



Miguel de Andrade Freitas

**Monitoramento de tensão mecânica em risers
flexíveis por eletromagnetismo**

Tese de Doutorado

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica do Departamento de Engenharia Elétrica da PUC-Rio como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica

Orientador : Prof. Jean Pierre von der Weid
Co-Orientador: Prof. Marcelo Roberto B. P. L. Jimenez

Rio de Janeiro
Agosto de 2011



Miguel de Andrade Freitas

**Monitoramento de tensão mecânica em risers
flexíveis por eletromagnetismo**

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica do Departamento de Engenharia Elétrica do Centro Técnico Científico da PUC-Rio como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica. Aprovada pela comissão examinadora abaixo assinada.

Prof. Jean Pierre von der Weid

Orientador

Departamento de Engenharia Elétrica — PUC-Rio

Prof. Marcelo Roberto B. P. L. Jimenez

Co-Orientador

Departamento de Engenharia Elétrica — PUC-Rio

Prof. Julio Cezar Adamowski

Universidade de São Paulo

Prof. João Marcos Alcoforado Rebello

COPPE/UFRJ

Prof. Arthur Martins Barbosa Braga

Departamento de Engenharia Mecânica

Prof. Guilherme Penello Temporão

Centro de Estudos em Telecomunicações - PUC-Rio

Prof. Alexandre de Oliveira Dal Forno

UERJ

Prof. Djeisson Hoffmann Thomas

Centro de Estudos em Telecomunicações - PUC-Rio

Prof. José Eugenio Leal

Coordenador Setorial do Centro

Técnico Científico - PUC-Rio

Rio de Janeiro, 10 de Agosto de 2011

Todos os direitos reservados. Proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

Miguel de Andrade Freitas

Ficha Catalográfica

Freitas, Miguel de Andrade

Monitoramento de tensão mecânica em risers flexíveis por eletromagnetismo / Miguel de Andrade Freitas; orientador: Jean Pierre von der Weid; co-orientador: Marcelo Roberto B. P. L. Jimenez. — 2011.

142 f.: il. (color.) ; 30 cm

Tese (Doutorado) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Elétrica, 2011.

Inclui bibliografia.

1. Engenharia Elétrica – Teses. 2. Riser. 3. Duto flexível. 4. EMAT. 5. EMAR. 6. Ressonância magnetoacústica. 7. Medição de tensões. I. von der Weid, Jean Pierre. II. Jimenez, Marcelo Roberto B. P. L.. III. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Elétrica. IV. Título.

CDD: 621.3

Agradecimentos

Este trabalho não teria sido possível sem a participação, orientação e discussões com meus orientadores, professores Jean Pierre von der Weid e Marcelo Roberto Jimenez. Além deles, vários colegas da PUC e do CEN-PES/Petrobras deram contribuições fundamentais em diversas ocasiões, dentre os quais destaco Claudio Camerini, Gustavo Pires, Nilson de Souza, José Martins, Sérgio Morikawa, Daniel Pipa, João Márcio, professor Arthur Braga, professor Marco Grivet, Alan Kubrusly, Guto Silva, Guttemberg Coelho e toda a equipe do CPTI. A minha esposa Cristiane, que antes não entendia nada de eletromagnetismo ou ultrassom e leu e comentou vários trechos da tese. E finalmente aos meus pais, Hermano e Sandra, com pais incríveis assim, fica fácil.

Resumo

Freitas, Miguel de Andrade; von der Weid, Jean Pierre; Jimenez, Marcelo Roberto B. P. L.. **Monitoramento de tensão mecânica em risers flexíveis por eletromagnetismo**. Rio de Janeiro, 2011. 142p. Tese de Doutorado — Departamento de Engenharia Elétrica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

As técnicas eletromagnéticas de inspeção têm se destacado como as únicas com potencial de determinar, de forma não invasiva, a tensão mecânica nos arames de sustentação dos risers flexíveis. Como o duto flexível é uma estrutura complexa, constituída por várias camadas de aço e de termoplástico, as técnicas tradicionais de inspeção não são aplicáveis. Alguns métodos magnéticos são capazes de penetrar a camada polimérica externa do riser, porém ainda apresentam limitações e dificuldade na interpretação dos resultados. Não existe hoje, seja no mercado mundial de serviços ou nos diversos grupos de pesquisas que têm se dedicado a este tema, uma solução confiável e definitiva para este problema. O presente trabalho estuda como as diferentes técnicas baseadas em eletromagnetismo podem ser aplicadas na inspeção ou monitoramento da integridade de risers flexíveis. Experimentos e simulações são utilizados para discutir as vantagens e os problemas de cada técnica. Além dos métodos puramente magnéticos estudados, é proposta a aplicação inédita da técnica de ressonância magnetoacústica, também chamada EMAR (*Electro Magnetic Acoustic Resonance*). Esta técnica gera ondas ultrassônicas no arame através de transdutores eletromagnéticos (EMAT) e é capaz de estimar a tensão mecânica usando as frequências das ressonâncias acústicas. Um novo modelo teórico é proposto para descrever a curva do espectro de ressonâncias acústicas produzidas com EMAR. Anteriormente, estes espectros eram modelados por uma função Lorentziana. Experimentos demonstram que o modelo proposto é significativamente superior, sendo capaz de explicar diversas características dos espectros obtidos. Resultados experimentais mostram a viabilidade do EMAR para estimar a tensão mecânica dos arames, mesmo através da capa, em determinadas circunstâncias. São discutidas as limitações da técnica, casos de uso possíveis e ainda os desenvolvimentos necessários para sua efetiva utilização em campo.

Palavras-chave

Riser; Duto flexível; EMAT; EMAR; Ressonância magnetoacústica; Medição de tensões;

Abstract

Freitas, Miguel de Andrade; von der Weid, Jean Pierre; Jimenez, Marcelo Roberto B. P. L.. **Monitoring mechanical stress on flexible risers by electromagnetism**. Rio de Janeiro, 2011. 142p. Doctoral Thesis — Departamento de Engenharia Elétrica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

The only inspection techniques that have shown potential to determine, in a non-intrusive fashion, the mechanical stress on armour wires of flexible risers are the electromagnetic-based ones. Because the flexible pipeline is a complex multilayered structure of steel and thermoplastics, traditional inspection techniques cannot be used. Some electromagnetic methods are known to be able to run through the outer polymeric layer to sense the wires but the obtained data are very difficult to interpret. To date there is still no reliable and definitive solution to this problem, neither in the market nor in research groups. This present work analyses how the different electromagnetic techniques can be employed on inspection or monitoring of riser integrity. Experiments and simulations are used to discuss the advantages and limitations of each technique. Besides the purely electromagnetic methods, a novel solution is proposed based on electromagnetic acoustic resonance (EMAR). This technique produces ultrasonic waves on the wire using electromagnetic transducers (EMAT) and is able to estimate the mechanical stress by measuring the frequency of the acoustic resonances. A new line shape calculation is proposed to the acoustic resonances of EMAR. Previously, the spectral data was fitted by a Lorentzian function. The new function is shown to be significantly superior, explaining features of the spectrum not previously described and achieving much better agreement with experimental data. Experiments with flexible pipelines show the viability of using EMAR to estimate the mechanical stress of the wires, even through the outer sheath in some circumstances. The limitations of this technique are discussed, along with possible forms of usage and the pending developments for its effective deployment on the field.

Keywords

Riser; Flexible pipeline; EMAT; EMAR; Electro Magnetic Acoustic Resonance; Stress measurement;

Sumário

Sumário das notações	12
Sumário das siglas	13
1 Introdução	14
1.1 O problema da inspeção dos risers flexíveis	15
1.2 Organização da tese e contribuições	20
2 Revisão dos métodos para medição de tensões	21
2.1 Métodos tradicionais	21
2.2 Métodos magnéticos	23
2.2.1 Ruído de Barkhausen	29
2.2.2 Multi-parâmetros micromagnéticos	32
2.2.3 Anisotropia magnética	34
2.2.4 Considerações práticas e testes de viabilidade	37
2.3 Métodos acústicos	45
2.3.1 Teoria da acustoelasticidade	45
2.3.2 Considerações práticas	48
3 Teoria do EMAT e da ressonância acústica	50
3.1 Introdução e histórico	50
3.2 Mecanismos de acoplamento	54
3.2.1 Transmissão	56
3.2.2 Recepção	59
3.3 Espectroscopia acústica por integração de fase	60
3.4 Novo modelo teórico dos picos de ressonância	66
3.5 Medição de tensões mecânicas por birrefringência	74
4 Parte experimental	77
4.1 Caracterização dos arames	77
4.2 Aparato experimental e metodologia	80
4.3 Resultados do novo modelo teórico	84
4.4 Testes de viabilidade	87
4.4.1 Variação da birrefringência com a tensão	89
4.4.2 Sensibilidade com a temperatura	98
4.4.3 Estabilidade entre arames	104
4.4.4 Estabilidade ao longo do arame	109
4.4.5 Dispersão da birrefringência em frequência	116
4.4.6 Atenuação por contato direto	121
4.4.7 Atenuação por <i>lift-off</i>	124
4.4.8 Medição através da capa do riser	128
5 Conclusões e trabalhos futuros	133
Referências Bibliográficas	138

Lista de figuras

1.1	Construção típica de um duto flexível	15
1.2	Corte lateral do conector de terminação do duto	16
1.3	Detalhe dos arames partidos na terminação	17
1.4	Tomografia computadorizada do riser flexível	18
2.1	Roseta de extensômetros para método do furo cego	22
2.2	Curva de magnetização	24
2.3	Organizações hipotéticas possíveis dos domínios magnéticos em um material	25
2.4	Representação esquemática do alinhamento dos domínios com a tensão mecânica	26
2.5	Curva de magnetostricção para ferro policristalino	27
2.6	Curvas de magnetização do ferrossilício sob tensão mecânica	29
2.7	Curvas de magnetização mostrando os saltos de Barkhausen	30
2.8	Ruído de Barkhausen e a curva de histerese associada	30
2.9	Configuração típica de um experimento de medição de Ruído de Barkhausen	32
2.10	Definição da permeabilidade magnética incremental	34
2.11	Princípio do sensor de anisotropia magnética	35
2.12	Esquemático de uma sonda do sistema MAPS	37
2.13	Corte lateral de um sensor eletromagnético sobre os arames do riser	38
2.14	Montagem experimental para testar a sensibilidade magnética à tensão mecânica	40
2.15	Detalhe das bobinas de excitação e recepção	41
2.16	Omniscan MX EC mostrando o plano de impedância complexa	41
2.17	Variação da impedância complexa com o carregamento	42
2.18	MAPS-FR montado sobre um riser no teste da COPPE	44
2.19	Diagrama da propagação de ondas mecânicas em um sólido	47
3.1	Distorção do sinal de ultrassom em uma interface com acoplante	52
3.2	Comparação entre reflexões produzidas por transdutores PZT e EMAT	53
3.3	Mecanismo básico de produção de ondas mecânicas em um transdutor EMAT	57
3.4	Curvas de magnetização e magnetostricção para aço doce	58
3.5	Amplitude do sinal do EMAT para diferentes intensidades de polarização magnética	60
3.6	Diagrama esquemático de um receptor super-heteródino	63
3.7	Diagrama do equipamento RAM-5000	64
3.8	Sinais do detector de fase antes do integrador e espectro resultante	65
3.9	Diagrama dos três casos considerados para a posição dos ecos na janela de integração	69
3.10	Largura a meia altura do espectro de ressonância em função dos parâmetros do modelo	72
3.11	Largura a meia altura do espectro de ressonância em função do coeficiente de atenuação	73

3.12 Diagrama de posicionamento do transdutor sobre o arame	75
4.1 Desenho esquemático do processo de laminação a frio	77
4.2 Metalografia da superfície do arame	78
4.3 Construção da camada de tração do riser	78
4.4 Ensaio de tração com o arame	79
4.5 Equipamento Ritec RAM-5000	80
4.6 Filme de PVDF usado como transdutor de ultrassom	81
4.7 Espectro de ressonâncias do arame utilizando transdutor PZT transversal	82
4.8 Espectro de ressonâncias do arame utilizando EMAT circular	83
4.9 Transdutor EMAT fabricado pela Innerspec	84
4.10 Comparação entre a função Lorentziana e o novo modelo usando $T_b = 30 \mu s$	85
4.11 Comparação entre a função Lorentziana e o novo modelo usando $T_b = 30 \mu s$	86
4.12 FWHM e α estimados para diferentes T_b a partir de dados experimentais	87
4.13 Frequência dos picos de ressonância em função da tensão do arame	91
4.14 Detalhe da ruptura do arame no tracionamento	91
4.15 Desvio padrão das medições	92
4.16 Coeficiente de variação da velocidade das ondas transversais com o carregamento	93
4.17 Variação da birrefringência com o carregamento	97
4.18 Esquemático do circuito de controle de temperatura	99
4.19 Montagem do circuito de controle de temperatura	100
4.20 Calibração do sistema utilizando termômetro digital	101
4.21 Imagem térmica da montagem para $V_{be}=622mV$	101
4.22 Frequência dos picos de ressonância em função da temperatura	102
4.23 Coeficiente térmico da propagação de ondas transversais no arame	103
4.24 Variação da birrefringência com a temperatura	104
4.25 Trecho de riser usado no teste	105
4.26 Amplitude do pico de ressonância	106
4.27 Estabilidade da medição entre arames	107
4.28 Estabilidade da birrefringência entre arames	108
4.29 Arame com o papel milimetrado usado como referência para o mapeamento	109
4.30 Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre o arame	111
4.31 Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre o arame	112
4.32 Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre o arame	113
4.33 Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre um arame fora do riser	115
4.34 Birrefringência calculada ao longo de vários arames	116
4.35 Dispersão da birrefringência com a frequência	118
4.36 Correlação de B com a dispersão em frequência	119
4.37 Dispersão da birrefringência com a frequência para arames retirados do riser	120
4.38 Correlação de B com a dispersão em frequência para arames retirados do riser	120

4.39	Comparação do espectro do arame de referência com atenuação manual	122
4.40	Comparação do espectro do arame de referência com atenuação por fita adesiva	123
4.41	Comparação do espectro do arame de referência com atenuação com água	125
4.42	Variação na amplitude do espectro de 3 para 4 camadas plásticas	126
4.43	Atenuação do sinal em função do <i>liftoff</i>	127
4.44	Espectros com 8 e 9 camadas plásticas mostrando o nível de ruído de fundo	128
4.45	Variação da frequência com o <i>liftoff</i>	129
4.46	Medida de ressonância do arame através da camada de Kevlar	130
4.47	Transdutor montado sobre a capa do riser	131
4.48	Medida de ressonância do arame através da capa do riser	131

Lista de tabelas

1.1	Comparação das técnicas para detecção de falha nos arames	19
4.1	Ressonâncias longitudinais e transversais no arame	83
4.2	Comparação dos coeficientes de variação de frequência de várias referências.	96
4.3	Resumo dos experimentos de atenuação	124

Sumário das notações

B	Birrefringência acústica. Unidade: adimensional
\mathbf{B}	Densidade de fluxo magnético (vetor). Unidade: T
B_s	Densidade de fluxo magnético na saturação. Unidade: T
B_r	Densidade de fluxo magnético remanente. Unidade: T
c	Velocidade de propagação. Unidade: m/s
δ	Profundidade de penetração. Unidade: m
\mathbf{H}	Campo magnético (vetor). Unidade: A/m
H_c	Coercividade. Unidade: A/m
E	Módulo de Young. Unidade: Pa
ϵ	Deformação (<i>strain</i>) infinitesimal (vetor). Unidade: adimensional
f	Frequência. Unidade: Hz
\mathbf{F}	Força (vetor). Unidade: N
G	Módulo de cisalhamento (segunda constante de Lamé). Unidade: Pa
\mathbf{J}	Densidade de corrente elétrica (vetor). Unidade: A/m ²
l, m, n	Constantes elásticas de terceira ordem (Murnaghan). Unid: Pa
λ	Primeira constante de Lamé. Unidade: Pa
λ	Comprimento de onda. Unidade: m
\mathbf{M}	Magnetização. Unidade: A/m
μ	Permeabilidade magnética (tensor) ou μ (escalar). Unidade: N/A ²
μ_0	Permeabilidade do espaço livre = $4\pi \times 10^{-7}$ N / A ²
μ_r	Permeabilidade relativa. Unidade: adimensional
ν	Coefficiente de Poisson. Unidade: adimensional
ρ_e	Resistividade elétrica. Unidade: $\Omega \cdot m$
ρ	Densidade de massa. Unidade: kg/m ³
σ_e	Condutividade elétrica. Unidade: S/m
σ	Tensão mecânica (tensor de Cauchy). Unidade: Pa
$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$	Componente de tensão (trativa). Unidade: Pa
t	Tempo. Unidade: s
\mathbf{u}	Deslocamento infinitesimal (vetor). Unidade: m
V	Tensão elétrica. Unidade: V

Sumário das siglas

CW Onda contínua (*Continuous-Wave*)

EMA Emissão magnetoacústica

EMAR Ressonância magnetoacústica (*Electro Magnetic Acoustic Resonance*)

EMAT Transdutor magnetoacústico (*Electro Magnetic Acoustic Transducer*)

FFT Transformada de Fourier rápida (*Fast Fourier Transform*)

FWHM Largura a meia altura (*Full Width at Half Maximum*)

FSK *Frequency Shift Keying* (modulação)

IF Frequência intermediária (*Intermediate Frequency*)

FPSO *Floating Production, Storage and Offloading*

LCR Longitudinais Criticamente Refratadas (ondas de ultrassom)

MAPS *Magnetic Anisotropy and Permeability System*

MQS Aproximação Magnético-Quasi-Estático (*Magnetic Quasi-Static*)

PVDF Polivinil fluorado (*Polyvinylidene fluoride*)

PZT Titanato zirconato de chumbo (*Lead zirconate titanate*)

RB Ruído de Barkhausen

RMS Raiz média quadrática *Root Mean Square*

SH Ondas de ultrassom cisalhantes horizontais (*Shear Horizontal*)

1

Introdução

As técnicas eletromagnéticas de inspeção têm se destacado como as únicas com potencial de determinar, de forma não invasiva, a tensão mecânica nos arames de sustentação dos risers flexíveis. Os risers são dutos que conectam uma unidade de produção flutuante, como uma plataforma ou navio FPSO (*Floating Production, Storage and Offloading*), às linhas que correm no fundo do mar (*flow lines*). Em condições normais de operação, o peso de todo o conjunto será distribuído como um carregamento mecânico em cada um dos arames de sustentação, que são ancorados na plataforma. A ausência de tensão mecânica no arame é um indício de que a ancoragem pode estar falhando, o que deve ser detectado com antecedência para evitar acidentes, danos ambientais e perda de produção.

Como o duto flexível é uma estrutura complexa, constituída por várias camadas de aço e de termoplástico, as técnicas tradicionais de inspeção não são aplicáveis. Mesmo os métodos magnéticos, que são capazes de penetrar a camada polimérica externa do riser, apresentam muitas limitações. Assim, apesar dos investimentos realizados por grupos de pesquisa em todo o mundo e dos avanços recentes na aplicação destes métodos, ainda não existe uma solução confiável para o problema.

Este trabalho se propõe a desenvolver as técnicas baseadas em eletromagnetismo para inspecionar ou monitorar a integridade de risers flexíveis. O objetivo principal é detectar arames não tracionados em campo, isto é, em um riser em operação, de forma não invasiva e sem a retirada da capa.

Além dos métodos puramente magnéticos estudados, é proposta uma solução inédita para o problema através da técnica de ressonância EMAT, que gera ondas ultrassônicas por eletromagnetismo e estima a tensão mecânica pela frequência de ressonância acústica.



Figura 1.1: Construção típica de um duto flexível. [Cobie Loper]

1.1

O problema da inspeção dos risers flexíveis

As unidades flutuantes de produção de petróleo, como plataformas semi-submersíveis e FPSOs utilizadas no Brasil, são conectadas às linhas que correm no fundo do mar (*flow lines*) através de segmentos de dutos verticais, os chamados risers. O riser do tipo duto flexível é uma estrutura muito mais complexa que um duto de aço carbono tradicional e é composto por múltiplas camadas, onde cada uma desempenha uma função específica para o funcionamento da estrutura. A Figura 1.1 mostra a construção típica de um duto flexível.

As camadas de polímero termoplástico garantem a estanqueidade, tanto interna quanto externa, evitando não apenas vazamentos do fluido como também a corrosão das camadas metálicas, protegendo-as do ambiente marítimo. As diversas camadas de aço carbono fornecem resistência estrutural. A mais interna evita o colapso por pressão enquanto que as externas, compostas por arames dispostos de forma helicoidal, suportam a tração axial devido ao peso de todo o conjunto.

Como o duto flexível não possui emendas nem soldas, nas suas extremidades é realizada a montagem de um conector de terminação, cujo corte lateral é mostrado na Figura 1.2. Durante a montagem do conector, as camadas de tração (*armour layers*) têm seus arames separados, dobrados e ancorados dentro de uma resina. É esta ancoragem que sustentará o riser por toda sua vida útil. A catenária formada pelo riser pendurado à plataforma possui centenas de metros e estende-se até o fundo do mar.

Segundo um levantamento de 2001 realizado pela MCS International [1], o tipo de falha com maior ocorrência (25% dos incidentes reportados) são os danos na capa externa. Com a exposição dos arames de tração à um ambiente marinho e seus efeitos corrosivos a vida útil do riser é reduzida de

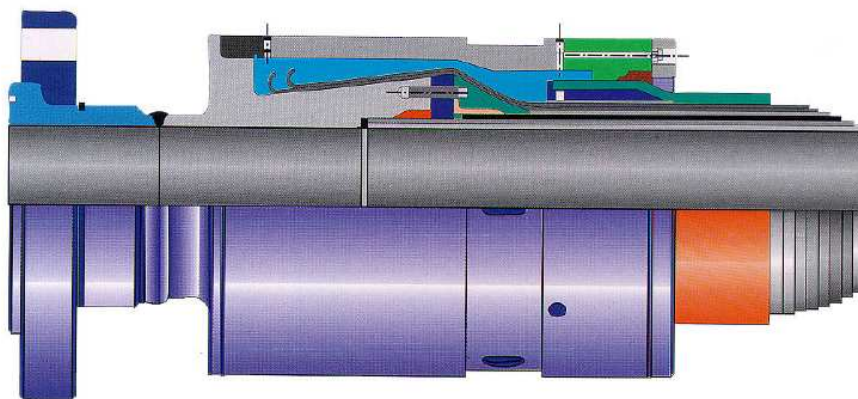


Figura 1.2: Corte lateral do conector de terminação do duto. [Cobie Loper]

um valor típico de 20 anos para apenas 2. O segundo tipo mais comum de falha, com 19%, corresponde a uma degradação conhecida do polímero PA11 que é utilizado em muitos risers. Dos danos acidentais, 76% ocorreram durante a instalação e apenas 24% na operação. É significativo registrar a percepção dos operadores, muitos dos quais consideram o duto flexível um equipamento de pouca manutenção e pequena probabilidade de falha.

Independente da percepção de que o riser possui pequena probabilidade de falha, é fato que elas ocorrem e devem ser detectadas a tempo de serem evitadas. Muitas alternativas de tecnologia de inspeção têm sido consideradas [2, 3, 4], algumas das quais já foram adotadas pelos operadores como, por exemplo, o monitoramento de gás percolado [4]. No entanto, a prática da inspeção de risers ainda é bastante incipiente quanto à sua capacidade de detectar todos os modos de falha e a disponibilidade desses serviços para a indústria.

Um tipo de falha que tem exigido particular atenção é a quebra dos arames de tração dentro de sua terminação. A figura 1.3 ilustra este caso, mostrando que os arames romperam próximos ao início da resina. A falha de um arame isoladamente não é um evento catastrófico e raramente é notada, porém, à medida que outros arames são carregados e também falham, a sustentação de toda estrutura é colocada em risco. A dificuldade de acesso à região em que ocorre a falha (dentro do conector), assim como a complexidade estrutural do próprio conector, inviabiliza sua inspeção pela maioria das técnicas disponíveis.

As alternativas que têm sido propostas para verificar a integridade dos arames de tração consideram que a inspeção será feita fora do conector, isto é, na primeira região do riser com acesso possível. Sendo assim, admite-se que a falha no arame não será detectada diretamente mas sim por uma



Figura 1.3: Detalhe dos arames partidos na terminação. O conector sobre a resina azul foi removido para inspeção. [4]

consequência da ruptura. Como exceção, destacam-se as técnicas de raios-X de tomografia computadorizada mostrada na figura 1.4 e o imageamento por acelerador linear. Apesar de apresentar qualidade impressionante, a tomografia computadorizada nunca foi testada em campo [5], enquanto que a segunda não detectou nenhum dos arames partidos nos testes realizados [4].

A consequência imediata de uma ruptura do arame no conector será a falta de tensão mecânica neste arame, com o aumento da tensão nos demais para manter o sistema em equilíbrio. Observou-se, em testes com risers em escala real, que um arame partido apresenta carregamento nulo até alguns metros de distância do ponto de ruptura [6]. Para grandes distâncias acredita-se que o próprio atrito da capa e do resto da estrutura será suficiente para reestabelecer a distribuição de carga em todos os arames, tornando a falha indetectável.

Sendo a medida de tensão mecânica em aço uma área bastante desenvolvida na indústria, era esperado que o problema do riser flexível tivesse uma solução simples ou de prateleira. Como se verá adiante, este não é o caso.

Os efeitos secundários da falha do arame incluem as alterações geométricas do riser, como um inchaço da capa externa [4] ou, mais frequentemente, a torção de todo o conjunto. Com os arames dispostos de forma helicoidal por construção, sabe-se empiricamente que a falha de uma certa quantidade de arames pode ser percebida por uma leve torção do riser em relação ao conector e à plataforma. Uma torção de 1 grau/metro foi obtida em experimentos com um riser de 6 polegadas no qual haviam 27 arames partidos de um total de 74 [7].

Os fabricantes de risers também estão testando novas técnicas de instrumentação como, por exemplo, a colocação de uma fibra ótica em cada arame

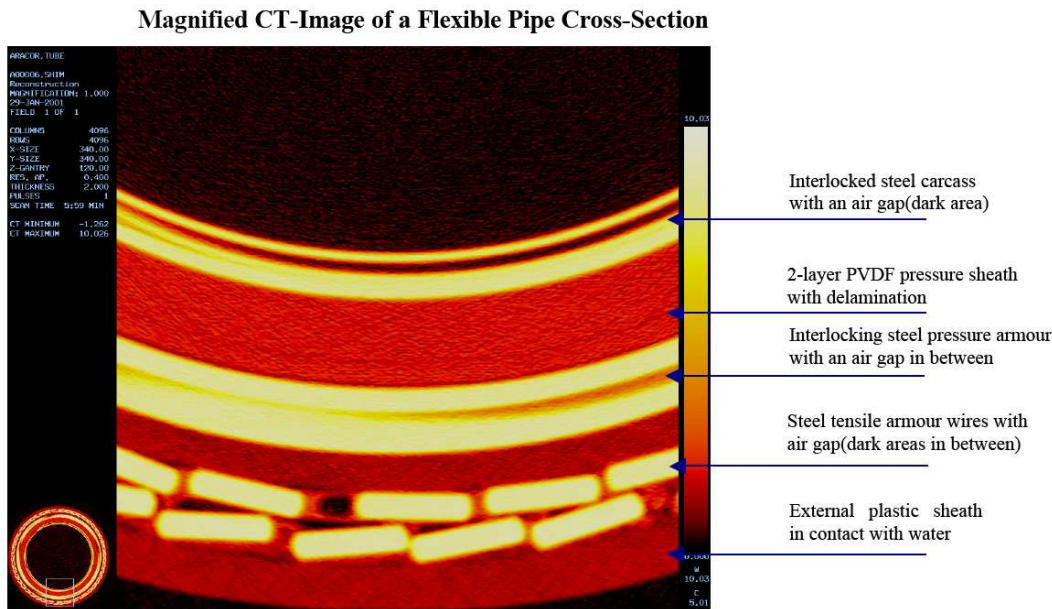


Figura 1.4: Tomografia computadorizada do riser flexível. [5]

para monitorar o carregamento em tempo real [8]. Este tipo de instrumentação, no entanto, é aplicável somente às novas instalações, não resolvendo a demanda de toda rede já instalada.

A tabela 1.1 apresenta um resumo das técnicas que já foram sugeridas com objetivo de detectar falhas nos arames de tração dos risers flexíveis. Algumas destas não possuem referências bibliográficas pois foram avaliadas em trabalhos internos de grupos da PUC-Rio ou do CENPES/Petrobras.

Tabela 1.1: Comparação das técnicas para detecção de falha nos arames.

Tipo	Técnica	Comentários
Instrumentação direta	Arame fabricado com fibra ótica	Permite monitorar a tração em tempo real. [8] Não resolve a demanda da rede já instalada.
Instrumentação direta	Fibra ótica direta no arame	Método testado e confiável [9]. Imune a interferência EM. Invasivo (a capa precisa ser retirada para colar a fibra).
Inspeção do conector	Imageamento por acelerador linear de raios-X	Não detectou arames partidos. [4]
Inspeção do conector	Tomografia computadorizada de raios-X	Boa qualidade de imagem, mas nunca foi testada em campo. [5]
Inspeção direta	Eddy current	Detecta corrosão e trincas que ocorrem na área sob o sensor. Inspeção no conector não é viável. [3]
Inspeção remota do arame	Reflectometria elétrica no domínio do tempo	Não detectou arames partidos. [3]
Inspeção remota do arame	Ondas de ultrassom guiadas	A atenuação é muito grande (16 dB/m [3]) para permitir a inspeção remota do conector (distância máxima: 3 m [6]).
Inspeção remota	Emissão acústica	Testes demonstraram ser possível detectar o rompimento do arame*. Ainda falta provar que a técnica é robusta em presença de ruídos industriais. [3]
Geometria externa	Medição de torção por televisionamento	Detecta torção somente quando vários arames estiverem partidos. [10]
Medição de tensão do arame	Velocidade de propagação do ultrassom (2 transdutores)	Muito sensível à temperatura e à pressão aplicada sobre o transdutor [11]. Invasivo (a capa precisa ser retirada).
Medição de tensão do arame	Ruído de Barkhausen	Não pode ser medido através da capa. Mesmo com contato direto, ainda não foram obtidos resultados consistentes*.
Medição de tensão do arame	Ruído de Magnetoacústico	Sinal acústico muito fraco, não acopla através da capa*
Medição de tensão do arame	Propriedades magnéticas	Permite medir a tensão através da capa [12]. Atualmente limitado apenas ao monitoramento. Ainda precisa passar por testes de longa duração.

(*) Trabalho interno, sem publicação.

1.2

Organização da tese e contribuições

A organização da tese coincide, em grande parte, com a própria cronologia do desenvolvimento e da pesquisa realizada. Esta foi orientada desde o início com o objetivo de resolver um problema prático que é a detecção de arames rompidos em risers flexíveis.

O capítulo 1 apresenta um levantamento bibliográfico de todas as iniciativas da indústria relacionadas com a garantia de integridade estrutural dos risers, etapa obrigatória para o posicionamento da pesquisa.

O capítulo 2 faz uma revisão dos métodos de medição de tensões mecânicas que poderiam ser aplicados ao problema, discutindo as limitações de cada um. Este capítulo inclui ainda os fundamentos do ferromagnetismo e da acustoelasticidade. A seção 2.2.4 do mesmo capítulo mostra testes exploratórios realizadas com métodos magnéticos e porque eles foram descartadas em favor da ressonância magnetoacústica com transdutores EMAT.

O capítulo 3 apresenta toda a base teórica do método de ressonância acústica por eletromagnetismo, isto é, a física do acoplamento magnetoacústico e a técnica de espectroscopia por integração de fase. A contribuição do novo modelo teórico dos picos de ressonância é apresentada na seção 3.4.

No capítulo 4 é verificada a viabilidade da aplicação da ressonância EMAT ao problema, o que é demonstrado através de uma série de experimentos em laboratório com arames de risers.

O capítulo 5 apresenta as conclusões e sugere linhas de pesquisa futuras.

As principais contribuições desta tese são (1) uma nova técnica de medição de tensões mecânicas em risers flexíveis por ressonância magnetoacústica (EMAR) e (2) o desenvolvimento de um modelo teórico para os picos de ressonância acústica por integração de fase.

2

Revisão dos métodos para medição de tensões

2.1

Métodos tradicionais

A medição da tensão mecânica (*mechanical stress* ou *tensile stress*) é uma área bastante explorada por diversos tipos de Ensaio Não Destrutivo. A demanda principal da indústria tem sido a medição das tensões residuais, isto é, tensões produzidas por forças internas ao material¹. A tensão residual pode aparecer como resultado de processos de fabricação como, por exemplo, um resfriamento não uniforme da peça ou de soldas, podendo induzir falhas graves que incluem o crescimento de trincas e a corrosão por estresse. A tensão residual também pode ser produzida intencionalmente (por exemplo, por *shot peening*²) com objetivo de gerar forças compressivas que aumentarão a resistência da peça. Neste caso, a medição da tensão residual torna-se um critério de qualidade.

Por ter tamanha importância na indústria, as tensões mecânicas, sejam elas residuais ou aplicadas externamente, deram origem a uma miríade de técnicas de medição. A forma mais simples de medir uma tração é pelo efeito da deformação por ela produzido no material. Um sensor de deformação resistivo (um extensômetro ou *strain gauge*) é colado à peça, sendo capaz de medir qualquer variação da mesma, tanto compressiva quanto trativa. No entanto, o método funciona apenas de forma relativa, isto é, ele mede a variação da tensão em relação ao estado do material no momento em que o sensor foi colado. O *strain gauge* não fornece uma medição da tensão já existente no

¹A tensão residual é definida como a tensão mecânica existente em um corpo no repouso, em equilíbrio, com temperatura uniforme em toda sua extensão e que não esteja sujeito à nenhuma força externa. Withers [13] apresenta uma definição semelhante: tensões residuais são aquelas que existem em um corpo e não são necessárias para manter o equilíbrio entre o corpo e o ambiente.

²*Shot peening* é um processo de jateamento no qual o impacto de pequenas partículas esféricas contra a peça produz deformações plásticas, com tensão residual compressiva, em sua superfície.

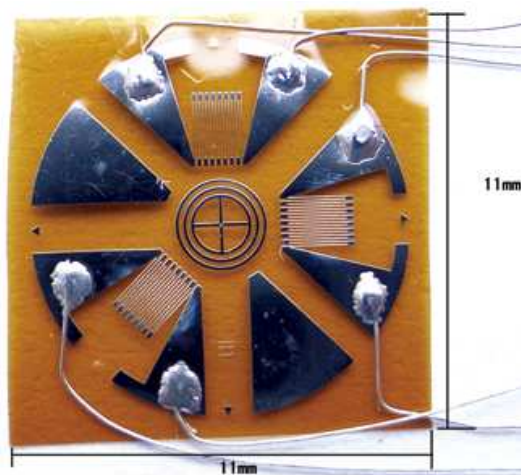


Figura 2.1: Roseta de extensômetros para método do furo cego. O furo, não passante, é feito no centro da roseta. Fabricante: Sigmar (China)

material, como uma propriedade do mesmo. Esta limitação também se aplica no caso de extensômetros baseados em fibra ótica.

A técnica mais tradicional de medir a tensão existente no material é o furo cego (*blind-hole drilling*). Ela consiste em colar uma roseta de três extensômetros em torno de uma área onde será feito um furo, não passante, na peça. O relaxamento decorrente da retirada de material da peça altera o valor medido em cada extensômetro e permite determinar a tensão residual original (antes do furo). Por modificar a peça examinada, mesmo que sua funcionalidade seja mantida, esta técnica é classificada como um ensaio semi-destrutivo. A figura 2.1 mostra uma roseta comercial usada nesta técnica.

Atualmente o método considerado como referência da indústria para tensões residuais é a difração de raios-X, que é baseada na medição da distância entre os planos atômicos do material. O método é limitado, no entanto, à avaliação superficial [14]. A difração de raios-X é um método geralmente restrito ao laboratório pois exige uma montagem mecânica sofisticada em torno da peça avaliada.

Outros métodos que permitem a medição absoluta da tensão mecânica ou da tensão residual são baseadas em propriedades acústicas ou magnéticas. Vários efeitos são conhecidos da influência da tensão mecânica nessas propriedades como, por exemplo, o aumento da velocidade de propagação acústica ou da permeabilidade magnética. Nas próximas seções estes métodos são discutidos detalhadamente.

2.2

Métodos magnéticos

Quando um material é submetido a um campo magnético, são produzidas forças devidas à interação com os momentos magnéticos dos átomos. Segundo a interpretação da física clássica, o momento magnético do átomo é resultante do movimento dos elétrons, tanto o seu movimento orbital quanto o seu *spin*. Átomos com elétrons pareados no mesmo orbital, segundo o princípio de exclusão de Pauli, possuem sempre *spins* opostos, resultando em um campo magnético nulo. Um átomo que possua um elétron desemparelhado vai exibir um momento magnético resultante diferente de zero, que poderá ser alinhado em qualquer direção.

Os materiais podem ser classificados, de forma simplificada, como diamagnéticos, paramagnéticos ou ferromagnéticos, de acordo com a sua reação ao campo magnético. Materiais diamagnéticos apresentam uma susceptibilidade pequena e negativa, sendo fracamente repelidos pelo campo magnético. Materiais paramagnéticos possuem susceptibilidade pequena e positiva, devido a presença de alguns elétrons desemparelhados. A última classe, a dos materiais ferromagnéticos, é a que apresenta grande susceptibilidade positiva. Esta diferença significativa em relação aos paramagnéticos não se deve apenas à presença de elétrons desemparelhados mas também à sua configuração eletrônica particular, que promove uma interação entre átomos vizinhos.

O ferromagnetismo é o fenômeno da magnetização espontânea, isto é, um material ferromagnético é aquele que pode apresentar magnetização mesmo na ausência de campo magnético externo [15]. Os átomos vizinhos tendem a alinhar seus momentos na mesma direção³, desenvolvendo a magnetização espontânea, que é máxima, em uma escala microscópica. Para explicar melhor essas relações entre magnetização e campo magnético é mostrada, na Figura 2.2, a curva de magnetização ou curva de histerese do material.

A aplicação um campo magnético H crescente produz uma indução ou densidade de fluxo magnético⁴ B também crescente até o valor máximo de saturação B_s . O fato da densidade de fluxo magnético não apresentar uma

³O efeito de alinhamento entre átomos vizinhos no material ferromagnético é explicado apenas pela mecânica quântica, considerando a interação entre as funções de onda dos elétrons desemparelhados nas camadas mais externas.

⁴Há controvérsia quanto aos nomes dos campos B e H e sobre o significado físico deles e, em particular, sua relação causa-efeito. Neste trabalho será adotada a nomenclatura geralmente usada por engenheiros elétricos, diferente da usada pelos físicos. Esta é uma escolha de conveniência, sem julgamento de mérito sobre qual seria a interpretação mais correta.

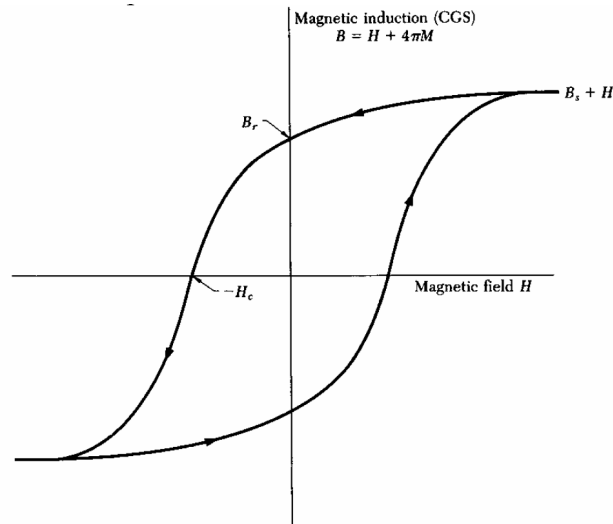


Figura 2.2: Curva de magnetização. A coercividade H_c é o campo reverso que leva a magnetização a zero. A magnetização remanente B_r é o valor de B quando $H = 0$. A magnetização de saturação B_s é o limite de B para um H elevado. [16]

variação reversível, isto é, descrever uma curva diferente quando o campo magnético é retirado, é chamado de histerese.

Quando o campo H é nulo, define-se a densidade de magnetização remanente B_r que corresponde à magnetização espontânea em uma escala macroscópica. A coercividade H_c é o campo reverso que leva a magnetização a zero.

Alguns fatos chamam atenção nestas definições como, por exemplo, o do material ferromagnético exibir magnetização mesmo em presença de um campo contrário. Outro efeito curioso é a magnetização espontânea, que era máxima e equivalente à saturação em escala microscópica, mas é menor que a saturação em escala macroscópica. Para explicar estes fenômenos é introduzida a teoria dos domínios magnéticos. Dentro de um domínio magnético, a magnetização é uniforme e igual à magnetização espontânea. Porém, cada domínio é magnetizado em uma direção diferente e, se for tomada a magnetização média de um determinado volume, obtém-se valores que são diferentes da magnetização microscópica. A magnetização macroscópica pode até mesmo ser nula, se houver uma configuração adequada de domínios.

A existência dos domínios magnéticos, em detrimento de um modelo onde a magnetização fosse uniforme, é consequência de um sistema que busca sempre o estado de energia mínima. Assim como a energia potencial de um corpo que cairá por gravidade ou aquela existente em uma mola comprimida, o material ferromagnético possui formas de armazenar energia que resultam das interações dos domínios magnéticos.

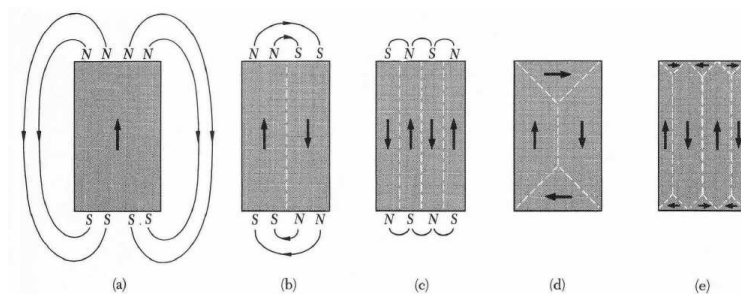


Figura 2.3: Organizações hipotéticas possíveis dos domínios magnéticos em um material. O arranjo (e) é o mais favorável energeticamente. [15].

Existem quatro tipos de energia que contribuem para a energia total do material, são elas: a energia de troca, a energia magnetostática, a energia anisotrópica e a energia magnetoelástica [15]. Estas podem ser convertidas entre si até que seja obtida uma configuração estável.

A figura 2.3 ajuda a entender o arranjo dos domínios magnéticos como um critério de minimização de energia. A energia de troca, por exemplo, se deve ao acoplamento entre *spins* de átomos vizinhos e é minimizada por uma configuração de *spins* paralelos em um grande domínio uniforme, mostrado na figura 2.3(a). A energia magnetostática, por outro lado, depende do campo magnético total, macroscópico, que é produzido pela peça. Os estados de menor energia magnetostática exigem que os domínios magnéticos sejam divididos em domínios menores e opostos, que se cancelam em escalas macroscópicas como em 2.3(b,c,d). Naturalmente a energia de troca aumenta nestas novas configurações, mas o critério de estabilidade é a minimização da soma dos quatro tipos de energia e não delas individualmente. A energia magnetoelástica está associada ao efeito de magnetostricção, que é a deformação mecânica provocada por campo magnético, e que pode ser comparado ao exemplo já citado da mola comprimida⁵. Assim, se forem consideradas todas estas energias chega-se ao arranjo teórico da figura 2.3(e).

O modelo de domínios magnéticos permite explicar várias características da curva de histerese. A zona de transição entre duas orientações de momentos magnéticos diferentes é chamada parede entre domínios ou parede de Bloch [15]. Quando um campo magnético é aplicado, dois efeitos ocorrem para definir a mudança de magnetização do material: o aumento ou redução do tamanho dos domínios, com o movimento das paredes de Bloch, e o realinhamento dos momentos magnéticos dentro de um domínio. O primeiro efeito é predominante na maior parte do processo de magnetização e o realinhamento dos domínios ocorre apenas em um nível alto de saturação magnética, quando

⁵O efeito de magnetostricção (ou magnetostricção) é discutido na página 27.

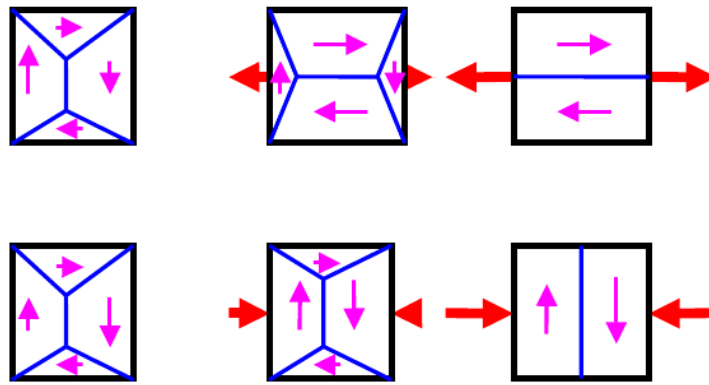


Figura 2.4: Representação esquemática do alinhamento dos domínios com a tensão mecânica. As setas internas representam a orientação dos domínios e as externas representam a força aplicada. [17]

não é mais possível minimizar a energia pelo movimento das paredes.

Com a aplicação de um campo magnético pequeno, o movimento das paredes de Bloch é também pequeno e reversível, isto é, elas retornam para as posições originais com a retirada do campo. Se, por outro lado, for aplicado um campo forte, o deslocamento das paredes é grande e passa a ser influenciado por outros fatores. As paredes têm que vencer obstáculos maiores como, por exemplo, granularidades, precipitados de segunda fase, fases não-ferromagnéticas e descontinuidades do material [17]. Esse movimento é irreversível, pois exige aplicação de campo contrário forte para poder vencer novamente os obstáculos e retornar a posição original. Esta é considerada a principal contribuição ao processo de histerese.

Relações entre o ferromagnetismo e a tensão mecânica

Como hipótese inicial, admite-se que o primeiro efeito de interação entre tensão mecânica e magnetização é o de alterar a orientação preferencial da estrutura de domínios. A Figura 2.4 mostra uma representação esquemática deste fenômeno. Apesar de ser um conceito aparentemente simples, a deformação dos domínios não apresenta relação direta de proporcionalidade com a deformação mecânica pois o processo depende em grande parte das características microestruturais do material, que limitam o movimento das paredes de Bloch.

Duas interpretações são possíveis como consequência desta hipótese de alinhamento forçado dos domínios. A primeira é que a redistribuição dos domínios deve alterar o campo magnético total e, portanto, ser passível de medição com um Gaussímetro ou sensor de efeito Hall. A segunda explora o conceito de orientação preferencial, isto é, mesmo que as paredes de Bloch não

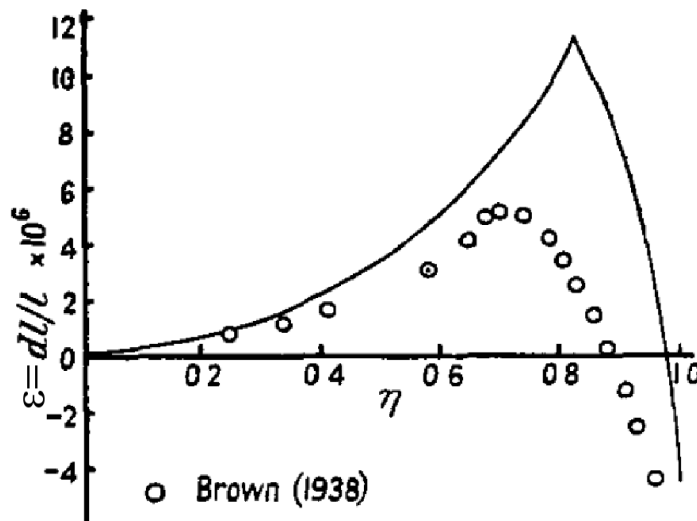


Figura 2.5: Curva de magnetostricção calculada por Lee [19] para ferro policristalino e resultados experimentais por Brown (1938). O índice η representa a fração de magnetização, sendo unitário para saturação.

tenham se deslocado, a tensão mecânica favorece a magnetização por campo externo em uma direção específica. Neste caso, o material deverá apresentar uma permeabilidade magnética diferente do que havia antes da deformação mecânica.

À propriedade do material se deformar pela presença de um campo magnético externo é dado o nome de magnetostricção. O fenômeno foi observado pela primeira vez por James Joule em 1842 em uma barra de ferro que apresentava variação de comprimento com a aplicação de um campo magnético. Embora os mecanismos sejam complexos, em um nível macroscópico, a magnetostricção pode ser atribuída à reorientação dos domínios magnéticos, que resultam em tensões mecânicas internas [17].

A magnetostricção será definida como positiva se o material exibir expansão na presença do campo magnético externo e negativa, caso contrário. O coeficiente de magnetostricção, que quantifica o acoplamento magneto-mecânico, é definido apenas para estruturas cristalinas bem definidas e sem impurezas [18]. Para a maioria dos materiais utilizados, no entanto, o coeficiente é função do nível de saturação magnética sendo melhor representado através de uma curva de magnetostricção como mostrado na Figura 2.5.

É interessante notar que um mesmo material pode apresentar tanto magnetostricção positiva quanto negativa, dependendo do nível de magnetização. Em ambos os casos não haverá variação volumétrica pois a expansão em uma direção será compensada por uma compressão proporcional perpendicular. A deformação devido à magnetostricção não discrimina o sentido do campo

magnético externo, dependendo apenas de sua orientação e intensidade. Assim explica-se o “zumbido” característico dos transformadores elétricos de alta potência, que vibram em uma frequência que é o dobro da frequência da rede elétrica, isto é, $2 \times 60 = 120\text{Hz}$.

O fenômeno inverso também ocorre, o efeito Villari ou magnetostricção inversa, que é a alteração do estado magnético devido à aplicação de tensão mecânica [17]. Este efeito foi confirmado em um arame de riser isolado e tracionado individualmente. Com o auxílio de um Gaussímetro colado ao arame, mediu-se o campo antes e depois de aplicar a deformação. A variação observada foi da ordem de alguns gauss, isto é, menos de 1 militesla.

Experimentos demonstram que vários parâmetros magnéticos do aço podem ser sensíveis à tensão mecânica aplicada. A tensão aumenta a permeabilidade magnética de aços ferríticos e reduz a coercividade e a perda de energia no ciclo de histerese, dada uma intensidade constante de campo [20]. O efeito da tensão mecânica sobre os parâmetros magnéticos mostrou-se ainda dependente da frequência de magnetização utilizada.

A afirmação, pela referência [20], de que a permeabilidade aumenta com a tensão é um pouco apressada e justifica uma análise mais criteriosa. Tradicionalmente, define-se a permeabilidade magnética como uma relação simples entre a densidade de fluxo magnético e o campo magnético, isto é

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2-1)$$

Esta equação não chama atenção para característica altamente não-linear da curva de magnetização. A equação é válida instantaneamente para qualquer valor de B e H , no entanto, a permeabilidade μ depende não apenas do valor de H como também do histórico de magnetização (histerese). Além disso a tração ou compressão mecânica externa afeta a permeabilidade de forma diferente de acordo com a direção analisada. O resultado seria uma “função” permeabilidade magnética, anisotrópica, não-linear e com histerese, sob a forma de um tensor $\mu(\mathbf{H}, \boldsymbol{\sigma})$.

A Figura 2.6 mostra várias curvas de magnetização, com diferentes tensões mecânicas, para o ferrossilício usado em transformadores. Pode-se observar que a carga aplicada modifica a inclinação da curva e, portanto, a permeabilidade, mas até mesmo este efeito depende do valor do campo magnético. Ocorre praticamente uma inversão a partir de 0.5T do ciclo positivo: as curvas de menor carga passam a apresentar um valor de B maior para o mesmo H . Qualquer método magnético que procure medir a tensão mecânica será obrigado a explorar esse tipo de complexidade, por exemplo, ao escolher entre utilizar campos magnéticos fortes ou fracos de excitação para

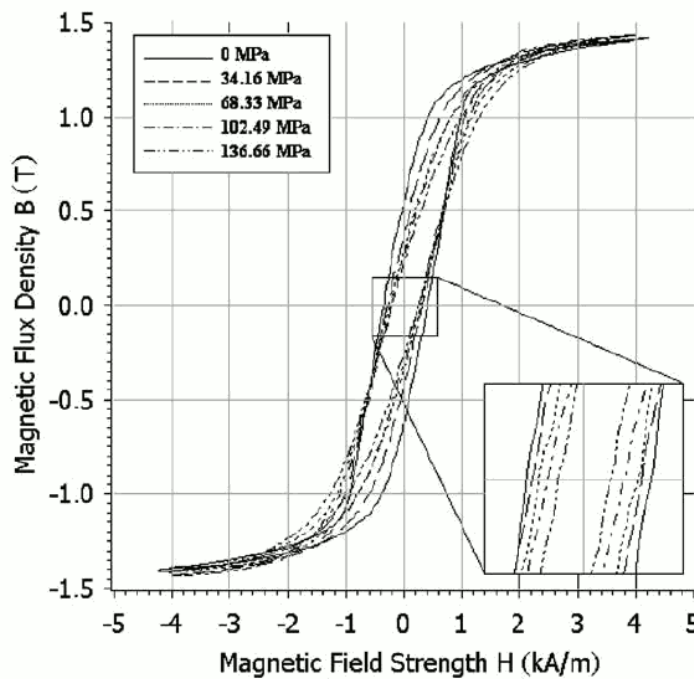


Figura 2.6: Curvas de magnetização do ferrossilício sob tensão mecânica. [20]

trabalhar em uma região específica da curva.

As técnicas magnéticas geralmente envolvem a medição de um certo conjunto de diferentes parâmetros magnéticos e suas correlações com as diferentes características microestruturais como dureza e tensões residuais. Nas seções seguintes esses parâmetros magnéticos serão explicados para as diferentes técnicas utilizadas na indústria.

2.2.1

Ruído de Barkhausen

Uma técnica bastante difundida para monitorar tensão mecânica por eletromagnetismo, aplicada principalmente no controle de qualidade da fabricação de peças em aço, é a medição do Ruído de Barkhausen (RB). O Ruído de Barkhausen foi descoberto por Heinrich Barkhausen em 1919 através de um experimento que hoje pode ser considerado simples. Ao colocar o sinal proveniente de uma bobina enrolada sobre um metal na entrada de um amplificador de áudio, ele foi capaz de ouvir pequenos estalos, ruídos de frequência muito maior do que taxa com que o metal era magnetizado [21].

A descoberta do fenômeno forneceu forte evidência para a aceitação do modelo dos domínios magnéticos, que até então havia apenas sido previsto teoricamente. O efeito Barkhausen explica que a magnetização não é um processo contínuo, mas sim composto por pequenos saltos. A Figura 2.7 é

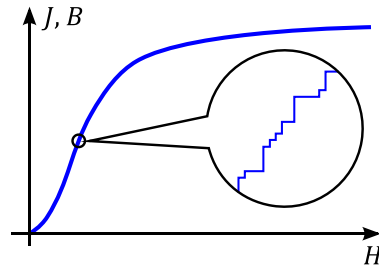


Figura 2.7: Curvas de magnetização mostrando os saltos de Barkhausen. [Wikipedia]

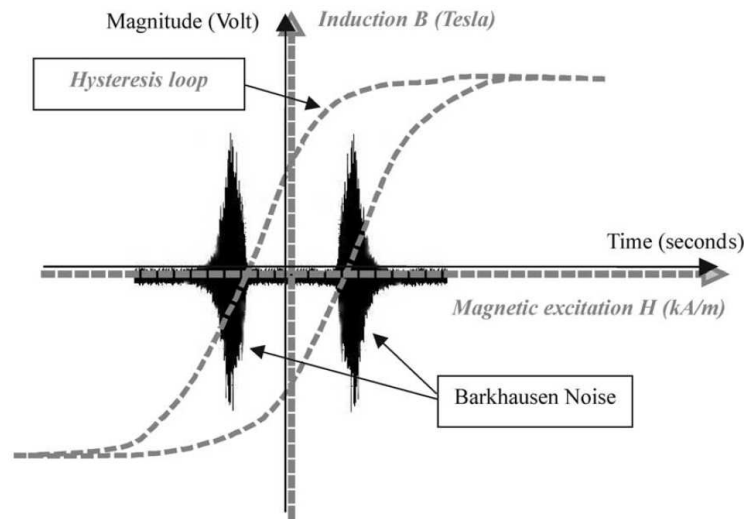


Figura 2.8: Ruído de Barkhausen e a curva de histerese associada. [22]

muito utilizada para explicar este conceito. Os saltos de Barkhausen seriam uma consequência do movimento irregular das paredes de Bloch que precisam vencer discontinuidades diversas no material.

Embora tenha sido originalmente detectado com um alto falante para faixa de áudio de até cerca de 20kHz, o espectro do RB possui componentes até 1MHz, aproximadamente. Uma revisão de literatura mostra que a maioria dos experimentos realizados com Barkhausen trabalha com análise na faixa de 70-200kHz [17].

A figura 2.8 mostra um sinal típico de ruído de Barkhausen e a curva de histerese associada. Uma maior quantidade de ruído é geralmente observada em algum instante após da reversão do campo. Como este sinal é essencialmente aleatório, a prática de uso da técnica é realizar vários ciclos de medição e trabalhar com parâmetros médios.

Os parâmetros mais utilizados na análise de RB são a amplitude RMS (*Root Mean Square*) e a área da envoltória do ruído. Correlações muito boas para tensão residual foram obtidas usando apenas um desses parâmetros e, como referência, um sistema de difração de raios-X [22]. Outras correlações

também permitem aplicações no controle de qualidade da dureza do material.

As medições de tensão por Barkhausen são tipicamente muito superficiais, com menos de 1mm de profundidade. Esta característica é explicada pela forte atenuação do sinal eletromagnético em materiais condutores e ferromagnéticos, descrita pela conhecida expressão exponencial que define a sensibilidade $s(z)$ em função da profundidade z ,

$$s(z) = s_0 e^{-z \sqrt{\frac{\pi \mu_0 \mu_r f}{\rho_e}}} = s_0 e^{-z/\delta} \quad (2-2)$$

onde ρ_e é a resistividade elétrica, μ_r a permeabilidade relativa, s_0 a sensibilidade ou amplitude na superfície e f a frequência do sinal. O parâmetro δ é denominado profundidade de penetração (*skin depth*) e é frequentemente utilizado por conveniência. Para analisar corretamente o fenômeno através desta equação é fundamental considerar que ela se aplica tanto à frequência do ciclo de magnetização quanto aos sinais de Barkhausen que serão produzidos dentro da peça, sobre os quais não há controle.

Os equipamentos de análise RB podem ser classificados quanto a sua frequência de excitação como sendo de baixa (0.1Hz a 10Hz) ou alta frequência (10 a 125Hz). Resultados de diferentes aplicações indicam que as profundidades típicas de medição são de até 600μm para equipamentos de baixa frequência e 20μm para os de alta (mais comuns). Como não é possível interferir na frequência do ruído gerado e sua atenuação, até o momento não existe uma metodologia comprovada que permita determinar a profundidade do sinal adquirido em uma dada medição [17].

A aplicação da técnica exige ainda uma preparação criteriosa da superfície. Devido à forte atenuação do RB⁶ é necessário garantir a qualidade do contato entre a bobina receptora e o material sob inspeção. Qualquer camada intermediária como, por exemplo, uma pintura, vai atenuar o sinal e contribuir com um fator desconhecido na amplitude obtida. A menos que a calibração seja realizada exatamente nas mesmas condições de contato ou *lift-off* (distância entre o sensor e a peça), a técnica torna-se inviável.

A Figura 2.9 mostra uma configuração típica de medição de Ruído de Barkhausen, com contato direto entre a bobina receptora (*pick-up coil*) e a peça. O sensor de efeito Hall é usado para medir a curva de magnetização. Neste sistema o RB estará presente no sinal obtido pela bobina receptora, o que, após sua amplificação e filtragem, será processado para extração de uma determinada métrica de RB como, por exemplo, o seu valor RMS.

⁶Em [23] é desenvolvido um estudo detalhado da atenuação do Ruído de Barkhausen considerando processos estocásticos.

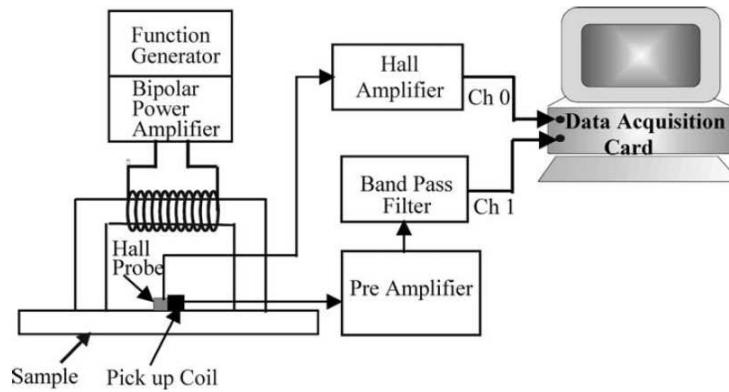


Figura 2.9: Configuração típica de um experimento de medição de Ruído de Barkhausen. [24]

Emissão Magneto-Acústica

Além do ruído de Barkhausen, um segundo fenômeno associado ao movimento dos domínios magnético é a Emissão Magneto-Acústica (EMA). Durante a magnetização, o efeito de magnetostricção causa uma redistribuição das microdeformações e, neste processo, produz ondas elásticas de vibração que são essencialmente um ruído acústico. Embora o processo não seja completamente compreendido, há um consenso de que a EMA nunca é induzida por paredes de 180° ⁽⁷⁾, pois seu movimento não produz alteração na deformação global. A EMA é geralmente captada com um transdutor piezelétrico colado no material ferromagnético.

Durante o ciclo de magnetização em aços ferríticos a maior parte da reversão do fluxo magnético acontece pelo movimento das paredes de 180° , o que explica que o sinal de EMA seja consideravelmente mais fraco que o RB. O sinal de EMA exige mais amplificação e é relativamente difícil de detectar em aços duros [17]. Os parâmetros geralmente usados na análise da EMA são os mesmos do RB, tais como amplitude RMS e energia.

2.2.2

Multi-parâmetros micromagnéticos

Os métodos eletromagnéticos de caracterização de materiais podem ser divididos, de forma aproximada, entre os micromagnéticos e os macromagnéticos. Os micromagnéticos seriam aqueles produzidos em uma escala

⁷Paredes de 180° são aquelas que delimitam domínios cujos momentos magnéticos diferem de 180° . Na figura 2.3(c) existem três paredes de 180° , enquanto na figura 2.3(d) há uma de 180° e quatro de 90° .

microscópica, como o Ruído de Barkhausen e a Emissão Magneto-Acústica. Os parâmetros macromagnéticos, por sua vez, são propriedades avaliadas de forma média no tempo ou no espaço, como as propriedades associadas ao ciclo de histerese.

Uma revisão bibliográfica e de mercado, mostra que a análise de parâmetros micromagnéticos é frequentemente associada a um tipo de equipamento, cujo principal representante é o 3MA [25] (*Micromagnetic Multiparameter Microstructure and Stress Analysis*) do Instituto Fraunhofer (Alemanha). O 3MA realiza medições de dezenas de parâmetros magnéticos, dentre eles o Ruído de Barkhausen.

Nem todos os parâmetros do 3MA são estritamente micromagnéticos, mas o equipamento leva a pesquisa das propriedades dos materiais a um nível muito avançado ao incluir análises sofisticadas de muitas técnicas magnéticas diferentes.

Dentre os parâmetros medidos pelo 3MA está a permeabilidade magnética incremental. Enquanto a permeabilidade absoluta é obtida pela relação B/H , a permeabilidade incremental μ_{Δ} é definida como $\Delta B/\Delta H$, ou seja, seria a derivada da curva de magnetização ponto a ponto. A Figura 2.10 mostra a definição da permeabilidade incremental. Esta é obtida por meio de um sinal de excitação de baixa amplitude sobreposto ao sinal de magnetização [26]. O sinal de baixa amplitude possui frequência muito maior do que o outro, formando pequenos ciclos de magnetização que, por serem fracos, provocam apenas deslocamentos reversíveis das paredes de Bloch. A permeabilidade incremental é medida em cada um desses ciclos e, ao fim do processo, o 3MA deriva um série de parâmetros como a amplitude máxima $\mu_{\Delta max}$, a coercividade e a largura da envoltória de μ_{Δ} para 75%, 50% e 25% da amplitude máxima.

O 3MA possui ainda uma sonda de correntes parasitas (*Eddy Current*) integrada que mede valores de impedância complexa em até quatro frequências de excitação diferentes. Destaca-se também a análise de harmônicos magnéticos, isto é, uma medida da não linearidade da curva de magnetização. O procedimento consiste em gerar uma frequência fundamental e medir a energia e a fase no terceiro, quinto e sétimo harmônicos.

No total, o 3MA possui 41 parâmetros escalares derivados dos seus sensores magnéticos. Uma medida de impedância complexa, por exemplo, dá origem a dois parâmetros escalares de fase e amplitude. A abordagem utilizada pelo equipamento é uma espécie de “força bruta”. Primeiro o operador realiza medições em diferentes condições de tensão mecânica. Cada medição corresponde ao registro de todos os 41 parâmetros e a ela é associada a informação,

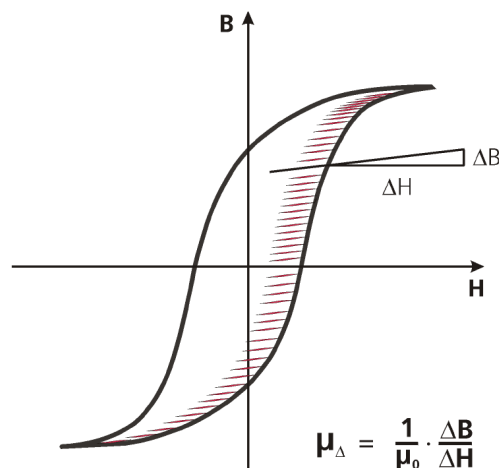


Figura 2.10: Definição da permeabilidade magnética incremental. Os traços que acompanham a curva de histerese correspondem a pequenos ciclos de magnetização. Cada ciclo permite obter um novo valor de permeabilidade incremental em uma determinada região da curva. [26]

forneada manualmente, da tensão mecânica. Ao final do processo o próprio programa 3MA realiza uma regressão linear multivariáveis, encontrando um coeficiente para cada parâmetro. Com essa equação linear de dezenas de variáveis o equipamento está pronto para realizar a operação inversa, isto é, estimar a tensão mecânica a partir de conjunto de parâmetros magnéticos.

Como esperado, nem todos os parâmetros do 3MA são sensíveis à variação da tensão mecânica. Alguns não apresentam nenhuma correlação e contribuem apenas com o erro da estimativa. Assim, os parâmetros são excluídos da regressão utilizando critérios de relevância. É comum que, ao final de toda a análise estatística, a melhor regressão fique restrita a cerca de apenas 6 parâmetros [27].

2.2.3

Anisotropia magnética

Nos últimos 20 anos, progressos significativos foram obtidos no desenvolvimento teórico das técnicas de Ensaios Não Destrutivos por eletromagnetismo baseadas em propriedades anisotrópicas. Dentre os grupos de pesquisa principais, o grupo do instituto ESR Technology (Inglaterra), responsável pelo desenvolvimento do MAPS (ver página 36), é um dos expoentes. Além dele, destacam-se também o NDE Centre da University College London, que deu origem à empresa TSC Inspection Systems, e os trabalhos da Shinshu University e JFE Engineering (Japão).

Um dos avanços teóricos relevantes foi apresentado por Zhou e Dover em

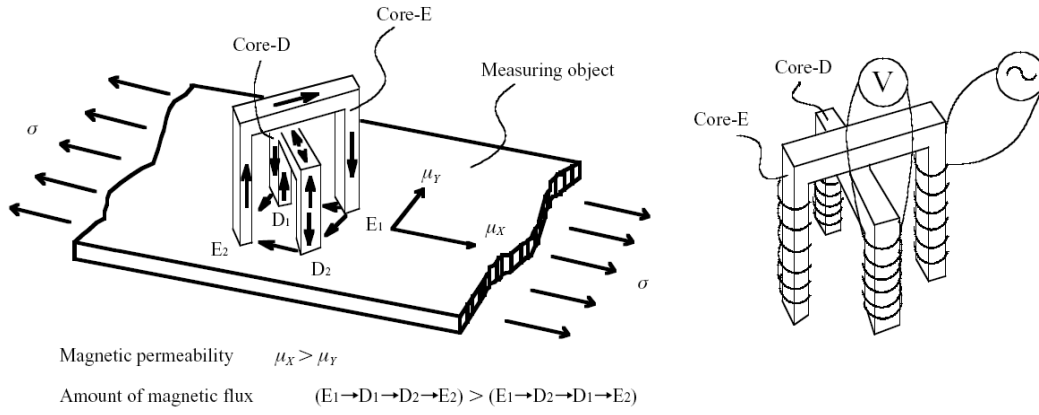


Figura 2.11: Princípio do sensor de anisotropia magnética. [30]

1998 [28]. Neste trabalho são desenvolvidas expressões analíticas que permitem calcular o campo eletromagnético em qualquer ponto próximo de um material com permeabilidade magnética anisotrópica, o que normalmente é produzido por tensões mecânicas. O trabalho limita-se, no entanto, ao caso teórico de uma peça plana infinita e só pode ser aplicado na prática se o sensor possuir dimensões muito menores que a do objeto que está sendo examinado. O grupo comercializa uma solução de medição de tensões residuais denominada *StressProbe* [29], mas não apresenta detalhes técnicos do desenvolvimento deste sensor.

A medição de tensão mecânica por um sensor de anisotropia magnética foi explorada pela JFE Engineering que criou um sensor estático, com bobinas cruzadas, capaz de medir a diferença entre as permeabilidades magnéticas em duas direções perpendiculares [30]. O princípio deste sensor é mostrado na Figura 2.11. Uma das bobinas, ligada ao núcleo E , recebe uma excitação senoidal externa. Normalmente, o fluxo magnético flui diretamente da extremidade E_1 do núcleo para E_2 , passando pelo material examinado. Quando a peça é sujeita à tensão mecânica na direção x a permeabilidade μ_x aumenta em relação a μ_y , favorecendo o circuito do fluxo magnético de E_1 para D_1 e de D_2 para E_2 uma vez que ambos estão orientados em x .

Usando a teoria de circuitos magnéticos para analisar esta configuração de bobinas, é possível mostrar que, devido a anisotropia, uma parte do fluxo passará pelo núcleo D . A maior parte do fluxo continuará fechando o circuito magnético diretamente de E_1 para E_2 , devido à relutância total do percurso. A pequena parte do fluxo em D , no entanto, pode ser medida por uma segunda bobina e será proporcional à diferença das permeabilidades, isto é,

$$V_D = K_0 \cdot (\mu_x - \mu_y) \quad (2-3)$$

sendo K_0 uma constante de calibração dependente dos valores de ex-

citação e das propriedades dos materiais. Ainda segundo os autores, a maior parte da diferença anisotrópica deve-se à diferença de tensão mecânica, sendo diretamente proporcional⁸.

$$V_D = K.(\sigma_x - \sigma_y) \quad (2-4)$$

sendo σ_x e σ_y os valores de tensão mecânica nos eixos x e y e K uma nova constante de calibração.

Trata-se de um conceito engenhoso e simples que vêm sendo desenvolvido pelos Japoneses desde a década de 1980 [31], originalmente na faculdade de engenharia da Shinshu University. Ao trabalhar com as diferenças produzidas pela anisotropia e não com valores absolutos, o sistema consegue eliminar vários problemas e interferências de modo comum, ficando mais robusto e mais fácil de calibrar. A utilização de sinais diferenciais é um conceito recorrente e aplicável em diferentes técnicas.

O grupo do MAPS (*Magnetic Anisotropy and Permeability System*) possui desenvolvimentos teóricos relevantes e também utiliza a anisotropia como forma de criar uma solução mais robusta. Em [32] é apresentado um método que mede parâmetros magnéticos em 5 frequências diferentes e consegue reconstruir um perfil da tensão mecânica com a profundidade. Sabe-se que a profundidade de penetração varia com a frequência através de uma relação exponencial mas, mesmo para uma frequência com maior penetração, a medição sempre terá sinais superficiais, e de maior amplitude, misturados. O método desenvolvido realiza uma deconvolução nos dados obtidos para separar esses sinais e encontrar um perfil de tensões, tipicamente de 0.1 a 5mm em aço doce⁹. As frequências utilizadas pelo MAPS estão na faixa de 5Hz a 150kHz, mas a maioria das aplicações trabalha entre 100Hz e 2500Hz para obter melhor sensibilidade.

A principal diferença prática do MAPS para os outros equipamentos comerciais é que ele incorpora o conceito de multi-parâmetros do 3MA à medição anisotrópica. O MAPS mede mais de 20 parâmetros [17], utilizando uma sonda com várias bobinas receptoras como mostrado na Figura 2.12. Como a própria sonda é rotativa (manual ou motorizada), todas as medições magnéticas podem ser feitas em vários ângulos em relação à peça. Determinadas bobinas de recepção podem encontrar o eixo principal da tensão mecânica pelo cruzamento em zero do sinal medido em função do ângulo da sonda. Neste sinal, a

⁸A hipótese de proporcionalidade entre a anisotropia de tensão mecânica e de permeabilidade magnética parece ser extremamente simplificada. Sabe-se que a relação entre a permeabilidade e a tensão é complexa e depende da magnitude da magnetização. No entanto, os resultados apresentados em [30] suportam esta hipótese simplificada com uma regressão linear com coeficiente de correlação de 0.9953.

⁹O aço doce contém entre 0.16-0.29% de carbono.

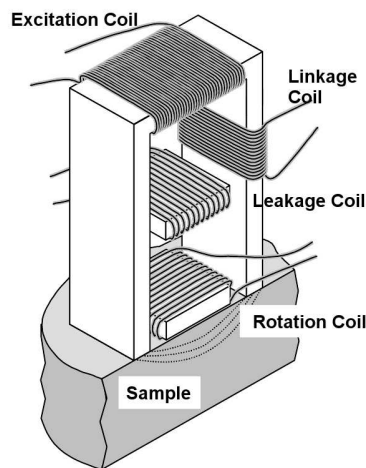


Figura 2.12: Esquemático de uma sonda do sistema MAPS. [17]

amplitude pico a pico em uma rotação completa é aproximadamente proporcional aos dois eixos principais de tensão e um desenvolvimento teórico fornece a relação exata para avaliação quantitativa. O tempo típico de medição da sonda biaxial é de 1 minuto, ao final do qual o sistema é capaz de estimar a magnitude e direção das tensões e o perfil com a profundidade.

Apesar dos avanços teóricos, o MAPS precisa ser calibrado com tensões mecânicas conhecidas de uma peça de material idêntico ao objeto que será inspecionado. Segundo os pesquisadores do MAPS [17], e diferentemente do que faz o 3MA, a calibração é usada para definir parâmetros de um modelo físico e não uma simples regressão.

2.2.4

Considerações práticas e testes de viabilidade

O problema de inspeção da armadura do riser flexível apresenta restrições para a maioria das técnicas de medições de tensões conhecidas. A maior dificuldade deve-se à falta de contato direto com arames da armadura, uma vez que estes se encontram protegidos por uma camada polimérica de 7 a 10mm de espessura.

A existência desta camada de polímero descarta imediatamente várias das técnicas examinadas. A extensometria, por exemplo, exige que o sensor seja colado ao arame. No caso do Ruído de Barkhausen, é fácil produzir o campo de excitação no arame mesmo em presença da capa, mas o ruído resultante é tão fortemente atenuado que não pode ser detectado. Ainda que fosse possível detectá-lo, a atenuação da capa entraria como um fator desconhecido na medição do valor RMS do sinal.

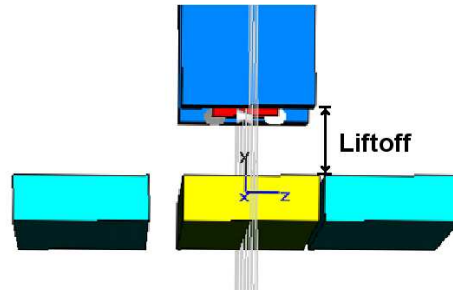


Figura 2.13: Corte lateral em escala de um sensor eletromagnético arbitrário sobre três arames do riser. Os arames têm seção reta de $12 \times 4\text{mm}$ e sua separação não é uniforme. A capa polimérica, de 7mm , foi substituída por espaço livre. A curvatura do riser não está representada.

Os métodos magnéticos como o 3MA e o MAPS não estão, *a priori*, descartados com a presença da capa. O raciocínio inicial dá conta apenas de que o polímero, por não ser condutor elétrico nem magnético, não atrapalharia a utilização destas técnicas. Ainda assim, esta camada de polímero cria um arranjo geométrico extremamente desfavorável do ponto de vista do eletromagnetismo. Este ponto merece ser elaborado pois muitas vezes sua relevância não é bem compreendida.

Considere um arranjo típico de riser com arames de 12mm de largura, separados entre si por um pequeno espaço variável¹⁰, e 7mm de capa, ou seja, um *liftoff* de 7mm para o sensor. Esta configuração é mostrada em escala na Figura 2.13.

Para a propagação eletromagnética em baixas frequências (na faixa de até alguns kHz, que seriam capazes de obter alguma penetração no aço e “sentir” suas propriedades), essa camada polimérica é transparente. Sua maior desvantagem não está na atenuação devida à propagação do sinal no espaço livre, que é significativa, mas sim na impossibilidade de fazer uma medida pontual e seletiva.

Com comprimentos de onda da ordem de centenas de metros, o sistema pode ser analisado com uma aproximação magnético-quasi-estático (MQS), isto é, a fase do campo é igual em todos os pontos da região próxima. Assim, descarta-se qualquer possibilidade de desenvolvimento de uma antena com objetivos de focalização.

O modelo conhecido de propagação de ondas eletromagnéticas no espaço livre permite obter a amplitude do sinal no receptor S_r em função da amplitude no transmissor S_t pela expressão [33]

¹⁰O espaço entre os arames varia devido às tolerâncias de fabricação, como pode ser visto na Figura 1.4. É possível ainda que o trabalho mecânico do duto flexível altere esse espaçamento.

$$S_r = S_t \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (2-5)$$

sendo λ o comprimento de onda e d a distância entre o receptor e o transmissor. Isso significa que o sinal é atenuado com o quadrado da distância, ou seja, a $7mm$ de distância ele será aproximadamente 200 vezes menor que a $0.5mm$. Significa também que o sinal do arame vizinho, cuja distância ao sensor pode ser estimada em cerca de $14mm$ (centro a centro), será apenas 4 vezes menor. Esta dificuldade não pode deixar de ser afirmada: o sinal de interesse, que guarda relações com as propriedades de um arame específico, está irremediavelmente misturado aos sinais dos arames vizinhos.

A configuração viola também todas as boas práticas de inspeção por métodos magnéticos, que sugerem que a área inspecionada guarde uma distância de 6 a $20mm$ das bordas [17]. Isso se justifica pelo fato das bordas serem conhecidamente difíceis de medir por provocarem descontinuidades no campo magnético. O problema do riser flexível, por sua vez, poderia ser descrito como uma coleção de bordas com pequenas áreas planas entre elas.

Outra dificuldade é a superfície externa curva, que interfere na medição de parâmetros anisotrópicos. No caso do MAPS, a curvatura impede a utilização de sondas rotativas, pois haveria uma variação significativa de *lift-off* com a rotação. No caso da sonda da JFE Engineering, seria preciso magnetizar mais de um arame para medir a anisotropia, o que deixaria o sistema vulnerável ao parâmetro desconhecido da separação entre eles.

Considera-se, portanto, que a configuração atual da armadura com capa polimérica inviabiliza a aplicação dos desenvolvimentos teóricos recentes relativos a medição direta da anisotropia e o perfil de tensões por profundidade. Isso implica em uma abordagem muito mais empírica na interpretação dos sinais medidos.

Como parte da avaliação de viabilidade dos métodos magnéticos, foi realizado um experimento exploratório. Neste experimento um arame de riser foi tracionado com diferentes cargas e a resposta magnética foi medida utilizando-se um par de bobinas, uma excitadora e uma receptora.

São discutidos também os resultados de um experimento realizado com o MAPS-FR, um equipamento desenvolvido especificamente para a inspeção dos arames de risers flexíveis pelo grupo de pesquisadores da ESR Technology [6] sob encomenda da Petrobras.

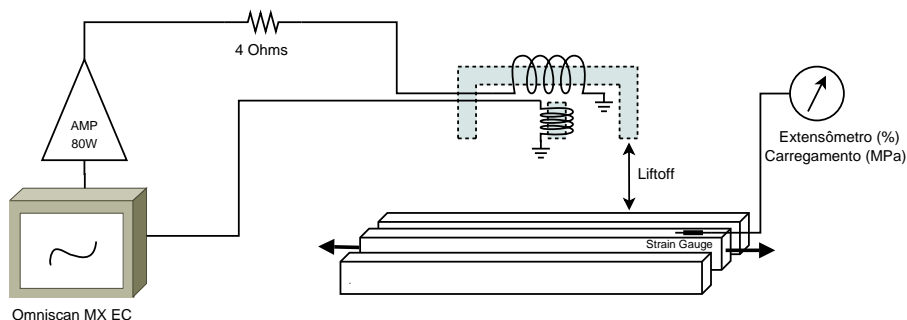


Figura 2.14: Montagem experimental para testar a sensibilidade magnética à tensão mecânica. Uma bobina de excitação é enrolada no núcleo em U e outra, de recepção, é posicionada dentro do espaço livre do núcleo. O sinal gerado pelo Omniscan passa por um amplificador de áudio de 80W.

Experimento de medição magnética com capa

Nesta seção é descrito um experimento exploratório realizado para tentar observar a tensão mecânica de um arame coberto com uma capa polimérica por métodos magnéticos. Longe de representar uma investigação exaustiva, o experimento tem como objetivo apenas fazer uma análise preliminar sobre a dificuldade prática deste tipo de medição. A abordagem utilizada é ingênua e aproveita equipamentos e componentes disponíveis no laboratório que não foram projetados especificamente para esta aplicação.

A montagem experimental é mostrada na figura 2.14. É utilizado um equipamento de inspeção por correntes parasitas, Omniscan MX EC, como medidor de impedância complexa¹¹. O sinal de excitação produzido pelo Omniscan é ligado em um amplificador de áudio de 80W (modelo Oneal OP-2300), cuja saída alimenta uma bobina enrolada sobre o núcleo em U. A Figura 2.15 apresenta o detalhe das bobinas utilizadas. Neste teste é utilizado um núcleo laminado de ferrossilício para evitar correntes parasitas. Visando não exceder a especificação de impedância mínima na saída do amplificador é inserida uma carga resistiva de 4 Ohms em série com a bobina.

O campo magnético resultante da interação com os arames é captado por uma segunda bobina, de 6 Ohms e posicionada próxima ao centro do U. A ligação entre esta bobina e o Omniscan é direta, sendo este responsável pela medição de sua amplitude e fase. O resultado é mostrado no plano

¹¹Tradicionalmente utiliza-se o termo “plano de impedância complexa” para designar a forma como o equipamento de correntes parasitas apresenta os resultados para o operador. A denominação é estritamente correta para uma sonda que tenha apenas uma bobina. O termo também é usado, no entanto, para a técnica de corrente parasita remota que, assim como este experimento, utiliza duas bobinas. O que o equipamento realmente mede é a amplitude e a fase de um sinal recebido, em relação ao sinal que foi gerado.



Figura 2.15: Detalhe das bobinas de excitação e recepção. Uma chapa de PVC permite testar diferentes *liftoff*'s. Os arames são tracionados manualmente usando um sistema de parafusos M12 e porcas nas extremidades do quadro.



Figura 2.16: Omniscan MX EC mostrando o plano de impedância complexa.

de impedância complexa na tela do equipamento, como pode ser visto na Figura 2.16.

O posicionamento dos arames mantém a mesma disposição das simulações. Apenas o arame do meio foi instrumentado com um *Strain Gauge* resistivo de 120 Ohms, ligado à uma ponte Wheatstone alimentada com 5V. Diferentes *liftoff*s podem ser testados trocando a chapa de PVC onde a sonda é colocada. Inicialmente foram realizados testes com 1mm de *liftoff*.

O experimento foi composto por um total de 28 realizações. Em cada realização são medidos os valores de impedância complexa para cargas de 0MPa, 160MPa, 240MPa e 320MPa¹², que corresponde a cerca de 25% da tensão de escoamento. Os valores de impedância foram anotados no carregamento (de 0 a 320MPa) e no alívio (de 320 a 0MPa), produzindo um total de 7 valores. Valores diferentes obtidos para a mesma tensão mecânica permitem criticar a consistência das medições, ou a existência de histerese. Foram testadas diversas frequências de excitação entre 50 e 4000Hz para verificar uma possível correlação com a sensibilidade.

Para comparar a qualidade das medições de uma realização foi criado

¹²Foi considerado um módulo de Young padrão de 200GPa para aço carbono. Os valores de deformação medidos pelo extensômetro foram, respectivamente, 0.08%, 0.12% e 0.16%.

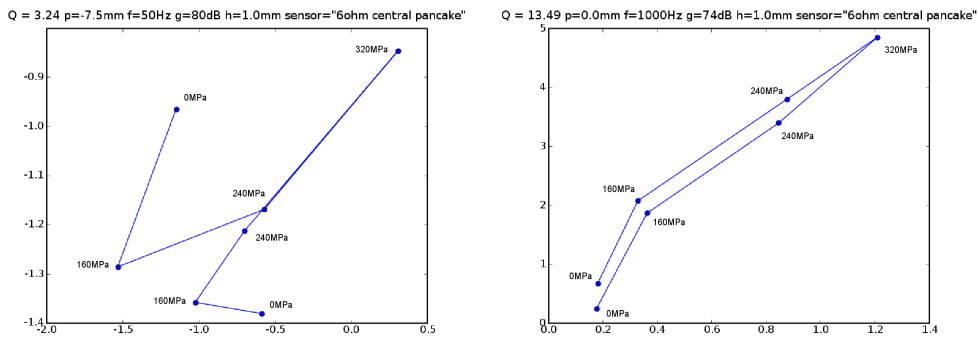


Figura 2.17: Exemplos de gráficos obtidos no plano de impedância complexa com 7 pontos (0, 160, 240, 320, 240, 160 e 0MPa). No gráfico da esquerda vários pontos não coincidem. No gráfico da direita há boa consistência entre os dados medidos com o mesmo carregamento.

um fator que representasse (1) a excursão máxima (em Volts) entre os dois carregamentos extremos e (2) a repetibilidade e estabilidade das medições. Dois valores são medidos para cada tensão mecânica, sendo um durante o carregamento e outro durante o alívio. Quanto menor for a diferença entre eles, melhor será para o desempenho do sistema. Quanto maior a diferença entre os extremos (0 e 320MPa), melhor será o desempenho e a relação sinal/ruído.

A análise dos gráficos obtidos com a medição da impedância complexa, como mostrados na Figura 2.17, confirma que a técnica de fato é sensível à variação da tensão no arame. No entanto, a sensibilidade a outros fatores indesejados como a instabilidade mecânica da montagem, também é muito grande. Este parece ser um aspecto crítico dos métodos magnéticos que tentam medir a tensão através da capa.

A variação do fator de qualidade observada para as mesmas condições de frequência e posição mostra que a repetibilidade do experimento não foi boa. Infelizmente não foi identificada a causa desta variabilidade e seria leviano descartar as medições ruins com a justificativa de seriam “erro experimental”. Assim, o experimento não é conclusivo pois não permite definir os melhores parâmetros para a inspeção como a frequência de excitação mais adequada.

As medições realizadas com 7mm de *lift-off* mostraram alguma sensibilidade à tensão, novamente sem histerese aparente, porém com uma relação sinal/ruído ainda pior do que para 1mm. Com 7mm foi necessário trabalhar com mais de 90 dB de ganho, que é o limite do equipamento.

A conclusão do experimento é que o método funciona, isto é, é possível detectar a tensão mecânica mesmo com um *lift-off* de 7mm. No entanto, a montagem demonstrou ser extremamente sensível a outros fatores, que pode incluir até mesmo o aquecimento ou degradação dos componentes eletrônicos.

Uma pequena folga mecânica de, por exemplo, apenas alguns décimos de milímetro, é capaz de produzir um sinal elétrico maior do que o próprio efeito medido.

Mesmo sendo apenas um teste exploratório, as dificuldades práticas de execução colocam em xeque a viabilidade de utilizar um sistema tão sensível em um ambiente industrial como uma plataforma de produção de petróleo.

Testes com o MAPS

Os testes com o MAPS foram realizados no Laboratório de Tecnologia Submarina da COPPE, que possui um quadro para tracionar um riser real com até 150 toneladas. Os pesquisadores do MAPS desenvolveram um equipamento específico para a Petrobras, batizado de MAPS-FR. Um resumo dos resultados obtidos com o MAPS-FR foi apresentado na OTC 2009 [12].

O desenvolvimento do MAPS-FR, conforme descrito por McCarthy e Buttle [12], iniciou-se em 2006 e seguiu etapas semelhantes às que foram discutidas aqui. Foram realizadas simulações por elementos finitos para otimização dos parâmetros construtivos dos sensores e foi criado também um aparato de teste simplificado que permitiu carregar um arame sem influenciar os arames vizinhos. Foram identificadas as mesmas dificuldades já mencionadas, isto é, que as características construtivas do riser, tais como espaçamento variável entre arames e o contato elétrico entre as camadas de armadura, provocam alterações na resposta magnética tão significativas quanto a própria tensão mecânica.

Devido à estas dificuldades, os pesquisadores do MAPS optaram pelo desenvolvimento de um sistema estático de monitoramento. Neste modo de operação os sensores são fixados ao riser e ficam permanentemente monitorando a resposta magnética. Ao contrário de um sistema como emissão acústica, que precisa registrar momento exato em que ocorre a ruptura, a comparação da “assinatura magnética” antes e depois seria capaz de indicar a falha no arame. O protótipo testado do MAPS-FR é mostrado na Figura 2.18.

Conforme reportado em [12] o sistema foi capaz de detectar o rompimento de alguns arames que receberam entalhes e foram em seguida submetidos a um ciclo de carregamento. No entanto, o que o trabalho não informa é que nem todos os arames rompidos foram detectados nos testes realizados na COPPE. O sistema se mostrou sensível também às vibrações externas que, geradas propositalmente, produziram respostas semelhantes ao rompimento dos arames. Há portanto uma preocupação sobre o desempenho do MAPS-FR tanto quanto a falso-positivos quanto falso-negativos.

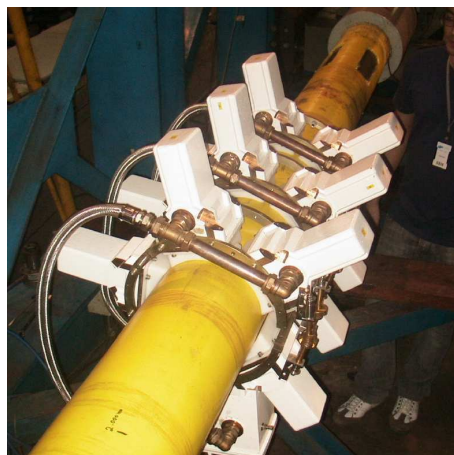


Figura 2.18: MAPS-FR montado sobre um riser no teste da COPPE, novembro de 2008. [12]

Durante os testes foi realizada ainda uma análise preliminar sobre a viabilidade de um sistema de inspeção não permanente. O mesmo conjunto de sensores foi utilizado para fazer uma varredura de todos os arames e tentar identificar, sem conhecimento prévio ou assinatura de referência, quais seriam os arames sem carregamento.

Os pesquisadores do MAPS reportaram uma metodologia [12], baseada em medições em duas frequências, que seria capaz de separar os efeitos geométricos da tensão mecânica. A teoria é que uma das frequências produz uma resposta magnética que é mais sensível ao espaçamento entre os arames do que ao carregamento. Ao fazer uma combinação linear das duas medições este efeito poderia ser subtraído do efeito de interesse, como na equação

$$V_{processado} = \alpha.V_{f1} + \beta.V_{f2} \quad (2-6)$$

sendo α e β dois coeficientes determinados de modo a cancelar o efeito da geometria a partir dos dados obtidos nas frequências $f1$ e $f2$.

Os resultados apresentados para esta técnica de inspeção são animadores pois conseguiram identificar os arames rompidos dentro do complexo padrão magnético medido. Estes resultados devem, no entanto, ser recebidos com certo nível de ceticismo, uma vez que os pesquisadores já conheciam a resposta que eles estavam procurando. Isto é, os coeficientes α e β foram determinados *a posteriori* e, podem não apresentar necessariamente o mesmo desempenho em um outro riser.

É recomendável validar esta técnica de inspeção através de um teste cego, isto é, aquele em que os pesquisadores do MAPS desconheçam o padrão de arames rompidos.

2.3

Métodos acústicos

2.3.1

Teoria da acustoelasticidade

A teoria acustoelástica tem seu início associado aos trabalhos da década de 1950 desenvolvidos por Hughes e Kelly [34]. Nesses trabalhos são introduzidas as equações de um modelo físico que, caracterizando os materiais por constantes elásticas de segunda e terceira ordem, permite relacionar deformações, tensões mecânicas e velocidades de propagação das ondas acústicas.

Anteriormente, a teoria corrente da elasticidade tinha sua aplicação limitada ao caso de sólidos perfeitamente elásticos e cuja deformação era função apenas da tensão mecânica aplicada e da temperatura. O modelo baseava-se no conceito de deformações infinitesimais, isto é, assumia que a coordenada final de um ponto “deformado” poderia ser aproximada por sua coordenada inicial. O modelo completo das deformações finitas e não lineares de terceira ordem foi então sucessivamente desenvolvido por várias gerações de físicos como Cauchy, Love, Brillouin e Murnaghan, criando um arcabouço teórico que finalmente seria usado na formulação de Hughes e Kelly.

Uma limitação do modelo linear elástico, baseado na lei de Hooke¹³, é que ele não explica as interações observadas na prática entre a tensão mecânica e as ondas elásticas. Está claro que a propagação das ondas elásticas em um metal provoca o deslocamento de suas partículas e que este se superpõe às tensões internas existentes. A consequência, segundo o modelo, seria uma simples superposição linear de dois efeitos, sem que houvesse influência de um sobre o outro [35]. A análise é equivalente à interação entre duas ondas mecânicas de pequena amplitude propagando-se no mesmo sólido: a deformação produzida por uma onda não altera a velocidade de propagação da outra. Ou ainda, que ondas viajando em sentidos opostos podem se cruzar como se nada tivesse acontecido.

Somente com a introdução de um modelo não-linear elástico de deformações finitas foi possível explicar os resultados experimentais. A justificativa para o uso desta formulação, muito mais complexa, é que a deformação resultante da tensão mecânica é suficientemente grande para exceder o regime linear, exigindo coeficientes de segunda ou terceira ordem. Além disso, não é

¹³A lei de Hooke, conhecida pela equação $F = -k.x$, diz que o deslocamento de uma mola é diretamente proporcional à força, desde que esta não exceda o limite elástico.

mais válida a aproximação de que a coordenada do ponto é sempre a mesma independente da deformação. As novas formulações permitiram estabelecer relações entre a velocidade de propagação de ondas acústicas e as tensões ou deformações existentes no material.

Sabe-se empiricamente que as ondas acústicas longitudinais (ou ondas compressivas) têm sua velocidade de propagação modificada por uma tensão aplicada ao sólido na mesma direção da onda. A equação 2-7 permite calcular o valor desta velocidade c_{Lx} para uma tensão uniaxial σ_x trativa e paralela a propagação.¹⁴

$$\rho \cdot c_{Lx}^2 = \lambda + 2G + \frac{\sigma_x}{3K} \left[2l + \lambda + \frac{(\lambda + G)(4m + 4\lambda + 10G)}{G} \right] \quad (2-7)$$

onde λ e G são constantes elásticas de Lamé de segunda ordem, de um meio isotrópico, l , m e n são constantes elásticas de terceira ordem (ou constantes de Murnaghan), ρ é a densidade do meio livre de tensões e $K = \lambda + 2G/3$.

No caso de tensões aplicadas perpendicularmente à direção de propagação, a sensibilidade é muito menor. A velocidade de propagação longitudinal c_{Ly} , perpendicular à tensão uniaxial σ_x , é dada pela equação 2-8 (válida também para c_{Lz}).

$$\rho \cdot c_{Ly}^2 = \lambda + 2G + \frac{\sigma_x}{3K} \left[2l - \frac{2\lambda}{G}(m + \lambda + 2G) \right] \quad (2-8)$$

Para demonstrar a sensibilidade da velocidade de propagação com a carga nos dois casos é necessário substituir as constantes elásticas em 2-7 e 2-8. Em [36] são apresentadas as constantes para um aço tipo A723, o que permite obter o coeficiente que multiplica σ_x nas duas equações, conforme mostrado no quadro 2-9.

<p>Constantes para o aço A723 [36]:</p> <p>$l = -38.8; m = -62.4; n = -74.7; \lambda = 11.03; G = 7.99[\times 10^4 \text{MPa}]$</p> <p>$K = \lambda + 2G/3 = 16.36[\times 10^4 \text{MPa}]$</p> <p>Para c_{Lx} : $\frac{\sigma_x}{3K} \left[2l + \lambda + \frac{(\lambda + G)(4m + 4\lambda + 10G)}{G} \right] = -7.45\sigma_x$</p> <p>Para c_{Ly} : $\frac{\sigma_x}{3K} \left[2l - \frac{2\lambda}{G}(m + \lambda + 2G) \right] = +0.410\sigma_x$</p>	(2-9)
--	-------

O termo proporcional à σ_x aparece em 2-7 e 2-8 somado ao termo $\lambda + 2G$ sendo, no entanto, muito menor que este último. Pode-se usar então uma aproximação por série de Taylor de primeira ordem para a raiz quadrada da velocidade. Assim, conclui-se que a variação de c_{Lx} com σ_x é cerca de 18 vezes maior que a variação de c_{Ly} para a mesma carga. Mesmo para c_{Lx} , a

¹⁴A notação original de Hughes e Kelly trabalha com tensões compressivas. Como neste trabalho o arame é exigido sempre na tração, optou-se pela definição com σ positivo para tensão trativa e negativo para compressiva. Esta definição é a mesma usada em [35].

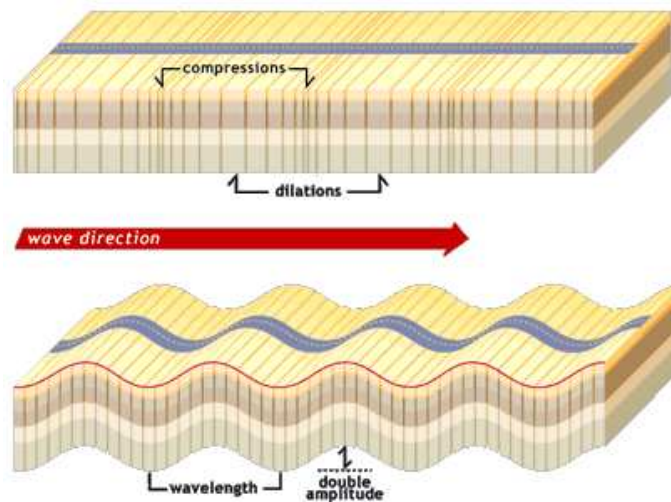


Figura 2.19: Diagrama comparando dois tipos de ondas mecânicas propagando em um sólido. Acima a onda longitudinal ou compressiva e abaixo a onda transversal ou cisalhante. [Scientific Explorations with Paul Doherty]

variação com a carga é muito pequena e difícil de medir, apenas 0.25% para uma tração/compressão de 100MPa.

Um efeito semelhante é observado para as ondas transversais ou cisalhantes (*shear waves*). Porém, neste caso, a direção relevante é a chamada direção de polarização, ou seja, a direção que descreve o movimento vibratório das partículas e não a propagação da onda. É conveniente rever os conceitos de movimento vibratório e direção de propagação para esses dois tipos de ondas elásticas através do diagrama da Figura 2.19.

É de se esperar que a maior sensibilidade da velocidade da onda cisalhante ocorrerá sempre que houver coincidência entre a direção do carregamento e a de polarização. De fato, é conhecida a utilização de ondas cisalhantes propagando-se ao longo da espessura de uma chapa para medir tensões paralelas à sua superfície.

Para evitar a ambiguidade entre o tipo de onda e a polarização, serão adotados neste trabalho os termos “polarização paralela” e “polarização perpendicular”, sempre tendo como referência o eixo principal de carregamento do arame. São adotados também, para os modos de propagação, os termos longitudinal e cisalhantes. Evita-se assim expressões como “onda transversal de polarização transversal”.

Considerando uma chapa no plano xy , as equações 2-10 e 2-11 permitem obter as velocidades de propagação da onda cisalhante que se propaga no eixo z , com duas polarizações: c_{Tx} para polarização paralela a σ_x uniaxial e c_{Ty} com o mesmo σ_x , agora com polarização perpendicular.

$$\rho \cdot c_{Tx}^2 = G + \frac{\sigma_x}{3K} \left[m + \frac{\lambda n}{4G} + \lambda + 2G \right] \quad (2-10)$$

$$\rho \cdot c_{Ty}^2 = G + \frac{\sigma_x}{3K} \left[m - \frac{(\lambda + G)}{2G} n - 2\lambda \right] \quad (2-11)$$

Para quantificar melhor esta dependência com a tensão mecânica vale recorrer novamente às constantes do aço tipo A723, substituindo nas equações de velocidade de propagação cisalhante. O resultado é mostrado no quadro 2-12.

Constantes para o aço A723 [36]: $l = -38.8; m = -62.4; n = -74.7; \lambda = 11.03; G = 7.99[\times 10^4 \text{MPa}]$ $K = \lambda + 2G/3 = 16.36[\times 10^4 \text{MPa}]$ Para c_{Tx} : $\frac{\sigma_x}{3K} \left[m + \frac{\lambda n}{4G} + \lambda + 2G \right] = -1.24\sigma_x$ Para c_{Ty} : $\frac{\sigma_x}{3K} \left[m - \frac{(\lambda + G)}{2G} n - 2\lambda \right] = +0.0907\sigma_x$	(2-12)
--	--------

Assim, através deste conjunto de equações introduzidas por Hughes e Kelly, é possível utilizar a teoria da acustoelasticidade como mais uma técnica para medição de tensões mecânicas, incluindo tensões residuais. Na seção 2.3.2 é discutida a forma de aplicação desta técnica suas limitações.

2.3.2

Considerações práticas

A aplicação da teoria da acustoelasticidade para medição de tensões é usualmente realizada com transdutores de ultrassom. A forma mais simples é a utilização de dois transdutores piezelétricos, acoplados à peça inspecionada por adesivo ou líquido de acoplamento para ultrassom. O primeiro transdutor (atuador) dispara uma onda mecânica que se propaga na peça e é recebido no segundo transdutor (sensor). O tempo decorrido no material pode então ser medido, a partir do qual descobre-se a velocidade de propagação, que permite estimar a tensão mecânica ou residual através das equações 2-7 a 2-11.

Diversos fatores impedem a medição de tensões residuais por uma abordagem simplificada como descrita acima, dentre os quais destacam-se:

- Além da tensão mecânica, a velocidade de propagação possui dependência também com a temperatura. O experimento deve ser realizado então com temperatura controlada ou conhecida com precisão para permitir que seja compensada.
- O acoplamento tradicional utilizando um gel viscoso entre o transdutor e a peça inspecionada adiciona atrasos no tempo de propagação total que mudam de acordo com a pressão exercida, isto é, dependem da mão do operador e da quantidade de gel empregada.

- A temperatura deve ter seus efeitos considerados também sobre a cunha do transdutor, normalmente de material acrílico. Por exemplo, o coeficiente térmico do acrílico, relacionado com a variação de velocidade, será diferente do coeficiente do aço.
- Os métodos tradicionais de medição do tempo de propagação pelo pico do sinal de ultrassom recebido não possuem resolução suficiente para medir a tensão mecânica. As variações na velocidade de propagação devido à tensão são muito pequenas, da ordem de $10^{-4}\%$. A resolução do pico do sinal está normalmente associada à frequência de ultrassom utilizada. Assim, exigir a utilização de frequências muito altas ou espaçar os transdutores de grandes distâncias pode não ser factível.

Para compensar todos estes problemas e permitir o uso da acustoelasticidade na medição de tensões uma série de soluções de engenharia devem ser adotadas. Dentre estas soluções estão incluídas a utilização de eletrônicas de digitalização de sinais de alta velocidade (como 100MHz ou mais) e algoritmos de medição precisa do tempo de propagação, como correlação cruzada ou interpolação dos cruzamentos em zero [11].

O sistema desenvolvido em [11] para medição de tensões utilizando ondas de ultrassom longitudinais criticamente refratadas (LCR) propõem-se a resolver exatamente estes problemas, o que permite avaliar a viabilidade e praticidade da técnica. Uma solução adotada para viabilizar a medição, por exemplo, foi o desenvolvimento de mecanismos com cilindros pneumáticos que mantêm a pressão constante entre os transdutores e a peça examinada. Além disso, os experimentos foram realizados em uma sala cuja temperatura foi estabilizada com ar condicionado um dia antes para que todos os equipamentos e materiais estivessem na mesma temperatura.

Todas estas dificuldades práticas já desencorajariam a utilização do método acústico para inspeção dos arames do riser. Porém, o fator determinante para descartar completamente o seu uso decorre novamente da presença da capa plástica que impede o acoplamento do sinal de ultrassom.

3

Teoria do EMAT e da ressonância acústica

3.1

Introdução e histórico

O transdutor EMAT (*Electro Magnetic Acoustic Transducer*) é utilizado para produzir e receber ondas elásticas em um corpo metálico sem a necessidade de acoplamento mecânico. Ao contrário dos transdutores convencionais baseados em efeito piezoeletrico, cuja vibração é transmitida diretamente ao material através de um meio acoplante, o EMAT produz as ondas elásticas no próprio material pela variação do campo eletromagnético. Nenhuma vibração mecânica é produzida, ao menos não intencionalmente, no transdutor EMAT, que nesse sentido poderia ser comparado a uma antena de rádio. O EMAT é, portanto, um transdutor sem contato. Esta é uma grande vantagem que permite, por exemplo, inspecionar peças com temperaturas extremamente elevadas. No caso de um cabeçote de ultrassom por contato haveria também a condução térmica, que pode danificar o cristal ou cerâmica usados no transdutor.

Dois fenômenos principais são associados à produção de ondas mecânicas a partir da variação do campo eletromagnético, são eles a magnetostricção e a força de Lorentz¹. Transdutores EMAT baseados em magnetostricção têm aplicação prática restrita pois exigem a presença de uma camada de óxido na superfície do material para produzir as ondas mecânicas. Para estes transdutores, um aumento na intensidade do campo magnético pode saturar a camada de óxido e reduzir a amplitude do sinal, ao contrário do que ocorre no EMAT por força de Lorentz cuja amplitude é sempre proporcional à corrente de excitação. Um exemplo de transdutor por magnetostricção é o Panametrics E110-SB, que pode ser usado em equipamentos de ultrassom convencionais².

¹Há um terceiro mecanismo envolvido que é a própria força de magnetização, isto é, a força produzida entre dipolos magnéticos. No caso, a força entre o material ferromagnético e a bobina. A contribuição de cada mecanismo será discutida na seção 3.2.1.

²A rigor, nenhum transdutor EMAT é puramente magnetostrictivo ou Lorentziano, os dois fenômenos estarão sempre presentes. Porém o projeto mecânico e elétrico pode ser otimizado para explorar apenas um destes efeitos. O E110-SB é normalmente empregado na

A utilização de transdutores EMAT para investigação de ressonâncias acústicas não é uma idéia nova. Segundo Ogi [37], o desenvolvimento desta técnica podem ser dividido em três surtos ou “gerações”. O primeiro registro da medição de ressonâncias por transdutores magnetoacústicos aparece em publicações de pesquisadores Russos no início da década de 1970 [38] [39], ao qual segue-se, segundo Ogi, um hiato de 20 anos sem nenhuma publicação sobre o assunto. Em 1990 a técnica é redescoberta pelos Japoneses [40] e aplicada na medição da textura produzida pela laminação de chapas de aço. A ressonância magnetoacústica, também chamada EMAR (*Electro Magnetic Acoustic Resonance*), passa então a ser alvo mais frequente de pesquisadores em outras partes do mundos. Os trabalhos já citados de Ogi e seu orientador Hirao [41] iniciam a terceira geração da técnica ao incorporar avanços em eletrônica e processamento de sinais, em particular com a utilização de um receptor super-heteródino de alto desempenho desenvolvido pela empresa estadunidense Ritec.

Para aplicações baseadas em ressonâncias acústicas, o EMAT apresenta diferenças significativas em comparação aos mecanismos tradicionais de geração de ondas mecânicas. A primeira delas é a baixa eficiência de acoplamento, o que a princípio é visto como uma desvantagem. O EMAT tem uma eficiência baixíssima, isto é, apenas uma pequena fração da energia elétrica dispensada ao transdutor é convertida em energia mecânica. A ineficiência transforma-se, no entanto, em uma característica potencialmente vantajosa para a produção de ressonâncias, uma vez que a energia mecânica também pouco se perde na reflexão da interface do material com o ar. Em um transdutor piezelétrico convencional o líquido acoplante forneceria uma impedância acústica intermediária entre o aço e o transdutor, o que permite que parte da energia seja retirada da peça a cada reflexão. Com o EMAT não apenas a ressonância pode permanecer por mais tempo na peça, devido à baixa atenuação por perdas com o acoplamento, como as reflexões na interface também implicam em menor distorção do sinal.

O efeito de distorção no sinal é mostrado na figura 3.1 para um transdutor piezelétrico de 5MHz banda larga operando em pulso-eco com uma chapa de alumínio de 6 mm de espessura. O alargamento observado do pulso deve-se a sobreposição de ecos atrasados na superfície, isto é, a uma parcela de energia que passa para o acoplante e retorna, atrasada, para a peça. A distorção será maior quanto melhor for o casamento de impedância entre o material e o acoplante.

inspeção de caldeiras, cuja temperatura de operação elevada favorece o surgimento de um tipo específico de óxido chamado magnetita, o qual apresenta alta magnetostricção.

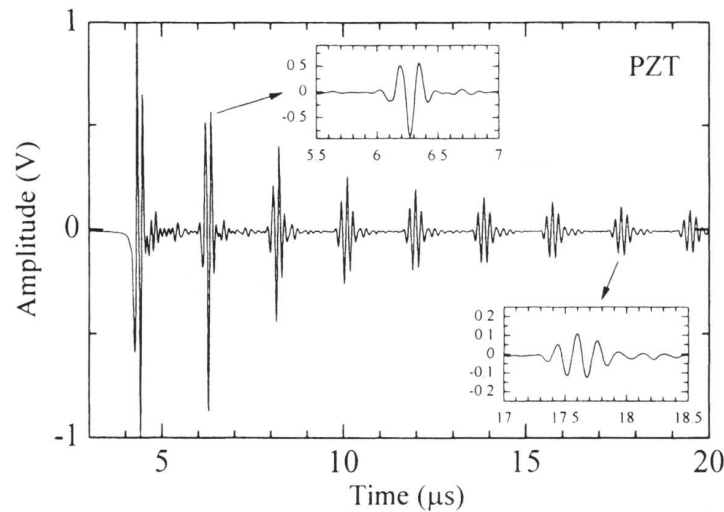


Figura 3.1: Distorção do sinal de ultrassom em uma interface com acoplante. As várias reflexões produzem um alargamento do pulso. [42]

A relação sinal/ruído na medição de fenômenos físicos normalmente traduz-se em limitações de precisão ou acurácia e o ultrassom não é uma exceção. A maneira de melhorar a relação sinal/ruído do sistema baseado em EMAT seria, portanto, aumentar a transferência de energia mecânica para o material. Sabe-se que, devido à sua baixa eficiência, o EMAT transfere pouca energia a cada ciclo de excitação. Concomitantemente, a excitação permanece na peça mesmo após várias reflexões devido a ausência de acoplante, o que pode ser apreciado de forma quantitativa através da Figura 3.2.

A estratégia adotada para aumentar a amplitude do sinal no EMAT é aproveitar o tempo em favor da transferência de energia, isto é, aplicar excitações longas que sejam compostas por vários períodos da frequência desejada. Cada novo período da fonte introduz uma pequena quantidade de energia mecânica adicional, que se soma às reflexões anteriores. O mesmo princípio pode ser aplicado na recepção do sinal utilizando janelas de integração. As duas técnicas, excitação longa e integração, serão utilizadas neste trabalho.

A excitação de ressonâncias acústicas está relacionada ao uso de determinadas frequências de ultrassom capazes de produzir ondas estacionárias na peça. Esta condição depende diretamente da velocidade de propagação no meio e da espessura da peça. Sempre que a frequência de excitação resultar em um número inteiro de meio-comprimentos de onda na espessura haverá produção de ondas estacionária, isto é, o sinal refletido estará em fase com o sinal de excitação. Neste caso ocorre uma interferência construtiva, que resulta em um aumento de amplitude. Como existem várias frequências que podem ser usadas para obter este efeito, é usual associar um índice a cada uma delas, de forma

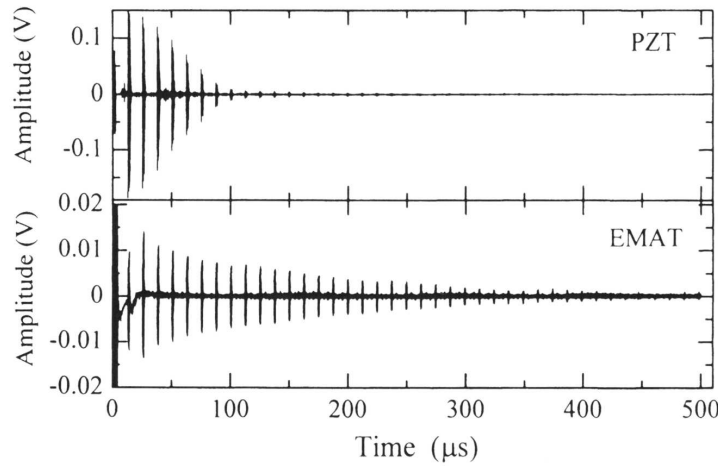


Figura 3.2: Comparação entre reflexões produzidas em uma chapa de alumínio de 19 mm por transdutores piezelétrico (PZT) e EMAT. A amplitude é maior para o PZT e a duração é maior para o EMAT. [42]

a representar a ordem da ressonância como mostrado na equação 3-1.

$$f_{(n)} = n \frac{c}{2d} \quad (3-1)$$

Onde $f_{(n)}$ é a frequência de ressonância de ordem n , c a velocidade de propagação e d a espessura da peça. Para $n = 1$ é também usual a denominação “modo fundamental” e, para $n > 1$, são também conhecidos como harmônicos.

Neste trabalho usa-se uma forma de espectroscopia acústica, implementada por varredura em frequência. Para cada frequência de excitação introduz-se uma quantidade definida de ciclos de ultrassom no material. Em seguida, o gerador é desligado e a resposta é medida em termos de amplitude do sinal recebido em uma certa janela de integração. O gráfico obtido é uma função $V(f)$, sendo V em Volts a saída do integrador e f em Hz, e permite encontrar o ponto exato da ressonância (máximo local) com grande precisão, muito superior àquela possível por medição de tempo de voo. Além disso, como a limitação de resolução decorre apenas da precisão na determinação da frequência, é possível obter maior precisão na estimativa da velocidade de propagação acústica pelo uso de ressonâncias de ordens elevadas (maiores frequências)³.

Nem todas as pesquisas que investigam ressonância acústica por EMAT fazem uso das estratégias descritas acima. Dixon [43], por exemplo, aplica uma técnica de pulso-eco com a emissão de um pulso de banda larga em um transdutor EMAT. Através da Transformada de Fourier (FFT) do sinal

³Este resultado decorre da equação 3-1 e da especificação do equipamento. Se o sistema é capaz de estimar a frequência com uma precisão absoluta de $\pm X$ Hz, a precisão na estimativa da velocidade c será proporcional a X/n .

adquirido, os picos de todos os harmônicos de ressonância podem ser obtidos e analisados simultaneamente. Uma vantagem desta abordagem é a velocidade, pois apenas uma medição é necessária. Como desvantagens, pode-se citar a susceptibilidade à função de janela utilizada na FFT (o que é discutido no próprio artigo) e a pequena amplitude do sinal recebido.

Aplicado ao problema de inspeção do arame do riser, a espectroscopia por EMAT faz uma ponte entre diversas técnicas discutidas nas seções anteriores. Sobre isto, os seguintes pontos merecem destaque:

- A análise do funcionamento do EMAT baseia-se, fundamentalmente, na teoria eletromagnética. Esta teoria é necessária para se executar qualquer melhoria no desempenho do sistema como, por exemplo, trabalhar com grandes *liftoffs*.
- A tensão mecânica será medida pela variação da velocidade de propagação acústica, portanto, toda teoria de acustoelasticidade se aplica.
- Assim como em outras técnicas já apresentadas, será utilizada uma propriedade anisotrópica do arame, isto é, uma propriedade sensível a orientação. Desta forma o método torna-se robusto às variações de modo comum como espessura e temperatura.

3.2

Mecanismos de acoplamento

O transdutor EMAT é composto por uma fonte de campo magnético constante, que penetra e fornece um nível de polarização magnética⁴ na peça, e uma bobina excitada por um sinal elétrico de alta frequência para produzir um campo magnético alternado. O campo constante é usualmente produzido por um ímã permanente, mas pode também ser gerado por um eletroímã com corrente contínua. É a interação do campo eletromagnético dinâmico na superfície do metal que produz as ondas mecânicas.

A relação entre campo eletromagnético dinâmicos e as ondas mecânicas é explicada por três fenômenos: a força de magnetização, a magnetostricção e a força de Lorentz. Os dois primeiros fenômenos dependem da existência de dipolos magnéticos dentro da peça e, portanto, ocorrem apenas em materiais ferromagnéticos. Já a força de Lorentz decorre das correntes parasitas induzidas na superfície da peça e pode ser gerada em outros metais como, por exemplo, o alumínio.

⁴Do inglês *magnetic bias*, não confundir com a direção de polarização da onda mecânica.

As equações que governam o acoplamento entre o campo eletromagnético e o deslocamento infinitesimal elástico do modelo de propagação de ondas em sólidos são, segundo [37], dadas por 3-2, 3-3, 3-4, 3-5 e 3-6.

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{F} \quad (3-2)$$

que fornece o equivalente da segunda lei de Newton para os deslocamentos infinitesimais \mathbf{u} , sendo $\boldsymbol{\sigma}$ a tensão mecânica e \mathbf{F} uma força de corpo por unidade de volume.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3-3)$$

que é a lei de Faraday da indução, sendo \mathbf{E} o campo elétrico e \mathbf{B} a densidade de fluxo magnético.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (3-4)$$

que é a lei de Maxwell-Ampère, sendo \mathbf{H} o campo magnético, \mathbf{D} a densidade de fluxo elétrico e \mathbf{J} a densidade de corrente elétrica. Considera-se, porém, uma aproximação de sistema magnético-quasi-estático (MQS)⁵ onde o termo $\partial \mathbf{D} / \partial t$ é desprezado. Outra consequência da aproximação MQS é permitir que a fase da onda eletromagnética seja considerada a mesma em todos os pontos.

$$\mathbf{E} = \rho_e \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \times \mathbf{B}_0 \quad (3-5)$$

que é a lei de Ohm, sendo ρ_e a resistividade elétrica, com um fator adicional que corresponde ao mecanismo reverso da força de Lorentz. \mathbf{B}_0 representa a densidade de fluxo magnético de polarização.

$$\mathbf{B} = \mu_0 \boldsymbol{\mu} (\mathbf{H} - \mathbf{M}_0 \nabla \cdot \mathbf{u}) + \mathbf{e} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3-6)$$

é uma versão mais completa da relação constitutiva (equação 2-1) sendo $\boldsymbol{\mu}$ a permeabilidade magnética diferencial, \mathbf{M}_0 a magnetização de polarização, \mathbf{e} um tensor com as constantes piezomagnéticas e $\boldsymbol{\varepsilon}$ a deformação (*strain*) infinitesimal. Esta equação é análoga a relação constitutiva piezelétrica, que é mais conhecida e cujo tensor de constantes piezelétricas acopla o tensor de deformação ao tensor de densidade de fluxo elétrico.

As constantes piezomagnéticas estão relacionadas com o fenômeno de magnetostricção, porém, diferente do que ocorre com este último (ver página 27), o efeito piezomagnético é sensível ao sentido do campo magnético. Isto é, no piezomagnetismo a inversão do campo provocaria uma deformação contrária (positiva ou negativa). No caso do transdutor EMAT, existe sempre um fluxo magnético de polarização \mathbf{B}_0 dado pelo imã permanente, portanto, nunca

⁵A condição necessária e suficiente para usar a aproximação MQS é que o comprimento de onda seja muito maior do que as dimensões da geometria do sistema.

ocorre a inversão do sentido do campo e a relação constitutiva dada por 3-6 é adequada. Segundo a norma IEEE sobre nomenclatura piezomagnética [44], a magnetostricção é um efeito de segunda ordem análogo ao piezomagnetismo, que é linear. Este efeito de segunda ordem pode ser efetivamente representado como primeira ordem quando as variações são pequenas comparados aos valores iniciais.

Mesmo com o desenvolvimento a partir destas equações físicas, todas conhecidas, responsáveis pelo acoplamento entre o campo eletromagnético do transdutor EMAT e as forças de corpo aplicadas no material para produzir as ondas mecânicas, é muito difícil, obter uma solução analítica que permita calcular, por exemplo, a potência acústica em função da corrente elétrica. Embora todas as equações sejam conhecidas, existe uma grande dependência de alguns coeficientes, principalmente μ e e , com o nível de magnetização. A solução para este problema é então usualmente obtida através de simulações, que trabalham com curvas empíricas de magnetização e magnetostricção ou modelos aproximados por polinômios. Estas são as técnicas adotadas por Ogi em sua tese de doutorado [37], que apresenta um extenso e completo desenvolvimento do modelo de transmissão e recepção do EMAT e ainda valida este modelo com resultados experimentais e simulações. As seções 3.2.1 e 3.2.2 apresentam apenas os principais conceitos dos mecanismos de transmissão e recepção.

3.2.1 Transmissão

A força de corpo produzida pelo transdutor EMAT e usada na equação 3-2 pode ser descrita com um somatório vetorial de três forças associadas a diferentes fenômenos, as forças de Lorentz, magnetização e magnetostricção.

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^{(L)} + \mathbf{F}^{(M)} + \mathbf{F}^{(MS)} \quad (3-7)$$

O princípio de geração de ondas mecânicas para o EMAT por força de Lorentz é o que possui demonstração mais simples. Considera-se o transdutor esquemático da Figura 3.3, que consiste em um ímã permanente e uma bobina. A densidade de fluxo magnético B_z (a componente z de \mathbf{B}_0) é suposta constante na interface do material.

A bobina é excitada por um sinal alternado de alta frequência. De acordo com a orientação da bobina, é produzido um campo magnético, também de alta frequência, na peça e que se superpõe ao campo constante do ímã. A Lei

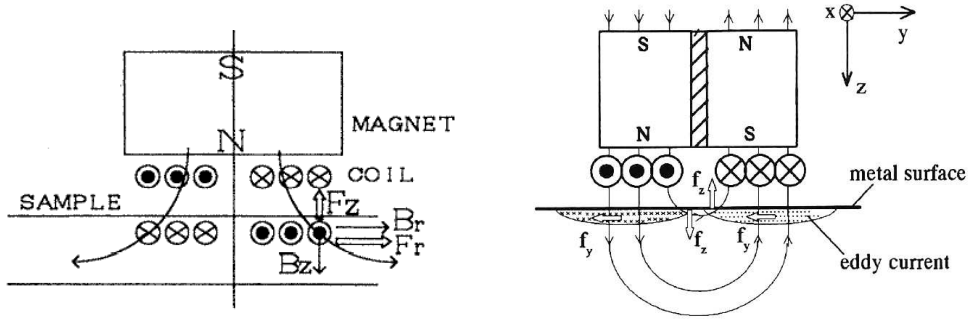


Figura 3.3: Corte lateral mostrando o mecanismo básico de produção de ondas mecânicas em um transdutor EMAT. As duas configurações, com um ou dois ímãs, produzem ondas transversais. [41]

de Faraday, em sua forma integral,

$$V_{emf} = - \iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} \cdot d\mathbf{S} \quad (3-8)$$

permite calcular a diferença de potencial elétrico devida à variação de campo. Como o material é condutor, uma corrente parasita será induzida na superfície, isto é, uma densidade de corrente \mathbf{J} segundo a equação 3-5 (o segundo termo da equação não é considerado na etapa de transmissão). A corrente terá sempre uma orientação tal que tenderia a se opor à variação do campo magnético. Como corrente significa movimento de cargas elétricas e estas, por sua vez, estão imersas no campo magnético constante do ímã, pode-se invocar a equação que define a força de Lorentz, dada por

$$\mathbf{F}^{(L)} = q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (3-9)$$

ou ainda

$$\mathbf{F}^{(L)} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (3-10)$$

em sua versão densidade de corrente \mathbf{J} . $\mathbf{F}^{(L)}$ será a força de corpo resultante, com um índice sobrescrito usado para indicar o fenômeno responsável por sua geração. A força sobre os elétrons faz com que toda a rede de átomos do material se desloque⁶, produzindo deslocamentos infinitesimais previstos pela equação 3-2 que se propagam sob a forma de ondas mecânicas.

No transdutor da Figura 3.3 a componente principal de densidade de fluxo magnético \mathbf{B}_0 é normal a superfície, B_z , enquanto a densidade de corrente apresenta-se predominantemente orientada em sua componente J_x . O resultado do produto vetorial é, portanto, uma força $\mathbf{F}^{(L)} \approx F_y^{(L)} \cdot \hat{y}$ paralela à superfície e que produz uma onda transversal polarizada propagando-se na direção z .

⁶A força de Lorentz é transmitida à rede do material pela força eletrostática que existe entre os elétrons e os átomos carregados positivamente do material [45]. O mecanismo é discutido também em [42], através da análise da conservação de momento linear na colisão entre os elétrons e os íons do metal.

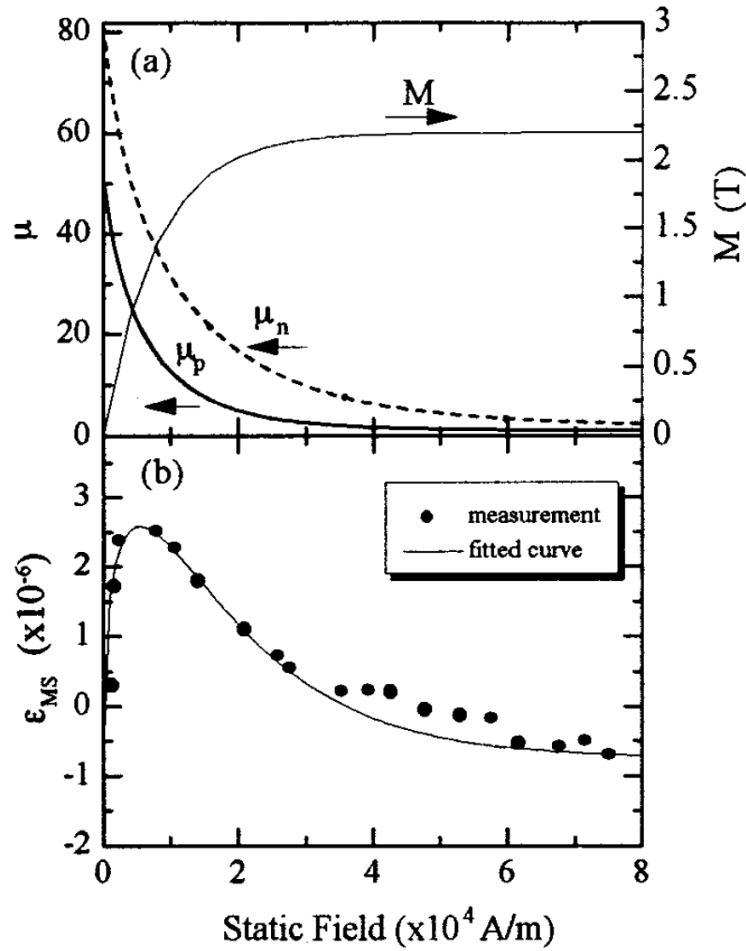


Figura 3.4: Curvas de magnetização (a) e magnetostricção (b) obtidas por Ogi para aço doce [37].

Em materiais ferromagnéticos outros dois fenômenos de geração além da força de Lorentz precisam ser considerados, o que deixa a análise significativamente mais complexa. $\mathbf{F}^{(L)}$ é diretamente proporcional à densidade de fluxo magnético do ímã e à corrente de excitação. Já a força de magnetostricção será regida pela curva de magnetostricção do material, como mostrado na Figura 2.5. O campo magnético de polarização define um ponto de operação sobre a curva do material, o que resultará em maior ou menor eficiência na transferência de energia.

Duas curvas foram obtidas por Ogi [37] em seu desenvolvimento para aço doce, a curva de magnetização e a de magnetostricção. Ambas são mostradas na Figura 3.4.

A força devido a magnetização é definida por

$$\mathbf{F}^{(M)} = (\nabla \mathbf{H}) \cdot \mathbf{M}_0 \quad (3-11)$$

Em [37] demonstra-se que as componentes $F_y^{(L)}$ e $F_y^{(M)}$ se somam, enquanto $F_z^{(L)}$ e $F_z^{(M)}$ atuam em direções opostas e praticamente se cancelam,

explicando a não-geração de ondas longitudinais por estes mecanismos.

Finalmente, a força de magnetostricção é dada por

$$\mathbf{F}^{(MS)} = \nabla \cdot (\mathbf{e} \cdot \mathbf{H}) \quad (3-12)$$

As constantes do tensor \mathbf{e} são definidas em notação indicial como [37]

$$e_{k,ij} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial H_k} = \left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon_{mn}} \right)_{|H=0} \left(\frac{\partial \varepsilon_{mn}}{\partial H_k} \right)_{|\sigma=0} \quad (3-13)$$

onde $\left(\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon_{mn}} \right)_{|H=0}$ pode ser substituído pelo tensor de rigidez elástica, uma vez que, sem campo magnético, a derivada é o próprio tensor C_{ijmn} . A equação deixa claro que o tensor \mathbf{e} depende diretamente da derivada das curvas de magnetostricção como, por exemplo, a que é reproduzida na Figura 3.4.

Após uma série de desenvolvimentos, a conclusão em [37] é de que $F_y^{(MS)} \gg F_z^{(MS)}$, portanto, a magnetostricção também pouco contribui para geração de ondas longitudinais. Além disso, $F_y^{(MS)}$ seria maior em magnitude do que $F_y^{(L)}$ no aço carbono, sendo assim o responsável principal pela produção das ondas mecânicas.

3.2.2

Recepção

O mecanismo de recepção do EMAT é, de forma geral, o inverso da geração. Isso significa dizer que os efeitos de força de Lorentz, magnetização e magnetostricção devem desempenhar, na construção do sinal captado pela bobina do transdutor, importâncias relativas semelhantes as que tiveram durante a transmissão.

As equações 3-5 e 3-6 já incorporam, respectivamente, os mecanismos reversos da força de Lorentz e da magnetostricção. Enquanto a primeira produz uma corrente superficial no material, a segunda contribui com a densidade de fluxo magnético dentro do mesmo. O desenvolvimento que segue é tradicional, mas não necessariamente simples: primeiro aplicam-se as condições de contorno da interface metal-vácuo para calcular o campo eletromagnético no espaço livre. A partir daí obtém-se a corrente induzida na bobina do transdutor, que encontra-se imerso no espaço livre.

O gráfico da Figura 3.5 mostra como a amplitude do sinal EMAT varia com a intensidade de polarização magnética, demonstrando o resultado prático da interação dos vários mecanismos de acoplamento. A polarização magnética B_{03} é normal a superfície do metal. O gráfico mostra ainda que o máximo em amplitude da onda longitudinal é cerca de 100 vezes menor que o máximo da

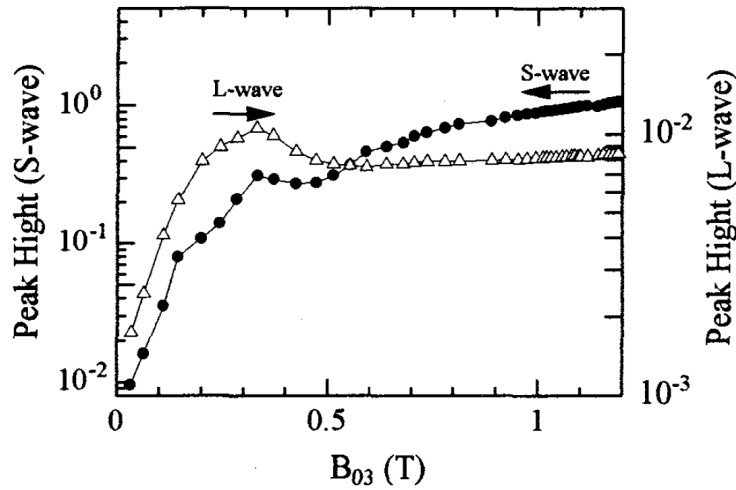


Figura 3.5: Amplitude do sinal de ultrassom produzido e recebido por um transdutor EMAT para diferentes intensidades de polarização magnética normal a superfície. Os valores são experimentais e foram normalizados pela amplitude máxima da onda transversal. [37]

onda transversal, confirmando as observações da seção 3.2.1.

Fica claro, a partir deste gráfico, que a força de Lorentz não pode ser a única responsável pelo funcionamento do transdutor, pois sua resposta deveria ser monotonicamente crescente com a magnetização. O rápido aumento em amplitude para pequenos níveis de magnetização é creditado a magnetostricção, que atinge um ponto máximo em função da derivada $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial H}\right)$ já mencionada. A partir de um certo nível de magnetização a amplitude volta a aumentar, porém mais lentamente, pela dependência da força de Lorentz com B_0 .

3.3

Espectroscopia acústica por integração de fase

As vantagens da medição da velocidade de propagação em uma chapa através de técnicas baseadas em ressonância acústica são discutidas na seção 3.1, dentre as quais, destaca-se uma melhor resolução quando comparada aos métodos tradicionais por tempo de voo.

Define-se como espectroscopia uma técnica que produz um conjunto de dados na forma de um espectro, que é o gráfico de uma variável de interesse qualquer em função da frequência ou do comprimento de onda⁷. No caso da ressonância magnetoacústica, a variável observada deve representar a

⁷O termo “espectroscopia” é historicamente associado apenas a técnicas ópticas ou nucleares, o que pode causar algum estranhamento aqui. Cabe ressaltar que o uso da palavra no contexto acústico já está consolidado por diversas publicações e livros técnicos como, por exemplo, “Resonant Ultrasound Spectroscopy” de 1997 [46].

quantidade de energia mecânica acumulada na peça. Esta será maior sempre que a frequência de excitação estiver próxima de algum dos modos naturais de ressonância da peça. A identificação da frequência exata de ressonância é obtida diretamente sobre o espectro, isto é, procurando-se os máximos da função.

O procedimento, que é descrito detalhadamente por Petersen *et al.* em [47], consiste em uma varredura em frequência testando todos os valores de f_i dentro de um intervalo definido por $[f_0; f_k]$, com passos de Δf , isto é

$$f_i = f_0 + i\Delta f \text{ para } i \in [1; k] \quad (3-14)$$

Para que cada passo f_i produza um valor de saída são necessárias duas etapas. Na primeira etapa é realizada a excitação, com a introdução de uma sequência finita de ciclos da frequência f_i no material através de um amplificador de potência e um transdutor de ultrassom. Este sinal é denominado *burst* ou “surto”. Como o surto possui duração limitada (menos de 1 milissegundo), é possível aplicar correntes muito maiores na bobina EMAT sem causar um sobreaquecimento em comparação com técnicas do tipo CW (*Continuous-Wave*).

Na segunda etapa o gerador é desligado e um novo sinal é recebido pelo transdutor, como conversão da vibração mecânica que permaneceu na peça em sinal elétrico. O sinal elétrico é então integrado dentro de uma janela temporal definida por $[t_1; t_2]$. No instante t_2 a saída do integrador é digitalizada, fornecendo uma medida V , em Volts ou outra unidade adequada. A função $V(f_i)$ representa, portanto, o espectro resultante do experimento.

Dependendo do intervalo $[f_0; f_k]$ especificado, ele pode conter um certo número de ressonâncias $f_{(n)}$, onde n é a ordem da ressonância definida segundo a equação 3-1. Assim, $V(f_{(n)})$ será facilmente identificado como um máximo (um pico) no espectro.

É importante observar que, devido a discretização das frequências da varredura, cujos valores são espaçados de Δf , é improvável que $f_{(n)}$ coincida exatamente com algum f_i . Assim, os valores discretizados de f_i que são vizinhos de $f_{(n)}$ devem ser usados para estimar a frequência exata da ressonância a partir de uma regressão para um certo modelo teórico, o que é descrito na seção 3.4. Outra opção seria trabalhar com um Δf tão pequeno que $f_{(n)}$ poderia ser obtido diretamente pelo pico do gráfico. Esta opção, no entanto, não é prática pois aumentaria em muito o tempo necessário para realizar a varredura.

O equipamento da Ritec que realiza a espectroscopia, o RAM-5000, incorpora duas importantes evoluções tecnológicas ao processo, são elas o receptor super-heteródino e o circuito de detecção e integração de fase. A

utilização de um receptor super-heteródino permite filtrar apenas o sinal na frequência f_i antes da integração do mesmo. Este conceito foi criado na França durante a primeira guerra mundial como uma forma de superar as limitações dos componentes eletrônicos utilizados em rádios direcionais. Ainda hoje a técnica é largamente utilizada em aparelhos de TVs e rádio para permitir a implementação de filtros extremamente finos ou seletivos em altas frequências.

Para explicar o receptor super-heteródino é conveniente lembrar como funciona um rádio convencional AM ou FM, que deve sintonizar a frequência de uma determinada estação filtrando (removendo) as estações vizinhas do sinal recebido. Como o usuário pode escolher qualquer estação de rádio, esta filtragem exigiria a construção de um filtro passa-faixa de banda estreita e frequência variável. A razão entre a frequência central e a banda do filtro é um indicador de “qualidade” do filtro, definida como fator Q . No caso de altas frequências e bandas estreitas o fator Q torna-se muito alto⁸, o que representa de certa forma a enorme dificuldade de implementar um filtro com estas características.

O conceito que viabiliza a filtragem em frequência no rádio é o receptor super-heteródino, mostrado esquematicamente na Figura 3.6. Este receptor passa o sinal recebido por um *mixer*, um circuito analógico que multiplica o sinal por uma frequência de referência proveniente de um oscilador local. A saída do *mixer* produz um deslocamento em frequência do sinal de entrada devido ao batimento com a frequência do oscilador. São criados dois novos sinais devidos ao batimento entre a frequência do sinal de entrada $f_{(d)}$ e a frequência do oscilador $f_{(o)}$, que são $f_{(d)} - f_{(o)}$ e $f_{(d)} + f_{(o)}$. Como o sinal diferença foi deslocado para uma frequência muito mais baixa que o sinal original, torna-se possível implementar o filtro com a mesma banda desejada anteriormente, mas agora com um fator Q muito menor. Outra vantagem é que este filtro possui frequência central fixa, a chamada Frequência Intermediária (IF, em inglês, como mostrado na figura). A sintonia do receptor é realizada simplesmente alterando-se a frequência do oscilador local, o que é muito mais fácil do que construir um bom filtro de frequência variável.

O receptor super-heteródino do RAM-5000 filtra o sinal recebido antes da etapa de integração, através de módulos que operam exclusivamente na Frequência Intermediária. Estes módulos são identificados na Figura 3.7 como o “*IF Mixer and bandpass filter*”. Esta filtragem em IF é fundamental para obter um espectro de alta qualidade e boa resolução em frequência. Caso o sinal não fosse filtrado no receptor, separando apenas a frequência de interesse

⁸Considere o exemplo de uma estação de rádio FM, com frequências da ordem de 100 MHz e faixa de áudio estéreo de cerca de 50 KHz, logo, $Q \approx 2000$.

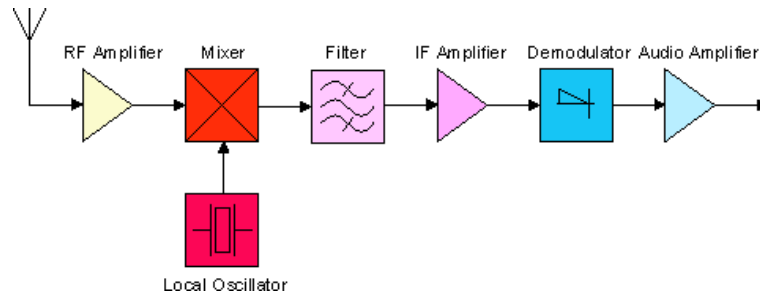


Figura 3.6: Diagrama esquemático de um receptor super-heteródino típico usado em um rádio. [Wikipedia]

f_i , o processo estaria contaminado também pela geração de modos espúrios de ressonância na peça devido a fenômenos não-lineares. Mesmo que o excitador introduza apenas f_i , nada garante que ela é a única frequência que será mecanicamente produzida. Com o RAM-5000 é possível escolher a largura dos filtros de recepção para ter certeza que apenas a frequência f_i entrará no integrador.

A segunda evolução incorporada pela Ritec é a forma como o integrador analógico foi implementado no RAM-5000. Como pode ser observado no diagrama da Figura 3.7 fornecido pelo fabricante, o equipamento integra separadamente dois sinais produzidos pelo módulo de detecção de fase. Estes sinais são resultado da multiplicação do sinal em IF por um seno e um cosseno ($\omega_{IF}t$ e $\omega_{IF}t + \pi/2$ no diagrama). As saídas dos dois integradores são chamadas I_1 e I_2 . A variável $V(f)$ já mencionada, é usada como amplitude no espectro e será calculada como $V = \sqrt{I_1^2 + I_2^2}$, tendo, portanto, uma grandeza de tensão elétrica.

Esta, definitivamente, não é a forma mais intuitiva de se definir a amplitude do espectro de ressonâncias. Uma escolha mais óbvia seria integrar diretamente a potência do sinal, após o batimento com o seno e o cosseno gerados pelo oscilador. Este é o procedimento realizado, por exemplo, no circuito clássico de um demodulador FSK (*Frequency Shift Keying*) assíncrono. Com a soma dos quadrados realizada antes do integrador, o seno e cosseno sumiriam pela identidade trigonométrica e restaria somente a integral da potência no tempo, que é a energia do sinal. Este desenvolvimento é mostrado em 3-15.

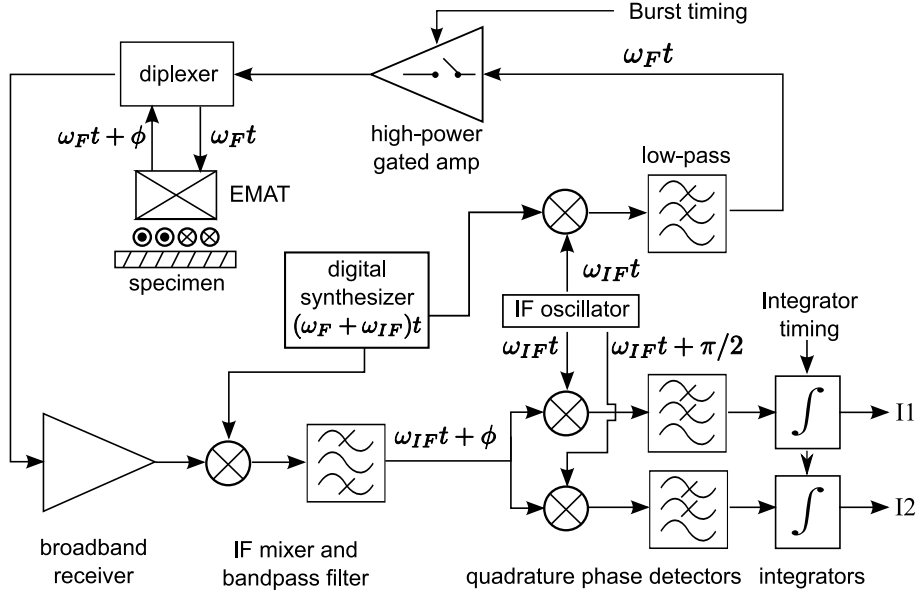


Figura 3.7: Diagrama do equipamento RAM-5000 com receptor super-heteródino e integração dos sinais de fase e quadratura.

$$\begin{aligned}
 s_1 &= [A_{IF} \cdot \sin(\omega_{IF}t + \phi_{IF})] \cdot \sin(\omega_o t + \phi_o) \\
 s_2 &= [A_{IF} \cdot \sin(\omega_{IF}t + \phi_{IF})] \cdot \cos(\omega_o t + \phi_o) \\
 I^2 &= \int_{t_1}^{t_2} [s_1^2 + s_2^2] dt \\
 I^2 &= \int_{t_1}^{t_2} \left[A_{IF}^2 \cdot \sin^2(\omega_{IF} + \phi_{IF}) \cdot \underbrace{(\sin^2(\omega_o + \phi_o) + \cos^2(\omega_o + \phi_o))}_{=1} \right] dt \\
 I^2 &\approx A_{IF}^2 \cdot \frac{t_2 - t_1}{2} \\
 I &\approx (t_2 - t_1) \cdot \text{RMS}(A_{IF})
 \end{aligned} \tag{3-15}$$

Em um demodulador assíncrono clássico a variável $I(f)$, definida pela equação 3-15, seria basicamente o valor RMS (*Root Mean Square*) da amplitude do sinal recebido multiplicado pela largura da janela.

A abordagem adotada pela Ritec difere do demodulador assíncrono clássico ao integrar os dois sinais de fase independentemente, realizando depois a raiz quadrada da soma dos quadrados. O primeiro motivo para fazer isto é não descartar a informação de fase entre o sinal de excitação e o sinal recebido, que pode ser recuperada através da tangente inversa sobre a saída dos integradores. Outra vantagem, no caso do espectro de amplitudes, é destacar o pico de ressonância, tornando $V(f)$ mais agudo do que seria $I(f)$ e favorecendo a estimativa da frequência central. Este resultado não é óbvio, e pode ser melhor explicado através da Figura 3.8.

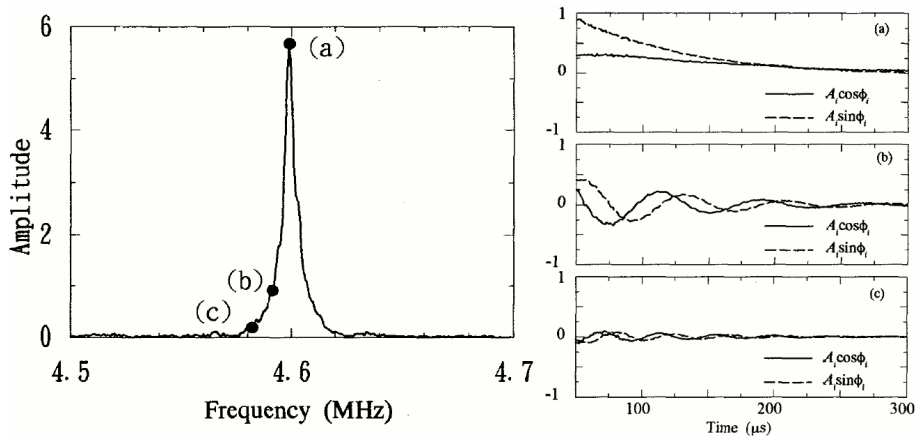


Figura 3.8: Sinais do detector de fase antes do integrador e espectro resultante. [37]

Na Figura 3.8 são mostrados os sinais dos detectores de fase em três pontos do espectro: (a) exatamente no pico de ressonância, (b) um pouco fora da ressonância e (c) longe da ressonância.

Em (a) é possível notar que as duas fases (produto com o seno e com o cosseno) iniciam a janela de integração em cerca de 1.0 e 0.25 e caem exponencialmente a zero. Este decaimento exponencial é uma consequência natural do processo físico de ressonância, que perde uma certa quantidade de energia por dispersão no material e também devido às reflexões na interface. Se fosse descontado o fator exponencial, os sinais de fase permaneceriam praticamente constantes, mostrando que o sistema está sintonizado exatamente na ressonância.

Em (b) existe o mesmo decaimento exponencial de (a) modulando todo o sinal, porém, a fase não é constante. A variação dos sinais de fase, que ficam negativos e positivos, indica um batimento de baixa frequência, correspondente a diferença entre a frequência do ponto (b) e a de ressonância. Como cada sinal é integrado independentemente, os ciclos negativos cancelam parte da integral do ciclo positivo, e vice-versa. Portanto, o erro para a frequência verdadeira de ressonância penaliza este ponto de forma mais forte do que se fosse utilizado o método da potência média do sinal. No outro método, mesmo que ligeiramente fora da frequência correta, a potência média do sinal recebido ainda seria alta. Este fator contribui para discriminar melhor o pico de ressonância, deixando-o mais fino.

Em (c) o ponto do espectro já apresenta uma amplitude muito reduzida, resultado não apenas do batimento nos sinais de fase como também de uma potência de sinal bem mais baixa.

3.4

Novo modelo teórico dos picos de ressonância

Segundo Hirao *et al.* [42], a principal referência na técnica de ressonância magnetoacústica (EMAR), o modelo adequado para descrever a curva do espectro de ressonâncias é uma função Lorentziana. A função Lorentziana é encontrada em muitas situações físicas semelhantes como osciladores harmônicos forçados e amortecidos, portanto, não seria surpresa que ela pudesse também ser aplicada à técnica EMAR. A função proposta por Hirao é

$$|Y(\omega)|^2 = \frac{A_0}{T_0} \cdot \frac{1}{\alpha^2 + (\omega - 2\pi/T_0)^2} \quad (3-16)$$

onde ω é a frequência angular, T_0 é o tempo de ida e volta (*round-trip time*) na peça de espessura d , α é um fator de amortecimento e A_0 uma constante representando a amplitude do sinal. A função $Y(\omega)$ tem grandeza de tensão elétrica, sendo uma estimativa aproximada para $V(f)$. Uma das aproximações usadas por Hirao [42] é a expansão em série de Taylor em torno do pico, o que explica o fato da equação descrever apenas um dos modos de ressonância e não o espectro completo.

Conforme descrito na seção 3.3, este modelo é importante na regressão que é realizada com os dados obtidos na varredura em frequência para estimar a frequência central do pico de ressonância. No entanto, após a realização de alguns experimentos, conforme demonstrado na seção 4.3, ficou claro que o modelo da equação 3-16 não correspondia ao espectro obtido. A discrepância entre modelo e dados se revela em maior ou menor grau de acordo com o conjunto de parâmetros de transmissão e recepção usados na configuração do RAM-5000.

Além de colocar em dúvida o resultado da estimativa da frequência central, uma regressão ruim desestimula também a estimativa do coeficiente α por esta mesma função. O coeficiente α está intimamente ligado a propriedades importantes do material como, por exemplo, o tamanho dos grãos [48].

Uma limitação da função mostrada na equação 3-16 é não contemplar nenhuma dependência com a duração do surto transmitido nem com a largura da janela de integração do receptor. A duração do surto T_b está sujeita a limitações de potência da bobina EMAT e do próprio amplificador, como no caso do RAM-5000 onde o ciclo de trabalho (*duty cycle*) não pode exceder 0.3%. Já a janela de integração T_{int} não possui, *a priori*, uma limitação física quanto ao seu valor máximo. Quanto maior a janela, mais informação é aproveitada pelo receptor, até o ponto em que o sinal acústico estiver completamente atenuado e abaixo do nível de ruído. O modelo de Hirao, no

entanto, não fornece subsídios ao pesquisador para que este possa fazer uma escolha informada sobre o tamanho da janela de integração a utilizar.

Para desenvolver o novo modelo da curva de espectroscopia, o sinal recebido pelo equipamento é descrito por uma superposição de ecos que são versões atrasadas e atenuadas do surto original. Assim, o i -ésimo eco será expresso como

$$A_i(t) = H_i(t)A_0e^{-\alpha(t+iT_0)} \cos(\omega_f(t+iT_0)) \text{ para } i > 1, \quad (3-17)$$

onde α é a constante de amortecimento que considera a atenuação no material e as perdas nas interfaces, ω_f é a frequência de varredura e $H_i(t)$ uma função de janelamento que limita o comprimento do surto em T_b . $H_i(t)$ é definida como

$$H_i(t) = \begin{cases} 1, & \text{se } iT_0 - T_b < t < iT_0 \\ 0, & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (3-18)$$

Deve-se ressaltar que a constante de amortecimento α modela de fato pelo menos três coeficientes de atenuação associados a diferentes efeitos físicos, a atenuação do material, a perda por difração e a perda por correntes parasitas [42]. O primeiro ocorre de forma contínua ao longo da propagação da onda no material, enquanto os dois últimos são discretos, pois implicam em uma perda descontínua de energia sempre que o sinal atinge a superfície ou uma região com campo magnético externo. Como o único ponto de amostragem possível do sinal é exatamente na superfície, o fato destas atenuações serem contínuas ou discretas não é relevante. A onda mecânica que se propaga na peça poderá ser observada apenas após ocorrências inteiras de tempo T_0 , no qual todos estes efeitos aparecem somados na forma de um único α , em unidade s^{-1} .

O sinal na entrada do receptor é representado, usando a fórmula de Euler para o cosseno, como um somatório de todos os ecos na forma

$$R(t) = \sum_i H_i(t)A_0e^{-\alpha(t+iT_0)} \Re\{e^{j\omega_f(t+iT_0)}\} \quad (3-19)$$

O sinal entra no bloco de Frequência Intermediária (IF) onde os detectores de fase são usados para obter as componentes em fase e contra-fase através multiplicação do sinal recebido pelo mesmo oscilador local utilizado na transmissão (ver Figura 3.7). Estas componentes estão sujeitas a filtros passa-baixa e integradores, sendo suas saídas descritas por

$$\begin{aligned} I_1 &= \int R(t) \cos(\omega_f t) dt \\ I_2 &= \int R(t) \sin(\omega_f t) dt \end{aligned} \quad (3-20)$$

Vale observar que os termos de fase entre a Frequência Intermediária e ω_f foram omitidos aqui por conveniência uma vez que já foi mostrado [47] que estes termos não fazem parte do resultado final.

O espectro de amplitude $V(\omega_f)$ já foi definido na seção 3.3 e é obtido pela raiz quadrada da soma dos quadrados de I_1 e I_2 . Como artifício para permitir uma manipulação mais fácil no desenvolvimento que segue, a operação de raiz quadrada será substituída pelo módulo de um número complexo definido como

$$V(\omega_f) = \sqrt{I_1^2 + I_2^2} = |I_1 + jI_2|. \quad (3-21)$$

A expressão completa para $V(\omega_f)$ é então reescrita como

$$\begin{aligned} V(\omega_f) &= \left| \int R(t) \cos(\omega_f t) + jR(t) \sin(\omega_f t) dt \right| \\ V(\omega_f) &= \left| \int R(t) e^{j\omega_f t} dt \right|. \end{aligned} \quad (3-22)$$

Expandindo o produto com o operador de parte real leva a dois novos termos, o que é mostrado na equação 3-23.

$$\Re\{e^{j\omega_f(t+iT_0)}\}e^{j\omega_f t} = \frac{e^{j\omega_f iT_0}}{2} (e^{j2\omega_f t} + 1). \quad (3-23)$$

O primeiro termo na soma da equação 3-23 representa a componente de alta frequência que é eliminado pelos filtros passa-baixa mostrados na Figura 3.7 antes dos integradores. A equação de $V(\omega_f)$ pode então ser reescrita separando os termos do somatório em i e da integral em t

$$V(\omega_f) = \frac{A_0}{2} \left| \sum_i e^{-\alpha iT_0 - j\omega_f iT_0} \int H_i(t) e^{-\alpha t} dt \right|. \quad (3-24)$$

Os limites tanto do somatório quanto da integral na equação 3-24 devem então ser cuidadosamente avaliados de forma a considerar apenas as contribuições do i -ésimo eco que caírem dentro da janela do integrador T_{int} . Três casos devem ser considerados separadamente: (i) quando o eco começa antes da habilitação do integrador mas termina dentro da janela de integração, (ii) se o eco estiver inteiramente contido na janela de integração $[0, T_{int}]$ e (iii) se o eco começa antes de T_{int} mas termina fora da janela. A Figura 3.9 apresenta um diagrama dos três casos descritos enquanto a equação 3-25 mostra como os mesmos são considerados explicitamente através do ajuste simultâneo dos intervalos do somatório e da integral.

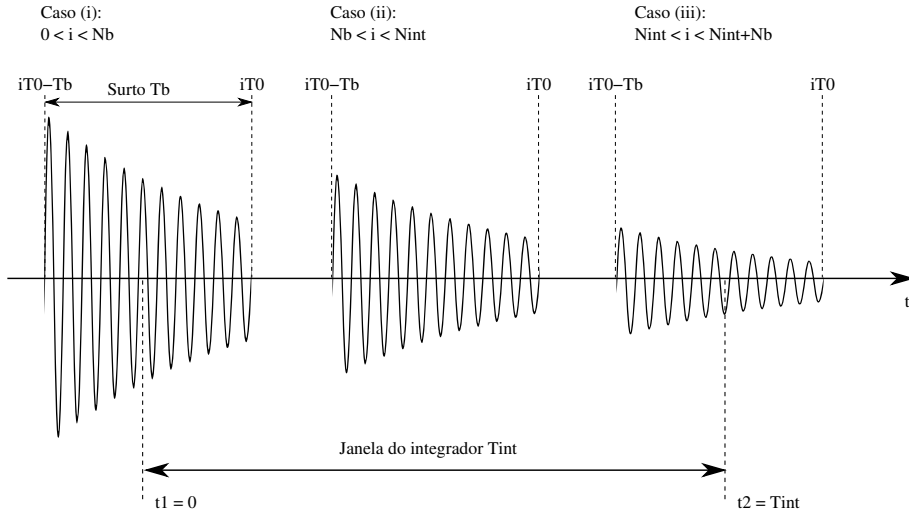


Figura 3.9: Diagrama dos três casos considerados para a posição dos ecos na janela de integração.

$$\begin{aligned}
 V(\omega_f) = \frac{A_0}{2} & \left| \sum_{i=0}^{N_b-1} e^{-(\alpha+j\omega_f)iT_0} \int_0^{iT_0} e^{-\alpha t} dt + \right. \\
 & \sum_{i=N_b}^{N_{int}-1} e^{-(\alpha+j\omega_f)iT_0} \int_{iT_0-T_b}^{iT_0} e^{-\alpha t} dt + \\
 & \left. \sum_{i=N_{int}}^{N_{int}+N_b-1} e^{-(\alpha+j\omega_f)iT_0} \int_{iT_0-T_b}^{T_{int}} e^{-\alpha t} dt \right| \quad (3-25)
 \end{aligned}$$

onde $N_b = \lceil T_b/T_0 \rceil$ e $N_{int} = \lceil T_{int}/T_0 \rceil$ foram introduzidos apenas para não carregar a notação.

O desenvolvimento da equação 3-25 é feito resolvendo-se as integrais definidas enquanto os somatórios são substituídos pela fórmula conhecida da soma dos termos de uma progressão geométrica. São usadas duas expressões auxiliares X_1 e X_2 definidas como

$$X_1 = e^{-(\alpha+j\omega_f)T_0} \quad (3-26)$$

$$X_2 = e^{-(2\alpha+j\omega_f)T_0} \quad (3-27)$$

O primeiro caso é então reescrito como

$$\begin{aligned}
 Y_{(i)}(\omega_f) &= \sum_{i=0}^{N_b-1} X_1^i \int_0^{iT_0} e^{-\alpha t} dt \\
 &= \sum_{i=0}^{N_b-1} X_1^i \frac{(1 - e^{-\alpha iT_0})}{\alpha} \\
 &= \frac{1}{\alpha} \left(\sum_{i=0}^{N_b-1} (X_1^i - X_2^i) \right) \\
 &= \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1 - X_1^{N_b}}{1 - X_1} - \frac{1 - X_2^{N_b}}{1 - X_2} \right)
 \end{aligned} \tag{3-28}$$

O segundo caso é reescrito como

$$\begin{aligned}
 Y_{(ii)}(\omega_f) &= \sum_{i=N_b}^{N_{int}-1} X_1^i \int_{iT_0-T_b}^{iT_0} e^{-\alpha t} dt \\
 &= \sum_{i=N_b}^{N_{int}-1} X_1^i \frac{e^{-\alpha iT_0}(e^{-\alpha T_b} - 1)}{\alpha} \\
 &= \frac{1}{\alpha} \left(\sum_{i=N_b}^{N_{int}-1} X_2^i (e^{-\alpha T_b} - 1) \right) \\
 &= \frac{1}{\alpha} \left((e^{-\alpha T_b} - 1) \frac{X_2^{N_b} - X_2^{N_{int}}}{1 - X_2} \right)
 \end{aligned} \tag{3-29}$$

E, finalmente, o terceiro caso como

$$\begin{aligned}
 Y_{(iii)}(\omega_f) &= \sum_{i=N_{int}}^{N_{int}+N_b-1} X_1^i \int_{iT_0-T_b}^{iT_0} e^{-\alpha t} dt \\
 &= \sum_{i=N_{int}}^{N_{int}+N_b-1} X_1^i \frac{e^{-\alpha(iT_0-T_b)} - e^{-\alpha iT_0}}{\alpha} \\
 &= \frac{1}{\alpha} \left(\sum_{i=N_{int}}^{N_{int}+N_b-1} X_2^i e^{\alpha T_b} - X_1^i e^{-\alpha T_{int}} \right) \\
 &= \frac{1}{\alpha} \left(e^{\alpha T_b} \frac{X_2^{N_{int}} - X_2^{N_{int}+N_b}}{1 - X_2} - e^{-\alpha T_{int}} \frac{X_1^{N_{int}} - X_1^{N_{int}+N_b}}{1 - X_1} \right)
 \end{aligned} \tag{3-30}$$

Somando as equações 3-28, 3-29 e 3-30 e simplificando

$$\begin{aligned}
 V(\omega_f) &= \frac{A_0}{\alpha} |Y_{(i)}(\omega_f) + Y_{(ii)}(\omega_f) + Y_{(iii)}(\omega_f)| \\
 &= \frac{A_0}{2\alpha} \left| \frac{1 - X_1^{N_b}}{1 - X_1} \left(1 - \underbrace{e^{-\alpha T_{int}} X_1^{N_{int}}}_{X_2^{N_{int}}} \right) - \right. \\
 &\quad \left. \frac{1 - X_2^{N_{int}}}{1 - X_2} \left(1 - \underbrace{e^{\alpha T_b} X_2^{N_b}}_{X_1^{N_b}} \right) \right| \quad (3-31)
 \end{aligned}$$

Após algumas manipulações chega-se a equação final

$$V(\omega_f) = \frac{A_0}{2\alpha} \left| \frac{1 - X_1^{N_b}}{1 - X_1} \cdot \frac{1 - X_2^{N_{int}}}{1 - X_2} \cdot (X_1 - X_2) \right| \quad (3-32)$$

A nova expressão para descrever o espectro obtido pela técnica de ressonância EMAT depende de α e T_0 , que são específicos da amostra, e T_b e T_{int} , que são parâmetros de configuração do equipamento. Usualmente o pesquisador vai escolher uma janela de integração T_{int} grande o suficiente para deixar a onda acústica decair a níveis insignificantes. Diferente do comprimento do surto T_b , onde pode haver limitação de potência, não há uma motivação para deliberadamente escolher uma janela de integração menor. A equação 3-32 também ajuda a escolher um bom conjunto de parâmetros fornecendo uma ferramenta de análise de como estes afetam a forma da curva de ressonância. Experimentos comparando o novo modelo e a função Lorentziana sobre dados reais são mostrados na seção 4.3.

Algumas análises gráficas podem ser realizadas com o novo modelo em função dos diversos parâmetros. A Figura 3.10 permite discutir as relações de T_b e T_{int} calculando o valor da “largura a meia altura” para cada espectro previsto pela equação 3-32. A largura a meia altura, *Full Width at Half Maximum* em inglês, ou simplesmente FWHM, é um parâmetro que mede a separação, em frequência, entre os dois pontos da curva de ressonância cuja amplitude é igual à metade do máximo da função. Se o gráfico fosse de potência, o FWHM equivaleria, portanto, a largura da banda de um filtro passa faixa ou circuito ressonador. Para uma função Lorentziana como da equação 3-16 é fácil demonstrar que o FWHM é exatamente igual a 2α . Esta propriedade é conveniente pois permitiria obter o coeficiente de atenuação α diretamente, a partir de uma medição gráfica simples. Infelizmente o modelo completo da ressonância EMAT é um pouco mais complexo, mas estimativa de α ainda é

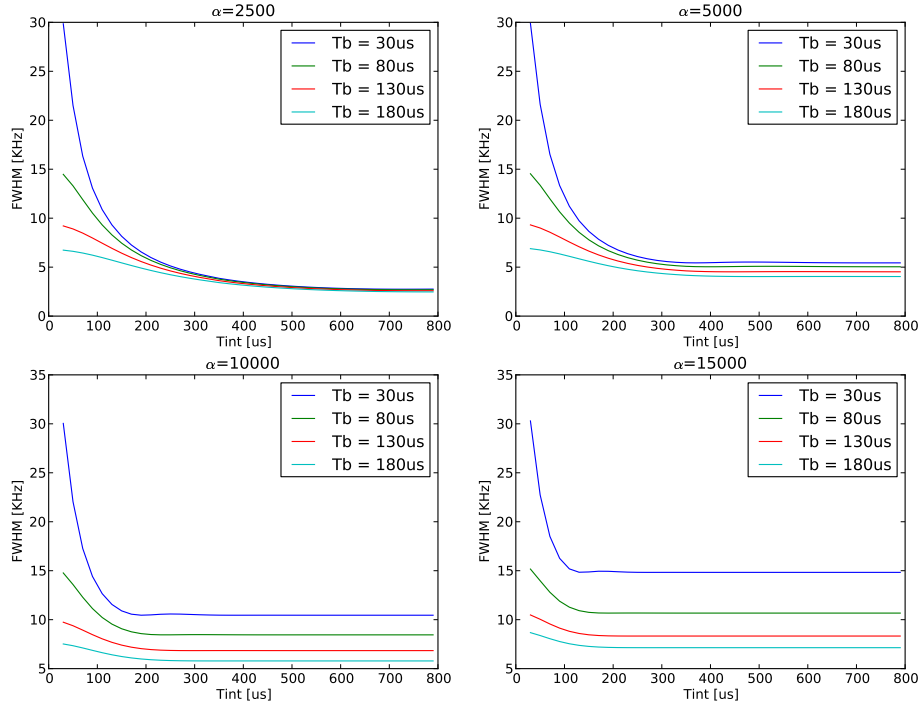


Figura 3.10: Largura a meia altura (FWHM) do espectro de ressonância em função dos parâmetros do modelo.

possível com o conhecimento dos demais parâmetros.

Na Figura 3.10 é possível perceber que valores pequenos de T_b e T_{int} alargam o espectro de ressonância aumentando o FWHM. A interpretação deste fato é novamente possível através da analogia com a teoria de filtros eletrônicos. Pequenos T_b e T_{int} corresponderiam a filtros de excitação e recepção com bandas largas, o que leva a um espectro distorcido pois este não é capaz de representar o filtro mecânico do ressonador, mais fino do que o resto do sistema. A convergência em T_{int} é bastante clara nos gráficos, sendo uma decorrência direta do valor de α que aparece na exponencial do modelo multiplicado pelo tempo.

Os gráficos da Figura 3.10 mostram valores típicos de α obtidos com o RAM-5000 para os arames do riser. No caso em que $\alpha = 2500$ (pouco amortecimento) é necessário quase $700 \mu s$ de janela de integração para que o FWHM convirja, enquanto que para α maiores a mesma convergência é obtida com menos de $200 \mu s$. Quanto maior o amortecimento, menor é o tempo necessário para atingir o valor estável, mesmo para surtos de longa duração.

A relação do FWHM com o comprimento de surto T_b é menos óbvia. Verifica-se uma convergência rápida no gráfico $\alpha = 2500$ a medida que T_b aumenta, porém as curvas mostram-se espaçadas com $\alpha = 15000$. Isto indica que, neste caso, valores maiores de T_b seriam necessários para obter o FWHM

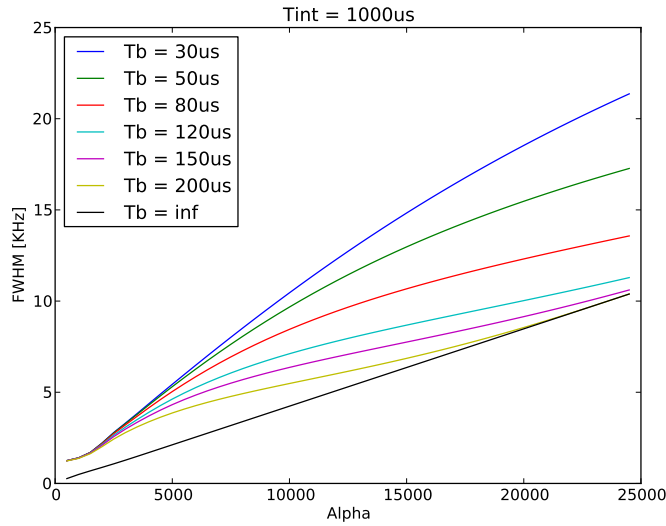


Figura 3.11: Largura a meia altura do espectro de ressonância em função do coeficiente de atenuação.

mínimo. Não foram mostradas curvas com T_b superiores a $200 \mu s$ uma vez que esta é a duração máxima admitida pelo amplificador do RAM-5000.

O segundo gráfico, que permite analisar a relação de α com FWHM, é mostrado na Figura 3.11. Esta simulação foi realizada com T_{int} de $1000 \mu s$, um valor típico e que demonstrou ser adequado para se obter uma boa convergência (ao menos com α da ordem de $1000 s^{-1}$ ou mais). As curvas para diferentes valores de T_b se separam na faixa mostrada no gráfico, voltando a convergir somente mais a frente com valores de α irrealisticamente elevados. Esta separação das curvas é um efeito potencialmente interessante no desenvolvimento de uma nova metodologia para estimativa de α , diferente da metodologia proposta em [42] que é baseada no deslocamento no tempo da janela de integração do receptor.

A Figura 3.11 mostra ainda uma curva teórica da relação que seria encontrada entre FWHM e α para comprimento de surto T_b infinito. Neste caso, a curva seria praticamente uma reta, com uma inclinação aproximadamente dada por

$$FWHM \approx 0.424\alpha \quad (3-33)$$

A proporcionalidade entre FWHM e α descrita pela equação 3-33 é equivalente ao previsto pela função Lorentziana porém com uma diferente inclinação da reta. Com este conjunto de equações torna-se possível, portanto, definir importantes parâmetros para a correta utilização da técnica EMAR. O novo modelo permite também desenvolver outras metodologias para avaliação do coeficiente de atenuação do material.

3.5

Medição de tensões mecânicas por birrefringência

As seções anteriores apresentam o desenvolvimento teórico que suporta a utilização de ressonância EMAT na medição de tensões mecânicas. Esta seção mostra como isso é feito na prática, isto é, quais são as propriedades que devem ser medidas e o modelo que é aplicado para estimar o valor da tensão.

A seção 2.3.1 explica a dependência da velocidade de propagação de ondas elásticas com a tensão mecânica, em particular, através das equações 2-10 e 2-11. Como tecnologia de ultrassom mais adequada para esta aplicação, o EMAT destaca-se em relação aos transdutores piezelétricos tradicionais, o que é mostrado na seção 3.1. Justifica-se também, na mesma seção, como a excitação de ressonâncias acústicas é usada para melhorar a precisão da medição da velocidade. A seção 3.3 descreve a técnica matemática, e sua implementação eletrônica, que permite obter um espectro de ressonâncias extremamente agudo em torno do seu pico de amplitude máxima. Através desta técnica, encontra-se então o valor de frequência correspondente a uma dada ressonância. A relação entre frequência de ressonância e velocidade de propagação é direta, sendo fornecida pela equação 3-1. A frequência $f_{(n)}$ é proporcional a velocidade c e inversamente proporcional à espessura da peça d .

Para manter a consistência com a notação utilizada por Hirao [42] e Ogi [37], são introduzidos índices sobrescritos para diferenciar as três frequências de ressonância

$$f_{(n)}^{(1)} = n \frac{c_{Tx}}{2d} \quad (3-34)$$

$$f_{(n)}^{(2)} = n \frac{c_{Ty}}{2d} \quad (3-35)$$

$$f_{(m)}^{(3)} = m \frac{c_{Lz}}{2d} \quad (3-36)$$

Isto é, o índice ⁽¹⁾ está associado a onda cisalhante polarizada na direção da carga (polarização paralela), ⁽²⁾ está associado a onda cisalhante com polarizada perpendicular e ⁽³⁾ associado a onda longitudinal. n e m são os modos de ressonância. Como esperado, as três ondas propagam-se no eixo z , percorrendo uma distância d que é a espessura do arame. A Figura 3.12 mostra um esquemático de como o transdutor EMAT é posicionado sobre o arame e a orientação das ondas cisalhantes produzidas no mesmo.

O objetivo, no entanto, não é trabalhar com frequências de ressonância absolutas e sim com esquemas diferenciais que permitem eliminar algumas dependências indesejadas como a própria espessura. Para isso, define-se a

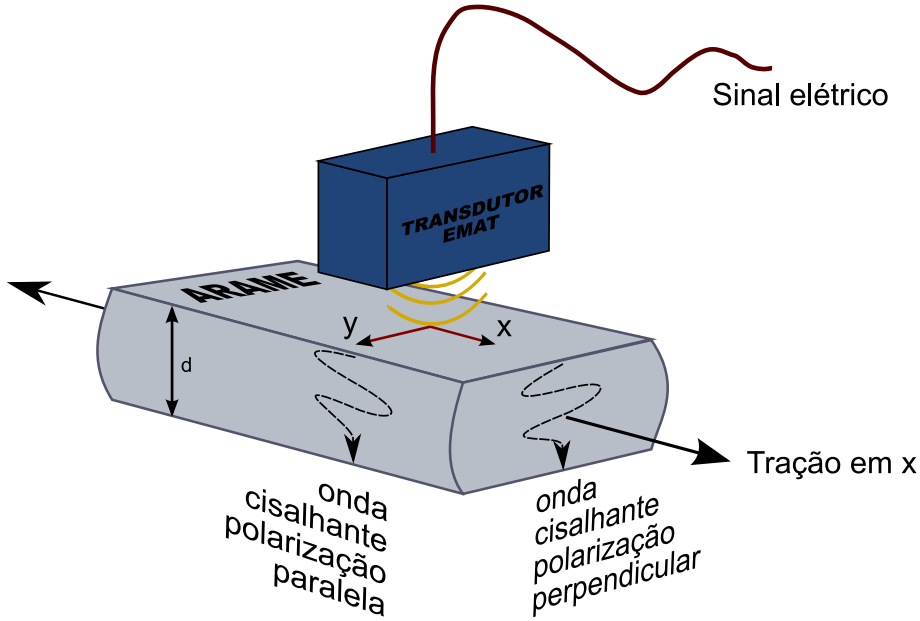


Figura 3.12: Diagrama de posicionamento do transdutor sobre o arame e geração das ondas cisalhantes polarizadas.

birrefringência acústica B [42] como

$$B = \frac{f_{(n)}^{(1)} - f_{(n)}^{(2)}}{\left(f_{(n)}^{(1)} + f_{(n)}^{(2)}\right)/2} = B_0 + C_A(\sigma_x - \sigma_y) \quad (3-37)$$

Na definição da birrefringência C_A é uma constante acustoelástica que representa a sensibilidade à tensão mecânica, seja ela residual ou aplicada, e B_0 é um valor base de birrefringência a ser observado no estado livre de tensões. A constante B_0 é uma correção da presença de textura⁹ resultante do processo de fabricação. Em um material sem textura e macroscopicamente isotrópico a constante B_0 é nula [42].

Assim como a textura não aparece nas equações do modelo de acustoelasticidade de Hughes e Kelly [34], o conjunto de equações que relaciona textura à velocidade de propagação não considera a existência de tensões residuais [49]. Alguns autores [50] argumentam que a separação da birrefringência em duas partes, uma refletindo puramente a influência da tensão e outra refletindo todos os efeitos da textura não é possível em geral. Ainda assim, o modelo simplificado dado pela equação 3-37 pode ser usado como uma boa aproximação em alguns casos. Um estudo comparativo entre dois modelos físicos concorrentes de acustoelasticidade [51] conclui que, nos casos de tensão uniaxial ou tensão biaxial orientada com os eixos principais cristalográficos, como no arame fabricado por laminação a frio, os dois modelos concordam com a equação 3-37.

⁹Textura é o nome dado quando materiais policristalinos apresentam uma direção preferencial, ou não aleatória, de sua orientação cristalográfica.

Em termos práticos, a constante C_A é normalmente dada a partir de medições anteriores para o mesmo material e supostamente conhecida (propriedade do material). A constante B_0 deve ser estimada então a partir de uma amostra de calibração, definida como livre de tensões e para a qual acredita-se possuir a mesma textura da peça que será inspecionada [50].

4

Parte experimental

4.1

Caracterização dos arames

Os arames da camada de tração do riser são fabricados em aço tipo SAE 1060, com cerca de 0.6% de carbono em sua composição. Para chegar ao seu formato final, o aço passa por um processo de laminação a frio (*cold rolling*), mostrado de forma esquemática na Figura 4.1.

A taxa de redução aplicada ao material a cada etapa de laminação define a formação de tensões residuais na peça. As fibras externas tendem a se alongar, enquanto a região central tende a permanecer não-deformada. O resultado é uma distribuição de tensões compressivas na superfície e trativas no interior [52]. A tensão residual média ao longo da espessura do arame, no entanto, é nula. Esta observação é uma consequência da própria definição da tensão residual pois, se não há força externa aplicada, as tensões compressivas e trativas devem se anular para que a peça fique em equilíbrio.

Para verificar a orientação das fibras na superfície do arame foi realizada uma metalografia no laboratório do Departamento de Engenharia de Materiais

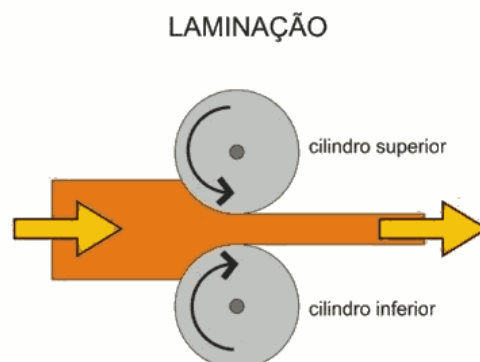


Figura 4.1: Desenho esquemático do processo de laminação a frio. [Prof. Marcos Borges - UFJF]

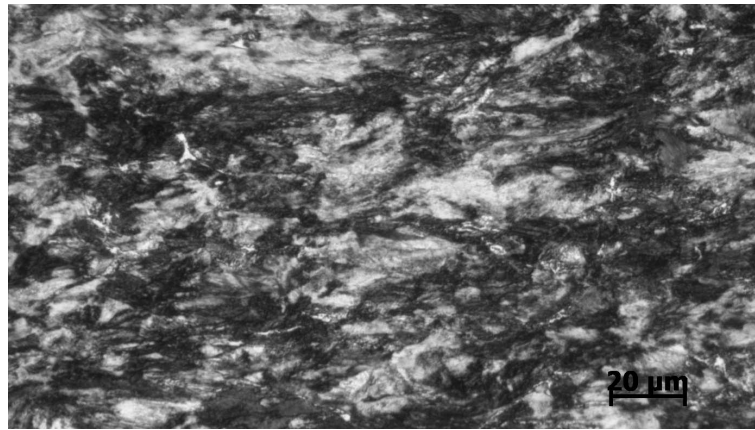


Figura 4.2: Metalografia da superfície do arame. Os grãos encontram-se alongados na direção longitudinal (horizontal na imagem), devido ao processo de laminação.

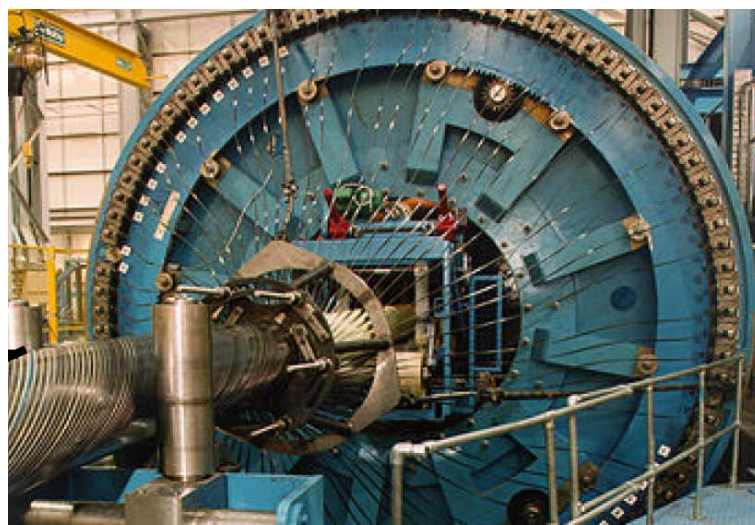


Figura 4.3: Construção do riser. Os arames são enrolados no riser para formar a camada de tração. [Cobie Loper]

da PUC-Rio. O resultado da metalografia com ataque de Nital pode ser visto na Figura 4.2. A superfície do arame mostrou-se fortemente orientada, com presença das fases perlita (grãos escuros) e ferrita (grãos brancos). A textura alongada é provocada pelo processo de laminação a frio, conforme esperado. O arame é sujeito ainda a um tratamento térmico denominado “patenteamento”, um processo que confere alta resistência e alivia tensões.

Os arames prontos são inseridos em alimentadores para produzir a camada helicoidal de tração do riser. A máquina que enrola os arames é mostrada na Figura 4.3.

Diferentes modelos de arame, identificados por sua seção reta, são encontrados nos risers usados no Brasil. Cada tipo de arame cobre uma determinada faixa de diâmetros de risers, para a qual, suas características de peso e

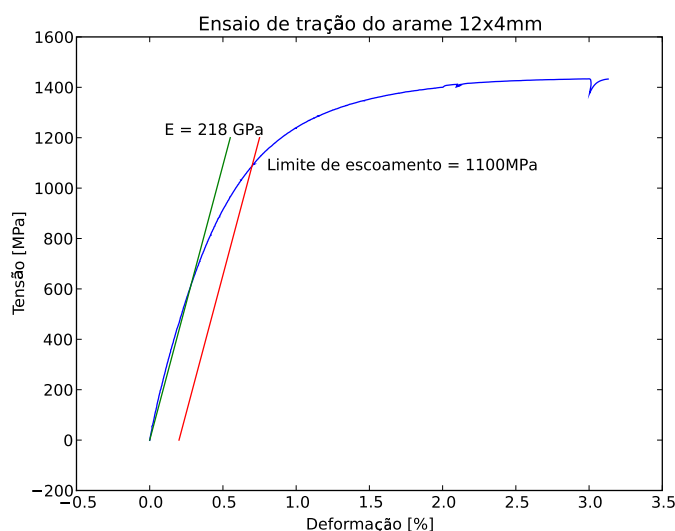


Figura 4.4: Ensaio de tração com o arame. O limite de escoamento é encontrado utilizando a convenção de 0.2% de deformação plástica.

resistência são as mais adequadas. Em risers de 6 e 8 polegadas, por exemplo, encontra-se um modelo de arame com seção reta de 4 mm de espessura por 12 mm de largura. A seção reta não é, no entanto, perfeitamente retangular, apresentando arestas arredondadas características do processo de laminação realizado a partir de um tarugo cilíndrico. O presente trabalho foi realizado exclusivamente com este modelo de arame, utilizando amostras fornecidas pelo CENPES/Petrobras.

Além da metalografia, outro procedimento importante para caracterizar o arame é realizar um ensaio de tração. Este permite obter propriedades de engenharia como o módulo de Young da região linear do material e o limite de escoamento. O resultado do ensaio realizado no CENPES pode ser visto na Figura 4.4. O módulo de Young obtido foi $E = 218 \text{ GPa}$, que é um valor típico para aço carbono. O limite de escoamento¹ foi de 1100 MPa, o que também é um valor típico para aços de alta resistência.

Cada riser é projetado a partir de um conjunto de critérios de sua instalação específica, tais como, diâmetro, pressão de operação, lâmina d'água e peso da coluna suspensa pela plataforma. Esses parâmetros permitem definir a resistência esperada da camada de tração, e portanto, dos arames individuais. O projeto final é calculado contemplando todos esses fatores além de aspectos econômicos, isto é, o riser não deve ser exageradamente resistente (muito material) pois tornaria-se excessivamente caro e portanto inviável como solução

¹Não há nenhum ponto especial na curva que defina o limite de escoamento, como pode ser observado na Figura 4.4. É aplicada então a convenção usual onde este valor é obtido pelo cruzamento de uma reta paralela à porção elástica, partindo de 0.2% de deformação.



Figura 4.5: Equipamento Ritec RAM-5000.

de transporte. Conversas informais com engenheiros projetistas revelam que os risers são dimensionados para operar com uma carga mecânica típica de cerca de 30% do limite de escoamento nos arames.

A regra dos 30% do limite de escoamento naturalmente não é exata. Havendo disponibilidade na fábrica de um determinado modelo de arame e/ou maior número de arames na camada de tração, pode-se chegar a uma instalação de riser operando com margens de segurança ainda maiores. Ainda assim este critério é útil como referência, isto é, qualquer técnica que se apresente capaz de discriminar um arame partido deve conseguir diferenciar o carregamento nulo do carregamento esperado de 30%.

4.2

Aparato experimental e metodologia

O equipamento principal utilizado para produzir ondas mecânicas através de EMAT e realizar a análise espectral do sinal é o RAM-5000 (Figura 4.5) da empresa estadunidense Ritec. Antes da aquisição deste equipamento, testes de viabilidade da técnica haviam sido conduzidos no Brasil com um amplificador de potência de desenvolvimento próprio, geradores de função e osciloscópios convencionais. O RAM-5000, no entanto, representa o estado da arte na integração em um único equipamento contendo um amplificador de potência (5kW) de faixa larga com um receptor super-heteródino.

Os primeiros experimentos com o RAM-5000 foram realizados em setembro de 2009 no laboratório da Ritec em Rhode Island, EUA. Um pedaço de arame de riser foi levado para comprovar o desempenho do sistema na identificação das ressonâncias acústicas. Diferentes tipos de transdutores foram utilizados nesta ocasião, todos fornecidos pela Ritec.



Figura 4.6: Filme de PVDF usado como transdutor de ultrassom [Measurement Specialties].

A avaliação do arame com o RAM-5000 foi realizada inicialmente com transdutores piezelétricos. Um transdutor de ondas longitudinais do tipo folha ou filme construído com polímero PVDF foi usado na varredura das ressonâncias longitudinais da peça. O filme de PVDF, mostrado na Figura 4.6, difere dos transdutores tradicionais por não possuir o invólucro que visa amortecer as ondas mecânicas emitidas para trás (o *backing*). Ainda que absorva grande parte da energia mecânica, o *backing* pode gerar ressonâncias espúrias devido a sua própria espessura, isto é, ressonâncias que não têm nenhuma relação com a peça inspecionada e sim com tempo de propagação da onda dentro do próprio transdutor.

Um segundo transdutor, também piezelétrico e novamente sem *backing*, foi então colado ao arame para excitar as ressonâncias transversais. Neste caso, o acoplamento é feito com um adesivo a base de Salicilato de Fenila, uma vez que acoplantes líquidos não admitem propagação de ondas transversais. A Figura 4.7 mostra uma parte do espectro obtido com o transdutor piezelétrico transversal. Os picos foram marcados automaticamente em um processamento posterior e classificados em ressonâncias transversais, longitudinais ou ambas (quando existe coincidência de frequência). Os vários picos da região de 4.8MHz não permitem destacar este modo de ressonância, possivelmente devido à proximidade e interferência com a frequência de ressonância da própria cerâmica PZT, na faixa dos 5MHz.

Os resultados destes experimentos com transdutores piezelétricos sobre o arame de 4 mm de espessura foram consolidados na Tabela 4.1. As frequências de ressonância apresentam uma pequena discrepância em relação aos valores previstos, isto é, considerando-se valores típicos de velocidade de propagação no aço como 5920 e 3240 m/s para ondas longitudinais e transversais, respectivamente. Substituindo estes valores nas equações 3-34 a 3-36, as frequências de ressonâncias previstas são

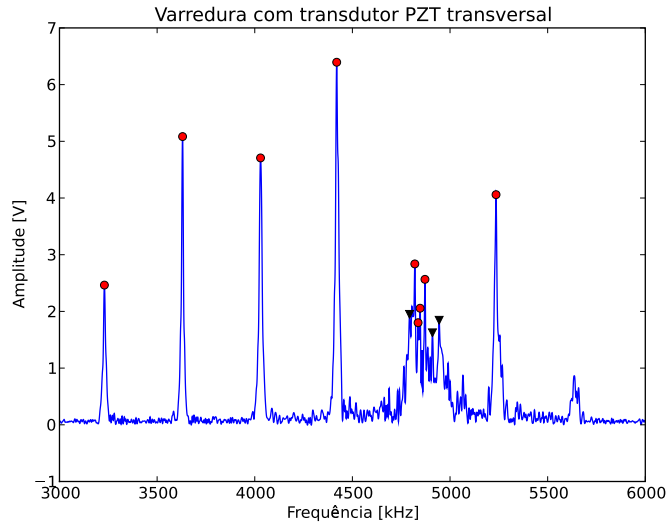


Figura 4.7: Espectro de ressonâncias do arame utilizando transdutor PZT transversal, com picos identificados por pós-processamento. Teste realizado pelo autor no laboratório da Ritec (Rhode Island, EUA).

$$f_n^{(1,2)} = n \frac{c_T}{2d} = n \frac{3240}{2 \times 0.004} = n \times 405 \text{ KHz} \quad (4-1)$$

$$f_m^{(3)} = m \frac{c_L}{2d} = m \frac{5920}{2 \times 0.004} = m \times 740 \text{ KHz} \quad (4-2)$$

Na Figura 4.8 é mostrado a primeira varredura em frequência obtida por um transdutor EMAT com o arame do riser. O transdutor circular utilizado foi construído pelo Dr. Ogi e doado a Ritec.

Os dados da Tabela 4.1 e da Figura 4.8 fornecem subsídio para escolha das frequências de ressonância que serão usados nos demais experimentos. Para começar, há uma escolha de compromisso a ser feita: quanto maior a ordem da frequência de ressonância melhor a resolução (ver seção 3.1), porém, maiores frequências provocam maiores atenuações resultando em sinais de menor amplitude no receptor (ver Figura 4.8). Outro critério adotado foi evitar frequências onde há coincidência entre as ressonâncias longitudinal e transversal, como por exemplo, em 4.42 MHz. Ainda que o sinal das ondas longitudinais seja mais débil, a confusão entre as duas ressonâncias poderia produzir resultados errôneos na medida de tensão. Assim, dentro destes critérios práticos, as ressonâncias transversais escolhidas e utilizadas ao longo do trabalho são os modos de ordem 7 a 10.

Diferente dos testes iniciais na Ritec, os experimentos realizados no Brasil utilizam transdutores EMAT fabricados pela empresa Innerspec. A Innerspec fornece transdutores de uso geral que podem ser “montados” combinando-se uma bobina flexível com uma base magnética. Bobinas e bases estão disponíveis em diferentes tamanhos intercambiáveis, como pode ser visto na Figura 4.9.

Tabela 4.1: Ressonâncias longitudinais e transversais no arame. Este levantamento foi realizado no laboratório da Ritec usando um PVDF longitudinal e um PZT de ondas transversais. A 12^a ressonância transversal não foi medida pelo PZT mas pode ser identificada na Figura 4.8.

Ressonância longitudinal [MHz]	Ordem	Ressonância transversal [MHz]	Ordem
		2.05	5 ^o
2.24	3 ^o		
		2.45	6 ^o
		2.83	7 ^o
3.04	4 ^o		
		3.23	8 ^o
		3.63	9 ^o
3.75	5 ^o		
		4.03	10 ^o
4.42	6 ^o	4.42	11 ^o
		5.24	13 ^o
5.30	7 ^o		
		5.63	14 ^o
6.03	8 ^o	6.03	15 ^o
		6.44	16 ^o
6.75	9 ^o		

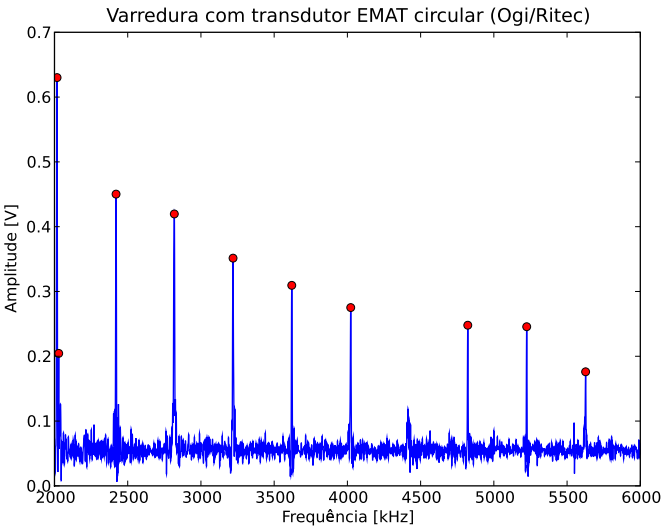


Figura 4.8: Espectro de ressonâncias do arame utilizando transdutor EMAT circular construído por Ogi. Os picos identificados são as ressonâncias de ondas transversais. Teste realizado pelo autor no laboratório da Ritec.



Figura 4.9: Transdutor EMAT fabricado pela Innerspec. Uma bobina circular está montada na base magnética e duas bobinas *butterfly* são mostradas avulsas.

As bobinas Innerspec podem ser usadas para produzir vários tipos de ondas de ultrassom, tais como, ondas transversais polarizadas, feixes angulares e ondas guiadas. Cada tipo de base/bobina é adequado para uma determinada aplicação ou tamanho de peça a ser inspecionada. Um transdutor de ondas guiadas, por exemplo, é indicado para detecção de trincas, mas não para medição de anisotropia. Assim, tendo como objetivo o estudo de tensões mecânicas, foram adquiridas bases magnéticas de 3 tamanhos, todas com orientação normal de fluxo magnético. Junto com estas bases foram adquiridas bobinas flexíveis que permitem geração de ondas transversais propagando-se na direção normal com polarização radial (bobina circular) ou linear (bobina *butterfly*).

4.3

Resultados do novo modelo teórico

A principal motivação para o desenvolvimento do modelo teórico da seção 3.4 foram os resultados experimentais de ressonância obtidos com arames de riser. Os dados obtidos para vários espectros apresentavam clara discrepância quando ajustadas tanto por funções Lorentzianas quanto por Gaussianas. Curiosamente, após uma regressão por mínimos quadrados apenas da parte superior do pico de ressonância, observa-se uma similaridade maior com a função Gaussiana do que com a função Lorentziana, o que é um resultado totalmente inesperado segundo a teoria tradicional.

Nesta seção são reproduzidos alguns exemplos de espectros de ressonância

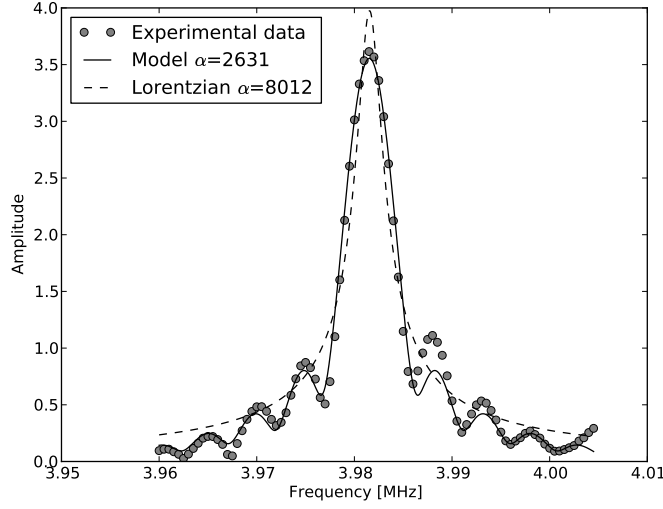


Figura 4.10: Comparação entre a função Lorentziana e o novo modelo usando $T_b = 30 \mu s$, $T_{int} = 210 \mu s$. FWHM = 5.61 KHz.

obtidos experimentalmente para comparar as duas funções propostas para modelar estes sinais, a função Lorentziana proposta por Hirao *et al.* [42] e a equação 3-32 desenvolvida neste trabalho. Foram testados diferentes valores de T_b entre $30 \mu s$ e $200 \mu s$, sendo este último o limite permitido pelo amplificador da Ritec. Todas as configurações de T_b utilizadas atendem o requisito apresentado como necessário para a utilização da Lorentziana, isto é, $T_b \gg T_0$.

A Figura 4.10 compara os dois modelos ajustados pelo método de mínimos quadrados com dados de espectroscopia do arame de 4 mm de espessura. As duas funções fornecem estimativas para os parâmetros T_0 (o inverso da frequência de ressonância) e α , o coeficiente de atenuação. Os parâmetros T_b e T_{int} são conhecidos e dados como fixos para o modelo. A diferença entre as duas funções é mais pronunciada no fator α e na largura das curvas, a qual pode ser medida através do parâmetro FWHM (largura a meia altura). Verifica-se também que o novo modelo é o único capaz de explicar os lóbulos laterais que aparecem no espectro.

Um segundo exemplo de regressão por mínimos quadrados é mostrado na Figura 4.11. Neste experimento, realizado em outra posição do mesmo arame, um pico mais estreito é obtido com a utilização de valores maiores de T_b e T_{int} . Comparado ao pico anterior, com FWHM de 5.61 KHz, o novo espectro é significativamente mais estreito, apresentando FWHM de 1.42 KHz. Este efeito é previsto pelo novo modelo mas não pela Lorentziana. Na prática, tem sido observado que a Lorentziana mostra uma tendência de sistematicamente superestimar a amplitude do pico ao mesmo tempo que subestima o FWHM.

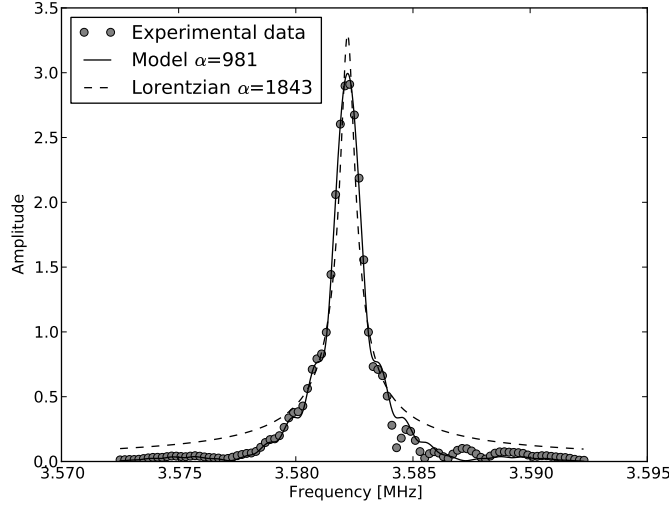


Figura 4.11: Comparação entre a função Lorentziana e o novo modelo usando $T_b = 200 \mu s$, $T_{int} = 1000 \mu s$. Data FWHM = 1.42 KHz.

Uma possível aplicação do novo modelo seria estimar o coeficiente α . A metodologia de referência para este propósito é apresentada em [42] e consiste em fazer uma aquisição em varredura alterando sucessivamente o tempo inicial da janela de integração, mantendo T_{int} constante, de forma a obter uma curva de decaimento. Experimentos demonstram, no entanto, que mesmo esta metodologia possui uma dependência significativa com T_b e T_{int} , o que produz estimativas muito diferentes de α sob diferentes condições.

Embora seja tentador estimar o α diretamente pelo novo modelo, isso não deve ser feito sem antes estudar detalhadamente a complexa relação da curva de espectroscopia e os parâmetros do equipamento, como mostrado na Figura 3.11. A escolha adequada destes parâmetros permite obter uma boa sensibilidade de α em termos de FWHM ($\partial \text{FWHM} / \partial \alpha$). Como FWHM é uma métrica simples de se obter diretamente a partir dos dados, a função inversa do gráfico da Figura 3.11 poderia ser usada para estimar o α . Por outro lado, pode-se mostrar que uma escolha ruim dos mesmos parâmetros leva a uma sensibilidade quase nula com α , de forma que o resultado poderia não trazer praticamente nenhuma informação útil a seu respeito.

Baseada nestas descobertas, um novo método para estimar α pode ser desenvolvido, trabalhando sobre dados de várias aquisições de espectroscopia. Um exemplo de como este método poderia ser aplicado é mostrado na Figura 4.12. São realizadas várias varreduras em frequência, obtendo diferentes espectros, com diferentes valores de T_b . Para cada uma dessas varreduras, o FWHM é estimado diretamente a partir do pico de ressonância, sem utilizar nenhuma regressão por mínimos quadrados. O valor de FWHM é então lo-

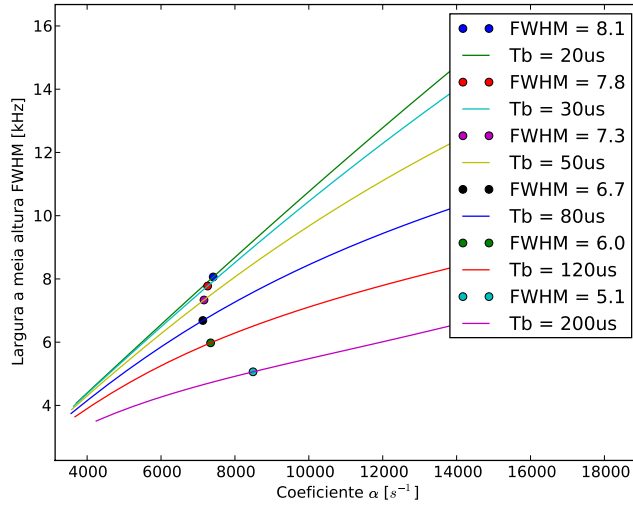


Figura 4.12: FWHM e α estimados para diferentes T_b a partir de dados experimentais. O FWHM é medido diretamente sobre os dados de ressonância e α é estimado a partir da curva com o T_b correspondente, também mostrada no gráfico.

calizado na curva com o T_b correspondente, fornecendo uma estimativa de α . Se o modelo estiver correto, todas as estimativas de α deveriam ser iguais, produzindo uma fileira de pontos alinhados verticalmente na Figura 4.12.

Os valores obtidos para α segundo este procedimento são, de fato, muito parecidos. Todos eles situam-se na faixa de 7132 a 7413 s^{-1} , com exceção da curva $T_b = 200 \mu s$ que estimou α como 8490 s^{-1} . Coincidência ou não, esta é justamente a curva com pior sensibilidade ao parâmetro α , como pode ser visto na inclinação do gráfico.

4.4

Testes de viabilidade

Os experimentos apresentados nesta seção visam responder uma única pergunta: a ressonância EMAT é uma técnica viável para a discriminação de arames partidos em um riser em operação?

A pergunta aparentemente simples implica em uma série de considerações. Inicialmente é preciso realizar experimentos que demonstrem a capacidade da técnica em medir a tensão mecânica. Sendo esta capacidade comprovada, é preciso então testar hipóteses que inviabilizariam o uso em campo. A questão é análoga ao exame de uma teoria científica onde nenhum experimento, por si só, é capaz de prová-la verdadeira, mas um único resultado

negativo pode provar que a teoria é falsa².

A bobina escolhida para a avaliação de tensões mecânicas nos arames é do tipo *butterfly*, que apresenta uma geometria favorável à geração de ondas polarizadas linearmente. Para estimar a tensão mecânica através da birrefringência, no entanto, é necessário obter o espectro de ressonância para as duas direções principais de polarização no arame, isto é, a polarização paralela à direção de laminação e a polarização perpendicular (esta notação é definida na página 47). A desvantagem da utilização de um transdutor polarizado linearmente é que o mesmo deverá ser fisicamente rodado em 90 graus entre as duas varreduras necessárias para estimar um único valor de birrefringência.

A alternativa para evitar o reposicionamento seria utilizar um transdutor com polarização radial, isto é, uma bobina circular. Neste caso, as duas direções principais são excitadas simultaneamente, produzindo um espectro em frequência com dois picos de ressonância. Existem dois problemas associados a esta abordagem. O primeiro problema é que, como seria de se esperar, cada polarização linear principal recebe uma quantidade menor de energia mecânica decorrente da decomposição do sinal eletromagnético radial. Como um dos objetivos da pesquisa é descobrir os limites de operação da técnica seria um contra-senso trabalhar com uma condição conhecidamente subótima. Outro problema, ainda pior, é que os picos de ressonância obtidos com o transdutor de polarização radial diferem daqueles obtidos por transdutores lineares, mesmo após a aplicação de um modelo matemático adequado para separar os picos encontrados no espectro de frequências [43]. Os resultados obtidos com o transdutor linear posicionado a 45 graus são semelhantes à polarização radial e, assim, sujeitos ao mesmo problema [54].

A precisão obtida no posicionamento do transdutor é compatível com um procedimento manual, utilizando recursos como marcações visuais em uma folha de papel milimetrado. O erro decorrente desta metodologia, ainda que realizada com esmero, pode facilmente atingir 0,5 milímetro. Equivalentemente, este mesmo erro na extremidade de uma peça com raio de 12mm (dimensão aproximada do transdutor) corresponde a uma variação angular de 2 a 3 graus.

Uma alternativa considerada foi a possibilidade de mudar a ordem de execução dos experimentos de forma a minimizar a quantidade de reposicionamentos do transdutor e visando reduzir o erro provocado por este procedimento. Isto é, em um experimento hipotético para verificar a dependência com uma variável X qualquer, primeiro seriam feitas todas as medições com polarização paralela para valores de $X = 1$, $X = 2$, $X = 3$ etc. O transdutor seria então reposicionado uma única vez para medir a polarização perpendicular e

²Segundo a definição de refutabilidade de teorias científicas de Karl Popper [53].

todo o processo seria repetido com $X = 1$, $X = 2$, $X = 3$ etc. Apesar de mais rápida, esta abordagem apresenta uma série de desvantagens:

- Para retornar ao mesmo valor de X utilizado no primeiro passo é preciso que o método auxiliar, usado na medição desta grandeza, seja extremamente confiável e acurado. Por exemplo, se a segunda medição for realizada para $X = 1,01$ e não $X = 1,00$ a estimativa de birrefringência estará comprometida.
- Este procedimento não é capaz de verificar a existência de histerese na resposta do arame associada a variável testada, dado que a segunda medição pode estar sujeita a um resultado diferente em função do histórico de valores X que foram percorridos. Da mesma forma, danos permanentes ao material causados por determinados valores X prejudicariam o experimento sem que fossem detectados.
- Como existe um grande intervalo de tempo entre as duas medições que compõem uma única estimativa de birrefringência, é maior a probabilidade que algum fator externo ou ambiental contamine o processo. Se, por exemplo, a temperatura da sala altera-se lentamente, duas medidas feitas em sequência devem amostrar aproximadamente a mesma temperatura do arame. No cálculo da birrefringência este fator é cancelado. Se, por outro lado, as medidas forem espaçadas, pode-se amostrar as ressonâncias com temperaturas diferentes, novamente levando a um cálculo incorreto da birrefringência.

Considera-se então que a abordagem mais segura é realmente manter o reposicionamento do transdutor quantas vezes forem necessárias para cada passo do experimento. Mesmo que este procedimento implique em pequenos erros (os quais podem ser estimados), maior custo operacional e maior tempo de execução do experimento, maior será também a confiança no resultado obtido.

4.4.1

Variação da birrefringência com a tensão

Este experimento tem como objetivo confirmar a adequação do modelo da birrefringência para estimar a tensão aplicada ao arame, conforme definido na Seção 3.5.

O experimento foi realizado no quadro de tracionamento de arames projetado pelo CPTI/PUC-Rio e TMEC/CENPES (o mesmo dispositivo usado na Seção 2.2.4). Apenas um arame foi montado no quadro, que permite o

tracionamento através do ajuste de porcas em suas laterais. Um *Strain Gauge* resistivo de 120 Ohms foi colado ao arame para fornecer uma medição da tensão mecânica aplicada.

O planejamento inicial consistia em tracionar o arame até o seu limite de escoamento, isto é, cerca de 1100 MPa, em passos de 160 MPa. Para cada valor de carregamento são realizadas 5 varreduras em frequência por direção de polarização (paralela ou perpendicular), exigindo 10 reposicionamentos do transdutor. As vantagens deste procedimento experimental são discutidas na seção 4.4. A partir de 480 MPa, no entanto, uma trinca começou a abrir em uma das extremidades do arame, exigindo uma redução do passo para 40 MPa. O experimento prosseguiu até o completo rompimento do arame.

A varredura em frequência foi obtida no RAM-5000 com passos de 1 KHz. Os dados da varredura (espectro amplitude x frequência) foram pós-processados para identificação dos picos de ressonância. O critério de estimativa da frequência do pico consiste em usar pontos da vizinhança da frequência de maior amplitude, sendo este conjunto definido pelos pontos maiores do que 70% do máximo, para fazer uma regressão por uma gaussiana. A frequência é então estimada pelo valor central da gaussiana encontrada.

O resultado da medição do pico de frequência de ressonância para cada polarização é mostrado na Figura 4.13. É possível observar um artefato resultante da abertura da trinca no carregamento de 480 MPa, o que produziu uma maior variação entre as medidas. A figura mostra as barras de desvio padrão³ para cada carregamento e a diferença de frequência entre as duas polarizações. A análise do erro experimental encontrado é apresentada a seguir.

A abertura precoce da trinca no arame e sua ruptura subsequente era um evento até certo ponto previsível, uma vez que o mecanismo de fixação do arame consistia em dobrar suas extremidades para tracionamento no quadro. A dobra cria um ponto de grande tensão no arame, provocando a ruptura com carga bem inferior ao seu limite de escoamento. O mecanismo de fixação e o ponto de ruptura do arame são mostrado na Figura 4.14. Mesmo rompendo com 55% do limite de escoamento, o resultado obtido com este experimento é suficiente para o propósito da seção uma vez que a região de interesse da curva de carregamento está compreendida entre zero e 30% do escoamento.

Os valores de frequência de ressonância obtidos no experimento apresentaram desvio padrão médios⁴ de 367 e 84 Hz, respectivamente, para polarizações paralela e perpendicular. Excluindo a carga de 480 MPa, onde o maior desvio padrão é resultado da abertura da trinca durante a medição, o desvio

³É utilizada a correção de Bessel (estimador não tendencioso) para estimar o desvio padrão da população.

⁴A média é calculada sobre as variâncias e depois é retirada a raiz quadrada.

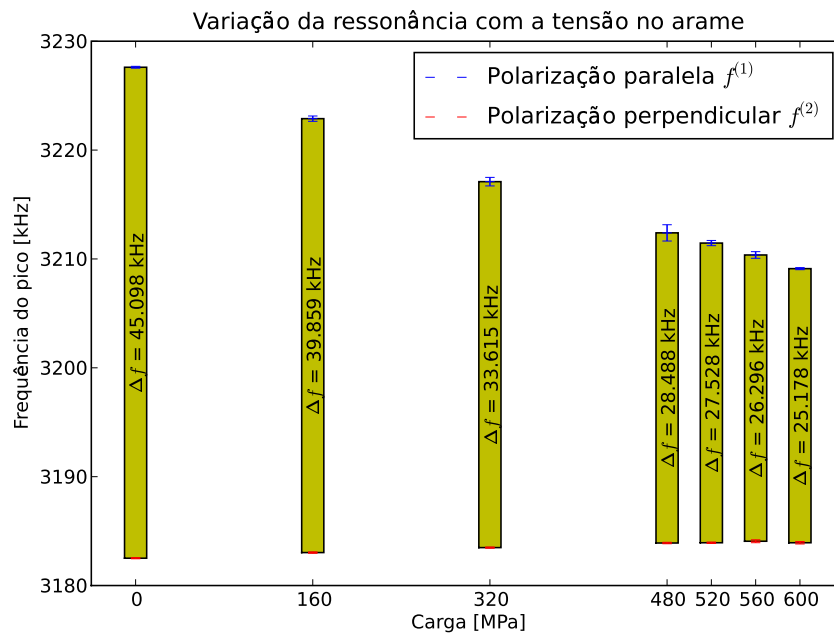


Figura 4.13: Frequência dos picos de ressonância em função da tensão do arame. É mostrada uma barra de desvio padrão como resultado das 5 medições. Em 480 MPa houve um estalo no arame e a partir deste ponto o passo é alterado de 160 para 40 MPa até o rompimento.

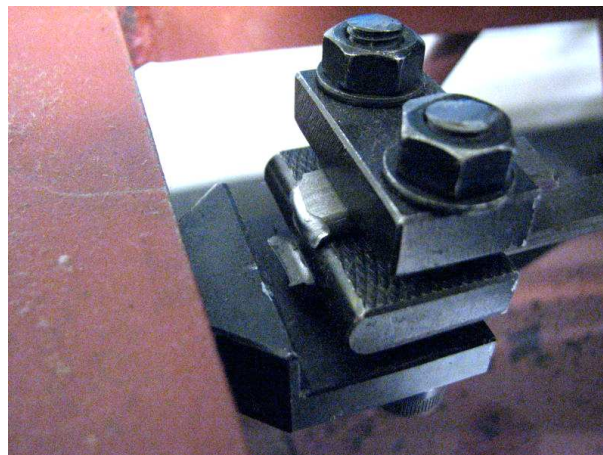


Figura 4.14: Detalhe da ruptura do arame no tracionamento. O arame rompeu com 55% do limite de escoamento devido à dobra do mecanismo de fixação.

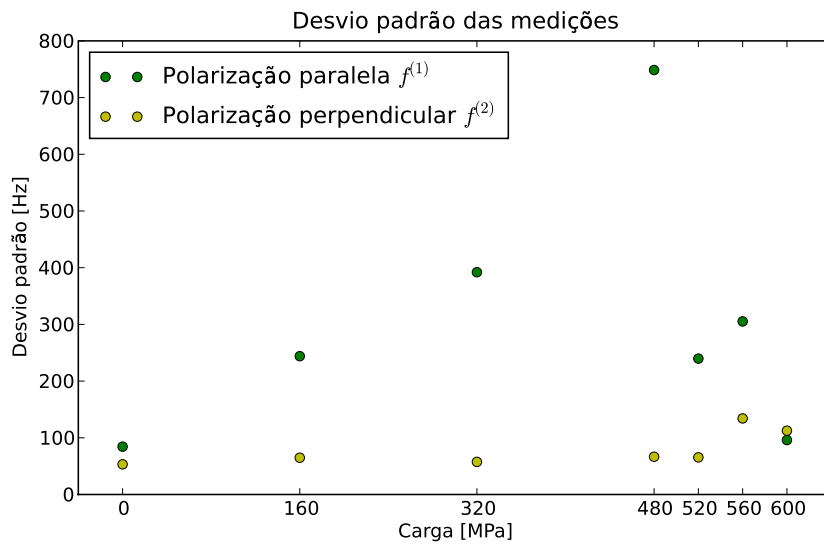


Figura 4.15: Desvio padrão das medições por polarização e carga, utilizando correção de Bessel.

padrão da polarização paralela cai para 252 Hz. A Figura 4.15 mostra o desvio padrão de cada conjunto de medições por polarização e carregamento.

É possível observar que o desvio padrão para a polarização paralela é sistematicamente maior do que para a polarização perpendicular. Se a variação na frequência de ressonância fosse provocada apenas por imprecisões de posicionamento e orientação do transdutor, ambas as polarizações deveriam apresentar desvio padrão semelhante. O procedimento adotado, com varreduras alternadas nas duas polarizações, não privilegiaria nenhuma destas.

O maior desvio padrão da polarização paralela é indicativo de uma fonte mecânica de erro, uma vez que esta possui sensibilidade muito maior com a tensão mecânica do que a outra polarização (cerca de 12x mais sensível, como será discutido na Tabela 4.2). Ou seja, o relaxamento mecânico do conjunto tracionador e arame, que ocorre após cada passo de aumento de carga, seria responsável por parte significativa do desvio padrão encontrado.

As medidas com polarização perpendicular, por sua vez, mostram o que pode ser esperado quanto à precisão da medição da frequência, já considerando as limitações práticas devido ao reposicionamento do transdutor e à estimativa do pico de ressonância a partir do espectro discreto de frequências. É possível melhorar esta estimativa reduzindo o passo da amostragem em frequência (atualmente em 1 KHz), com a desvantagem de deixar o processo de aquisição mais lento. Este experimento indica que precisão na estimativa da velocidade de propagação é possível dentro um limite de $\pm 0.0067\%$ com 95% de confiança⁵. Além do passo da amostragem espectral, o limite de confiança também pode

⁵O intervalo de confiança foi calculado pela distribuição de Student para $\nu = 5$.

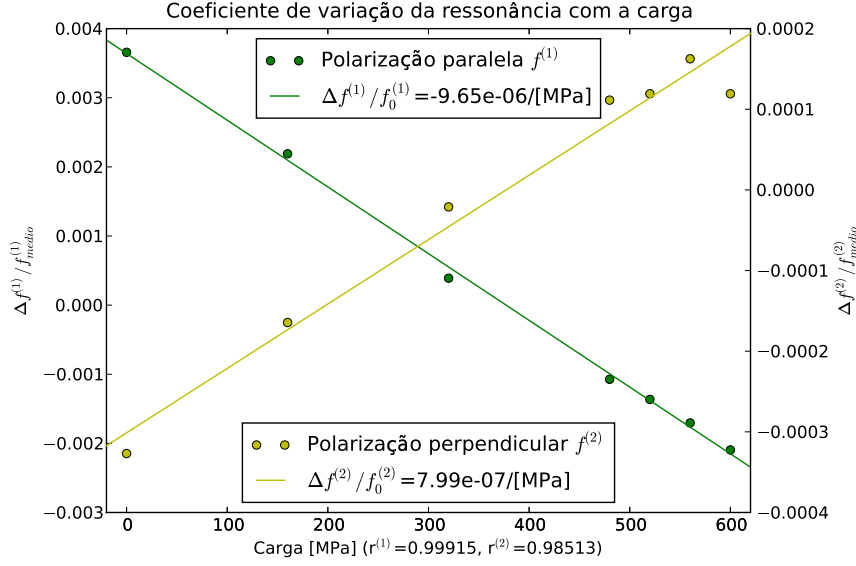


Figura 4.16: Coeficiente de variação da velocidade das ondas transversais com o carregamento. É realizada uma regressão linear sobre os dados de frequência de ressonância normalizada. $r^{(1)}$ e $r^{(2)}$ são os coeficientes de correlação de Pearson da regressão em $f^{(1)}$ e $f^{(2)}$, respectivamente.

ser melhorado usando um modo de ressonância mais elevado.

Para confrontar os resultados obtidos neste experimento com trabalhos anteriores, a Figura 4.16 mostra a regressão linear sobre os dados de frequência em função do carregamento. Adota-se uma aproximação de primeira ordem normalizada pela frequência média, o que permite uma comparação quase direta com os resultados apresentados em [36] para velocidade de propagação.

Este coeficiente normalizado obtido pela regressão linear é conveniente para o uso em engenharia pois permite um cálculo rápido da variação da frequência (ou da velocidade) a partir de um valor qualquer de carregamento, isto é,

$$\frac{\Delta f}{f_0} = K_f \cdot \sigma \quad (4-3)$$

considerando que a aproximação de primeira ordem é adequada para as pequenas variações de frequência produzidas pela aplicação de carregamento mecânico σ , sendo K_f o coeficiente obtido empiricamente e f_0 a frequência de normalização ou de carregamento nulo. Uma vez conhecido o valor de K_f a partir de experimentos, este pode ser usado para obter as constantes acustoelásticas⁶ presentes nas equações de velocidade de propagação de Hughes

⁶Naturalmente, não é um único valor de K_f que permitirá encontrar constantes acustoelásticas G , λ , l , m e n como pode ser visto na equação 2-10. Experimentos devem ser realizados para ondas paralelas e transversais com diferentes direções e polarizações para que então as constantes possam ser estimadas a partir de um sistema de equações.

e Kelly [34]. Para isso é necessário demonstrar a relação entre este modelo linear e empírico e o modelo da acustoelasticidade, começando pelo significado físico de K_f :

$$\begin{aligned}
 f(\sigma) &= f_0 + f' \cdot (\sigma - \overbrace{\sigma_0}^{=0}); f' = \frac{\partial f}{\partial \sigma} \\
 \Delta f &= f(\sigma) - f_0; f_0 = f(0) \\
 \Delta f &= f' \sigma \\
 \frac{\Delta f}{f_0} &= \frac{f'}{f_0} \sigma \\
 K_f &= \frac{f'}{f_0}
 \end{aligned} \tag{4-4}$$

A constante K_f pode ser calculada, portanto, pela razão entre a derivada da frequência ($\partial f / \partial \sigma$) e o valor da frequência de ressonância sem carga. O desenvolvimento é idêntico para as equações de velocidade de propagação, isto é,

$$\frac{\Delta c}{c_0} = \frac{c'}{c_0} \sigma = K_c \cdot \sigma \tag{4-5}$$

A diferença entre as aproximações lineares em frequência e velocidade, a diferença entre K_f e K_c , surge quando considera-se o coeficiente de Poisson ν , o qual permite obter a variação da espessura em função da deformação do arame pela tensão. Assim, dois efeitos competem para definir o deslocamento da frequência do pico de ressonância com a tensão mecânica: (1) a variação da velocidade de propagação prevista pela acustoelasticidade, que pode aumentar ou diminuir de acordo com os coeficientes elásticos do material, e (2) a variação da espessura do arame. Espera-se uma redução da espessura do arame com o alongamento uma vez que o coeficiente do aço é positivo ($\nu \approx 0.30$). Este efeito contribui, portanto, para aumentar a frequência de ressonância, independente da polarização ou do tipo de onda.

$$\begin{aligned}
f &= n \frac{c}{2d}; \nu = -\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x}; \varepsilon_x = \frac{\sigma}{E} \\
\varepsilon_z &= -\nu \varepsilon_x = -\sigma \nu / E \\
d &= d_0 \cdot (1 + \varepsilon_z) = d_0 \cdot (1 - \sigma \nu / E) \\
d' &= -d_0 \nu / E \\
f(\sigma) &= \frac{n}{2} \frac{c(\sigma)}{d(\sigma)} \\
f' &= \frac{n}{2} \left[\frac{c' \cdot d - c \cdot d'}{d^2} \right] \\
f' &= \frac{n}{2} \left[\frac{c' \cdot d_0 (1 - \sigma \nu / E) + c \cdot d_0 \nu / E}{d_0^2 (1 + \underbrace{\sigma^2 \nu^2 / E^2}_{\ll 1} - 2\sigma \nu / E)} \right] \\
\frac{f'}{f_0} &= \frac{2d_0}{n \cdot c_0} f' \approx \frac{1}{c_0} \left[\frac{c' (1 - \sigma \nu / E) + c \nu / E}{(1 - 2\sigma \nu / E)} \right] \\
\frac{f'}{f_0} &\approx \frac{c'}{c_0} \frac{(1 - \sigma \nu / E)}{(1 - 2\sigma \nu / E)} + \frac{c}{c_0} \frac{\nu / E}{(1 - 2\sigma \nu / E)} \tag{4-6}
\end{aligned}$$

A equação 4-6 permite comparar os dois coeficientes normalizados, f'/f_0 (ou K_f) e c'/c_0 (ou K_c). O índice n foi omitido da notação em frequência uma vez que o resultado não depende de n . É possível ainda fazer uma segunda aproximação cortando os termos em σ pois $(\sigma \nu / E) \ll 1$. Além disso, para pequenos carregamentos, $c \approx c_0$. Com estas aproximações adicionais obtém-se

$$\begin{aligned}
\frac{f'}{f_0} &\approx \frac{c'}{c_0} + \frac{\nu}{E} \\
K_f &= K_c + \frac{\nu}{E} \\
K_f &= (K_c + 1.4 \times 10^{-6}) / [\text{MPa}] \tag{4-7}
\end{aligned}$$

A equação 4-7 fornece um resultado idêntico ao desenvolvimento mostrado em [55] para medição de tensões por pulso-eco, onde é proposta uma metodologia de imersão que elimina a dependência com a espessura.

A conversão entre os coeficientes de frequência e velocidade tem como objetivo ajustar os resultados obtidos e permitir a comparação com trabalhos anteriores. No entanto, uma leitura do procedimento experimental de [36] revela que não houve o mesmo cuidado. Naquele trabalho, a velocidade é medida pelo tempo de vôo do sinal de ultrassom em sua forma tradicional de medição de espessura. Assim, como o coeficiente de Poisson não é explicitamente considerado, o resultado obtido é equivalente a K_f e não K_c . Por comodidade, os

Tabela 4.2: Comparação dos coeficientes de variação de frequência de várias referências. Os valores são dados em $10^{-6}/[\text{MPa}]$ e a variação em frequência é normalizada como $\Delta f/f_0$.

Referência	Aço	$K_f^{(1)}$	$K_f^{(2)}$
Presente estudo	SAE 1060	-9.7	+0.80
Ref. [36]	A723	-7.8	+0.57
Ref. [56]	Trilho de trem	-5.5	+1.7
Ref. [57]	1018	-7.3	+0.0

resultados obtidos em [36] são reproduzidos em 4-8 e 4-9. A regressão linear mostrada na Figura 4.16 encontrou coeficientes maiores, porém da mesma ordem de grandeza, o que é um bom resultado considerando-se que os aços são diferentes⁷.

$$K_f^{(1)}[A723] = -7.8(\pm 0.3) \times 10^{-6}/[\text{MPa}] \quad (4-8)$$

$$K_f^{(2)}[A723] = +5.7(\pm 1.0) \times 10^{-7}/[\text{MPa}] \quad (4-9)$$

Outros coeficientes podem ser encontrados em [56] para um aço usado em trilhos de trem com composição de 0.67 a 0.80% de carbono. No procedimento experimental é realizada a correção explícita do coeficiente de Poisson, o que permite obter K_c . Os coeficientes de inclinação da reta são dados em milésimos/microstrains e não em $1/\text{MPa}$, o que resulta nos valores mostrados em 4-10 e 4-11 convertidos.

$$K_f^{(1)}[\text{trilho}] = (-6.9 + 1.4) = -5.5 \times 10^{-6}/[\text{MPa}] \quad (4-10)$$

$$K_f^{(2)}[\text{trilho}] = (+0.28 + 1.4) = +1.7 \times 10^{-6}/[\text{MPa}] \quad (4-11)$$

Novamente há uma discrepância para os valores obtidos na Figura 4.16, o que pode ser explicado não apenas pela diferença de material, como também pela dificuldade de medição destes parâmetros. Em [56] a estimativa de erro para $K_c^{(2)}$ é de $\pm 62\%$ e, em um dos trilhos de trem testados, este coeficiente chega a ser negativo. O sinal de $K_c^{(2)}$ obtido neste trabalho também é negativo, diferente de $K_f^{(2)}$ que é positivo. Fica patente, portanto, que a dependência da velocidade de propagação com polarização perpendicular é inferior (em módulo) ao efeito da redução de espessura. A tabela 4.2 consolida estes resultados acrescentando uma terceira referência [57] cujos valores foram reproduzidos em [56].

⁷Conforme descrito anteriormente, as constantes 4-8 e 4-9 foram obtidas para um aço tipo A723, que possui 0.34% de carbono. O aço do arame é do tipo 1060, com 0.6% de carbono.

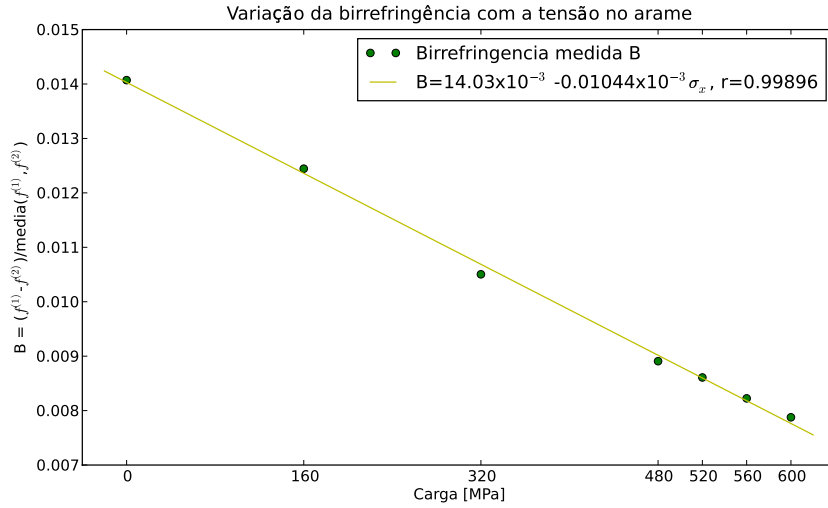


Figura 4.17: Variação da birrefringência com o carregamento. São mostrados os valores médios de 5 medições de cada polarização.

Ainda que não tenha sido possível encontrar uma referência com os coeficientes acustoelásticos do mesmo aço empregado nos arames, a revisão indica que os valores obtidos são consistentes. É possível ainda que a discrepância mostrada na tabela 4.2 seja devida a um fator de correção que deveria ser aplicado aos valores de carregamento, dado que estes foram obtidos por um extensômetro resistivo simples (não calibrado) e não uma célula de carga certificada.

Neste trabalho o parâmetro usado na estimativa da tensão mecânica não é a variação da velocidade e sim a birrefringência B definida pela equação 3-37. A Figura 4.17 mostra o gráfico da birrefringência com o carregamento do arame. Uma regressão linear sobre os dados de birrefringência permite obter os coeficientes da equação como $B_0 = 14.0 \times 10^{-3}$ e $C_A = -1.04 \times 10^{-5}/\text{MPa}$.

Para efeito de comparação, é interessante citar os valores encontrados na literatura para trilhos de trem. Os coeficientes são $C_A[\text{trilho1}] = -0.73 \times 10^{-5}/\text{MPa}$ em [58] e $C_A[\text{trilho2}] = -0.785 \times 10^{-5}/\text{MPa}$ em [42]. Novamente, apesar de tipos diferentes de aço, é possível que parte desta discrepância seja explicada pelo extensômetro não calibrado.

O desvio padrão médio de B é 7.6×10^{-5} que, dividido pela constante C_A , equivale a 7.3 MPa. A técnica descrita aqui é capaz, portanto, de estimar a tensão mecânica dentro de um limite de ± 18.8 MPa com 95% de confiança⁸. Este resultado é comparável ao obtido por Ogi [37] que afirmou que o erro da avaliação de tensões residuais estava dentro da faixa de 10 MPa, ou ainda

⁸O desvio padrão médio é obtido pela média das variâncias, usando estimador não tendencioso, descartando $B_{480\text{MPa}}$ e aplicando distribuição de Student-t para $\nu = 5$, isto é, $t_{.95}(5) \times 7.3 \text{ MPa} / \sqrt{5} = 18.8 \text{ MPa}$.

a referência [58] que cita uma tolerância de 40 MPa em aço com a técnica da birrefringência acústica. No segundo caso, porém, a birrefringência seria obtida a partir da medição da velocidade de propagação, o que provavelmente compromete a acurácia quando comparado à técnica de ressonância aqui descrita.

O experimento demonstra que a discriminação entre arames carregados e arames partidos é viável. A diferença entre 0 e 30% do limite de escoamento é de $\Delta B = 3.4 \times 10^{-3}$, ou seja, cerca de 45 vezes maior que o desvio padrão. Caso haja necessidade de se obter um coeficiente C_A com maior confiabilidade, o experimento pode ser repetido utilizando uma máquina de tração certificada. Desta forma, resolve-se também o problema de relaxamento mecânico durante as medições, melhorando o intervalo de confiança.

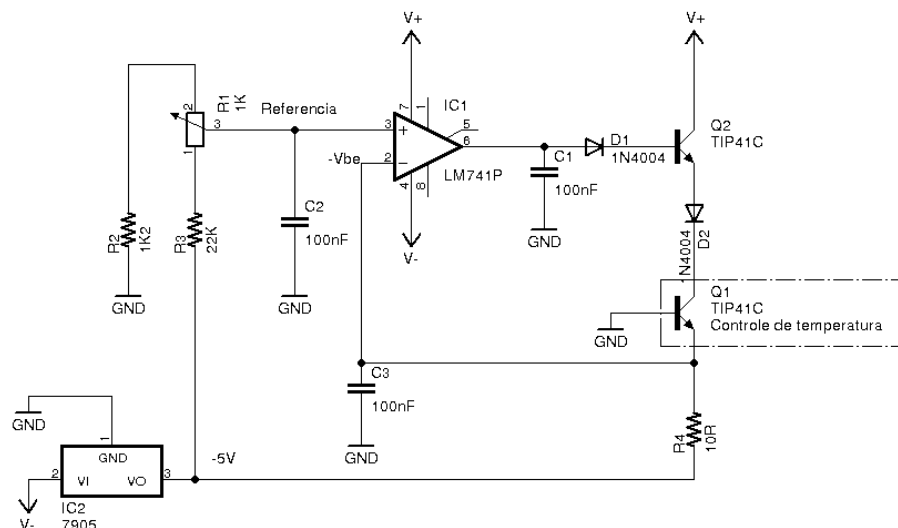
4.4.2

Sensibilidade com a temperatura

Este experimento visa testar a sensibilidade da frequência de ressonância acústica com a temperatura do arame. O efeito da temperatura é, de certa forma, análogo ao que acontece com a tensão mecânica pois tanto a velocidade de propagação quanto a espessura da peça sofrem variações. No entanto, diferentemente das equações de acustoelasticidade, a temperatura é uma propriedade isotrópica do material, sendo razoável esperar que a variação de velocidade seja idêntica nas duas polarizações. A mudança de espessura devido à dilatação térmica também independe da polarização, de forma que, ainda que haja dependência das frequências de ressonância com a temperatura, a birrefringência B tende a ser insensível a esta.

A dependência da velocidade de propagação em sólidos com a temperatura é um fenômeno conhecido, normalmente ensinado nos cursos de ultrassom como uma das justificativas para o procedimento de calibração que precede uma medição de espessura. Existem aplicações que utilizam este efeito como técnica de medição da própria temperatura do material. Um sistema de ultrassom por laser é descrito em [59] e aplicado em chapas de alumínio, obtendo um coeficiente de variação em velocidade de $\Delta c = -0.7557 \text{ m}/(\text{s} \cdot ^\circ\text{C})$ para ondas superficiais (equivalente a $\Delta c/c_0 = -2.5 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ normalizado).

Para realizar este experimento foi desenvolvido um sistema de aquecimento e controle de temperatura. Esta opção foi considerada mais prática do que a utilização de um forno existente, onde o transdutor EMAT seria aquecido conjuntamente com a peça sob inspeção. Além do risco de danificar o transdutor, o procedimento de reposicionamento para medição das duas polarizações



implicaria na abertura do forno. Ou seja, haveria frequentes e inevitáveis variações térmicas do conjunto, contaminando o experimento.

Por conveniência, a utilização de um transistor de potência comum (TIP41) permitiu juntar as tarefas de aquecimento e medição de temperatura em um único componente. O transistor é um componente cuja potência dissipada pode ser facilmente calculada como o produto da corrente de coletor I_c , pela diferença de tensão V_{ce} . Simultaneamente, a junção base-emissor fornece o elemento de medição de temperatura (pela diferença de tensão V_{be}) de forma semelhante ao que ocorre em um diodo. O circuito completo e a foto da montagem são mostrados nas Figuras 4.18 e 4.19.

Alguns cuidados devem ser tomados para permitir a utilização do transistor desta forma. O principal deles é manter a corrente I_c constante devido à sua influência em V_{be} . No circuito da Figura 4.18, essa corrente é definida pela fonte negativa de -5 V e o resistor de potência de 10 ohms (R4). Com a base do transistor Q1 em terra, a corrente de coletor será $I_c \approx I_e = (5V - V_{be})/10 \Omega \approx 430 \text{ mA}$. A malha de controle atua na

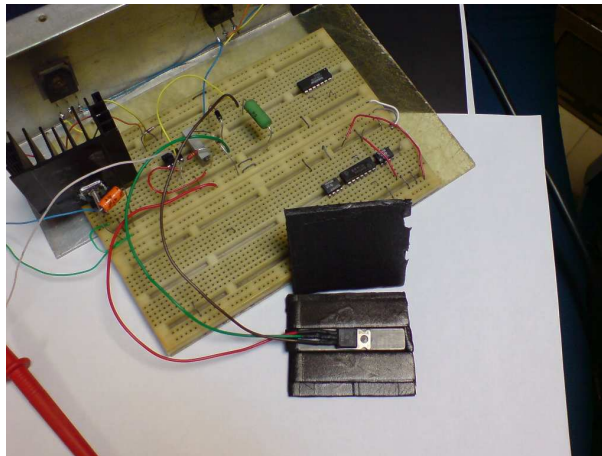


Figura 4.19: Montagem do circuito de controle de temperatura. O transistor é colado ao arame e colocado dentro de um isolante térmico construído com isopor preto.

tensão de coletor através de um segundo transistor (externo) Q2, definindo a potência que será fornecida por Q1 (de zero até cerca de 5 W com uma fonte de 15 V). Com I_c fixo, a tensão V_{be} fica praticamente constante e passa a depender apenas do coeficiente de temperatura da junção que é aproximadamente $\Delta V_{be} = -2.5mV/^{\circ}C$. Conhecendo apenas um ponto de temperatura e o valor de V_{be} correspondente é possível estabelecer a relação do sensor térmico. Com mais pontos de temperatura é possível calibrar o coeficiente térmico da junção. Um amplificador operacional é usado para fechar a malha de controle, realimentando a diferença entre o V_{be} medido e uma tensão de referência externa ajustada no potenciômetro R1. Se houver diferença entre elas, esta é realimentada na tensão V_c de Q1, aumentando ou reduzindo a potência dissipada. O sistema estabiliza quando V_{be} iguala a referência.

A montagem completa do experimento é mostrada na Figura 4.19. O transistor TIP41 é colado ao arame e todo o conjunto é colocado dentro de um invólucro de isopor. O transdutor EMAT permanece fora do isopor que, com alguns milímetros de espessura neste lado, não compromete a capacidade de geração e recepção do sinal de ressonância acústica.

Um termômetro digital foi acrescentado para calibrar o TIP41 como sensor de temperatura. A Figura 4.20 mostra esta configuração, com um multímetro medindo a tensão V_{be} e o termômetro em contato com o arame (dentro do isopor). A figura mostra também o transdutor EMAT. O coeficiente térmico do transistor foi confirmado como sendo o $-2.5mV/^{\circ}C$ previsto na literatura. A Figura 4.21 foi obtida com uma câmera térmica de infra-vermelho com a parte superior do invólucro retirada e mostra o transistor aquecendo o arame.

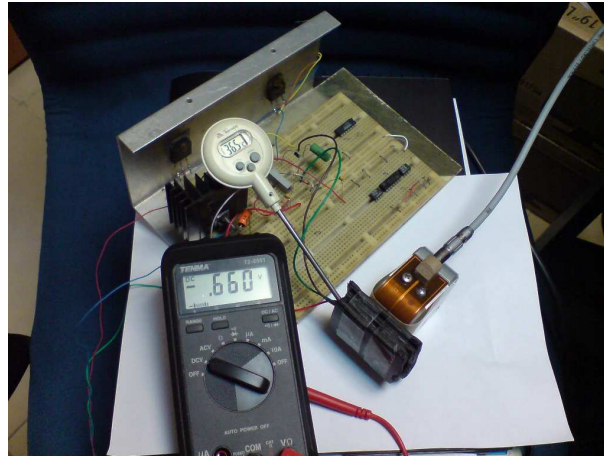


Figura 4.20: Calibração do sistema utilizando termômetro digital. A temperatura medida é 36.5 graus Celsius para $V_{be}=660\text{mV}$.

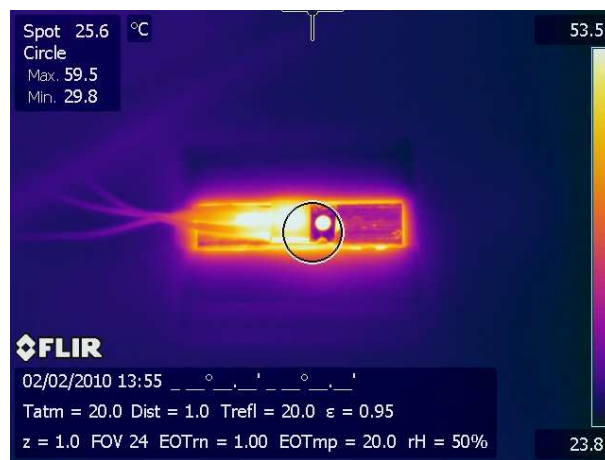


Figura 4.21: Imagem térmica da montagem. A parte superior do invólucro de isopor foi retirada para obter a foto.

O segundo cuidado que deve ser tomado neste experimento é garantir a estabilização térmica do conjunto. As medições foram realizadas ajustando a referência do V_{be} em passos de 10mV (ou 5°C). Para cada ajuste, observa-se que o V_{be} medido converge quase que imediatamente para o valor de referência. Isso acontece porque a junção percebe instantaneamente a variação de temperatura devido ao aumento de potência. É necessário aguardar, no entanto, que a maior potência provoque um aumento de temperatura no arame e todo o sistema atinja um novo equilíbrio com a dissipação que ocorre através do isopor (que não é um isolante perfeito e possui uma resistência térmica equivalente) para a temperatura ambiente.

A estabilização de temperatura do arame é assintótica. Dois critérios foram usados para acompanhar este processo, a tensão V_c do transistor Q1 e a temperatura medida no termômetro. Logo após o ajuste de V_{be} , observa-se um surto de tensão de V_c (maior potência) que, a medida que o arame

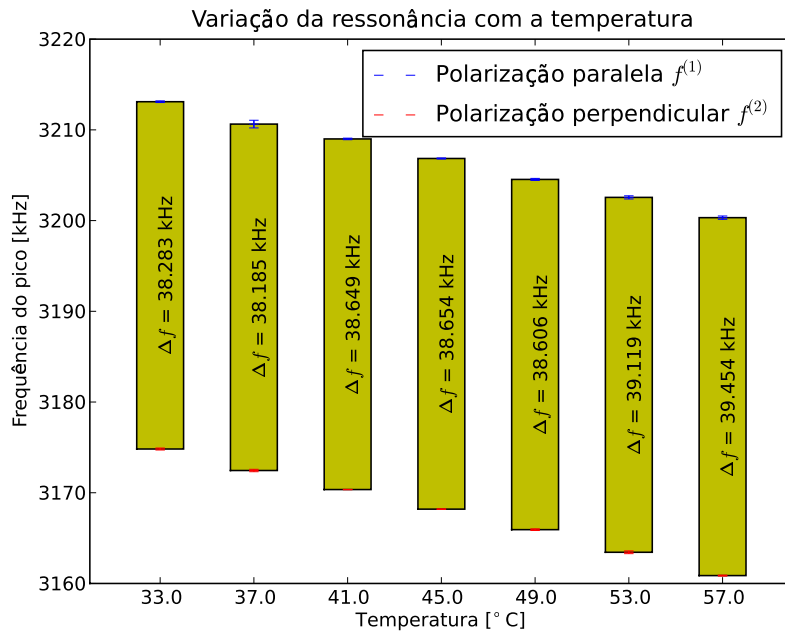


Figura 4.22: Frequência dos picos de ressonância em função da temperatura. São mostradas barras de desvio padrão para as três medições de cada polarização.

esquenta e se aproxima da temperatura de equilíbrio, vai convergindo para um valor menor. Efeito semelhante ocorre com o termômetro, isto é, observa-se um rápido aumento inicial e em seguida o comportamento assintótico esperado.

Somente após a estabilização da temperatura iniciam-se as varreduras em frequência para encontrar a ressonância acústica. Novamente as medições nas duas polarizações são realizadas alternadamente permitindo distribuir erros nas duas direções. Foram realizadas três varreduras em cada polarização (total de seis reposicionamentos do transdutor) por valor de V_{be} . Mesmo que haja uma pequena variação de temperatura entre medições (se o conjunto ainda não estiver em equilíbrio térmico), esta será observada nas duas polarizações, ou seja, não há favorecimento.

A Figura 4.22 mostra o resultado do experimento após a estimativa dos picos de frequência usando uma regressão por uma gaussiana (mesmo critério usado na seção 4.4.1). As barras de desvio padrão permitem ter uma idéia da qualidade e estabilidade do experimento, que foram muito boas. O desvio padrão médio encontrado foi menor que o da seção 4.4.1, sendo 162 e 85 Hz para as polarizações paralela e perpendicular, respectivamente. Aparentemente não há justificativa para esta diferença de dispersão entre as medidas das duas polarizações.

Para encontrar o coeficiente térmico de cada polarização, a Figura 4.23 mostra uma regressão linear realizada sobre os valores médios de frequência

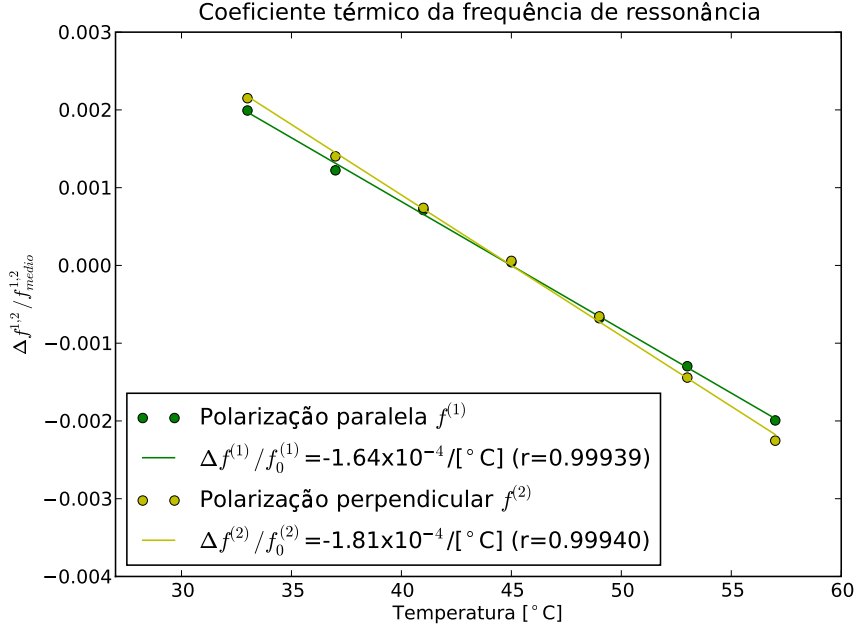


Figura 4.23: Coeficiente térmico da propagação de ondas transversais no arame. É realizada uma regressão linear sobre os dados de frequência de ressonância para encontrar o coeficiente térmico de cada polarização. r é o coeficiente de correlação de Pearson. O coeficiente não pode ser diretamente associado a variação de velocidade devido à dilatação do arame com a temperatura.

por temperatura. A regressão linear é excepcionalmente boa, com coeficiente de correlação de Pearson de 0.9994. Os coeficientes térmicos encontrados, no entanto, diferem em cerca de 10% entre polarizações.

$$\frac{\Delta f^{(1)}}{f_0^{(1)}} = -1.64 \times 10^{-4} / [^{\circ}C] \quad (4-12)$$

$$\frac{\Delta f^{(2)}}{f_0^{(2)}} = -1.81 \times 10^{-4} / [^{\circ}C] \quad (4-13)$$

Este resultado parece inédito, porém não é inteiramente inesperado. Em [60] foi observado o efeito da tensão mecânica sobre a dependência da velocidade de propagação do ultrassom com a temperatura em metais como alumínio e cobre. Isto é, a aplicação de tensão na peça altera a inclinação da reta velocidade x temperatura. A dependência com a tensão mecânica não se aplica ao experimento atual pois, conforme discutido na seção 4.1, a tensão residual média ao longo da espessura do arame é nula. Além disso, o arame não foi submetido a nenhuma força externa. É possível, porém, que a forte anisotropia (textura) do arame exerça na dependência com a temperatura um efeito equivalente ao observado com a tensão, dado que os dois fenômenos parecem intimamente relacionados, especialmente no que se refere a birrefringência acústica [50].

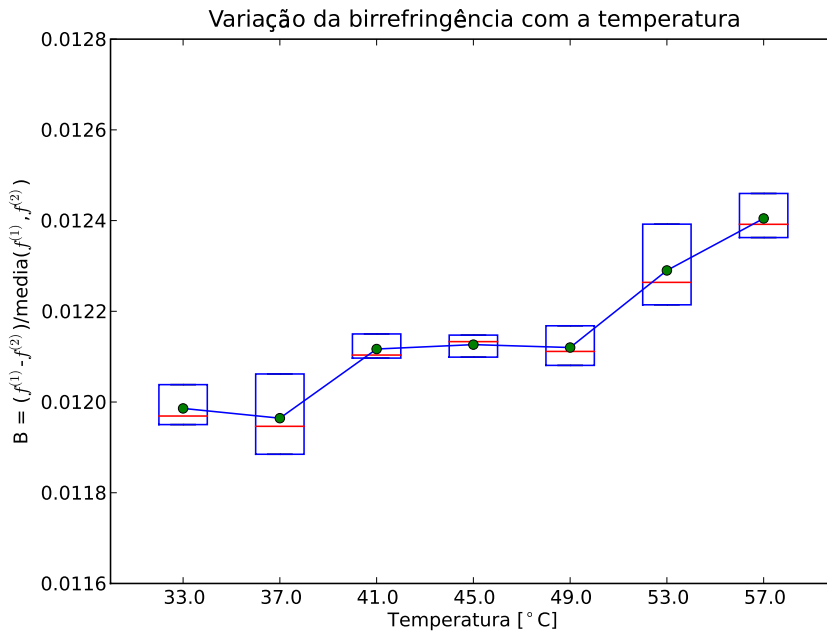


Figura 4.24: Variação da birrefringência com a temperatura. Os pontos do gráfico mostram os valores médios. As caixas representam valores máximos e mínimos. A linha dentro da caixa é a mediana.

Assim, diferente do que era esperado inicialmente, a temperatura parece produzir uma pequena variação na birrefringência. A Figura 4.24 mostra os valores da birrefringência B calculados para todos os pontos do experimento. Observa-se que a excursão total de B ($\Delta B \approx 0.0004$) é apenas duas vezes a maior diferença $B_{max} - B_{min}$ para uma dada temperatura. Convertendo ΔB em tensão através constante C_A da seção 4.4.1 obtém-se 19 MPa. Ou seja, mesmo com uma variação de temperatura de 24°C , o erro cometido ao se desprezar este efeito seria pequeno.

O acréscimo de um sensor de temperatura durante a aquisição das frequências de ressonância permitiria aplicar uma correção na estimativa de tensão mecânica dos arames, anulando o efeito observado neste experimento.

4.4.3 Estabilidade entre arames

Uma característica importante e que deve ser verificada é a estabilidade da técnica de birrefringência acústica entre diferentes arames do mesmo riser. Em particular, existe a preocupação com o coeficiente B_0 , cuja variação de um arame para outro pode comprometer a capacidade da técnica em medir tensões ou apenas discriminar risers carregados ou não-carregados. A hipótese inicial é de que, se não houver variações significativas na textura dos arames e



Figura 4.25: Trecho de riser usado no teste. O riser possui 45 arames em cada camada. O transdutor EMAT está posicionado para medir a ressonância de polarização paralela.

o parâmetro B_0 for constante, será possível estimar a tensão mecânica usando apenas o valor de B . Conforme discutido nos experimentos anteriores, esta hipótese permanece válida mesmo em face de pequenos desvios na espessura do arame ou da temperatura.

Para testar a hipótese de estabilidade entre arames, foi obtido junto ao CENPES/Petrobras um trecho de riser de 10 polegadas de cerca de um metro e meio. A parte superior deste riser teve sua capa plástica retirada expondo os 45 arames que compõem a camada de tração. A retirada da capa permite obter ressonâncias acústicas mais facilmente, além de simplificar o alinhamento do transdutor nas direções paralela e perpendicular. O riser e o transdutor EMAT podem ser vistos na Figura 4.25.

Os arames do riser foram numerados sequencialmente antes do início do experimento. O procedimento consistiu em obter, para cada arame, uma “boa” varredura por polarização. Em alguns arames, o simples alinhamento do transdutor em um ponto arbitrário dentro da janela onde a capa havia sido retirada não permitiu obter uma varredura espectral com qualidade. Considera-se a qualidade do sinal insatisfatória sempre que o pico de ressonância não é facilmente identificado no espectro. Neste caso, o transdutor é reposicionado em outro ponto do mesmo arame e a varredura é repetida, até obter a melhor ressonância possível.

Verificou-se que, ainda assim, um certo número de arames apresentaram espectros de baixa qualidade. Uma forma de visualizar este problema é através de um gráfico mostrando a amplitude do pico de ressonância em cada arame,

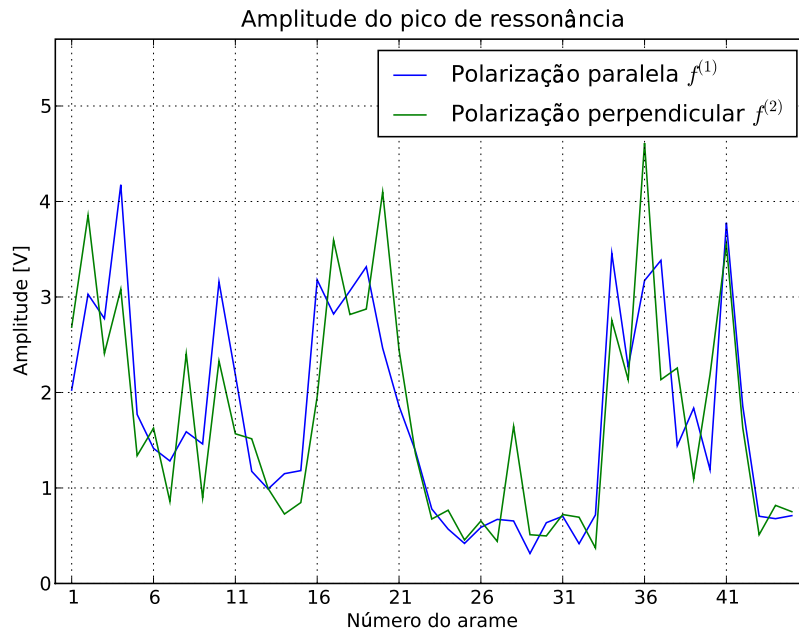


Figura 4.26: Amplitude do pico de ressonância.

reproduzido na Figura 4.26. É possível observar a grande variação de amplitude de sinal entre arames, chegando a 10 vezes entre os arames com maiores e menores amplitudes. Os arames com menor amplitude possuem, de modo geral, picos de ressonância pouco definidos e, portanto, sujeitos a erros de estimativa da frequência central. Observa-se também que há uma forte correlação entre as duas polarizações, isto é, a perda de amplitude é devida a algum tipo de atenuação mecânica que afeta o sinal de ultrassom independente da polarização. O problema da forte atenuação em alguns arames é tema para outro experimento.

Há ainda outro inconveniente decorrente do procedimento adotado de buscar um sinal de melhor qualidade dentro da janela sem capa do riser, a posição da medição. Ao misturar picos de ressonância obtidos em posições diferentes no cálculo da birrefringência, a técnica fica vulnerável a estabilidade intra-arames. Ou seja, para que a técnica mantenha sua eficácia é necessário supor que as características que determinam a frequência de ressonância, como textura e espessura, não variam significativamente ao longo do mesmo arame. Esta é uma hipótese forte, que será testada em outro experimento. Por hora ela permanece apenas como uma observação que deve ser lembrada durante a análise dos resultados.

Após uma volta completa nos 45 arames do riser, todo o processo foi realizado uma segunda vez, permitindo obter mais duas medidas de frequência de ressonância para cada arame. Verifica-se a repetitividade da técnica compa-

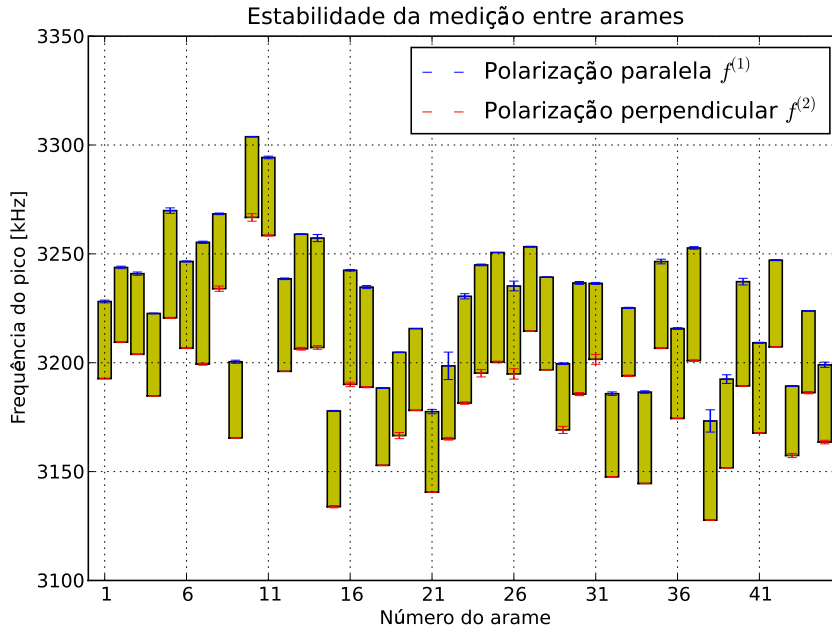


Figura 4.27: Estabilidade da medição entre arames. São identificados os valores máximos e mínimos obtidos por polarização.

rando os dados obtidos nas duas voltas, critério este que apresentou excelente resultado com exceção dos arames 22 e 38 (o que pode ser visto nas barras de erro da Figura 4.27). Como não foram marcados os pontos de amostragem sobre cada arame, não há nenhuma garantia de que o ponto utilizado tenha sido o mesmo nas duas voltas, o que pode ser o fator causador da diferença observada em alguns deles.

A Figura 4.27 mostra os picos de ressonância encontrados para cada arame. Existe uma grande dispersão na frequência média dos arames, característica que pode ser explicada, por exemplo, por uma pequena diferença de espessura entre eles. A diferença entre as frequências médias chega a ser da ordem de 3 a 4%, equivalente a uma variação de 12 a 16 μm . Não se sabe se esta é uma tolerância razoável para o processo de fabricação dos arames, ou mesmo entre diferentes lotes de arames.

Apesar da dispersão em frequência, os dados obtidos são consistentes. A frequência de polarização paralela mantém-se sempre maior que a de polarização perpendicular do mesmo arame, ainda que, quando comparada com outro arame, esta relação pudesse se inverter. Confirma-se, portanto, que as frequências de ressonância encontradas pertencem ao mesmo arame, permitindo descartar algum tipo de acoplamento com o arame vizinho devido à proximidade entre eles.

Finalmente, o cálculo do parâmetro de birrefringência B permite avaliar

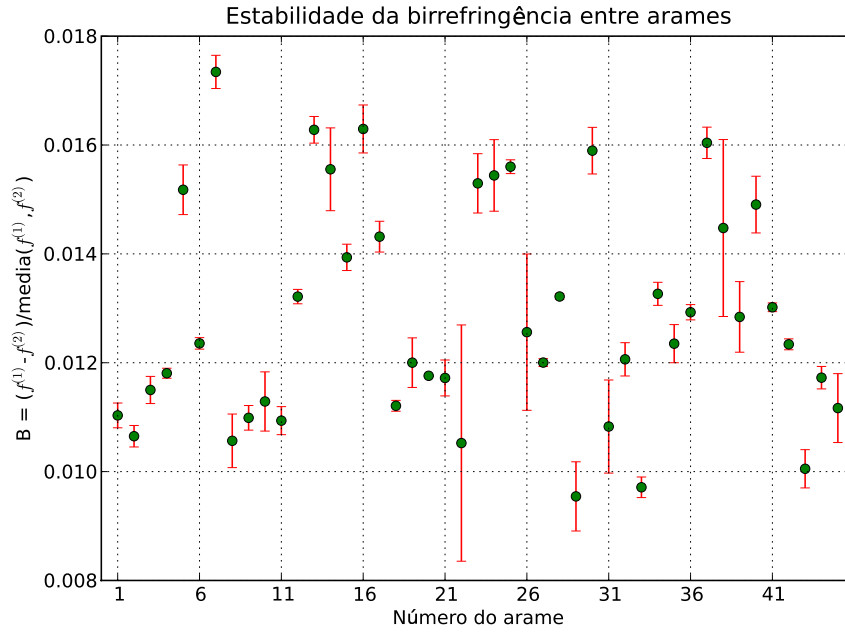


Figura 4.28: Estabilidade da birrefringência entre arames. O ponto representa a média das realizações e a linha vermelha representa o limite extremo de variação de B (máximo de $f^{(1)}$ com mínimo de $f^{(2)}$ e mínimo de $f^{(1)}$ com máximo de $f^{(2)}$).

como seria a estimativa de tensão mecânica sobre estes dados. Infelizmente, o resultado não é animador, como pode ser visto na Figura 4.28. Ainda que sejam descartados os pontos de maior incerteza, a dispersão dos valores de B supera o critério definido no final da seção 4.4.1 como discriminação entre arames carregados e não-carregados ($\Delta B = 0.0034$). Vale lembrar que o riser testado está cortado, logo, o carregamento em todos os arames supostamente é zero.

Esta dispersão nos valores de B seria devida à diferentes constantes B_0 (não tão constantes assim), isto é, uma variação de textura entre arames. Neste caso, se não houver outra forma de estimar o valor de B_0 separadamente para cada arame, a expectativa de inspecionar um riser e descobrir a tensão de cada arame acaba de ser invalidada. Permanece possível, no entanto, a alternativa de inspeção ou monitoramento baseada no conceito de assinatura: uma primeira medição no riser, suposto íntegro, permitiria obter tão somente uma assinatura das birrefringências dos arames na forma da Figura 4.28. A medição de tensões, ou melhor, da variação das tensões, seria realizada em uma segunda inspeção no mesmo riser, ao comparar o novo conjunto de birrefringências com a assinatura de referência.



Figura 4.29: Arame com o papel milimetrado usado como referência para o mapeamento.

4.4.4 Estabilidade ao longo do arame

Para estudar a variação da birrefringência ao longo do mesmo arame foram escolhidos alguns arames do experimento da seção 4.4.3 que atendessem a dois critérios: (1) boa qualidade de sinal, indicado por uma amplitude razoável no gráfico da Figura 4.26, e (2) dispersão elevada das medidas de birrefringência na Figura 4.28. Três arames do riser foram escolhidos, os arames 10, 19 e 37. Além destes, um quarto arame que havia sido fornecido separadamente pela Petrobras também foi usado.

O procedimento consiste em realizar uma aquisição de cada polarização por milímetro ao longo do comprimento do arame. Um papel milimetrado é usado como referência para o mapeamento, conforme mostrado na Figura 4.29. O papel é alinhado com o centro do arame em suas extremidades e uma linha permite transpor esta marcação de centro para posicionar o transdutor. O mapeamento cobre 50 *mm* de cada arame ainda que, originalmente, 64 *mm* tenham sido adquiridos. As medições das extremidades do papel foram excluídas da análise após a observação de que havia uma interferência no resultado devido à fita adesiva usada para fixar o papel. Isto é, nos pontos em que havia contato direto da fita adesiva com o arame, ocorriam alterações tanto na amplitude quanto na frequência de ressonância. O contato “seco” do papel, diferente do adesivo, não provocou nenhuma interferência observável. A interferência da fita adesiva é um efeito importante e que deve ser estudado em um experimento próprio.

O resultado da varredura das frequências de ressonância sobre o arame 10 é mostrado na Figura 4.30. Em cada posição no arame (eixo das abscis-

sas) obtém-se um novo espectro em frequência (eixo das ordenadas) das ressonâncias acústicas. Para cada espectro é realizado o mesmo processamento já utilizado em outros experimentos, isto é, a frequência central é estimada a partir de uma regressão por uma gaussiana em torno do valor de maior amplitude. Os pontos estimados como picos de ressonância também são marcados no mesmo gráfico, um para cada posição. Há uma variação significativa tanto na frequência quanto na amplitude em função da posição.

Esta variação do espectro de ressonâncias ao longo do arame é um aspecto capaz de deixar a análise de tensões significativamente mais complexa. Sem este efeito cada arame inicialmente exigiria a observação de apenas um valor de birrefringência (ou dois valores de frequência, um para cada polarização). O novo resultado implicaria na necessidade de se amostrar vários pontos de birrefringência para a correta caracterização de cada arame. A birrefringência do arame 10, por exemplo, apresenta valores de B na faixa de 10.3 a 12.1×10^{-3} , o que é equivalente a uma variação de 173 MPa na carga. Uma incerteza desta ordem de grandeza não seria aceitável em um método que se propõe a medição de tensões.

Algumas hipóteses podem explicar os resultados obtidos para o arame 10. Uma delas é de que a dispersão de B_0 seria uma característica natural do arame, ou seja, um resultado do processo de fabricação. Outra possibilidade é que o contato do arame com a segunda camada de tração do riser, também composta por arames, seria responsável por pequenos desvios em frequência e amplitude (neste caso, não tão pequenos). O mapeamento dos arames 19 e 37, mostrados nas Figuras 4.31 e 4.32, permite examinar melhor estas hipóteses, registrando respostas espectrais típicas que podem ser encontradas na prática.

Observa-se em vários pontos dos mapas, principalmente nos arames 19 e 37, que o critério utilizado no processamento dos sinais adquiridos comuta entre diferentes picos de ressonância. Sempre que isso ocorre, a transição em frequência não se dá de forma suave e contínua, o que seria esperado se alguma característica estivesse variando lentamente ao longo do arame (por exemplo, a espessura). Ao contrário, são as amplitudes relativas entre dois picos de ressonância que variam gradativamente com a posição do transdutor. Eventualmente, o pico que possuía menor amplitude torna-se dominante, segundo o critério de máximo absoluto adotado. É nesta troca do pico dominante que ocorre uma variação abrupta na frequência estimada, apresentando uma descontinuidade visual no gráfico.

Não está claro, até este momento, qual é o agente ou característica causadora dos diferentes picos de ressonância ao longo do arame. Seja qual for, parece ser um evento discreto e a transição em amplitude indica que

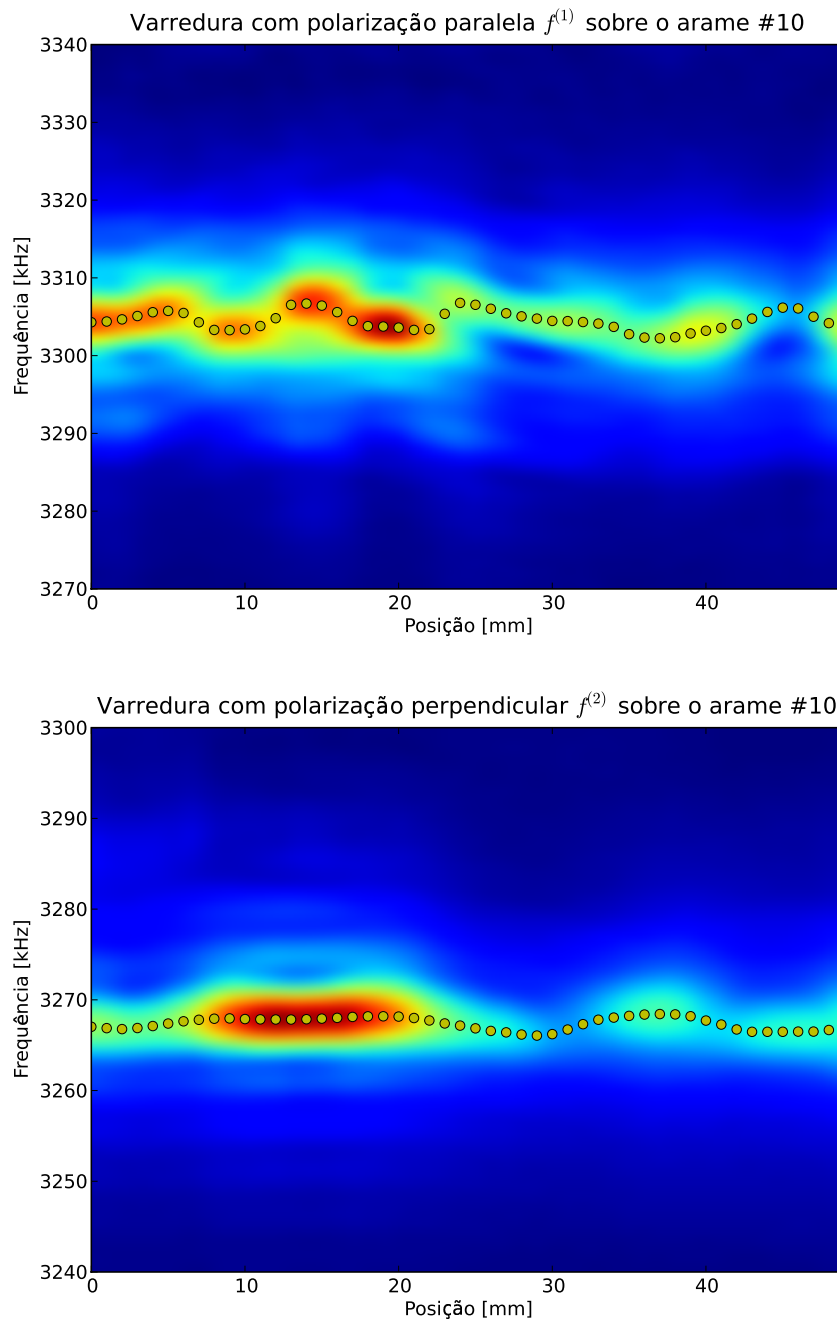


Figura 4.30: Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre o arame 10. É realizada uma varredura em frequência a cada milímetro do arame. A amplitude do sinal é representada na escala de cores, de azul escuro (menor) a vermelho (maior). O pico do espectro para cada posição sobre o arame é identificado.

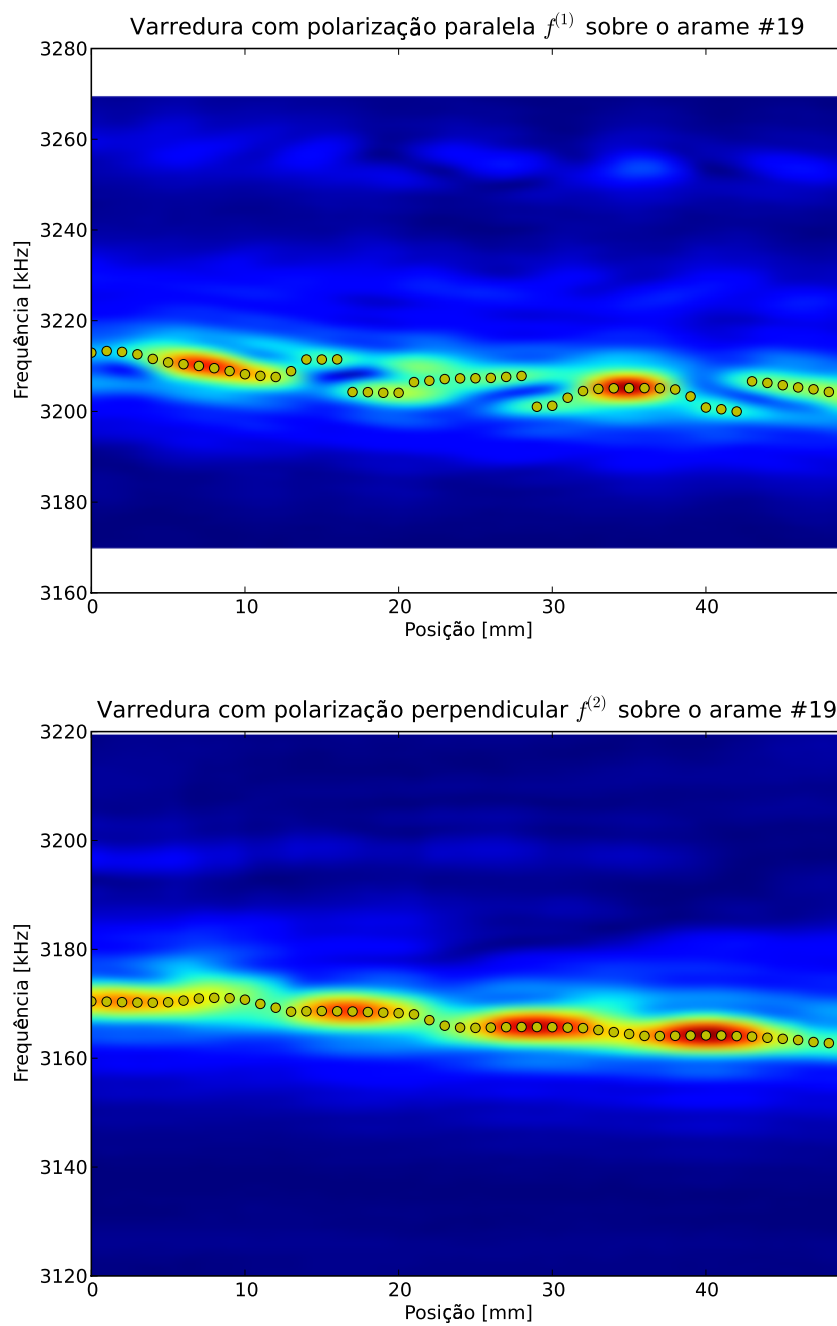


Figura 4.31: Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre o arame 19.

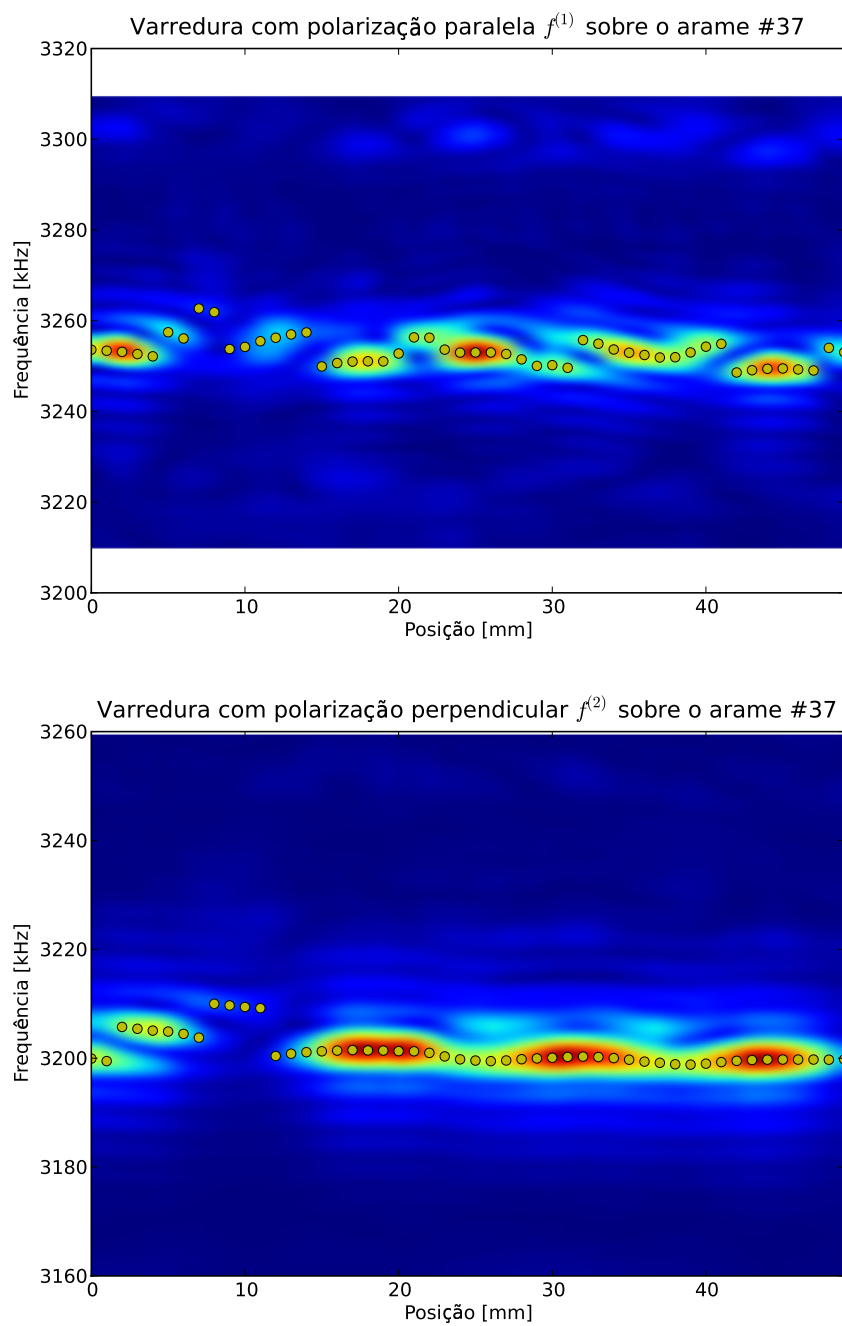


Figura 4.32: Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre o arame 37.

o transdutor se afasta da região que possui uma determinada frequência de ressonância ao mesmo tempo que se aproxima de outra, que apresenta um padrão diferente.

É útil confrontar estes resultados com o mapeamento obtido em um arame destacado do riser, mostrado na Figura 4.33. A diferença no comportamento do espectro de frequências deste arame, inclusive com a ausência dos padrões cíclicos que se destacam na polarização transversal dos arames 19 e 37, fornece evidências para sustentar a hipótese de que o contato com a outra camada de arames no riser estaria influenciando a ressonância.

O padrão cíclico dos arames 19 e 37 (mais notável na polarização transversal) é compatível com o espaçamento esperado para os arames que se encontram na camada anterior do riser. Como os arames das duas camadas encontram-se conformados ao riser “à força”, isto é, sua disposição natural sem a restrição da capa seria uma reta e não uma helicóide, é razoável supor a existência de forças internas à estrutura para mantê-los nesta configuração. Estas forças, no entanto, não são comparáveis em magnitude à tensão mecânica que tem sido discutida em todo este trabalho, de forma que não poderiam se manifestar como variação da velocidade de propagação acustoelástica. O efeito resultante destas forças na variação da frequência e da amplitude de ressonância seria, portanto, uma interação simplesmente acústica tal qual ocorre com a fita adesiva colada no arame. A força existente entre as camadas de tração deve apresentar aplicação pontual e periodicidade relacionada ao espaçamento dos arames, o que é compatível com o padrão observado.

Os valores resultantes de birrefringência ao longo dos arames examinados são consolidados na Figura 4.34 que mostra a birrefringência calculada em função da posição. É nítida a diferença de dispersão de B no arame solto quando comparado aos demais arames que encontram-se conformados ao riser. Outra observação importante é cada arame apresenta claramente um valor médio de birrefringência diferente, ainda que ocorra uma contaminação ao longo do arame por outros efeitos.

O experimento não permite conclusões definitivas, mas até aqui fornece uma série de indícios que podem ser resumidos nas observações abaixo.

- O processo de fabricação por si só não justificaria a significativa variação de B observada ao longo dos arames. A hipótese mais provável é que a aplicação pontual de forças entre as camadas de tração do riser seria responsável por uma interferência acústica que altera a frequência de ressonância.
- O experimento demonstra que, apesar da dispersão de B com a posição, existe um valor médio de birrefringência para cada arame. Este valor

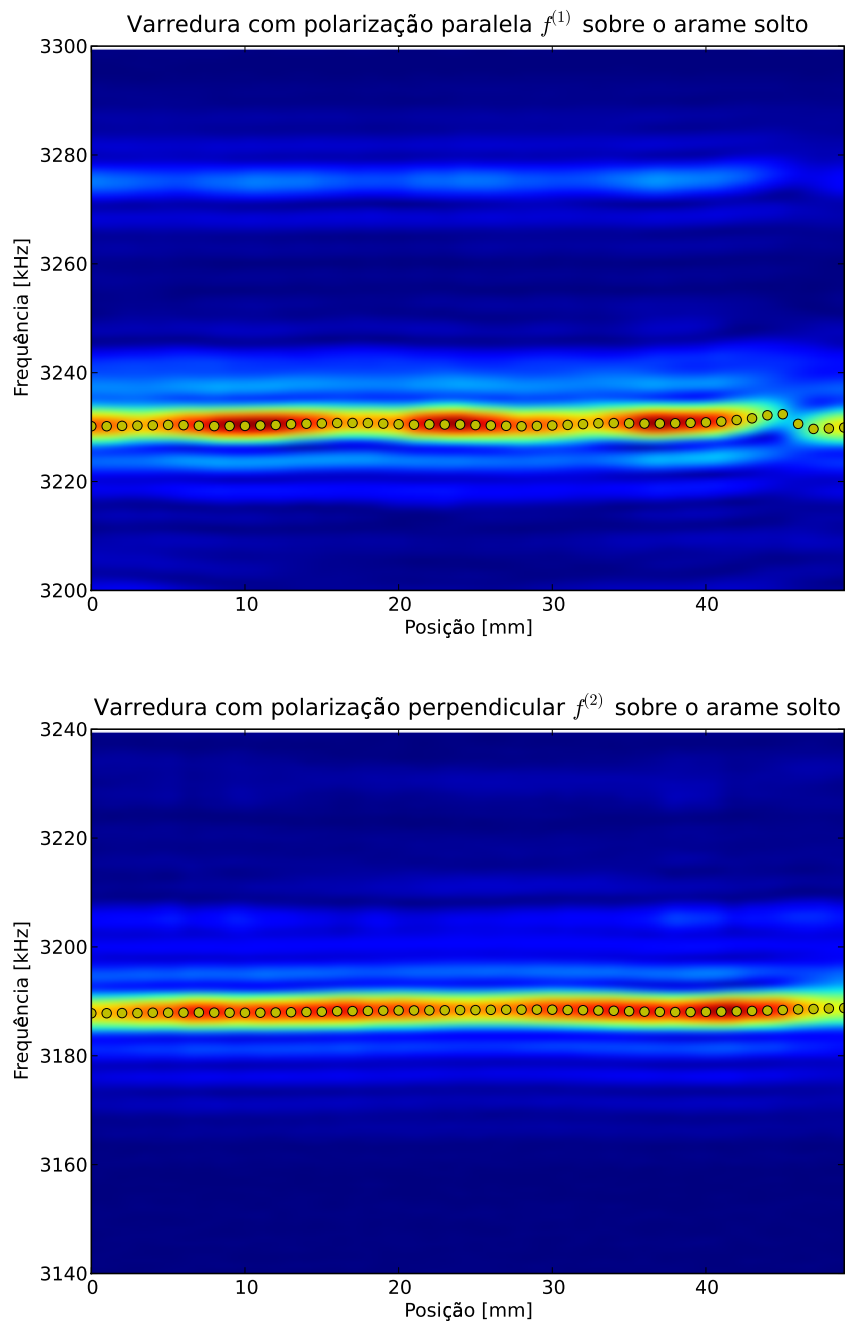


Figura 4.33: Mapa de varredura das frequências de ressonância sobre um arame fora do riser. Este arame, além de solto, é proveniente de outro lote de fabricação. Isto é, ele não pertence ao mesmo riser que os arames 10, 19 e 37.

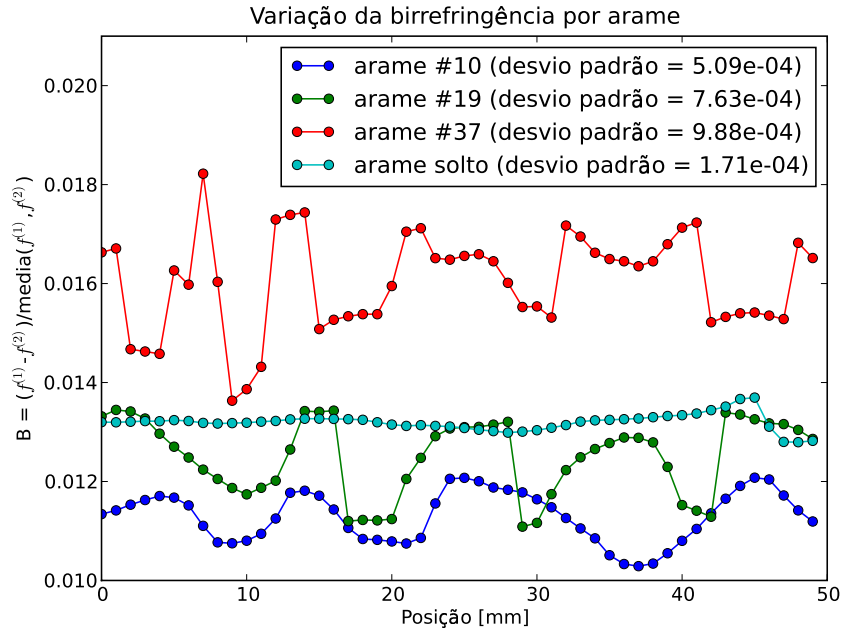


Figura 4.34: Birrefringência calculada ao longo de vários arames. As curvas não são relacionadas pois os arames são diferentes. A escala comum permite comparar os padrões de variação da birrefringência.

médio é que realmente seria resultado do processo de fabricação dos arames, isto é, o fator modelado pela dependência de B_0 com a textura.

- A interferência acústica direta, que não é modelada na equação da birrefringência, poderia ser eliminada com a amostragem de uma região suficientemente grande do arame para conter vários períodos deste fenômeno.
- Permanece em aberto o problema da separação textura e da tensão mecânica na birrefringência, uma vez que o valor de B_0 (textura) não é conhecido.

4.4.5

Dispersão da birrefringência em frequência

Os resultados obtidos nas seções 4.4.3 e 4.4.4 demonstram que a determinação de B_0 continua sendo o maior limitante à aplicação da técnica aos arames do riser. De fato, a revisão de literatura mostra que a dependência com a textura é o calcanhar de Aquiles do método da birrefringência acústica [58]. Apenas em algumas aplicações particulares a textura não varia significativamente e B_0 pode ser considerado constante, o que, infelizmente, não é o caso dos arames do riser.

O desenvolvimento de técnicas que permitam resolver a ambiguidade da birrefringência, separando as parcelas da textura e das tensões, tem sido um tema recorrente de pesquisa nas últimas décadas. A sugestão mais frequente é o uso de ondas SH (*Shear Horizontal*), produzidas por transdutores EMAT com estrutura periódica [41], que se propagam paralelamente à superfície. A velocidade de propagação das ondas SH nos eixos de simetria da textura possui dependência apenas com a tensão, permitindo a separação desejada dos dois efeitos [58]. No caso do arame não é possível usar esta técnica, pois ela exigiria a medição do tempo de propagação entre dois transdutores nas duas direções perpendiculares e o arame tem apenas 12 mm em um dos eixos de simetria.⁹

Outra opção, também discutida em [41] e [58], é a combinação das velocidades de propagação longitudinal e perpendicular. Estes modos de propagação possuem diferentes formas de dependência com a textura e a tensão, permitindo uma supressão “parcial” dos efeitos da textura [58]. Há, no entanto, a necessidade de um transdutor EMAT de ondas longitudinais, que não é o caso dos transdutores usados neste trabalho. Além disso, conforme discutido na seção 3.2.2, o EMAT é cerca de 100 vezes menos eficiente no acoplamento de ondas longitudinais quando comparado ao que é obtido para ondas cisalhantes.

Duas técnicas adicionais foram propostas para resolver a ambiguidade da birrefringência usando apenas ondas transversais. A primeira delas é a chamada dispersão da birrefringência em frequência. Ela se baseia em um desenvolvimento teórico que afirma que a birrefringência causada pela tensão mecânica é independente da frequência [63]. O modelo prevê a existência de um termo adicional na birrefringência, proporcional ao quadrado da frequência e algumas outras constantes, através da equação

$$B = B_0 + C_A(\sigma_x - \sigma_y) + C_2 \frac{2\pi a}{c_{t0}} f^2 \quad (4-14)$$

onde a é o raio médio dos grãos, c_{t0} a velocidade da onda transversal e C_2 uma constante que depende da microestrutura. O ponto forte do modelo teórico é demonstrar que C_2 é proporcional a B_0 e, para um mesmo material, esta relação é constante. Assim, seria possível estimar B_0 a partir da variação de B com a frequência. Em [63] são apresentados resultados experimentais que comprovam esta relação para aços carbono laminados e também para latão. Uma análise crítica destes resultados mostra, no entanto, que o fenômeno se revela apenas quando considerada uma escala de frequências bastante ampla de 3 a 70 MHz. Nos gráficos apresentados em [63] observa-se que para em faixas

⁹Ainda que a técnica com ondas SH seja frequentemente citada como solução do problema, é notável que dois estudos anteriores que se propuseram a testá-la tenham falhado neste objetivo, [61] e [62].

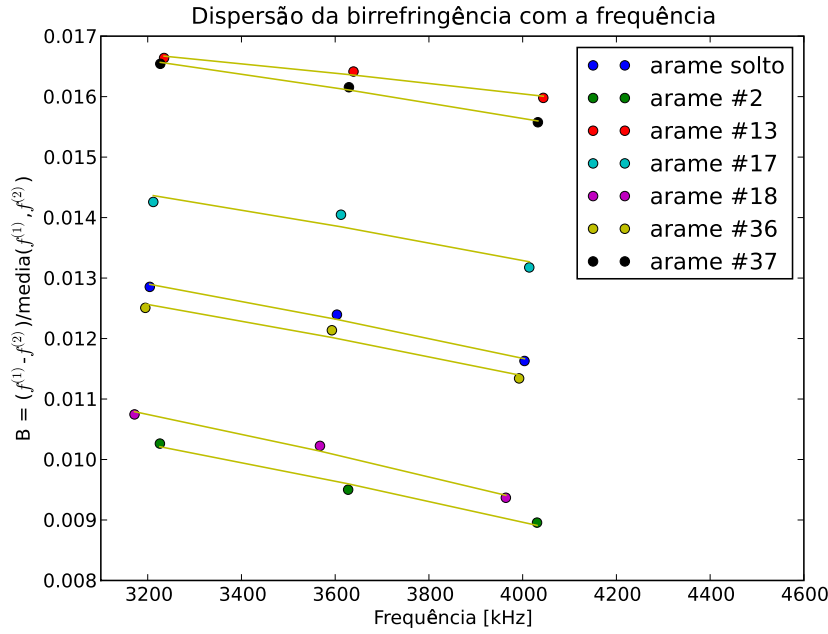


Figura 4.35: Dispersão da birrefringência com a frequência. Cada arame tem sua birrefringência medida em três frequências e uma reta é usada para estimar a derivada da birrefringência com a frequência.

menores de frequência, como neste caso em que ela é limitada a 10 MHz¹⁰, podem ocorrer desvios do modelo da equação 4-14 ou da proporcionalidade entre B_0 e C_2 .

A técnica de dispersão da birrefringência é testada novamente mais de uma década depois em [64] que, apesar de trabalhar com apenas duas frequências (2.5 e 5 MHz), consegue encontrar a correlação esperada. A regressão linear entre B_0 e C_2 , no entanto, não passaria na origem. Esta contradição com o modelo poderia ser creditada a estreita faixa de frequências testada. O trabalho observa ainda que a dispersão da birrefringência e sua correlação é melhor para o alumínio do que para o aço, questionando sua viabilidade neste segundo.

Para testar a técnica de dispersão da birrefringência foram escolhidos alguns arames do riser que possuíam valores de B variando de 10 a 17×10^{-3} . Foram medidas as birrefringências em três 3 modos de ressonância transversal consecutivos em 3.2, 3.6 e 4.0 MHz. O resultado do experimento é mostrado na Figura 4.35.

O gráfico é mostrado com a escala direta de f em kHz embora as retas sejam obtidas com f^2 na regressão linear, conforme a equação 4-14. A inclinação da reta encontrada para cada arame é usada como medida de sua

¹⁰Ver critérios da escolha das frequências de ressonância na seção 4.2

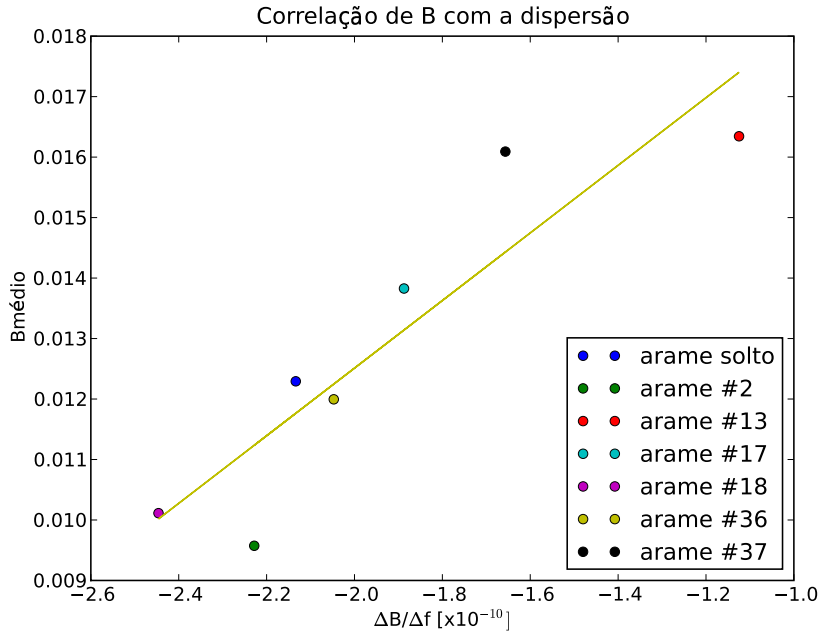


Figura 4.36: Correlação de B com a dispersão em frequência.

dispersão em frequência. Este é o parâmetro que deve ser testado quanto a sua correlação com B_0 (assume-se que $B = B_0$ pois o riser não está carregado).

A correlação de B com a dispersão em frequência é mostrada na Figura 4.36. O coeficiente de correlação de Pearson é de 0.918, ainda assim, a relação não é totalmente convincente. Alguns valores anômalos parecem comprometer o uso da curva na estimativa de B_0 , uma vez que nestes casos o valor de tensão mecânica seria incorretamente estimado.

Uma possível explicação para a existência de pontos anômalos seria a interferência acústica devida à camada anterior do riser, observado na seção 4.4.4. Para examinar esta hipótese alguns arames foram retirados do riser e o experimento foi cuidadosamente repetido, evitando-se trabalhar com ressonâncias onde houvessem picos duplos. Os novos dados, no entanto, contradizem o experimento anterior, como pode ser visto nas Figuras 4.37 e 4.38.

A segunda técnica descrita na literatura para estimar a textura utilizando apenas ondas transversais, a qual apresentaria uma melhor correlação no caso do aço carbono segundo a referência [64], é a variação do coeficiente de atenuação com a frequência. Ou seja, a relação de amplitudes dos sinais obtidos para várias ressonâncias, como mostrado na Figura 4.8, guardaria uma relação direta com a característica de textura do material. Este fenômeno também não apresentaria dependência com a tensão, permitindo assim o seu uso para resolver a ambiguidade da birrefringência. Foram realizados

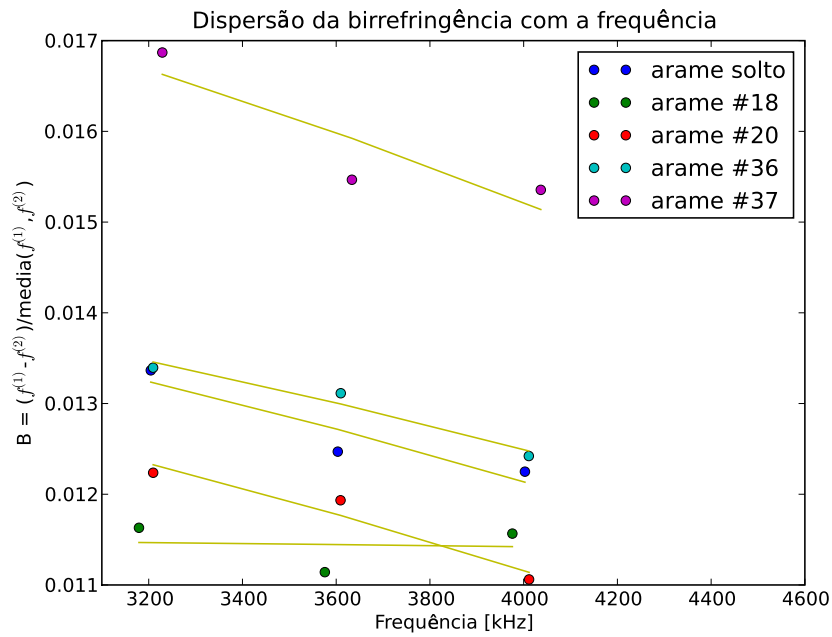


Figura 4.37: Dispersão da birrefringência com a frequência para arames retirados do riser.

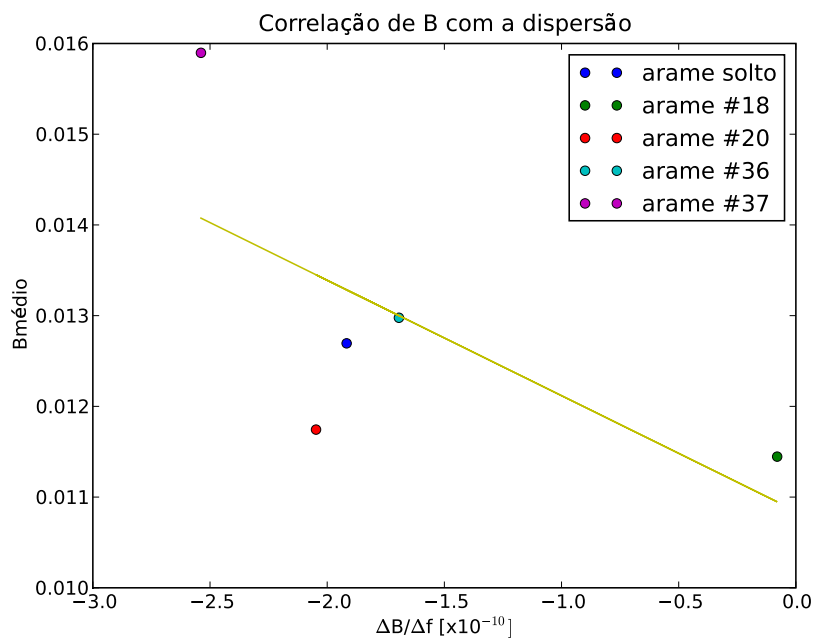


Figura 4.38: Correlação de B com a dispersão em frequência para arames retirados do riser.

alguns experimentos com este propósito porém a correlação esperada não foi encontrada.

A dificuldade em reproduzir estes resultados da literatura mesmo em um experimento controlado de laboratório é desencorajadora quanto ao seu futuro uso em campo. Até onde os testes realizados permitem concluir, a resolução da ambiguidade entre textura e tensão no método da birrefringência permanece como um problema em aberto.

4.4.6

Atenuação por contato direto

O efeito de atenuação causado pela fita adesiva observado na seção 4.4.4 motivou a realização de novos experimentos. Nos testes anteriores observou-se que, além de um alargamento do espectro de ressonância, ocorria também uma significativa redução de amplitude do pico e uma pequena alteração de sua frequência central. Os experimentos desta seção têm como objetivo analisar estes fenômenos. É importante destacar que muitos risers flexíveis fabricados nos últimos anos possuem uma camada de fita adesiva aplicada sobre os arames, cujas características exatas não são conhecidas. Risers mais antigos, ainda em produção, não possuem esta camada de adesivo.

O primeiro experimento compara o espectro de um arame de referência (solto) com o mesmo durante a aplicação de uma atenuação manual. O arame foi simplesmente pressionado, em sua face oposta ao transdutor, com o dedo do operador. O resultado é mostrado na figura 4.39.

A diferença entre os dois espectros, com e sem atenuação, é bastante clara. Comparando as duas amplitudes em Volts obtém-se uma atenuação de cerca de -17.9 dB . Esta redução em amplitude está associada a maior perda de energia que ocorre na superfície do arame em função do acoplamento forçado contra o dedo do operador. A nova interface oferece resistência ao movimento natural das ondas cisalhantes, que tenta deslocar as partículas do aço tangencialmente a superfície. Na situação original as partículas não encontravam resistência a este movimento pois a superfície estava livre. A redução significativa na amplitude do sinal elétrico é, portanto, esperada.

Em seguida, duas metodologias são utilizadas para analisar o que ocorre com a largura do espectro de ressonância, ambas baseadas no modelo desenvolvido na seção 3.4. A primeira métrica, obtida diretamente sobre os pontos do espectro, é a largura a meia altura ou FWHM. Esta largura passa de 1.359 kHz, no arame solto, para 4.312 kHz no caso atenuado. Os valores de FWHM obtidos podem ser aplicados sobre uma das curvas mostrada na Figura 3.11 como

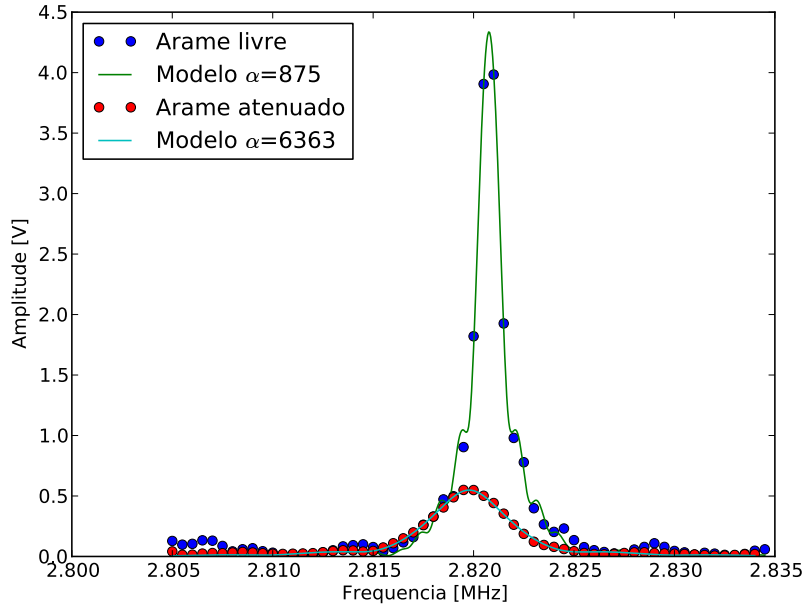


Figura 4.39: Comparação do espectro do arame de referência com atenuação manual. A largura a meia altura é 1.359 kHz no arame solto e 4.312 kHz no caso atenuado.

forma de estimar o coeficiente de atenuação α . Por este procedimento, os valores de α obtidos para o arame solto e atenuado foram, respectivamente, 957 e 6126 s^{-1} .

A segunda forma de estimar o coeficiente α a partir do modelo da equação 3-32 é através de uma regressão por mínimos quadrados com todos os pontos obtidos no experimento. Por este procedimento, estima-se 875 e 6363 s^{-1} , demonstrando a consistência entre os dois métodos. Ainda que as duas metodologias sejam derivadas de um mesmo modelo matemático e a consistência seja esperada, é animador que o método do FWHM, mesmo utilizando pouquíssimos pontos dentre todos aqueles adquiridos, obtenha um resultado semelhante a regressão completa.

Outra análise crítica que pode ser feita utilizando a mesma expressão do modelo é a relação entre o alargamento da curva e sua redução em amplitude. Segundo a equação 3-32, a amplitude do sinal é inversamente proporcional a α . Substituindo os valores de α obtidos na regressão estima-se um fator de atenuação em amplitude de $20\log(875/6363) = -17.2 \text{ dB}$. Este valor é aproximadamente igual ao obtido diretamente a partir dos picos do gráfico (-17.9 dB), o que, mais uma vez, indica a consistência do modelo teórico.

No segundo experimento a atenuação é produzida pela aplicação de uma fita adesiva Scotch 750 3M sobre o arame, na face oposta ao transdutor, sendo este novamente comparado com o caso solto. Os espectros resultantes são

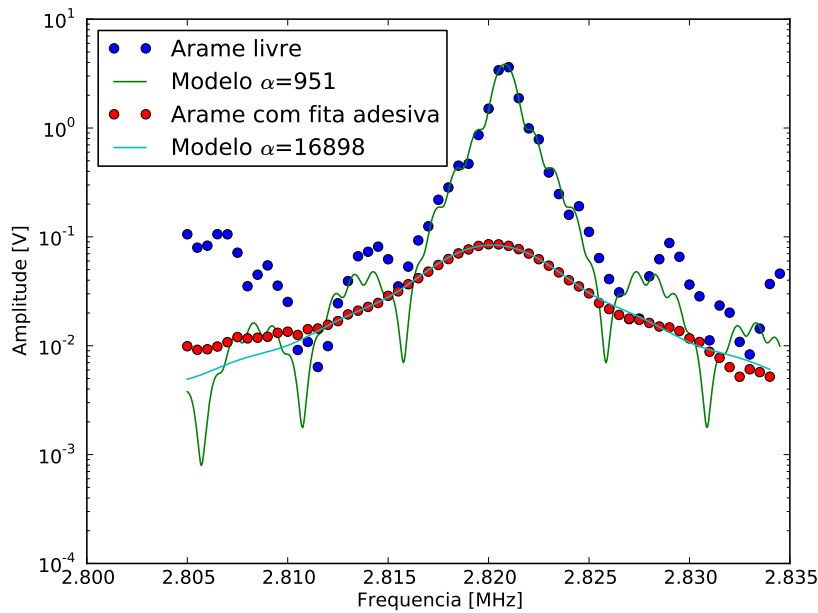


Figura 4.40: Comparação do espectro do arame de referência com atenuação por fita adesiva. O gráfico é mostrado em escala logarítmica pois a diferença de amplitude entre os dois espectros é muito grande. A largura a meia altura é 1.375 kHz no arame solto e 7.223 kHz no caso atenuado.

mostrados na Figura 4.40, desta vez com o eixo vertical em escala logarítmica.

A comparação das amplitudes com (3.85V) e sem a fita adesiva (85.4mV) da Figura 4.40 fornece um fator de -33.1 dB . O alargamento do FWHM de 1.375 kHz para 7.223 kHz e os valores de α de 951 e 16898 s^{-1} , obtidos pela regressão por mínimos quadrados, mostraram-se consistentes. O experimento registrou porém uma discrepância na estimativa da atenuação em amplitude a partir do α , fornecendo um valor de -25.0 dB .

O experimento novamente executado com a retirada e recolocação de outra fita adesiva do mesmo tipo. Todos os valores sofreram pequenas variações nesta segunda realização, porém a discrepância entre fatores de atenuação em amplitude permanece. A partir da amplitude dos picos de ela é de -31.1 dB e, pelo α o fator obtido é -24.1 dB .

Especula-se que a discrepância encontrada no experimento da fita adesiva pode ser explicada por um segundo efeito físico, além da resistência que é imposta ao movimento das partículas. A fita adesiva possui uma camada plástica de Polipropileno de 0.038 mm de espessura o que poderia produzir um segundo eco de ultrassom com um atraso da ordem de dezenas de nanossegundos¹¹. Se este efeito seria capaz de provocar uma alteração na largura

¹¹Para uma velocidade de propagação no Polipropileno de 1200 m/s para onda cisalhante, segundo página do NPL (National Physical Laboratory) - Inglaterra.

Tabela 4.3: Resumo dos experimentos de atenuação com diversos materiais.

Experimento	$G_A[dB]$	$G_\alpha[dB]$	$\Delta f/f_0[\times 10^6]$
Espuma	-2.8	+4.1	+19
Borracha (1)	-4.0	+4.7	+79
Papel molhado	-7.2	+6.6	+108
Borracha (2)	-18.9	+18.9	+169
Manual	-17.9	+17.2	-351
Fita isolante	-20.2	+18.5	-338
Fita adesiva (1)	-31.1	+24.1	-103
Fita adesiva (2)	-33.1	+25.0	-220

do espectro de ressonância permanece como dúvida, uma vez que é possível simular numericamente tal comportamento, porém a dependência de muitos fatores desconhecidos como o acoplamento acústico não permite conclusões.

Outros testes de atenuação foram realizados com diversos materiais como fita isolante, borracha com dois níveis de pressão, espuma e papel molhado. Os resultados estão consolidados na Tabela 4.3. Observa-se uma boa consistência nos ganhos (atenuações) de amplitude (G_A) e α (G_α), sendo a fita adesiva a principal exceção, ainda que com boa reprodutibilidade.

Quanto a variação da frequência central, não é possível afirmar que exista uma dependência direta com o fator de atenuação. Nos dados da Tabela 4.3 notam-se variações da frequência de ressonância tanto positivas quanto negativas. Na Figura 4.41, por exemplo, é possível identificar claramente a variação positiva da frequência de ressonância para uma folha de papel molhado em contato com o arame.

Para efeito de comparação, pode-se utilizar o coeficiente C_A já obtido em outros experimentos com o arame (ver Figura 4.17), para encontrar uma equivalência entre o $\Delta f/f_0 = -351 \times 10^{-6}$ e um carregamento de 33.8 MPa . Ainda que a presença ou não da fita adesiva ou seu efeito seja tratado como incógnica, uma incerteza desta ordem de grandeza piora o método mas não chega a inviabilizá-lo como critério de identificação dos arames rompidos.

4.4.7

Atenuação por *liftoff*

Para verificar a atenuação do sinal com o *liftoff*, isto é, o espaçamento entre o transdutor EMAT e o arame, foram realizados experimentos empilhando camadas de folhas plásticas com cerca de 1.05 mm de espessura cada. O teste tem como objetivo simular o efeito da capa plástica do riser, que tipicamente possui entre 7 e 10 mm de espessura, em um ambiente controlado e sem outros

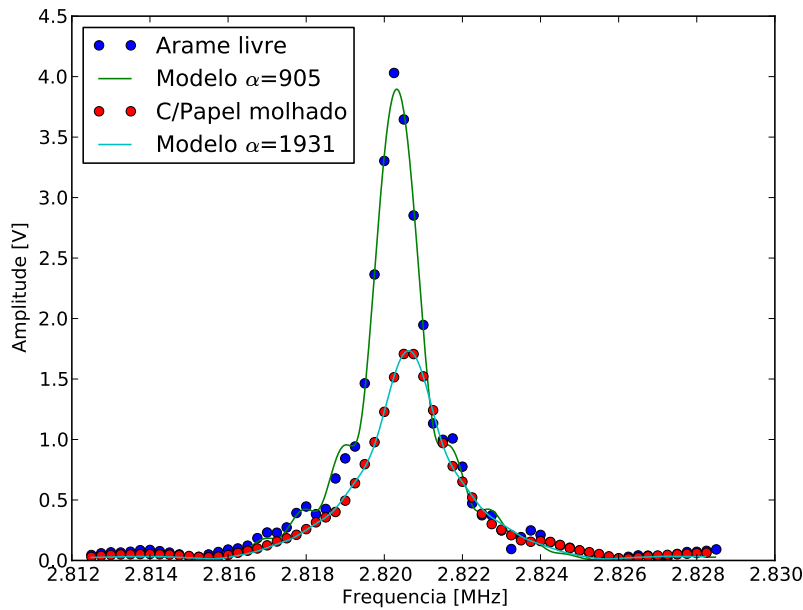


Figura 4.41: Comparação do espectro do arame de referência com atenuação com uma folha de papel molhado em contato com o arame. A largura a meia altura é 1.348 kHz no arame solto e 2.051 kHz no caso atenuado.

fatores de atenuação.

Como a variação de amplitude do sinal é muito grande, o teste foi realizado em etapas, sempre comparando dois *liftoff*'s consecutivos. Ou seja, o sinal obtido em contato direto¹² é comparado ao sinal de uma chapa plástica, o sinal de uma chapa é então comparado com o de duas, e assim sucessivamente. Esta abordagem possui vantagens. A comparação de *liftoff*'s consecutivos é realizada sempre com a mesma configuração de parâmetros do equipamento, o que inclui o mesmo ganho do receptor analógico, a mesma taxa do integrador e a mesma potência do transmissor. A diferença de potência é então estimada diretamente a partir da razão entre as amplitudes dos espectros enquanto todos os demais parâmetros são constantes. Não há, portanto, o risco de que uma não-linearidade em qualquer um dos ajustes do equipamento possa corromper o resultado do experimento.

A Figura 4.42 mostra um exemplo de um dos experimentos realizados, neste caso comparando o espectro de ressonância com 3 e 4 folhas plásticas entre o transdutor e a amostra. A redução na potência do sinal é estimada em -8.3 dB a partir do pico da função que aproxima os dados.

Poderia-se argumentar que, dentro da premissa de não depender da linearidade dos controles de ganho e potência do equipamento, o ideal seria

¹²O que é chamado de “contato direto” aqui refere-se, de fato, a um *liftoff* mínimo de 0.25 mm devido a uma camada de fita protetora aplicada sobre a bobina do transdutor.

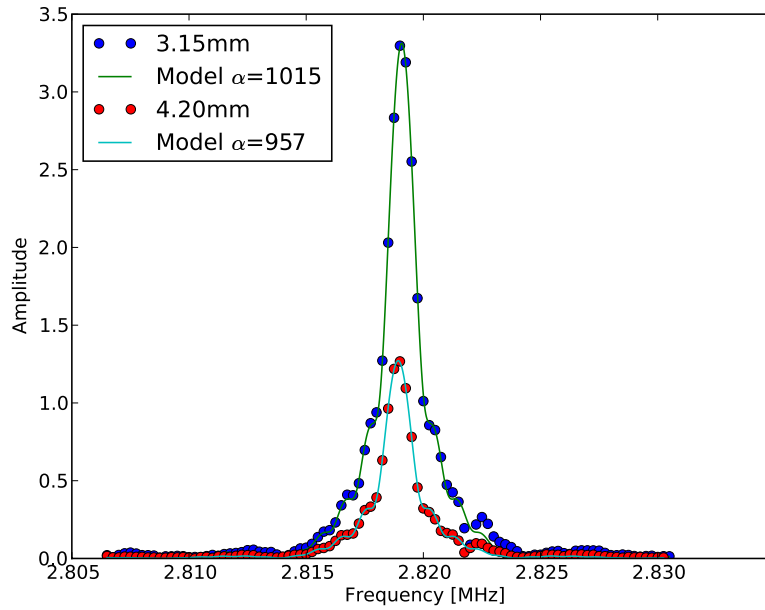


Figura 4.42: Variação na amplitude do espectro de 3 para 4 camadas plásticas. A perda de potência é estimada em 8.3 dB.

realizar todos os experimentos com a mesma configuração. Esta idéia foi descartada pois, uma vez que há uma grande variação na amplitude do sinal entre os casos extremos dos experimento (0 e 9 camadas), exigiria um conversor analógico-digital com enorme faixa dinâmica. Optou-se assim pela solução intermediária já citada, onde os parâmetros do RAM-5000 são otimizados dois a dois para uma boa amplitude do sinal de n camadas e depois mantidos constantes para a aquisição do sinal com $n + 1$ camadas. A Figura 4.43 mostra o resultado consolidado de todos os 9 experimentos.

Considerando-se os casos extremos considerados a atenuação de potência foi de -64.8 dB, para uma variação total de *lift-off* máximo de 9.45 mm. Como mostra a Figura 4.43, a queda em potência em escala logarítmica é aproximadamente constante em relação à distância do transdutor, cerca de -6.85 dB/mm.

Com 9 camadas do espaçador plástico, porém, a amplitude do espectro aproxima-se do nível de ruído do experimento. Isto pode ser observado na Figura 4.44. Não é possível melhorar a relação sinal/ruído mostrada no gráfico senão pelo aumento da potência do sinal transmitido. De fato, o limite deste experimento impôs-se em função desta potência, não pela capacidade do equipamento mas sim devido a falta de casamento de impedância com a bobina do transdutor. O problema em se utilizar cargas com casamento ruim ou muito reativo é que estas provocam o acionamento dos circuitos de proteção do

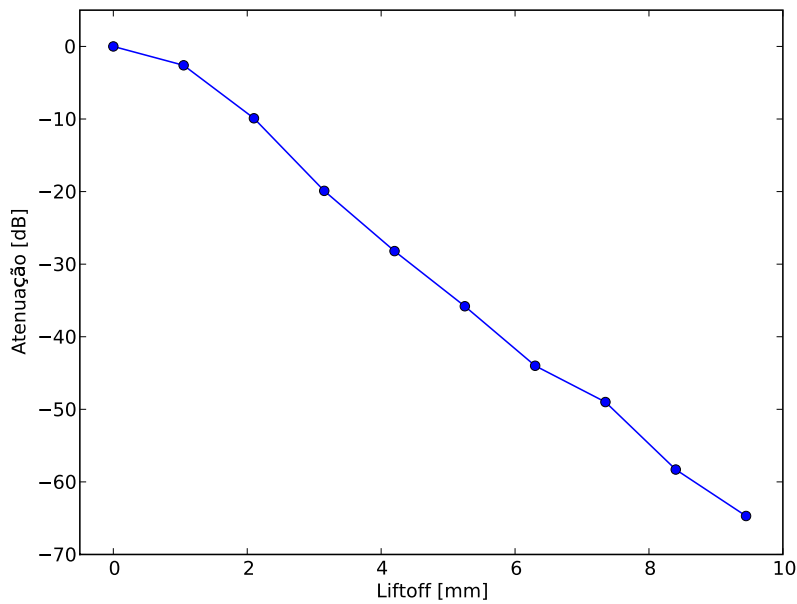


Figura 4.43: Atenuação do sinal em função do *lift-off*. A atenuação de potência com o *lift-off* máximo de 9.45 mm é de -64.8 dB em relação ao contato direto.

amplificador por causa das reflexões, limitando o valor máximo de potência utilizável.

O *lift-off* máximo obtido de 9.45 mm, com mais 0.25 mm da fita protetora do transdutor, situa-se no limite descrito pelas pesquisas mais recentes em EMAT. Em sua maioria, os trabalhos técnicos apresentam valores práticos bem inferiores, como 2.8 mm [65] e 2.67 mm [41]. A curva da Figura 4.43 é praticamente idêntica a que foi obtida em [66] com *lift-off* máximo de 10 mm para o transdutor de imã permanente.

Há margem porém para atingir *lift-offs* maiores. Além do casamento de impedância já mencionado, que permitirá colocar maior potência na bobina, é possível otimizar o projeto do transdutor para favorecer a magnetização perpendicular a superfície do arame mesmo a grandes distâncias. Para testar esta hipótese, um segundo imã foi colocado na parte traseira do arame solto, a cerca de 15 mm de distância, com objetivo de guiar o fluxo magnético. O resultado do experimento foi um aumento de 3.8 dB no nível do sinal com 9 camadas plásticas.

A última análise realizada sobre os dados de *lift-off* é sua influência no valor da frequência central de ressonância. Parece haver, inicialmente e para valores pequenos de *lift-off*, uma tendência a redução da frequência de ressonância, como mostrado da Figura 4.45. Esta tendência, no entanto, não se manteve ao longo de todos os experimentos, impossibilitando afirmar qualquer

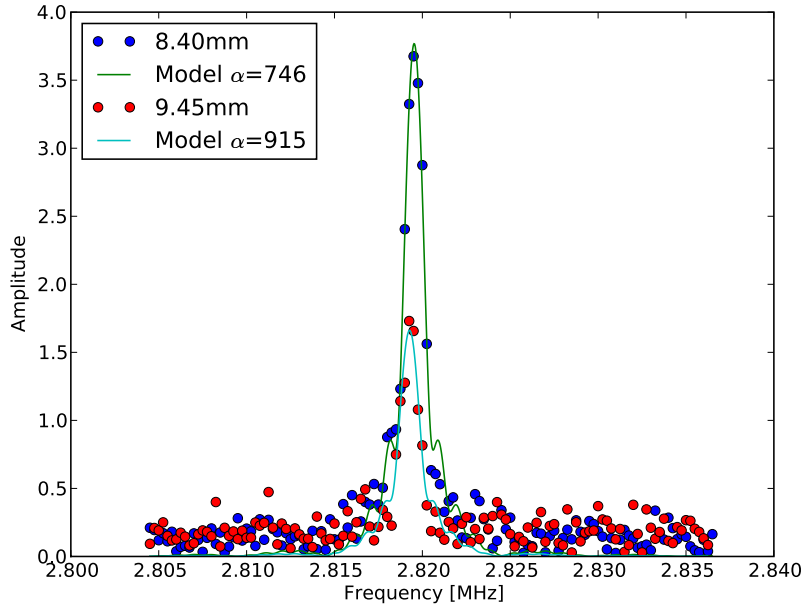


Figura 4.44: Espectros com 8 e 9 camadas plásticas mostrando o nível de ruído de fundo. A perda de potência é estimada entre os dois sinais é de -6.4 dB . O nível de ruído fica nítido na comparação com o gráfico da Figura 4.42.

comportamento sistêmico da relação $f_0 \times \text{liftoff}$.

A variação observada na frequência de ressonância pode ser bem explicada, por exemplo, pela perturbação no posicionamento do transdutor, uma vez que a cada camada é necessário separar o arame e depois reposicionar o mesmo sobre a nova pilha de espaçadores. Considerando-se os valores extremos obtidos no teste e normalizando pela frequência central, obtém-se uma variação adimensional $\Delta f/f_0 = 451 \times 10^{-6}$. Caso esta variação fosse provocada por um carregamento no arame, este seria equivalente a cerca de 43.4 MPa , utilizando-se o coeficiente C_A da Figura 4.17.

Em [41] há o registro de um *liftoff* de 2.67 mm associado a uma redução de até 0.45% na frequência de ressonância. Argumenta-se porém que, como esta redução influencia as duas polarizações, a variação na birrefringência é usualmente uma ordem de grandeza menor.

4.4.8

Medição através da capa do riser

Os resultados obtidos nas duas últimas seções (4.4.7 e 4.4.6) conduzem a uma perspectiva negativa quanto ao uso da técnica de ressonância magnetoacústica através da capa do riser. Isto é, com cerca de 30 dB de atenuação devido a fita adesiva existente na maioria dos risers e ainda os quase 10 mm

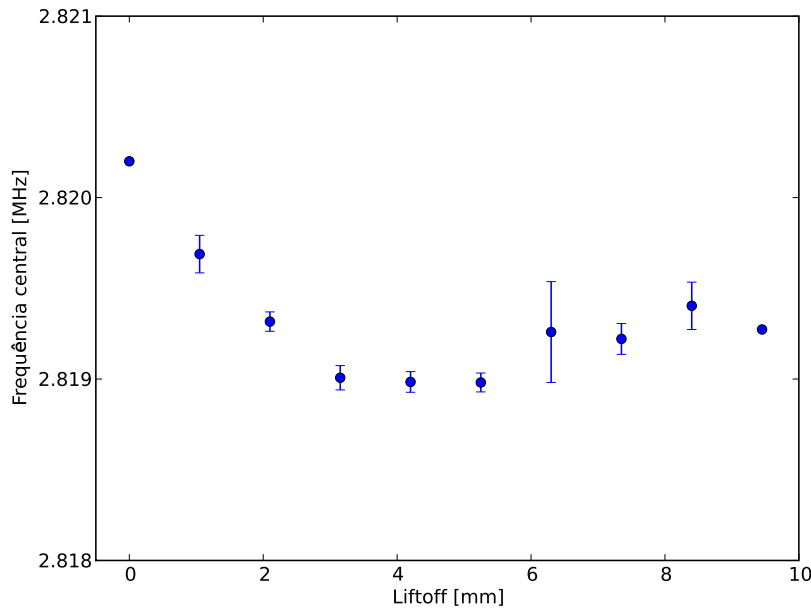


Figura 4.45: Variação da frequência de ressonância com o *lift-off*.

de *lift-off* de capa plástica, provocando cerca de 70 *dB* de atenuação adicional, o sinal resultante seria extremamente débil. A tecnologia atual de amplificadores de potência e de transdutores EMAT dificilmente seria capaz de vencer praticamente 100 *dB* de atenuação no sinal, comparado ao contato direto com o arame.

Uma possibilidade interessante, no entanto, é transformar a metodologia de inspeção do riser em um ensaio semi-destrutivo, à semelhança da tradicional técnica do furo cego que modifica a peça que está sendo examinada ainda que sem comprometer o seu funcionamento.

No caso da ressonância magnetoacústica, a modificação necessária na peça para viabilizar o método seria reduzir localmente a espessura da capa plástica. Esta redução poderia ser feita em campo, mantendo uma quantidade remanescente de capa tal que ainda assim garantisse as características de resistência e estanqueidade exigidas. Desta forma, os arames não seriam expostos ao ambiente marítimo corrosivo como ocorre com outras técnicas.

O riser utilizado em laboratório possui algumas camadas extras além daquelas mostradas em esquemáticos tradicionais como o da Figura 1.1. Sobre os arames de tração há uma camada de fita adesiva, já mencionada, seguida por duas malhas sobrepostas de Kevlar, somando aproximadamente 1 *mm* de espessura. A camada de termoplástico é instalada sobre esta malha de Kevlar, acrescentando então de 9.5 a 10.0 *mm* de *lift-off*.

O primeiro experimento consistiu em medir um espectro de ressonância

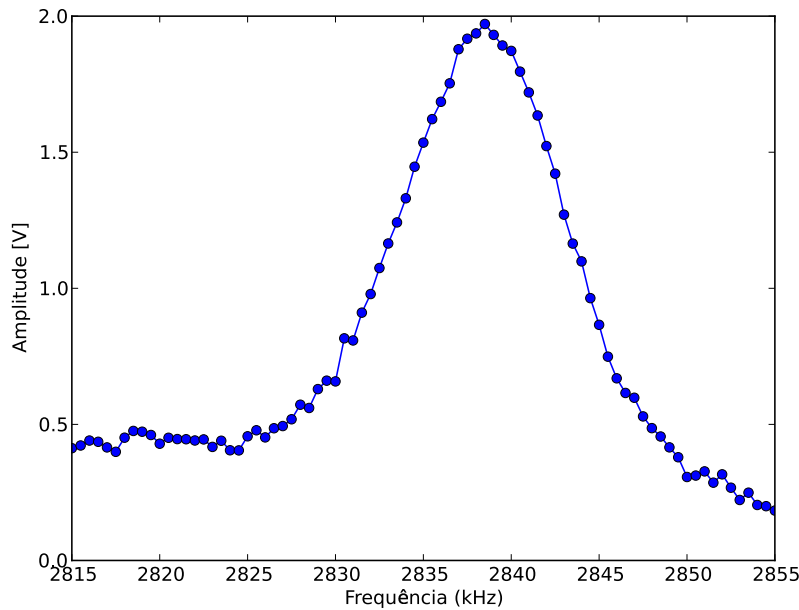


Figura 4.46: Medida de ressonância do arame através da camada de Kevlar. Esta é a sétima ressonância paralela do arame 17. A camada de Kevlar é composta por duas malhas sobrepostas, com cerca de 1 *mm* de *lift-off*.

sobre a camada de Kevlar, em um trecho onde o termoplástico havia sido completamente retirado. O objetivo deste experimento é demonstrar a capacidade de acoplamento do EMAT com a fita adesiva do riser e também qual o efeito da mesma no alargamento do espectro. O resultado é mostrado na Figura 4.46, com um pico de ressonância muito bem caracterizado.

Foi executado então um procedimento de usinagem para reduzir a espessura da capa do riser localmente. No ambiente de laboratório, esta usinagem foi realizada com uma fresadora ferramenteira tradicional, permitindo um controle fino da quantidade de material retirada. Em campo, o mesmo resultado terá que ser obtido com um equipamento específico. É possível que algum modelo de máquina biseladora de tubos, etapa que precede a soldagem, possa ser adaptada para esta função.

Ao fim do processo de usinagem foi aberta uma janela de espessura reduzida. A quantidade remanescente de capa plástica dentro desta janela, sem considerar as malhas de Kevlar, é de aproximadamente 5 *mm*. A Figura 4.47 mostra o resultado da usinagem já com um transdutor EMAT posicionado dentro da janela de inspeção.

Como esperado, a dificuldade em obter um bom espectro de ressonância nestas condições aumentou consideravelmente quando comparado ao experimento com as malhas de Kevlar apenas. A impedância do transdutor foi otimizada com o uso de uma rede L de casamento de impedância com capaci-



Figura 4.47: Transdutor montado sobre a capa do riser. A janela onde está posicionado o transdutor tem espessura remanescente de 5 mm (apenas o plástico). Há ainda uma camada de fita adesiva e duas camadas de Kevlar até chegar no arame.

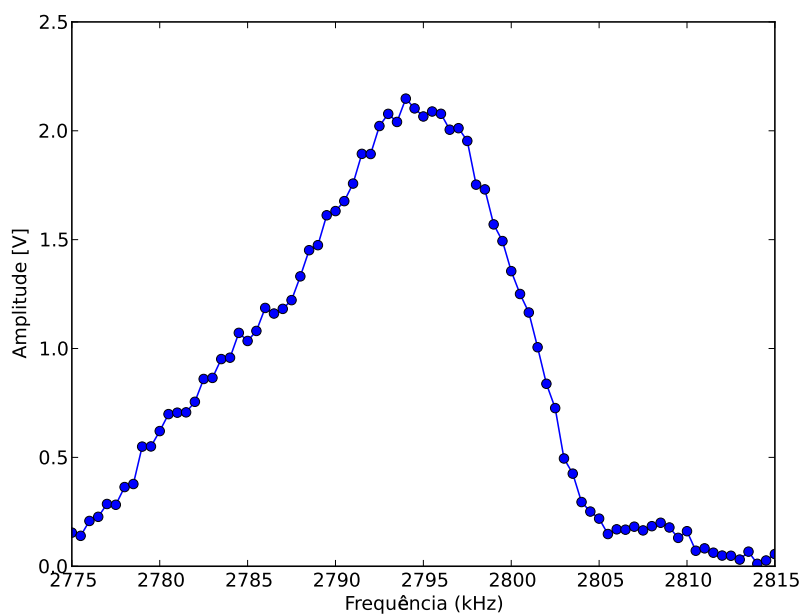


Figura 4.48: Medida de ressonância do arame através da capa do riser. Esta é a sétima ressonância perpendicular do arame 17. A capa possui cerca de 5 mm de plástico e duas camadas de Kevlar (mais 1 mm).

tores de alta voltagem. Isto permitiu utilizar níveis de potência mais elevados no RAM-5000.

A Figura 4.48 mostra um espectro de ressonância obtido através da janela de espessura reduzida. Naturalmente, o arame mostrado foi escolhido por apresentar uma das maiores intensidades de sinal mesmo sem a capa. É provável que, todas as demais condições permanecendo iguais, nem todos os arames apresentem ressonâncias detectáveis por este transdutor, devido as variações entre arames já observadas.

Os resultados obtidos nesta seção demonstram a viabilidade da técnica para medição de ressonâncias acústicas através da capa plástica do riser com transdutores EMAT. A inspeção de todos os arames do riser seria possível com a otimização do projeto mecânico e eletromagnético do transdutor, uma vez que a tecnologia atual de eletrônica de potência e amplificação de sinais já parece ser capaz de atender as necessidades de um sistema real para inspeção em campo. Risers de projeto mais antigo, construídos sem a fita adesiva, provavelmente seriam passíveis de inspeção mesmo se a redução da espessura da capa plástica.

5

Conclusões e trabalhos futuros

Este trabalho estudou variações de técnicas eletromagnéticas para inspeção ou monitoramento de risers flexíveis com o objetivo principal de identificar arames de tração que estejam rompidos. Comparados a outros métodos de inspeção, aqueles que são baseados em eletromagnetismo destacam-se por ser capazes de operar através da capa plástica do riser, sendo, portanto, os únicos com potencial de atender este objetivo de forma não invasiva. A camada plástica do duto não oferece obstáculo para a propagação eletromagnética e sua principal consequência prática é implicar em um significativo espaçamento entre o sensor e a peça sob inspeção, o chamado *lift-off*.

A pesquisa bibliográfica mostrou que as propriedades magnéticas do arame, assim como outros materiais ferromagnéticos, apresentam diversas formas de dependência com a tensão mecânica. Através de simulações e experimentos práticos verificou-se que a variação destas propriedades pode de fato ser detectada através da capa plástica. No entanto, o *lift-off* elevado e a ausência de controle sobre determinadas características de construção do riser, principalmente a separação entre arames, tornam o problema bastante complexo. Isto é, embora demonstre-se a sensibilidade ao fenômeno de carregamento mecânico, não são conhecidos modelos que permitam resolver o problema inverso ou, em outras palavras, a estimativa da tensão mecânica a partir dos sinais elétricos ou eletromagnéticos observados externamente. Problemas inversos como este são tipicamente muito difíceis de serem resolvidos mas, neste caso, a geometria desfavorável e não totalmente conhecida parece torná-lo francamente impossível.

O destaque na direção do uso de métodos puramente magnéticos para detectar arames rompidos deve ser dado ao equipamento desenvolvido pelo grupo do MAPS, da Inglaterra. Embora o autor não tenha nenhuma participação neste desenvolvimento, ele acompanhou os testes realizados pelos pesquisadores do CENPES no laboratório da COPPE/UFRJ. O desenvolvimento do MAPS segue a mesma metodologia de simulações eletromagnéticas e experimentos da parte inicial deste trabalho, avançando porém na construção de um protótipo em escala real. A conclusão do experimento MAPS é seme-

lhante à obtida aqui, isto é, confirma-se que a técnica apresenta sensibilidade suficiente para detectar arames rompidos. Na impossibilidade de resolver o problema inverso, a forma de uso sugerida para o MAPS é uma solução de monitoramento, a ser permanentemente montada sobre o duto, registrando as respostas eletromagnéticas. A detecção de arames rompidos seria obtida pela variação destas respostas, isto é, uma alteração no padrão ou na “assinatura” dos sinais eletromagnéticos do conjunto de arames do riser.

O questionamento que deve ser feito a respeito do desempenho do MAPS é primeiramente a confiabilidade de longo prazo. Os testes realizados neste trabalho indicam que mesmo um deslocamento ínfimo no posicionamento do sensor eletromagnético pode provocar alterações no padrão de sinais tão relevantes quanto o próprio carregamento dos arames. Não se conhece o comportamento da montagem mecânica e da eletrônica do sistema a longo prazo, se ela seria estável o suficiente para manter rigorosamente a mesma assinatura magnética durante meses ou anos. Deve-se lembrar que o ambiente é agressivo e uma corrosão nas bobinas ou demais componentes eletrônicos pode alterar as medições. Além disso, alguns arames rompidos no teste da COPPE não foram detectados pelo MAPS, levantando dúvidas tanto quanto a possibilidade de falso-positivos quanto falso-negativos.

As dificuldades observadas nos testes realizados com sensores magnéticos motivaram o direcionamento da pesquisa para uma nova técnica, que até então não havia sido proposta para este problema. Esta técnica, a ressonância magnetoacústica (EMAR), utiliza o eletromagnetismo apenas como mecanismo de acoplamento. O princípio físico associado com a medição da tensão mecânica passa a ser a acustoelasticidade (variação da velocidade de propagação), uma teoria tradicional e bem estabelecida que não sofre da dificuldade do problema inverso como no caso magnético. No EMAR o eletromagnetismo é o meio e não o mecanismo fim de medição. Se a qualidade do acoplamento eletromagnético se altera, pode-se até dificultar o processo de medição como um todo, porém, não há o comprometimento direto na estimativa da grandeza física pretendida.

A ressonância magnetoacústica foi analisada detalhadamente, primeiro do ponto de vista teórico e depois através de uma série de experimentos realizados com arames de risers. Na parte teórica foram discutidos os mecanismos de acoplamento dos transdutores de ultrassom eletromagnéticos (EMAT) e as vantagens deste método quando comparado a utilização tradicional da acustoelasticidade com transdutores piezelétricos. Neste item, destaca-se a maior resolução na medição da velocidade de propagação em comparação ao método de pulso-eco e a robustez quanto a pressão exercida sobre o transdutor, que é um problema no caso piezelétrico mas que não se aplica ao EMAT pois o sinal

de ultrassom é gerado no próprio material.

Foi desenvolvido um novo modelo para a função do espectro de ressonância acústica gerado e recebido por transdutores EMAT e um sistema receptor super-heteródino com integração de fase. A função apresentada é capaz de descrever características do espectro de ressonância que não eram previstas no modelo até então disponível na literatura, modelo este que advogava o uso da função Lorentziana para este fim. Os experimentos realizados demonstraram que o modelo proposto é superior e pode ser usado para otimizar a escolha dos parâmetros de inspeção como, por exemplo, a duração do surto e a largura da janela de integração. O novo modelo também apresenta novas possibilidades de estimativa do coeficiente de atenuação do material sob análise.

Soma-se então a esta técnica o método da birrefringência acústica, que trabalha com duas polarizações perpendiculares da onda de ultrassom. Com o uso do parâmetro de birrefringência, ganha-se robustez quando a variações indesejadas de modo comum como, por exemplo, na espessura dos arames ou na temperatura ambiente. Os experimentos realizados comprovam esta característica. Embora tenha sido observada uma pequena parcela do efeito da temperatura que não foi totalmente cancelada pela birrefringência, pode-se optar entre ignorar este efeito (dependendo da acurácia desejada) ou então compensá-lo com o uso de um sensor adicional de temperatura.

Os experimentos realizados com o carregamento direto do arame demonstram a excelente sensibilidade da técnica à variável de interesse. Demonstra-se também que a variação entre o arame carregado (carga nominal de trabalho) e o arame rompido é mais de uma ordem de grandeza superior ao erro médio da estimativa de tensão mecânica por esta técnica.

Um trecho de riser real foi usado como base para experimentos onde foram comparados os valores de birrefringência de diferentes arames e ao longo do mesmo arame. No primeiro teste, observou-se uma variação significativa entre arames, mostrando que a influência da textura do material na birrefringência pode facilmente exceder o efeito de interesse que é a medição de tensões. Este problema, chamado ambiguidade na birrefringência, é conhecida uma limitação da técnica. A literatura documenta casos práticos nos quais a textura permanece constante de forma a permitir que a ambiguidade seja ignorada o que, infelizmente, provou-se não ser o caso dos arames do riser. Quanto ao segundo experimento, realizado ao longo do arame, foi observada uma variação periódica que pode ser suprimida com a amostragem de uma região suficientemente grande do arame.

Algumas alternativas foram testadas para resolver o problema da ambiguidade na birrefringência. Os resultados para dispersão da birrefringência

com a frequência e dependência da atenuação também com a frequência foram negativos. Até onde os experimentos realizados permitem concluir, a resolução da ambiguidade entre textura e tensão mecânica no método da birrefringência acústica permanece como um problema em aberto.

Apesar do desconhecimento da textura dos arames invalidar a expectativa de aplicação da técnica na medição da tensão absoluta, que poderia ser um método de inspeção capaz de discriminar instantaneamente arames íntegros e partidos, duas metodologias alternativas são propostas:

- Um método baseado em assinaturas de birrefringência semelhante ao que foi utilizado no MAPS. Em um primeiro momento seria registrada a assinatura das birrefringências, isto é, o valor de cada arame. Após um certo período de tempo, por exemplo, um ano, o riser poderia ser novamente inspecionado obtendo-se uma nova assinatura. A diferença de carregamento dos arames, evidenciando os arames que se romperam no período, seria obtida a partir da diferença entre as assinaturas de birrefringência.
- Um método de inspeção capaz de medir as pequenas variações de carga devidas ao movimento do riser com as ondas, marés ou com a própria plataforma. Arames íntegros são solidários a estes pequenos carregamentos, apresentando variações dinâmicas em suas birrefringências. Arames partidos são insensíveis a este efeito e poderiam assim ser discriminados.

Após identificadas as formas possíveis de aplicação da técnica, os últimos experimentos foram realizados com ênfase em analisar a dificuldade de acoplamento em um riser real através da capa polimérica. Duas principais fontes de atenuação do sinal do EMAT foram identificadas. A primeira, já esperada, é a atenuação do sinal eletromagnético devido ao *lift-off* de cerca de 10 *mm*. A segunda é o forte amortecimento das ondas mecânicas na peça provocadas por uma camada de fita adesiva que é colada sobre os arames durante a construção do duto. Individualmente, estas fontes de atenuação seriam plenamente administráveis, permitindo ainda assim a obtenção de espectros de ressonância dos arames. No entanto, somados os dois efeitos, a atenuação total é da ordem de 100 *dB*, o que parece estar fora do alcance da tecnologia atual.

É proposto então um procedimento de inspeção semi-destrutivo, a semelhança da tradicional técnica do furo cego que modifica a peça que está sendo examinada ainda que sem comprometer o seu funcionamento. Neste caso a camada externa do riser, a capa polimérica, seria reduzida localmente em espessura, através de pequenas janelas, com objetivo de diminuir o *lift-off*. Limita-se assim um dos fatores de atenuação identificados. Os experimentos

realizados demonstraram a viabilidade deste procedimento, com a obtenção de um espectro de ressonância em um riser onde a camada plástica remanescente era de aproximadamente 5 mm.

As conclusões e resultados parciais obtidos neste trabalho motivam a pesquisa e o desenvolvimento de uma série de trabalhos futuros, alguns dos quais, inclusive, já encontram-se em andamento:

- O desenvolvimento de uma eletrônica própria de excitação e recepção para transdutores EMAT abre possibilidade para uma série de novas aplicações de inspeção. Desde medida de corrosão em dutos rígidos até construção de equipamentos para uso em campo, a nacionalização desta tecnologia é um objetivo estratégico a ser perseguido.
- O novo modelo da curva de ressonância acústica fornece ferramentas para a pesquisa de uma nova metodologia para determinação do coeficiente de atenuação de materiais. Este coeficiente de atenuação está relacionado a diversas propriedades físicas dos materiais e tem aplicação em estudos de caracterização dos mesmos.
- A operacionalização do método proposto para aplicação em campo envolve ainda um esforço significativo de desenvolvimento e engenharia, incluindo projeto de manipuladores e transdutores.
- O projeto de transdutores EMAT em si é uma área de pesquisa ampla com inúmeras possibilidades acadêmicas na área de eletromagnetismo. A literatura não descreve, por exemplo, as diversas técnicas que precisam ser empregadas para construir um transdutor EMAT para grandes *liftoffs*, de forma a evitar a geração de ondas mecânicas no imã permanente. Técnicas como a utilização de ferritas misturadas a materiais viscoelásticos foram testadas de forma exploratória pelo autor e são atualmente segredo industrial das poucas empresas que detém esta tecnologia.
- Ficou pendente também a pesquisa da sensibilidade possível da birrefringência acústica quando utilizada para medir variações dinâmicas de carga. Diferente da estimativa da tensão absoluta, neste caso o transdutor pode permanecer fixo à peça sob inspeção e a textura não é um problema. Sem o problema da ambiguidade com a textura, há a possibilidade de se obter uma melhor acurácia.
- A pesquisa de uma metodologia capaz de acelerar a obtenção da ressonância e estimativa de sua frequência central sem a necessidade de aquisição de todos os pontos do espectro é outro campo que merece especial atenção.

Referências Bibliográficas

- [1] O'BRIEN, P.; PICKSLEY, J. **State-of-the-Art Flexible Riser Integrity Issues**. 2001. MCS International.
- [2] MUREN, J.; AXELSSON, G.; VIKO, N. ; SKJERVE, H. **Failure modes and integrity monitoring**. UK industry seminar on integrity management of unbonded flexible pipelines and risers, 2008.
- [3] OUT, J.; KRONEMEIJER, D.; VAN DE LOO, P. ; DE STERKE, A. **The integrity of flexible pipe: search for an inspection strategy**. Engineering structures, 17(4):305–314, 1995.
- [4] CARNEVAL, R. D. E. O.; MARINHO, M. ; DOS SANTOS, J. **Flexible Line Inspection**. European Conference on Nondestructive Testing (ECNDT), 2006.
- [5] SMITH, F. J.; O'BRIEN, P. ; PICKSLEY, J. **Monitoring Methods and Integrity assurance for Unbonded Flexible Pipe (UKOOA Guidance Note)**. 2002. MCS International.
- [6] WALL, M.; MCCARTHY, J. **Update on HOIS JIP work on flexible risers and MAPS-FR for monitoring armour wire integrity and detecting failed wires**. UK industry seminar on integrity management of unbonded flexible pipelines and risers, 2008.
- [7] MARINHO, M.; CAMERINI, C.; MORIKAWA, S.; PIPA, D. R.; PIRES, G.; SANTOS, J. ; MOREIRA, A. B. **New Techniques for Integrity Management of Flexible Riser-end Fitting Connection**. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON OFFSHORE MECHANICS AND ARCTIC ENGINEERING, 2008.
- [8] MILLS, S.; ROBERTS, A. **Application of Acoustic Sensors and Strain Sensing**. UK industry seminar on integrity management of unbonded flexible pipelines and risers, 2008.
- [9] MORIKAWA, S.; CAMERINI, C.; PIPA, D.; SANTOS, J.; PIRES, G.; BRAGA, A.; LLERENA, R. ; RIBEIRO, A. **Monitoring of flexible oil lines using FBG sensors**. In: PROCEEDINGS OF SPIE, volume 7004, p. 70046F, 2008.
- [10] MARINHO, M.; CAMERINI, C.; SANTOS, J. ; PIRES, G. **Surface Monitoring Techniques for a Continuous Flexible Riser Integrity Assessment**. In: OFFSHORE TECHNOLOGY CONFERENCE, 2007.

- [11] ANDRINO, M. H. **Aplicação de Ondas Longitudinais Criticamente Refratadas para a Medição de Tensões em Dutos**. Tese de doutorado, Unicamp, 2007.
- [12] MCCARTHY, J.; BUTTLE, D. J. **Non-Invasive Magnetic Inspection of Flexible Riser**. Offshore Tecnology Conference, 2009.
- [13] WITHERS, P.; BHADESHIA, H. **Residual stress. Part 1- Measurement techniques**. Materials Science and Technology, 17(4):355–365, 2001.
- [14] MARTINS, C.; STROHAECKER, T.; ROCHA, A. ; HIRSCH, T. **Comparação entre Técnicas de Análise de Tensões Residuais em Anéis de Rolamento do Aço ABNT 52100**. Matéria, 9(1):23–31, 2004.
- [15] TSYMBAL, E. Y. **Introduction to Solid State Physics Course Lectures, section 16**, 2005. University of Nebraska-Lincoln.
- [16] NOVAK, M. A. **Introdução ao magnetismo**. In: II ESCOLA BRASILEIRA DE MAGNETISMO, 1999.
- [17] BUTTLE, D. J.; MOORTHY, V. ; SHAW, B. **Measurement Good Practice Guide No. 88: Determination of Residual Stresses by Magnetic Methods**. 2006.
- [18] RHIM, H.; OH, B. ; PARK, H. **Magnetoelastic Measurements of Steel Stress Under Uniaxial Loading**. KEY ENGINEERING MATERIALS, 321(1):377, 2006.
- [19] LEE, E. **Magnetostriction curves of polycrystalline ferromagnetics**. Proceedings of the Physical Society, 72:249–258, 1958.
- [20] SIPEKY, A.; IVANYI, A. **Magnetic hysteresis under applied stress**. Physica B: Physics of Condensed Matter, 372(1-2):177–180, 2006.
- [21] WILLCOX, M.; MYSAK, T. **An Introduction to Barkhausen Noise and its Applications**. 2004.
- [22] DESVAUX, S.; DUQUENNOY, M.; GUALANDRI, J. ; OURAK, M. **The evaluation of surface residual stress in aeronautic bearings using the Barkhausen noise effect**. NDT and E International, 37(1):9–17, 2004.
- [23] VTNGINOVICH, V. **Electromagnetic damping of stochastic Barkhausen Discontinuities in Ferromagnets**. Electromagnetic Non-destructive Evaluation (V), p. 299, 2001.
- [24] SAGAR, S.; PARIDA, N.; DAS, S.; DOBMANN, G. ; BHATTACHARYA, D. **Magnetic Barkhausen emission to evaluate fatigue damage in a low carbon structural steel**. International journal of fatigue, 27(3):317–322, 2005.

- [25] DOBMANN, G.; ALTPETER, I.; WOLTER, B. ; KERN, R. **Industrial Applications of 3MA - Micromagnetic Multiparameter Microstructure and Stress Analysis**. 5th Int. Conference Structural Integrity of Welded Structures (ISCS2007), 2007.
- [26] YASHAN, A.; DOBMANN, G. **Measurements and semi-analytical modeling of incremental permeability using eddy current coil in the presence of magnetic hysteresis**. Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VI), p. 150, 2002.
- [27] MARTINS, C.; REGULY, A. **Micromagnetic stress evaluation of flexible riser tensile armours**. Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring, 51(1):8–20, 2009.
- [28] ZHOU, J.; DOVER, W. **Electromagnetic induction in anisotropic half-space and electromagnetic stress model**. Journal of Applied Physics, 83:1694, 1998.
- [29] DOVER, W.; KARE, R. ; BRENNAN, F. **StressProbe-A New Non-contacting Stress Measurement Technique**. Strain, 41(4):185–192, 2005.
- [30] SAKAI, Y.; UNISHI, H. ; YAHATA, T. **Non-destructive method of stress evaluation in linepipes using magnetic anisotropy sensor**. JFE technical report, p. 47–53, 2004.
- [31] YAMADA, H.; KISHIMOTO, S.; TAKENAKA, Y. ; ITOH, M. **Stress Analysis With a Magnetic Anisotropy Sensor and Its Application.(Retroactive Coverage)**. WCNDT'85., 1:607–614, 1985.
- [32] BUTTLE, D. **Measurement of the variation of a material property with depth in a ferromagnetic material**, 2005. US Patent 6,850,055.
- [33] BALANIS, C. A. **Antenna Theory: Analysis And Design**, 2Nd Ed. Wiley India Pvt. Ltd., 2007.
- [34] HUGHES, D.; KELLY, J. **Second-order elastic deformation of solids**. J. Appl. Phys Phys Rev, 92:1145, 1953.
- [35] ROSE, J. **Ultrasonic waves in solid media**. Cambridge University Press, 1999.
- [36] SCHOLZ, W.; FRANKEL, J. **Acoustoelastic Effects in Autofretted Steel Cylinders**. 1986. US Army Armament Research and Development Center.
- [37] OGI, H. **Electromagnetic Acoustic Resonance and Noncontacting Materials Characterization**. Tese de doutorado, Universidade de Osaka, Japão, 1997.
- [38] FILIMONOV SA, B. B.; NA, G. **Ultrasonic contactless resonance testing method**. Sov. J. Nondestructive Testing, 1(1):102, 1970.

- [39] NIKIFORENKO ZH.G., G. N.; II, A. **Measurement of the speed of elastic waves and acoustic anisotropy in plates.** Sov. J. Nondestructive Testing, 1, 1971.
- [40] KAWASHIMA, K. **Nondestructive characterization of texture and plastic strain ratio of metal sheets with electromagnetic acoustic transducers.** The Journal of the Acoustical Society of America, 87:681, 1990.
- [41] HIRAO, M.; OGI, H. ; FUKUOKA, H. **Resonance EMAT system for acoustoelastic stress measurement in sheet metals.** Review of Scientific Instruments, 64:3198, 1993.
- [42] HIRAO, M.; OGI, H. **EMATs for science and industry: noncontacting ultrasonic measurements.** Springer Netherlands, 2003.
- [43] DIXON, S.; FLETCHER, M. ; ROWLANDS, G. **The accuracy of acoustic birefringence shear wave measurements in sheet metal.** Journal of Applied Physics, 104:114901, 2008.
- [44] IEEE. **IEEE standard on magnetostrictive materials: Piezomagnetic nomenclature.** IEEE Std 319-1990, 1991.
- [45] BOOKER, H. **An approach to electrical science.** McGraw-Hill, 1959.
- [46] MIGLIORI, A.; SARRAO, J. **Resonant ultrasound spectroscopy.** Wiley, 1997.
- [47] PETERSEN, G.; CHICK, B.; FORTUNKO, C. ; HIRAO, M. **Resonance techniques and apparatus for elastic-wave velocity determination in thin metal plates.** Review of scientific instruments, 65(1):192–198, 1994.
- [48] OGI, H.; HIRAO, M. ; HONDA, T. **Ultrasonic attenuation and grain-size evaluation using electromagnetic acoustic resonance.** The Journal of the Acoustical Society of America, 98:458, 1995.
- [49] SCHNEIDER, E. **Ultrasonic birefringence effect—Its application for materials characterisations.** Optics and Lasers in Engineering, 22(4-5):305–323, 1995.
- [50] MAN, C.; PARONI, R. **On the separation of stress-induced and texture-induced birefringence in acoustoelasticity.** Journal of Elasticity, 45(2):91–116, 1996.
- [51] CLARK, A.; MIGNOGNA, R. **A comparison of two theories of acoustoelasticity.** Ultrasonics, 21(5):217–225, 1983.
- [52] GHERSI, A.; LANDOLFO, R. ; MAZZOLANI, F. **Design of metallic cold-formed thin-walled members.** Taylor & Francis, 2002.
- [53] POPPER, K. R. **The logic of scientific discovery.** Hutchinson. London. GB, 1968.

- [54] FLETCHER, M.; DIXON, S. **Considerations for Measuring Acoustic Birefringence in Thin Sheets Using Electromagnetic Acoustic Transducers**. In: AIP CONFERENCE PROCEEDINGS, volume 894, p. 1245, 2007.
- [55] VANGI, D. **Stress evaluation by pulse-echo ultrasonic longitudinal wave**. Experimental Mechanics, 41(3):277–281, 2001.
- [56] EGLE, D.; BRAY, D. **Measurement of acoustoelastic and third-order elastic constants of rail steel**. The journal of the Acoustical Society of America, 59:S32, 1976.
- [57] HSU, N. **Acoustical birefringence and the use of ultrasonic waves for experimental stress analysis**. Experimental Mechanics, 14(5):169–176, 1974.
- [58] LU, J.; FOR EXPERIMENTAL MECHANICS (US), S. **Handbook of measurement of residual stresses**. Fairmont Press, 1996.
- [59] IHARA, I.; TAKAHASHI, M. ; YAMADA, H. **A non-contact temperature sensing with ultrasound and the potential for monitoring heated materials**. In: SENSORS, 2009 IEEE, p. 1709–1714. IEEE, 2010.
- [60] SALAMA, K.; LING, C. **The effect of stress on the temperature dependence of ultrasonic velocity**. Journal of Applied Physics, 51(3):1505–1509, 1980.
- [61] CARDOSO, B. R. **Avaliação da acustoelasticidade em tubos de aço api 51 x 46 com e sem costura visando o estudo do estado de tensões**. Dissertação de mestrado, UFRJ, 2007.
- [62] ALERS, G.; MCCOLSKEY, J. **Measurement of residual stress in bent pipelines**. In: AIP CONFERENCE PROCEEDINGS, volume 615, p. 1681, 2002.
- [63] GOEBBELS, K.; HIRSEKORN, S. **A new ultrasonic method for stress determination in textured materials**. NDT international, 17(6):337–341, 1984.
- [64] NIKITINA, N.; OSTROVSKY, L. **An ultrasonic method for measuring stresses in engineering materials**. Ultrasonics, 35(8):605–610, 1998.
- [65] ZHANG, Y.; HUANG, S.; WEI, Z.; WWANG, S. ; DEHUI, W. **Study on the lift-off effect of emat**. In: 17TH WORLD CONFERENCE ON NON-DESTRUCTIVE TESTING, 2008.
- [66] FAN, Y.; DIXON, S. ; JIAN, X. **Lift-off performance of ferrite enhanced generation emats**. In: AIP CONFERENCE PROCEEDINGS, volume 975, p. 835, 2008.