.1.7 GERAÇÃO DA DENSIDADE DAS CORRENTES PARASITAS

O campo magnético alternado no local P, onde a intensidade do campo é  $dH$ , gera correntes parasitas  $dI$ , na seção transversal em forma de anel, de raio  $r$ .

É válida a relação:

$$dH = \frac{dI}{r} \quad (5.1.46)$$

A seção transversal, percorrida pelas correntes parasitas, é dada pela área em forma de anel  $= 2 \pi r dr$ , sendo a sua intensidade obtida pela relação:

$$dI = 2\pi i(r) r dr \quad (5.1.47)$$

onde:

$$i(r) = \text{Densidade das correntes parasitas no local } r \left[ \frac{\text{A}}{\text{mm}^2} \right]$$

$$r = \text{raio [mm]}$$

Substituindo-se a relação (5.1.47) na equação (5.1.46), resulta para a densidade das correntes parasitas:

$$i(r) = \frac{1}{2\pi} \frac{dH(r)}{dr} \quad (5.1.48)$$

A intensidade do campo magnético  $H(r)$  é dada pela equação (5.1.36), que substituída na equação (5.1.48) resulta em:

$$i(r) = \frac{H_0}{2\pi J_0[kr_0 j^{\frac{3}{2}}]} \frac{d}{dr} J_0(kr j^{\frac{3}{2}}) \quad (5.1.49)$$

De acordo com as equações (5.1.33) e (5.1.40), para a derivada da função de BESSEL  $J_0$ , pode-se escrever:

$$\frac{d}{dr} J_0(kr j^{\frac{3}{2}}) = \text{BER}'(kr) + j \text{BEI}'(kr) \quad (5.1.50)$$

As funções  $\text{BER}'$  e  $\text{BEI}'$  são as derivadas das funções  $\text{BER}$ , dada pela equação (5.1.38) e  $\text{BEI}$ , dada pela equação (5.1.39), sendo assim válida:

$$\text{BER}'(kr) = -\frac{4(kr)^3}{2^2 4^2} + \frac{8(kr)^7}{2^2 4^2 6^2 8^2} - \dots = -\frac{(kr)^3}{16} + \frac{(kr)^7}{18432} - \dots \quad (5.1.51)$$

$$\text{BEI}'(kr) = \frac{2(kr)}{2^2} - \frac{6(kr)^5}{2^2 4^2 6^2} + \dots = \frac{kr}{2} - \frac{(kr)^5}{384} + \dots \quad (5.1.52)$$

A expressão que aparece no denominador da equação (5.1.49) pode ser apresentada, segundo a equação (5.1.40), por:

$$J_0(kr_0 j^{\frac{3}{2}}) = \text{BER}(kr_0) + j \text{BEI}(kr_0) \quad (5.1.53)$$

resultando, assim, na equação determinante para a densidade das correntes parasitas, em corpos de prova cilíndricos, a saber:

$$i(r) = \frac{H_0}{2\pi} \left[ \left( \frac{BER'(kr)}{BER(kr_0)} + \frac{jBEI'(kr)}{jBEI(kr_0)} \right) * \left( \frac{BER(kr_0)}{BER(kr_0)} - \frac{jBEI(kr_0)}{jBEI(kr_0)} \right) \right] \quad (5.1.54)$$

onde:

$H_0$  = Intensidade do campo magnético alternado na superfície do corpo de

prova  $\left[ \frac{A}{mm} \right]$

$$k = \sqrt{\omega\sigma \mu_{rel} \mu_0}$$

$$\omega = 2\pi f \quad f = \text{Frequência de teste [Hz]}$$

$$\sigma = \text{Condutividade elétrica do corpo de prova} \left[ \frac{m}{\Omega mm^2} \right]$$

$\mu_{rel}$  = Permeabilidade relativa do corpo de prova

$$\mu_0 = 1,26 * 10^{-6} \frac{Vs}{Am}$$

$r_0$  = Raio do corpo de prova [mm]

e as funções  $BER'$ ,  $BEI'$ ,  $BER$  e  $BEI$  são dadas pelas equações (5.1.51), (5.1.52) (5.1.38) e (5.1.39), respectivamente.

Da equação (5.1.54), tem-se que, o módulo da densidade das correntes parasitas:

$$|i(r)| = \frac{H_0}{2\pi} \left\{ \left[ \frac{BER'(kr) BER(kr_0) + BEI'(kr) BEI(kr_0)}{BER^2(kr_0) + BEI^2(kr_0)} \right]^2 + \left[ \frac{BEI'(kr) BER(kr_0) - BER'(kr) BEI(kr_0)}{BER^2(kr_0) + BEI^2(kr_0)} \right]^2 \right\}^{0.5} \quad (5.1.55)$$

Tendo a defasagem da densidade das correntes parasitas como referencial e uma fase considerada zero grau na superfície do corpo de prova, o ângulo de fase  $\alpha$  pode ser calculado através de:

$$\alpha_i - \alpha_0 = \arctg \left[ \frac{BEI'(kr) BER(kr_0) - BER'(kr) BEI(kr_0)}{BER'(kr) BER(kr_0) + BEI'(kr) BEI(kr_0)} \right] - \arctg \left[ \frac{BEI'(kr_0) BER(kr_0) - BER'(kr_0) BEI(kr_0)}{BER'(kr_0) BER(kr_0) + BEI'(kr_0) BEI(kr_0)} \right] \quad (5.1.56)$$

**EXEMPLO:** para a barra cilíndrica de cobre, já considerada em outros exemplos, deverá ser determinada a distribuição da densidade das correntes parasitas. Os dados iniciais são:

$$r_0 = 20 \text{ mm, Raio do corpo de prova; } \mu_{\text{rel}} = 1$$

$$\sigma = 52 \frac{\text{m}}{\Omega \text{mm}^2}; f = 6,1; 97,3; 607 \text{ Hz}$$

$$H_0/2\pi = 1 \text{ A/mm, intensidade do campo magnético alternado na superfície do corpo de prova}$$

A figura 5.1.8 mostra a densidade das correntes parasitas (módulo) em função do raio  $r$ , para várias freqüências de teste. Nesta apresentação é evidente que para baixas freqüências de teste, devido a grande profundidade de penetração do campo magnético, a densidade das correntes parasitas é praticamente constante em toda a seção transversal, assumindo pequenos valores.

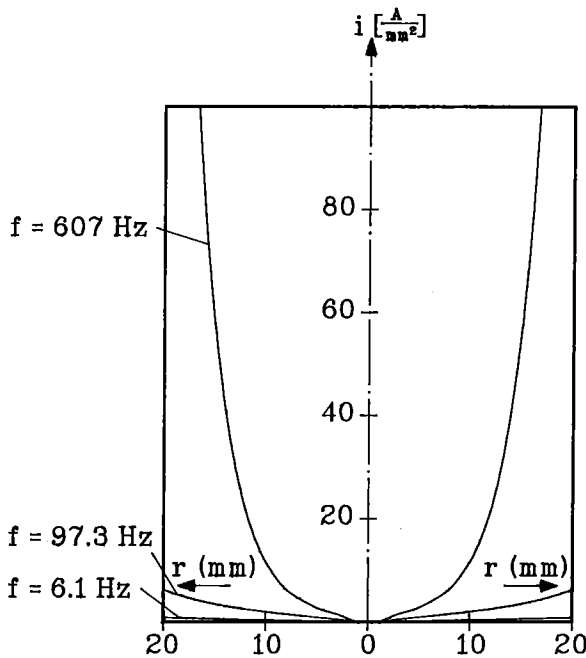


FIG. 5.1.8 DISTRIBUIÇÃO DA DENSIDADE DAS CORRENTES PARASITAS NA BARRA DE COBRE

Porém, para elevadas freqüências de testes, a densidade das correntes parasitas concentra-se na superfície e assume valores elevados. A densidade das correntes parasitas no local de uma descontinuidade é decisiva para identificação da mesma, pois esta descontinuidade perturba a evolução da densidade das correntes parasitas. Disso conclui-se que, para baixas densidades das correntes parasitas, a sensibilidade à identificação de descontinuidades superficiais ou próximas da superfície, é pequena. Com a elevação da freqüência, a densidade das correntes parasitas cresce lateralmente e a sensibilidade à identificação da descontinuidade, aumenta.

### INTRODUÇÃO DA PERMEABILIDADE EFETIVA

Está sendo tratado ainda, o método das correntes parasitas com emprego de sonda externa. Na figura 5.1.9 este método é novamente mostrado, agora esquematizado.

A bobina excitadora (I), percorrida pela corrente alternada, é disposta concentricamente em torno da bobina receptora (II), que fornece nos seus terminais a tensão  $U$  nela induzida. A bobina receptora possui diâmetro  $D_s$ . No dispositivo de ensaio, encontra-se um corpo de prova com diâmetro  $D_p$  (cilindros ocios ou maços, tais como tubos ou barras,

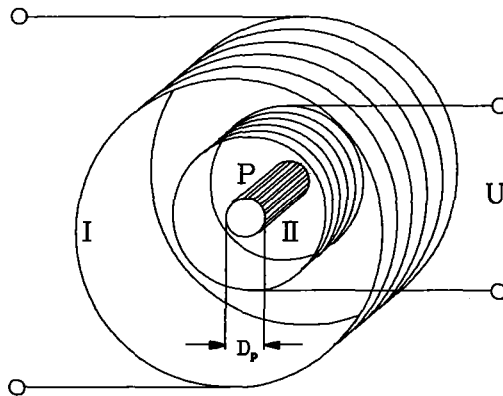


FIG 5.1.9 DISPOSITIVO DE ENSAIO  
COM SONDA EXTERNA

respectivamente). No tratamento teórico a seguir, parte-se dos fatores dados pela figura 5.1.10. A parte superior mostra um corte da bobina secundária com o corpo de prova. Considera-se que a bobina de excitação e o corpo de prova possuem comprimento infinito.

Se a bobina receptora estiver vazia, a intensidade do campo magnético  $\vec{H}_0$ , gerada pela bobina excitadora, domina toda a seção transversal da bobina receptora. Neste caso, ela fornece através dos seus terminais a tensão induzida  $U_{\text{vazio}}$ . Depois de inserir o corpo de prova, a intensidade do campo  $\vec{H}_0$  não se altera na área anelar entre a bobina receptora e a superfície do corpo de prova. Porém, dentro do corpo de prova, a distribuição da intensidade do campo magnético  $\vec{H}(r)$  apresenta-se em função do local, variando o seu cálculo (módulo e fase) através das equações (5.1.43) e (5.1.44). Conseqüentemente, varia também em função do raio, a densidade do fluxo magnético  $\vec{B}$  no interior do corpo de prova, segundo a relação (2.2.8), sendo :

$$\vec{B}(r) = \mu_0 \mu_{\text{rel}} \vec{H}(r) \quad (5.1.57)$$

A bobina receptora não mede a distribuição da intensidade do campo no interior do corpo de prova, mas sim, um valor efetivo do campo.

Devido a isso, faz sentido introduzir e calcular um valor efetivo que expresse os fenômenos no interior do corpo de prova. Se para esta consideração, parte-se da intensidade do campo  $\vec{H}_0$  na superfície, que já serviu diversas vezes como grandeza de referência, pode-se escrever formalmente:

$$\vec{H}(r) = \mu(r) \vec{H}_0 \quad (5.1.58)$$

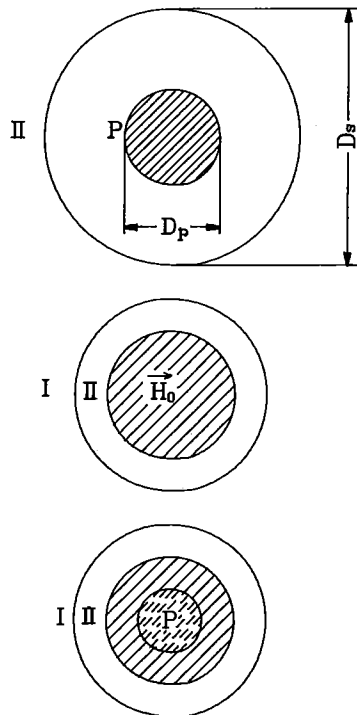


FIG 5.1.10 EXPLICAÇÃO DO MODELO TEÓRICO

A intensidade do campo  $\vec{H}(r)$  em função do local, é apresentada nesta fórmula como o produto da intensidade do campo superficial  $\vec{H}_0$  pela permeabilidade complexa  $\mu(r)$ , sendo o módulo e a fase desta última, dependentes do raio  $r$ . Como foi explicado, a bobina receptora mede um valor efetivo.

Sendo introduzido então, através da distribuição radial da permeabilidade  $\mu(r)$ , um valor médio efetivo da permeabilidade atuante na seção transversal total do corpo de prova, denomina-se a permeabilidade efetiva  $\mu_{ef}$ . A figura 5.1.11 esclarece a introdução da permeabilidade efetiva. As áreas geométricas abaixo da curva  $\vec{H}(r)$  e da reta  $\mu_{ef} \vec{H}_0$  têm que ser iguais. A permeabilidade efetiva é uma grandeza complexa com partes real e imaginária.

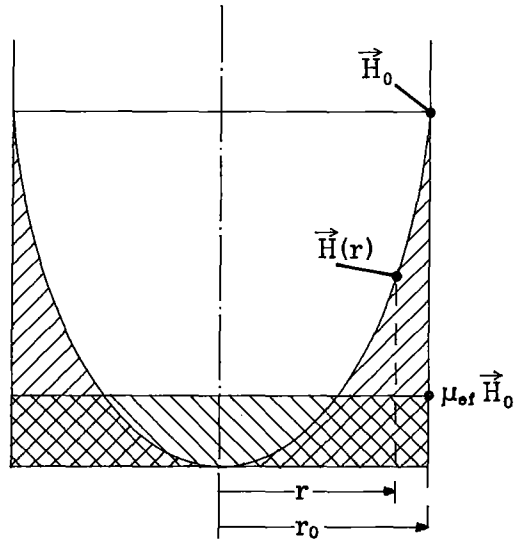


FIG 5.1.11 DEFINIÇÃO DA PERMEABILIDADE EFETIVA

Com o estabelecimento de  $\mu_{ef}$ , pode-se calcular a densidade do fluxo magnético. Sendo esta constante ao longo da seção transversal do corpo de prova, então :

$$\vec{B}_i = \mu_0 \mu_{rel} \mu_{ef} \vec{H}_0 \quad (5.1.59)$$

Fundamentalmente, com relação à redução da densidade do fluxo magnético  $\vec{B}_i$  no interior do corpo de prova, causados pelas correntes parasitas e pelo campo secundário, tanto faz se ele é calculado formalmente através da equação (5.1.59), ou

pela equação (5.1.57), a qual expressa fenômenos físicos reais.

O fluxo magnético total  $\Phi$ , no interior do corpo de prova com seção transversal de área  $A$ , pode ser calculado, por um lado através da equação (5.1.59) :

$$\Phi = B_i A = \mu_o \mu_{rel} \mu_{ef} \vec{H}_o \pi r_o^2 \quad (5.1.60)$$

e, por outro lado, segundo a equação (5.1.57), com o elemento de área  $dA = 2\pi r dr$  do corpo de prova, sendo então :

$$d\Phi = B dA = \mu_o \mu_{rel} \vec{H}(r) 2\pi r dr \quad (5.1.61)$$

Integrando, resulta em :

$$\Phi = 2\pi \mu_o \mu_{rel} \int_0^{r_o} \vec{H}(r) r dr \quad (5.1.62)$$

Para a permeabilidade efetiva, resulta, da equação (5.1.60) :

$$\mu_{ef} = \frac{\Phi}{\pi r_o^2 \mu_o \mu_{rel} \vec{H}_o} \quad (5.1.63)$$

Substituindo nesta equação o fluxo magnético dado pela equação (5.1.62), tem-se :

$$\mu_{ef} = \frac{2}{r_o^2 \vec{H}_o} \int_0^{r_o} H(r) r dr \quad (5.1.64)$$

Para a distribuição radial do campo  $\vec{H}(r)$  no interior do corpo de prova homogêneo cilíndrico, foi apresentado como solução a equação (5.1.30), que utilizada para o cálculo de  $\mu_{ef}$ , resulta :

$$\mu_{ef} = \frac{2}{r_o^2 J_o(\overline{K}r_o)} \int_0^{r_o} r J_o(\overline{K}r) dr \quad (5.1.65)$$

Devido à relação (5.1.34) entre as funções de BESSEL  $J_0$  e  $J_1$ , resulta, para a expressão integral na equação (5.1.65) :

$$\int_0^{r_0} r J_0(\bar{k}r) dr = \frac{r_0}{\bar{k}} J_1(\bar{k}r_0) \quad (5.1.66)$$

e, com esta, segue como equação de cálculo :

$$\mu_{ef} = \frac{2 J_1(\bar{k}r_0)}{\bar{k}r_0 J_0(\bar{k}r_0)} \quad (5.1.67)$$

onde:

$\bar{k} = \sqrt{-j\omega\sigma}$ , Grandeza complexa

$k = \sqrt{\omega\sigma \mu_{rel} \mu_0}$

$\omega = 2\pi f$ ,  $f$  = Frequência de teste [Hz]

$\sigma$  = Condutividade elétrica  $\left[ \frac{m}{\Omega mm^2} \right]$

$\mu_r$  = Permeabilidade relativa

$\mu_0 = 1,26 * 10^{-6} \frac{Vs}{Am}$

$r_0$  = Raio do corpo de prova cilíndrico [mm]

$J_1(\bar{k}r)$  = Função de BESSEL do primeiro gênero da primeira ordem

$J_0(\bar{k}r)$  = Função de BESSEL do primeiro gênero da ordem zero

Em um dado corpo de prova de condutividade elétrica  $\sigma$ , permeabilidade relativa  $\mu_{rel}$  e raio  $r_0$ , a permeabilidade efetiva  $\mu_{ef}$  depende apenas da frequência de teste  $f$ . Por conseguinte, a frequência de teste  $f$  é a variável que determina o argumento  $|\bar{k}r_0|$  das funções de BESSEL. Por conveniência, fixa-se, a seguir, para este argumento que :

A frequência de teste  $f$  será escolhida de maneira tal, que o módulo do argumento complexo, repetitivo nas funções de BESSEL, seja  $\bar{k}r_0$  igual a um.

Será válido então :

$$|\bar{k}r_0| = \sqrt{-j} r_0 \sqrt{2\pi f \sigma \mu_0 \mu_{rel}} = 1 \quad (5.1.68)$$

Do fato que  $|\sqrt{-j}| = 1$ , segue:

$$2\pi r_o^2 f_g \sigma \mu_o \mu_{rel} = 1 \quad (5.1.69)$$

### FREQÜÊNCIA LIMITE

A freqüência  $f_g$  que torna o módulo do argumento igual a um, satisfazendo assim a equação (5.1.68), é denominada "freqüência limite". Utilizando-se o diâmetro  $D_p = 2r_o$  do corpo de prova, ao invés do raio  $r_o$ , calcula-se a freqüência limite através da equação (5.1.69), sendo :

$$f_g = \frac{2}{\pi D_p^2 \sigma \mu_o \mu_{rel}} \quad (5.1.70)$$

Se nesta equação forem aplicados o diâmetro do corpo de prova  $D_p$  em (cm), a condutividade elétrica,  $\sigma$  em  $(\frac{m}{\Omega mm^2})$  e  $\mu_o = 1,26 * 10^{-6} \frac{Vs}{Am}$ , resulta :

$$f_g = \frac{5053}{\sigma \mu_{rel} D_p^2} \quad (5.1.71)$$

Para materiais não ferromagnéticos ( $\mu_{rel} = 1$ ), a freqüência limite depende apenas da condutividade elétrica e do diâmetro do corpo de prova.

### EXEMPLOS :

#### (1) MATERIAL TESTADO : COBRE

Dados:  $D_p = 4$  cm;  $\sigma = 52 \frac{m}{\Omega mm^2}$ ;  $\mu_{rel} = 1$ ;  $f_g = 6.07$  Hz

#### (2) MATERIAL TESTADO: AUSTENITA

Dados:  $D_p = 4$  cm;  $\sigma = 1,4 \frac{m}{\Omega mm^2}$ ;  $\mu_{rel} = 1$ ;  $f_g = 225,6$  Hz

Com o auxílio da equação (5.1.68) e usando a frequência limite  $f_g$ , o argumento  $(kr_0)$  das funções de BESSEL pode ser expresso como segue :

$$(\overline{kr}_0) = \left[ -j \frac{f}{f_g} \right]^{0.5} \quad (5.1.72)$$

Por conseguinte, de acordo com a equação (5.1.67), segue como equação de cálculo para a permeabilidade efetiva :

$$\mu_{ef} = \frac{2}{\left( -j \frac{f}{f_g} \right)^{0.5}} * \frac{J_1 \left( -j \frac{f}{f_g} \right)^{0.5}}{J_0 \left( -j \frac{f}{f_g} \right)^{0.5}} \quad (5.1.73)$$

$$\mu_{ef} = \mu_{ef, \text{ real}} - j \mu_{ef, \text{ imag}} \quad (5.1.73a)$$

onde :

$$\begin{aligned} \mu_{ef, \text{ real}} = & \frac{-\text{BER}(z) * \text{BER}'(z) + \text{BER}(z) \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \\ & + \frac{\text{BER}(z) * \text{BER}'(z) + \text{BER}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \\ & + \frac{-\text{BEI}(z) * \text{BER}'(z) + \text{BEI}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \\ & + \frac{-\text{BEI}(z) * \text{BER}'(z) - \text{BEI}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \end{aligned}$$

$$\mu_{ef, \text{ real}} = \frac{2 * (\text{BER}(z) * \text{BEI}'(z) - \text{BEI}(z) * \text{BER}'(z))}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \quad (5.1.73b)$$

$$\begin{aligned} \mu_{ef, \text{ imag}} = & \frac{-\text{BER}(z) * \text{BER}'(z) - \text{BER}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \\ & + \frac{\text{BEI}(z) * \text{BER}'(z) - \text{BEI}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \\ & + \frac{-\text{BER}(z) * \text{BER}'(z) + \text{BER}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z))^* z} \end{aligned}$$

$$+ \frac{-\text{BEI}(z) * \text{BER}'(z) - \text{BEI}(z) * \text{BEI}'(z)}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z)) * z}$$

$$\mu_{ef, \text{imag}} = \frac{-2 * (\text{BER}(z) * \text{BER}'(z) + \text{BEI}(z) * \text{BEI}'(z))}{(\text{BER}^2(z) + \text{BEI}^2(z)) * z} \quad (5.1.73c)$$

com

$$z = \left[ -j \frac{f}{f_g} \right]^{0,5}$$

## CONCLUSÃO :

A permeabilidade efetiva  $\mu_{ef}$ , sendo uma importante grandeza característica, determinada pela condutividade elétrica, pelo diâmetro do corpo de prova e pela frequência de teste, depende apenas de  $f/f_g$ , relação entre a frequência de teste e a frequência limite, a ser calculada. Ao calcular a distribuição do campo  $H(r)/H_0$  ou a distribuição da densidade da corrente parasita  $i(r)$  através das equações (5.1.43) e (5.1.55), respectivamente, se a relação  $f/f_g$  for igual, apresentam-se os mesmos argumentos.

Porém, se em corpos de prova cilíndricos diferentes, os argumentos forem iguais, serão também iguais, no interior do corpo de prova, as distribuições de intensidade do campo magnético e a densidade das correntes parasitas em função do raio relativo  $r/r_0$ .

## LEI DA SEMELHANÇA

Devido ao fenômeno citado anteriormente, existe para os Ensaio Não Destrutivos por Correntes Parasitas, a seguinte **LEI DA SEMELHANÇA** :

Num corpo de prova cilíndrico, tanto a distribuição das correntes parasitas e da intensidade do campo magnético, como também a permeabilidade efetiva serão as **mesmas**, se forem empregados os **MESMOS MÚLTIPLOS DA FREQUÊNCIA LIMITE**.

**EXEMPLO:**

**MATERIAL TESTADO: COBRE**

**MATERIAL TESTADO: AUSTENITA**

$$\sigma = 52 \frac{\text{m}}{\Omega\text{mm}^2}; D_p = 4 \text{ cm}$$

$$\sigma = 1,4 \frac{\text{m}}{\Omega\text{mm}^2}; D_p = 4 \text{ cm}$$

Mesma distribuição de intensidade de campo magnético e mesma permeabilidade efetiva, apresentam-se com :

	$f/f_g$	
f = 6,07 Hz	1	f = 225,6 Hz
f = 12,14 Hz	2	f = 451,2 Hz
f = 18,21 Hz	3	f = 676,8 Hz

A permeabilidade efetiva  $\mu_{ef}$  foi introduzida porque expressa o valor médio medido pela bobina receptora, valor este atuante na seção transversal do corpo de prova. Além disso, verifica-se ainda que esta importante grandeza para a medição, depende apenas da relação entre frequência de teste e frequência limite, sendo assim, de modo geral, válido para numerosos corpos de prova cilíndricos.

Partindo das equações (5.1.73) e (5.1.67), pode-se calcular separadamente a parte real  $\mu_{ef, \text{real}}$  e a parte imaginária  $\mu_{ef, \text{imag}}$  da permeabilidade efetiva, separando as funções de BESSEL em partes reais e imaginárias, em analogia ao cálculo da distribuição do campo magnético e da densidade das correntes parasitas.

Os resultados são apresentados na tabela 5.1.1 e na figura 5.1.12.

$f/f_g$	$\mu_{ef,real}$	$\mu_{ef,imag}$
0,0	1,0000	0,0000
0,25	0,9989	0,0311
0,50	0,9948	0,0621
1	0,9798	0,1261
2	0,9264	0,2234
3	0,8525	0,2983
4	0,7738	0,3449
5	0,6992	0,3889
6	0,6360	0,3770
7	0,5807	0,3757
8	0,5361	0,3692
9	0,4990	0,3599
10	0,4678	0,3494
12	0,4202	0,3284
15	0,3701	0,3004
20	0,3180	0,2657
50	0,2007	0,1795
100	0,1416	0,1313
150	0,1156	0,1087
200	0,1001	0,09497
400	0,07073	0,06822
1.000	0,04472	0,04372
10.000	0,01414	0,01414

TABELA 5.1.1 VALORES DA PERMEABILIDADE EFETIVA

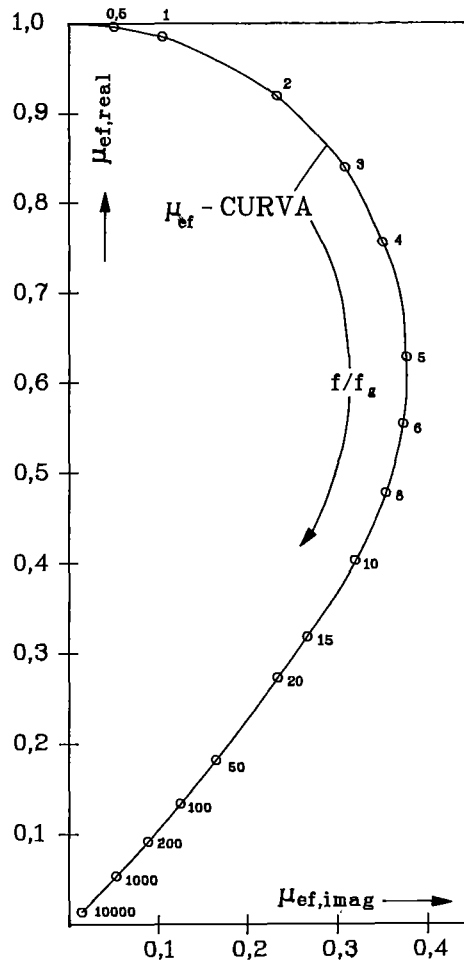


FIG 5.1.12 CURVA DA PERMEABILIDADE EFETIVA

### CÁLCULO DAS CURVAS CARACTERÍSTICAS

No capítulo 3 foram tratadas de modo qualitativo as curvas características para o método de correntes parasitas. Os resultados dos cálculos teóricos serão agora usados, para determinar de modo quantitativo, as curvas características para o exemplo de corpos de prova cilíndricos. Observa-se novamente o dispositivo de ensaio com sonda externa, esquematizado na figura 5.1.13.

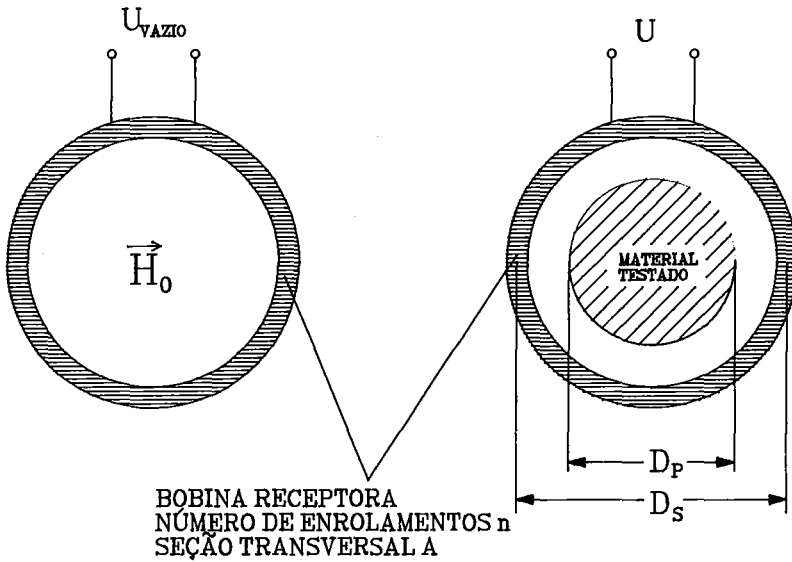


FIG 5.1.13 DISPOSITIVO DE ENSAIO COM SONDA EXTERNA

Considera-se primeiramente a bobina receptora sem o corpo de prova. A tensão medida  $U_{\text{vazio}}$ , induzida pelo campo magnético alternado  $\vec{H}_0$ , é calculada segundo a lei de indução e pelas equações (2.2.2), (2.2.3), (2.2.5) e (5.1.13), sendo :

$$\begin{aligned}
 U_{\text{vazio}} &= -n \frac{d\Phi}{dt} = -n \frac{d}{dt} (\mu_o H_o e^{j\omega t} A) \\
 &= -j\omega n\mu_o H_o e^{j\omega t} A = -j\omega n\mu_o \vec{H}_o A \quad (5.1.74)
 \end{aligned}$$

onde:

- $U_{\text{vazio}}$  = Tensão de medição da bobina receptora vazia [V]
- $\omega$  =  $2\pi f$        $f$  = Frequência de teste [Hz]
- $n$  = Número de enrolamentos da bobina receptora
- $\mu_o$  =  $1,26 * 10^{-6} \left[ \frac{V \cdot s}{Am} \right]$
- $\vec{H}_o$  = Intensidade do campo magnético alternado  $\left[ \frac{A}{m} \right]$
- $A$  = Seção transversal da bobina receptora  $[m^2] = \frac{\pi}{4} D_s^2$
- $D_s$  = Diâmetro efetivo da bobina receptora [m]

Se a defasagem entre  $U_{\text{vazio}}$  e  $\vec{H}_0$  for desprezada, resulta :

$$U_{\text{vazio}} = 2\pi f n \mu_o \vec{H}_0 \frac{\pi}{4} D_s^2 \quad (5.1.75)$$

O diâmetro efetivo da bobina receptora é calculado através dos dados geométricos apresentados na figura (5.1.14), sendo :

$$D_s^2 = \frac{1}{3} (D_{si}^2 + D_{si} D_{sa} + D_{sa}^2) \quad (5.1.76)$$

Após a introdução do corpo de prova na bobina receptora, não é influenciada apenas a "região em vazio", em forma de anel entre a bobina e o corpo de prova, evidenciada na figura (5.1.13). Nesta região, o "componente em vazio"  $U_v$  da tensão medida, é calculado através de :

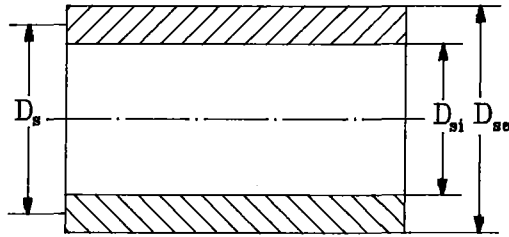


FIG 5.1.14 DIÂMETRO EFETIVO DA BOBINA RECEPTORA

$$U_v = 2\pi f n \mu_o \vec{H}_0 \frac{\pi}{4} (D_s^2 - D_p^2) \quad (5.1.77)$$

Como foi mostrado anteriormente, no corpo de prova é gerada a intensidade do campo  $\mu_{ef} \vec{H}_0$  que atua lateralmente na bobina receptora, sendo a permeabilidade efetiva calculada através da equação (5.1.73). O componente  $U_p$  da tensão de medição, relativa ao corpo de prova, é calculado através de :

$$U_p = 2\pi f n \mu_o \mu_{rel} \mu_{ef} \vec{H}_0 \frac{\pi}{4} D_p^2 \quad (5.1.78)$$

A tensão de medição total  $U$  é então, calculada através da adição dos dois componentes  $U_v$  e  $U_p$ , sendo :

$$U = U_v + U_p$$

$$U = 2\pi f n \mu_o \dot{H}_o \frac{\pi}{4} (D_s^2 - D_p^2 + D_p^2 \mu_{rel} \mu_{ef})$$

$$U = 2\pi f n \mu_o \dot{H}_o \frac{\pi}{4} D_s^2 \left[ 1 - \left( \frac{D_p}{D_s} \right)^2 + \left( \frac{D_p}{D_s} \right)^2 \mu_{rel} \mu_{ef} \right] \quad (5.1.79)$$

A proporção dos diâmetros  $D_p / D_s$ , indica a taxa de ocupação do interior da bobina pelo corpo de prova. Desta proporção define-se :

$$\epsilon = \left( \frac{D_p}{D_s} \right)^2 = \text{fator de enchimento} \quad (5.1.80)$$

O **fator de enchimento** da bobina receptora indica a parte que foi ocupada pelo corpo de prova. De acordo com as equações (5.1.80) e (5.1.75), correspondentes a  $\epsilon$  e  $U_{vazio}$ , segue como equação determinante para a tensão de medição  $U$ :

$$U = U_{vazio} (1 - \epsilon + \epsilon \mu_{rel} \mu_{ef}) \quad (5.1.81)$$

Em muitos casos são impressas nas bobinas de teste, características como  $D_s$  (diâmetro efetivo) e  $U_{vazio}$  em relação à uma determinada intensidade de campo. Para  $\epsilon = 0$ , bobina de teste vazia,  $U = U_{vazio}$ . Para materiais ferromagnéticos e com um fator de enchimento constante, a tensão de medição induzida depende da permeabilidade relativa e da permeabilidade efetiva. Como é mostrado na equação (5.1.67), a grandeza  $\mu_{ef}$  é dada em função das variáveis : condutividade elétrica, frequência de teste e raio do corpo de prova. Com isso, através da permeabilidade efetiva, pode-se averiguar a influência destas grandezas na tensão de medição  $U$ . Sendo a tensão, segundo a lei de OHM, proporcional à resistência, o fator de variação da impedância do arranjo da bobina é o mesmo da variação da tensão, sendo :

$\vec{R} = R + j\omega L =$  IMPEDÂNCIA DA BOBINA DE TESTE COM CORPO DE PROVA

$\vec{R}_0 = R_0 + j\omega L_0 =$  IMPEDÂNCIA DA BOBINA DE TESTE VAZIA

onde :

$R_0 =$  Resistência ÔHMICA da bobina de teste

$L_0 =$  Indutância da bobina de teste

e, segundo a equação (5.1.81) :

$$\frac{U}{U_{\text{vazio}}} = \frac{\vec{R}}{\vec{R}_0} = 1 - \epsilon + \epsilon \mu_{\text{rel}} \mu_{ef} \quad (5.1.82)$$

No plano complexo da impedância, mostrado mais uma vez na figura 5.1.15, o eixo imaginário é deslocado para a direita do valor  $R_0$ .

A origem das coordenadas fica então, situada em  $R_0$ . Neste plano complexo, os componentes reais de todos os valores da impedância ficam diminuídos de um valor  $R_0$ . Com isso, resulta para as impedâncias :

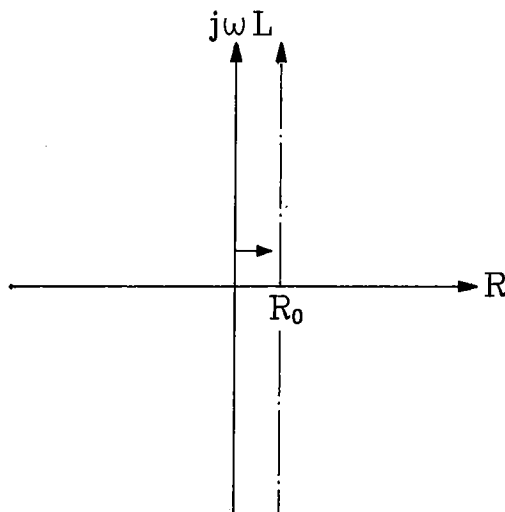


FIG 5.1.15 DESLOCAMENTO DA ORIGEM DAS COORDENADAS

$$\vec{R} = (R - R_0) + j\omega L \quad (5.1.83)$$

$$\vec{R}_0 = j\omega L_0 \quad (5.1.84)$$

Separando a permeabilidade efetiva complexa nos seus componentes reais e imaginários, na forma já estabelecida, segue:

$$\mu_{ef} = \mu_{ef, \text{ real}} - j\mu_{ef, \text{ imag}} \quad (5.1.85)$$

e de acordo com as equações (5.1.82) a (5.1.84):

$$\begin{aligned} \frac{\vec{R}}{\vec{R}_0} &= \frac{(R - R_0) + j\omega L}{j\omega L_0} = \frac{\omega L}{\omega L_0} - j \frac{(R - R_0)}{\omega L_0} \\ \frac{\vec{R}}{\vec{R}_0} &= 1 - \epsilon + \epsilon \mu_{\text{rel}} (\mu_{ef, \text{ real}} - j\mu_{ef, \text{ imag}}) \end{aligned} \quad (5.1.86)$$

Levando ainda em consideração que:

- A RESISTÊNCIA REAL R É PROPORCIONAL À TENSÃO REAL  $U_{\text{real}}$
- A RESISTÊNCIA  $\omega L$  É PROPORCIONAL À TENSÃO IMAGINÁRIA  $U_{\text{imag}}$

seguem, como relações básicas:

$$\frac{\omega L}{\omega L_0} = \left( \frac{U}{U_{\text{vaz io}}} \right)_{\text{imag}} = 1 - \epsilon + \epsilon \mu_{\text{rel}} \mu_{ef, \text{ real}} \quad (5.1.87)$$

$$\frac{R - R_0}{\omega L_0} = \left( \frac{U}{U_{\text{vaz io}}} \right)_{\text{real}} = \epsilon \mu_{\text{rel}} \mu_{ef, \text{ imag}} \quad (5.1.88)$$

A resistência  $R_0$  da bobina de teste vazia, sendo normalmente pequena e não variando durante a medição, é desprezível, podendo portanto ser modificada a equação (5.1.88) para:

$$\frac{R}{\omega L_0} = \left( \frac{U}{U_{\text{vaz io}}} \right) = \epsilon \mu_{\text{rel}} \mu_{ef, \text{ imag}} \quad (5.1.89)$$

## CURVA DE FREQUÊNCIA

Para o cálculo da curva de frequência, parte-se de um dispositivo de ensaio como esboçado na figura 5.1.16, que possui as seguintes pressupostas características:

- \* corpo de prova de material não ferromagnético,  $\mu_{rel} = 1$
- \* o corpo de prova ocupa completamente a bobina receptora,  $\epsilon = 1$
- \* a resistência da sonda de teste em vazio é desprezível, ( $R_0 = 0$ ).

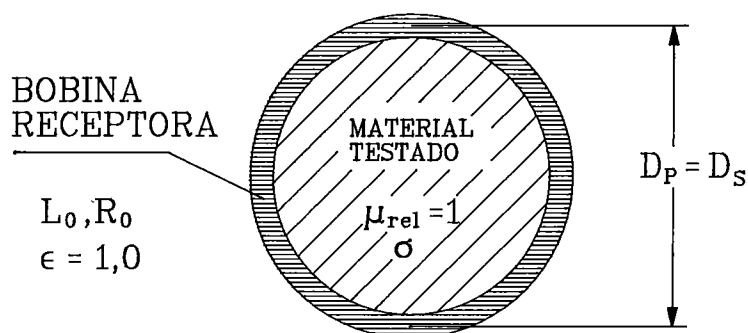


FIG 5.1.16 DISPOSITIVO PARA O CÁLCULO DA CURVA DE FREQUÊNCIA

Devido as relações (5.1.87) e (5.1.89), seguem como equações determinantes para a curva de frequência:

$$\frac{\omega L}{\omega L_0} = \mu_{ef, \text{ real}} \quad (5.1.90)$$

$$\frac{R}{\omega L_0} = \mu_{ef, \text{ imag}} \quad (5.1.91)$$

Segundo a equação (5.1.73) para  $\mu_{ef}$ , e de acordo com os resultados mostrados na figura 5.1.12, os componentes reais e imaginários de  $\mu_{ef}$  dependem apenas da razão entre as frequências  $f/f_g$ . Por conseguinte, o traçado geral da curva de frequência é

igual ao da curva de  $\mu_{ef}$  na figura 5.1.12.

EXEMPLO – cálculo da frequência para um corpo de prova cilíndrico, de cobre:

- \* diâmetro do corpo de prova  $D_p = 40\text{mm}$ .
- \* condutividade elétrica  $\sigma = 52 \frac{\text{m}}{\Omega\text{mm}^2}$ .
- \* frequência limite calculada  $f_g = 6,07 \text{ z}$ .

A curva da frequência para este dispositivo de ensaio é apresentada na figura 5.1.17.

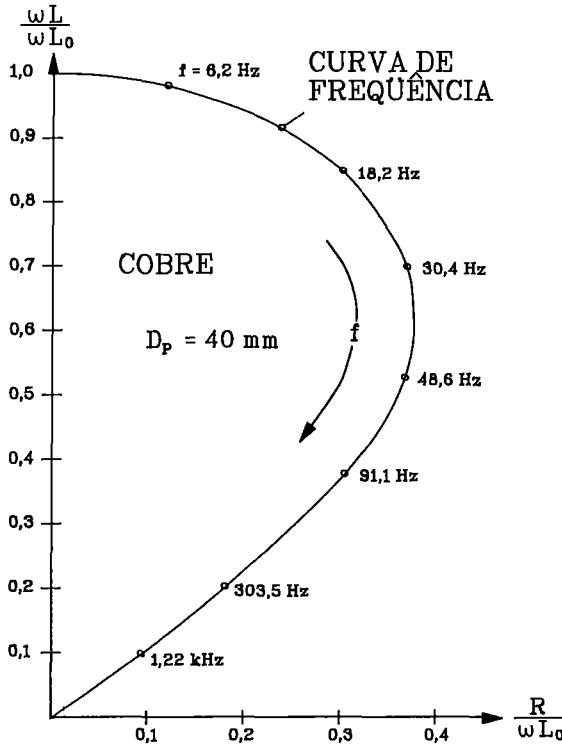


FIG 5.1.17 CURVA DE FREQUÊNCIA DE UM CORPO CILÍNDRICO DE COBRE

### CURVA DE CONDUTIVIDADE

A dependência da permeabilidade efetiva  $\mu_{ef}$  da condutividade elétrica  $\sigma$  do material testado, pode ser apresentada através da frequência limite  $f_g$ . De acordo

com a equação (5.1.71), é válido: 
$$f_g = \frac{5053}{\sigma \mu_{rel} D_p^2}$$

com :

$\sigma$  = Condutividade elétrica  $\left[ \frac{\text{m}}{\Omega\text{mm}^2} \right]$

$\mu_{\text{rel}}$  = Permeabilidade relativa

$D_p$  = Diâmetro do corpo de prova [cm]

Para o cálculo da curva de condutividade é utilizado o dispositivo de ensaio esboçado na figura 5.1.18, considerando as seguintes proposições:

- \* corpo de prova de material não ferromagnético  $\mu_{\text{rel}} = 1$
- \* fator de enchimento  $\epsilon = 1$
- \* diâmetro constante para todos os corpos de prova,  $D_p = 40 \text{ mm}$
- \* frequência de teste, constante,  $f = 500 \text{ Hz}$

Para que a razão entre frequências,  $f/f_g$ , e também a permeabilidade efetiva,  $\mu_{ef}$ , dependam apenas da condutividade elétrica, devem ser mantidos constantes o diâmetro do corpo de prova  $D_p$  e a frequência de teste  $f$ .

Segundo a equação (5.1.71), a razão entre frequências para corpos de prova não ferromagnéticos é dada através de:

FREQUÊNCIA DE TESTE,  $f = 500 \text{ Hz}$

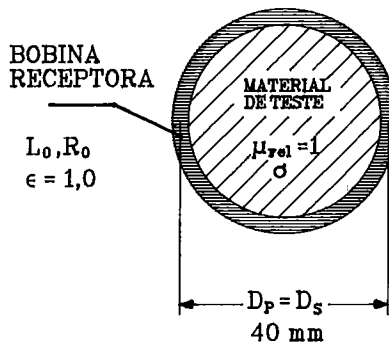


FIG 5.1.18 DISPOSITIVO PARA O CÁLCULO DA CURVA DE CONDUTIVIDADE

$$\frac{f}{f_g} = \frac{\sigma D_p^2}{5053} f \quad (5.1.92)$$

Aqui também são válidas as relações (5.1.90) e (5.1.91).

EXEMPLO — com os valores fixados:

\*  $D_p = 40 \text{ mm}$

\*  $f = 500 \text{ Hz}$

tem-se, devido a equação (5.1.92), a relação:

$$\frac{f}{f_g} = 1.58 \sigma \quad (5.1.93)$$

Na tabela 5.1.2 estão agrupados valores de condutividades elétricas para materiais testados. O cálculo é feito do seguinte modo: com auxílio da equação (5.1.93) são identificadas as razões entre as frequências, para os vários valores de condutividade.

Com estas razões entre as frequências, pode-se averiguar os componentes reais e imaginários de  $\mu_{ef}$ , que fornecem os componentes referenciais reais e imaginários da tensão, segundo as equações (5.1.90) e (5.1.91).

MATERIAL	$\sigma \left[ \frac{\text{m}}{\Omega\text{mm}^2} \right]$	$f / f_g$
CrAl 305	0,69	1,09
NiCr 6015	0,90	1,42
AUSTENITA	1,40	2,21
LATÃO	14,3	22,6
ALUMÍNIO	36	56,9
COBRE, MOLE	57	90,1

TABELA 5.1.2 VALORES DE CONDUTIVIDADES ELÉTRICAS

A curva da condutividade, calculada nestas bases, é

apresentada na figura 5.1.19. Observa-se que a posição dos pontos na curva varia de acordo com a frequência de teste.

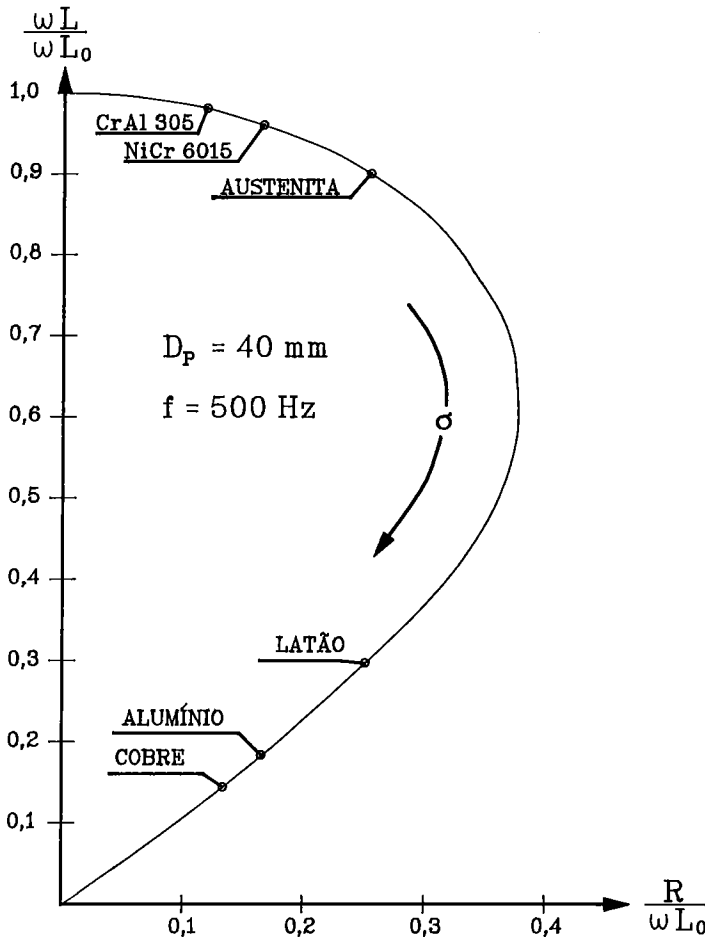


FIG 5.119 CURVA DE CONDUTIVIDADE PARA CORPOS DE PROVA CILÍNDRICOS

### CURVA "LIFT-OFF"

Em um dispositivo de ensaio cilíndrico, a distância entre a bobina de teste e o corpo de prova ("lift-off"), apresenta-se nas equações de cálculo, por um lado, através do fator de enchimento  $\epsilon$  e por outro lado, através do diâmetro  $D_p$ . As equações de cálculo (5.1.87) e (5.1.89) são:

$$\frac{\omega L}{\omega L_0} = 1 - \epsilon + \epsilon \mu_{rel} \mu_{ef}, \text{ real}$$

$$\frac{R}{\omega L_0} = \epsilon \mu_{rel} \mu_{ef}, \text{ imag}$$

Para a determinação da curva "lift-off", pode-se proceder do seguinte modo: em um dispositivo de ensaio cilíndrico com sonda de varredura de diâmetro  $D_s$  constante, calculam-se valores referenciais reais e imaginários, respectivamente, segundo as equações (5.1.87) e (5.1.89), para vários diâmetros  $D_p$  do corpo de prova e para vários fatores de enchimento  $\epsilon$ . Isto é feito para um determinado material, sendo assim constante a condutividade  $\sigma$ . A linha de ligação entre valores das razões entre as frequências, forma a curva "lift-off" para o material correspondente.

**EXEMPLO:**

MATERIAL TESTADO: COBRE (LIGADO):  $\mu_{rel} = 1; \sigma = 52 \frac{m}{\Omega \text{ mm}^2}$

DIÂMETRO DA BOBINA DE TESTE:  $D_s = 40 \text{ mm};$

FREQÜÊNCIA DE TESTE:  $f = 500 \text{ Hz}$

DIÂMETRO $D_p$ [mm]	FREQÜÊNCIA LIMITE [Hz]	FATOR DE ENCHIMENTO	$f/f_g$
40	6,07	1,0	82,4
34,64	8,10	0,75	61,7
28,28	12,15	0,5	41,2

A curva "lift-off" do exemplo dado, determinada através do procedimento mencionado, é apresentada na figura 5.1.20. Independente do fator de enchimento para baixas frequências, todas as curvas se iniciam no eixo imaginário no ponto 1,0. As proporções de frequências equivalentes possuem valores diferentes nas diferentes curvas de fator de enchimento, pois a frequência limite depende do raio do corpo de prova. Na figura 5.1.20 pode-se observar que a curva "lift-off" é quase uma reta. A posição da curva no plano complexo, depende da frequência de teste.

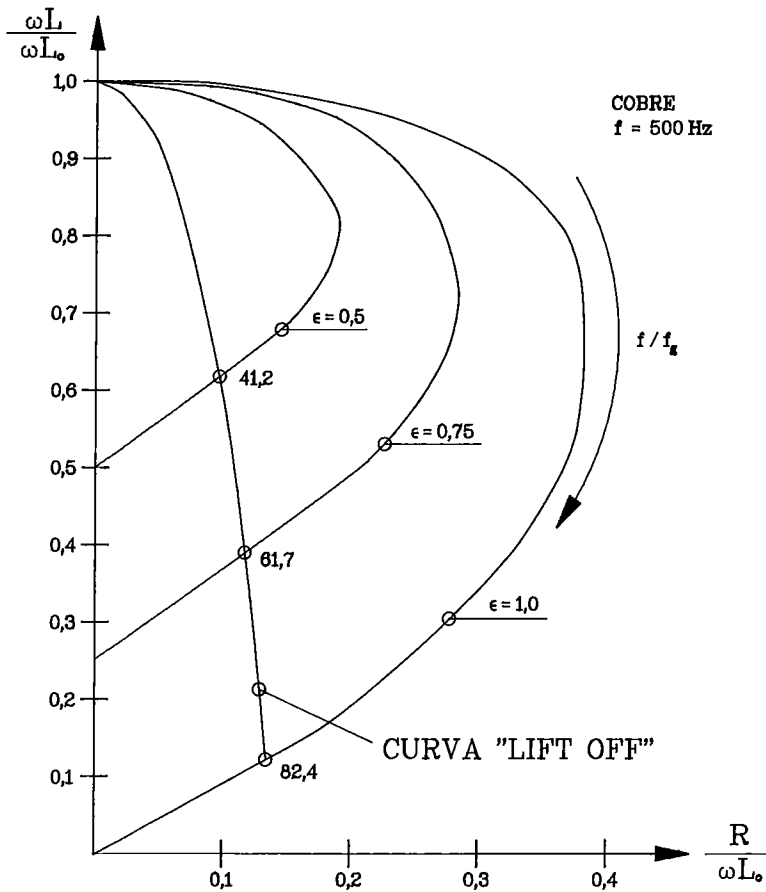


FIG 5.1.20 CURVA "LIFT OFF" PARA CORPOS DE PROVA CILÍNDRICOS

### CURVA DE PERMEABILIDADE

Para materiais ferromagnéticos, as equações (5.1.87) e (5.1.89), têm a seguinte forma:

$$\frac{\omega L}{\omega L_0} = 1 - \epsilon + \epsilon \mu_{rel} \mu_{ef}, \text{ real}$$

$$\frac{R}{\omega L_0} = \epsilon \mu_{rel} \mu_{ef}, \text{ imag}$$

A determinação da curva de permeabilidade será calculada da mesma maneira que

as outras curvas características, ou seja, com o fator de enchimento igual a um.

Com  $\epsilon = 1$  para as equações, resulta:

$$\frac{\omega L}{\omega L_0} = \mu_{rel} \mu_{ef}, \text{ real}$$

$$\frac{R}{\omega L_0} = \mu_{rel} \mu_{ef}, \text{ imag}$$

Partindo das equações, para calcular os componentes real e imaginário do sinal, é

evidente que a permeabilidade relativa atua como um fator de amplificação para a permeabilidade efetiva. Para a determinação das curvas de permeabilidade, calculam-se as curvas de frequência com diferentes valores de permeabilidade relativa. Estas curvas são mostradas na figura 5.1.21, para quatro valores (25, 50, 75, 100), de permeabilidade relativa. A curva " $\mu - D_p$ " para uma determinada frequência de teste, resulta, se nas curvas de frequência são unidos os pontos da mesma relação entre frequência de teste e frequência limite,  $f/f_g$ . Para corpos cilíndricos maciços com sonda

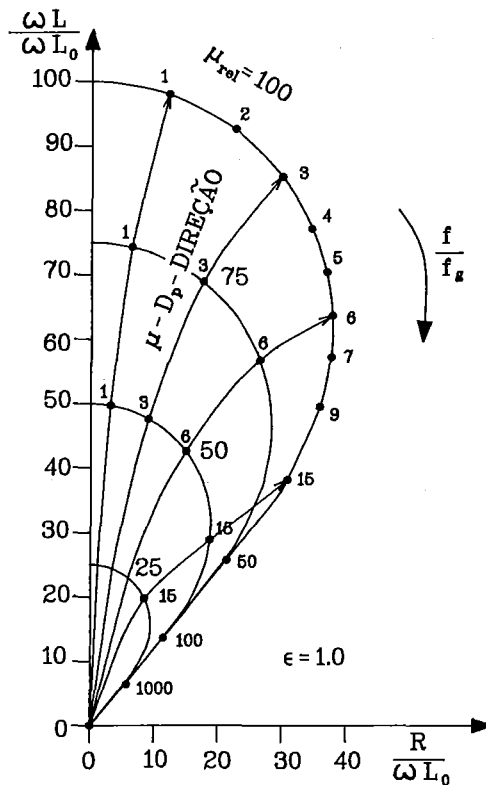


FIG 5.1.21 CURVA DE PERMEABILIDADE

externa, as curvas de permeabilidade são linhas levemente curvadas.

O sinal de medição depende, da mesma maneira, das alterações da permeabilidade relativa e da permeabilidade efetiva, que é evidente nas equações para calcular os

componentes do sinal. A permeabilidade efetiva depende do diâmetro do corpo de prova cilíndrico, através da frequência limite (equação 5.1.71). Com o diâmetro variável foi calculado também o efeito "lift-off". Este fato significa que alterações da permeabilidade relativa e alterações do sinal por "lift-off" têm a mesma direção no plano complexo ou o mesmo ângulo de fase. Como consequência, tem-se que a distinção entre os dois componentes do sinal, usando o método de seletividade de fase não é possível para materiais ferromagnéticos.

### EXPLICAÇÃO DO TRAÇADO DAS CURVAS DE PERMEABILIDADE

A sonda de transmissão gera o campo magnético alternado primário  $H_p$ . Este campo produz no material o fluxo magnético primário  $\Phi_p$ , o qual é amplificado pelo fator  $\mu_{rel}$  em comparação a material não ferromagnético. O fluxo primário gera as correntes parasitas e a intensidade das mesmas, também, é  $\mu_{rel}$  vezes mais alta. O fluxo magnético  $\Phi = \Phi_p - \Phi_s$ , que resulta da superposição do fluxo primário e fluxo secundário, produz a intensidade do campo magnético  $H$  ativo na sonda de medição, a qual é  $\mu_{rel}$  vezes maior do que o campo magnético primário  $H_p$ . Por isso, também os componentes do sinal  $\omega L$  e  $R$  são amplificados pelo fator  $\mu_{rel}$ .

Pela amplificação do campo secundário, causada pela permeabilidade relativa, o valor máximo da relação  $\omega L/\omega L_0$  é  $\mu_{rel}$  vezes maior que um.

A forma das linhas traçadas do fluxo magnético e das correntes parasitas, dentro do material, é análoga às nos materiais não ferromagnéticos, porque o efeito pelicular é responsável por este comportamento. Por este motivo, a forma das curvas características de frequência e condutividade também não muda.

Se existe a necessidade de se eliminar a influência da permeabilidade relativa para o teste, pode-se magnetizar o material ferromagnético até a saturação. A maneira como se consegue a saturação, foi discutida quando explicada a curva de magnetização (figura 2.3.1).

Chegando à saturação magnética, o valor da permeabilidade (figura 2.3.2), diminui até o valor  $\mu_{rel} = 1$  e, conseqüentemente, a permeabilidade relativa não influi mais na medição. Em particular, para a detecção de descontinuidades em material ferromagnético, normalmente é aplicado o método de magnetização.

A sonda externa para corpos de prova cilíndricos, representa o caso mais simples de uma solução analítica e foi aqui tratado por esta razão. No ensaio por correntes parasitas o tratamento teórico possibilita um conhecimento mais profundo dos fenômenos que, às vezes, aparentam ser mais complexos. O conhecimento das bases teóricas é um importante apoio para a utilização deste método de ensaio de maneira mais favorável na prática.

## 6. ENCERRAMENTO

Neste livro foram apresentados acima de tudo os fundamentos dos princípios de trabalho, circuitos e procedimentos para o emprego da Técnica das Correntes Parasitas, os quais são pressupostos necessários para uma eficaz utilização na indústria.

Está planejada a publicação de mais um livro, o qual deverá aprofundar-se em exemplos práticos de utilização do método nos diversos campos da indústria.

## 7. LITERATURA

- \* **Advanced Manual for Eddy Current Test Method**  
(Manual Avançado para o Método de Correntes Parasitas)  
(CAN/CGSB – 48.14 – M86 (1986))
- \* **CECCO, V. S., VAN DRUNNEN, G. SHARP, L. F.**  
Eddy Current Manual  
(Manual para Correntes Parasitas)  
AECL – 7524, (1984)
- \* **DIN 54141**  
Wirbelstromprüfung von Rohren  
(END de Tubos por Correntes Parasitas)
- \* **FOERSTER, F., STAMBKE, K.**  
Theoretische und experimentelle Grundlagen der zerstörungsfreien  
Werkstoffprüfung mit Wirbelstromverfahren  
(Fundamentos Teóricos e Experimentais dos END por Correntes Parasitas)  
Metallkunde 45, Heft 4, (1954)
- \* **HEPTNER, H., STROPPE, H.**  
Magnetische und magnetinduktive Werkstoffprüfung – (END por Métodos  
Magnéticos e Magnético-Indutivos)  
Terceira Edição, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig
- \* **SPOERER, ALEJANDRO**  
Curso de Ensaios por Correntes Parasitas  
ABENDE
- \* **STEGEMANN, D.**  
Avanços Tecnológicos em END por Correntes Parasitas  
Revista dos END, Ano 1, Número 3, (1987)

## Scientific Series of the International Bureau

---

- 1 Fundamentos do Método de Correntes Parasitas  
D. Stegemann

**ISBN 3-89336-038-7**