



Universidade Federal de Santa Maria
Programa de Pós-Graduação em Física

Magnetostricção e ruído Barkhausen em aços elétricos de grão não-orientado

Felipe Bohn

Dissertação realizada sob a orientação dos professores Rubem Luís Sommer e André Gündel e apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFSM em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Santa Maria - RS

2005

©2005

Todos os direitos reservados a Felipe Bohn.

A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá ser realizada com autorização por escrito do autor.

Endereço: Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas,
Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Santa Maria, RS, CEP 97105-900.

Telefone: (55)3220-8618

E-mail: felipebohn@gmail.com

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A COMISSÃO EXAMINADORA, ABAIXO ASSINADA, APROVA A DISSERTAÇÃO:

Magnetostricção e ruído Barkhausen em aços elétricos de grão não-orientado*

ELABORADA POR

Felipe Bohn

COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
MESTRE EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rubem Luís Sommer – Orientador, CBPF

Prof. Dr. João Edgar Schmidt, UFGRS

Prof. Dr. Celso Arami Marques da Silva, UFSM

Santa Maria, 20 de Dezembro de 2005.

* Trabalho Parcialmente financiado pela CAPES/FINEP-PRONEX/FAPERGS/CNPq.

Com muito amor, aos meus pais e a Leticia.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que consciente ou inconscientemente contribuíram para este trabalho. É sempre injusto mencionar somente alguns membros da equipe pelo nome, deixando anônimos todos os outros que tanto contribuíram para que este trabalho se tornasse realidade. Aos últimos, sou especialmente grato pois o desenvolvimento deste exigiu muito. Dentre os primeiros, gostaria de agradecer...

Ao professor Rubem Luís Sommer, pela orientação, paciência, amizade e importantíssimos ensinamentos;

Ao professor André Gündel por toda orientação, amizade, parceria, discussões e pelos inúmeros e preciosos ensinamentos...;

Ao professor Aguinaldo M. Severino pela amizade, pelas várias discussões, conversas e ensinamentos;

Ao professor Fernando José Gomes Landgraf pela prestativa colaboração e importantíssimas discussões sobre os aços;

Ao Alexandre (Zero) pela amizade, discussões e preciosos ensinamentos;

Aos professores Schelp, Carara pelas discussões e auxílio em inúmeros momentos;

A todos os colegas e, principalmente, amigos do LMMM: Marcio (Rica Marcinha), Ricardo (Milindro), Luciana (Lu), Antonio Marcos (Teco), Marcelo (Tchelo), Callegari, João (Mac ou Índio Veio de Caçapava), Sabrina (Bina), Matheus (Popó, Negão ou Rica Negrinha), Kelly, Claudiosir (Roquinho), Êmerson (Fominha), Rafael, Fabio e Gilberto que, certamente, foram fundamentais, seja no trabalho ou nas risadas;

Aos meus mestres professores, que desde a graduação repassam com clareza e exatidão seus conhecimentos. Em especial ao Celso, Guina e Ricardo;

A Saionara e ao professor Piquini;

A Leticia, que, desde que entrou em minha vida, tornou-se peça fundamental, pois esteve sempre ao meu lado incentivando e auxiliando em tudo que foi possível;

A minha família, especialmente aos meus pais, minha irmã, meus dindos e meus avós que, durante toda minha vida, me incentivaram a buscar todos os meus sonhos e fizeram de tudo para que os mesmos se tornassem realidade. Sem eles, certamente, não teria alcançado nenhum dos meus objetivos.

Resumo

Os aços elétricos de grão não-orientado (GNO) estudados neste trabalho são utilizados principalmente em aplicações que exigem isotropia das propriedades magnéticas ao longo do plano da chapa, nas quais o campo magnético é aplicado em diferentes ângulos em relação à direção de laminação (RD). Nos materiais ferromagnéticos como os aços, as perdas magnéticas podem ser separadas em duas componentes: perdas de baixa indução, $B < B(\mu_{\max})$, geralmente relacionada aos movimentos de paredes de domínios magnéticos, e perdas de alta indução, $B > B(\mu_{\max})$, normalmente associada à rotação da magnetização. Porém, observa-se experimentalmente que as perdas em alta indução representam aproximadamente 50% das perdas totais dos aços GNO e isto, por sua vez, não é explicado através de modelos que consideram apenas a rotação neste nível de indução. Por isto, o estudo dos processos de magnetização dos aços GNO é importante, não apenas para resolver a questão levantada pelo esquema da separação das perdas proposto, mas também para fornecer maiores informações sobre os mecanismos de magnetização nestes aços e, assim, diminuir as perdas magnéticas e, conseqüentemente, o consumo de energia elétrica. Particularmente, o estudo do ruído Barkhausen (BN) e da magnetostricção é de interesse, pois estes efeitos dependem tanto da estrutura magnética como da estrutura metalúrgica dos materiais. Deste modo, o estudo do BN e da magnetostricção pode auxiliar a esclarecer o processo de magnetização e o complexo processo de perdas nos aços elétricos GNO ao longo da curva de histerese quando o campo magnético é aplicado em direções diferentes da RD. Neste trabalho, são apresentados resultados obtidos em amostras de aços elétricos GNO FeSi_{3,2%} classe E110 produzidas pela ACESITA. Os resultados são discutidos em termos do movimento de paredes de domínio, rotação da magnetização, nucleação e aniquilação de domínios magnéticos e evolução da complexa estrutura de domínios presente nestes aços.

Abstract

Non-oriented electrical steels (NO) studied in this work are used in applications that demand isotropy of magnetic properties along the plane of the sheet, which the magnetic field is applied in different angles with respect to the rolling direction (RD). In magnetic materials as the steels, magnetic losses can be separated in two components: low induction losses, $B < B(\mu_{\max})$, usually, related to magnetic domains walls motion and high induction losses, $B > B(\mu_{\max})$, normally associated to magnetization rotation. However, it is observed experimentally that the high induction losses component represents approximately 50% of total losses of GNO steels and it is not explained in models that consider the only the rotation at this induction level. Therefore, the study of the magnetization process in NO steels is important not only do solve the question raised by the scheme of loss separation proposed, but also to provide a further insight in these steel magnetization mechanisms and, consequently, get a decrease in the magnetic losses and the electric energy consumption. Particularly, the study of Barkhausen noise (BN) and magnetostriction is important, therefore both depend on the magnetic and metallurgical structure of the material. In this way, the study of BN and magnetostriction can assist to explain the magnetization process and the complex losses process in GNO electrical steels along the hysteresis curve when the magnetic field is applied in different direction with respect to RD. In this work, obtained results of FeSi_{3.2%} class E110 NO electrical steels samples produced by ACESITA are presented. The results are discussed in terms of the domain wall motion, magnetization rotation, nucleation and annihilation of domains and evolution of the complex magnetic domain structure present in these steels.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	9
2	FERROMAGNETISMO	12
2.1	MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS	12
2.2	ENERGIA LIVRE MAGNÉTICA DE UM MATERIAL FERROMAGNÉTICO	16
2.2.1	<i>Energia de troca</i>	17
2.2.2	<i>Energia de anisotropia magnetocristalina</i>	18
2.2.3	<i>Energia magnetostática</i>	20
2.2.4	<i>Energia magnetoelástica</i>	22
2.2.5	<i>Energia Zeeman</i>	22
2.2.6	<i>Termo de desordem</i>	23
2.3	DOMÍNIOS E PAREDES DE DOMÍNIO MAGNÉTICOS	23
2.3.1	<i>Origem dos domínios</i>	24
2.3.2	<i>Paredes de domínio – Parede de Bloch</i>	25
3	PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO E PERDAS	28
3.1	A CURVA DE MAGNETIZAÇÃO E OS PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO	28
3.1.1	<i>Movimento de paredes de domínio</i>	31
3.1.2	<i>Rotação da Magnetização</i>	36
3.2	EFEITO BARKHAUSEN	36
3.2.1	<i>O ruído Barkhausen</i>	37
3.2.2	<i>O ruído Barkhausen e a dinâmica de magnetização</i>	38
3.3	MAGNETOSTRICÇÃO	39
3.3.1	<i>A origem da magnetostricção</i>	41
3.3.2	<i>Magnetostricção e os processos de magnetização</i>	42
3.3.3	<i>Métodos de medida de magnetostricção</i>	44
3.4	PERDAS MAGNÉTICAS	45
3.4.1	<i>A separação tradicional das perdas</i>	47
3.4.2	<i>A separação das perdas proposta por Landgraf e colaboradores</i>	53
4	AÇOS ELÉTRICOS DE GRÃO NÃO-ORIENTADO	56
4.1	CLASSIFICAÇÃO E AS CARACTERÍSTICAS DOS AÇOS	56
4.2	AS PERDAS MAGNÉTICAS EM AÇOS	59
5	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	63
5.1	AMOSTRAS	63
5.2	MEDIDAS DE MAGNETIZAÇÃO	65
5.3	MEDIDAS DE INDUÇÃO	67
5.4	RUÍDO BARKHAUSEN	67
5.4.1	<i>Sistema de aquisição de Ruído Barkhausen</i>	68
5.4.2	<i>Tratamento do ruído</i>	72
5.5	MAGNETOSTRICÇÃO	74
5.5.1	<i>Sistema de aquisição das curvas de magnetostricção</i>	74
5.5.2	<i>Colagem de strain gauge</i>	76
6	RESULTADOS	79
6.1	CURVAS DE MAGNETIZAÇÃO	79
6.2	CURVA DE INDUÇÃO	81
6.3	MEDIDAS DE RUÍDO BARKHAUSEN	82
6.4	MEDIDAS DE MAGNETOSTRICÇÃO	86
6.5	DETALHAMENTO DOS PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO AO LONGO DA CURVA DE HISTERESE	95
7	CONCLUSÕES E CONTINUAÇÃO DO TRABALHO	102
8	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	104

1 INTRODUÇÃO

Os aços elétricos são materiais magneticamente macios utilizados em inúmeras aplicações, como nos dispositivos responsáveis pela geração, distribuição e utilização de energia elétrica [1]. Nestes, os aços têm a função, não de conduzir corrente elétrica, mas, fluxo magnético, que circula no interior do material. Deste modo, suas propriedades magnéticas são de fundamental importância.

Em contraste com o caso dos aços elétricos de grão orientado (GO), as propriedades magnéticas e os processos de magnetização em aços elétricos de grão não-orientado (GNO) não são completamente entendidos.

Os aços elétricos de grão não-orientado, ou seja, que não apresentam uma textura pronunciada, por sua vez, constituem uma classe de aços utilizados em aplicações que exigem isotropia das propriedades magnéticas ao longo do plano da chapa [2], tais como nos rotores e estatores de máquinas elétricas rotativas presentes usualmente nos eletrodomésticos. Nestes dispositivos, a isotropia das propriedades magnéticas é importante, pois o campo magnético é aplicado em diferentes direções ou ângulos em relação à direção de laminação ou direção de rolamento (RD) do aço.

Embora os equipamentos elétricos possuam uma alta eficiência, as perdas totais observadas representam um considerável desperdício de energia. E, por sua vez, as perdas magnéticas representam uma importante parte destas perdas totais.

Recentemente, no estudo dos mecanismos que influenciam as perdas, Landgraf *et. al.* [3, 4, 5] sugerem que as perdas histeréticas podem ser separadas em duas componentes: componente de baixa indução, para $B < B(\mu_{\max})$, geralmente associada ao movimento de paredes de domínio de 90° e 180° , e componente de alta indução, para $B > B(\mu_{\max})$, normalmente relacionada apenas com a rotação da magnetização. Porém, observa-se experimentalmente que as de perdas em alta indução representam aproximadamente 50% das perdas totais dos aços GNO e isto, por sua vez, não é explicado através de modelos que consideram apenas a rotação neste nível de indução.

Sendo assim, o estudo das propriedades magnéticas e dos processos de magnetização, que podem ser correlacionados com as perdas magnéticas, nos aços GNO é muito importante, não apenas para resolver a questão levantada pelo esquema da separação das perdas proposta por Landgraf e colaboradores, mas também para fornecer maiores informações sobre os mecanismos de magnetização nestes aços e, assim, auxiliar os fabricantes de aços elétricos

GNO a diminuir as perdas magnéticas através da realização de devidas mudanças no processo de fabricação.

Particularmente, no caso dos aços elétricos, o estudo do ruído Barkhausen e da magnetostricção é importante para investigar detalhes sobre a evolução da estrutura de domínios, os mecanismos associados às perdas e os processos de magnetização ao longo da curva de magnetização, principalmente na região de alta indução, pois ambos dependem tanto da estrutura magnética como da estrutura metalúrgica dos materiais. É possível entender os mecanismos de magnetização e, em particular, a nucleação e aniquilação dos domínios. Este é o primeiro passo para melhorar os processos de magnetização dos materiais e, conseqüentemente, diminuir as perdas magnéticas.

O ruído Barkhausen (BN) consiste em séries de pulsos de voltagem detectados por uma bobina sensora que envolve um material ferromagnético quando este é submetido a um campo magnético variável [6]. Estes pulsos podem ser associados a mudanças abruptas das paredes de domínio e da estrutura de domínios [7], podendo ser relacionados com o movimento de paredes de domínio e nucleação e aniquilação de domínios magnéticos.

A magnetostricção λ corresponde à variação dimensional de uma amostra sobre diferentes níveis de indução. Detalhes da curva de magnetostricção podem ser associados a mudanças peculiares da estrutura de domínios [8]. Em particular, o movimento de paredes de domínio de 180° não produz qualquer mudança dimensional magnetostrictiva, entretanto, o movimento de paredes de domínio de 90° , rotação da magnetização, nucleação e aniquilação de domínios sempre produzem mudanças dimensionais [9].

O principal objetivo deste trabalho é fazer um estudo do ruído Barkhausen e da magnetostricção como uma função da indução B e do ângulo θ entre o campo magnético aplicado H e a RD no intervalo de 0° a 90° em aços elétricos de grão não-orientado com o intuito de identificar os mecanismos físicos básicos responsáveis pelo comportamento de perdas observado e entender os processos de magnetização ao longo da curva de magnetização quando o campo magnético é aplicado em direções diferentes da RD.

Nesta dissertação, são apresentados os resultados de medidas de magnetização, ruído Barkhausen e magnetostricção em função da indução B e do ângulo θ entre o campo magnético aplicado H e a RD realizadas em aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3.2%} classe E110 produzidas pela ACESITA. As amostras utilizadas foram cortadas por fotocorrosão nas direções intermediárias 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° e 90° em relação à RD, definida durante o processo de fabricação. As principais atividades desenvolvidas neste trabalho foram:

- a) Obtenção das curvas de magnetização para todas as amostras;
- b) Aquisição de séries temporais de ruído $\frac{d\phi(t)}{dt} \times t$ ao longo das curvas de histerese dos aços elétricos;
- c) Curvas do valor médio quadrático da voltagem do ruído em função da indução do material $V_{rms}^{ruído} \times B$. Essas curvas mostram a ocorrência de ruído Barkhausen ao longo da curva de indução dos aços estudados e podem ser associadas aos mecanismos de magnetização tais como movimentos de parede de domínio, nucleação e aniquilação que estão ocorrendo ao longo da curva de magnetização;
- d) Obtenção das curvas de magnetostricção em função da indução $\Delta l/l \times B = \lambda \times B$. Estas curvas podem ser relacionadas com mecanismos como rotação da magnetização e movimento de paredes de 90° , associado com a nucleação e aniquilação, que estão ocorrendo ao longo da curva de magnetização;
- e) Estabelecimento da correlação entre o ruído Barkhausen e a magnetostricção com os mecanismos de magnetização e com as perdas magnéticas.

Esta dissertação está organizada da seguinte forma: No capítulo 2, tem-se uma breve revisão teórica sobre ferromagnetismo.

No capítulo 3, faz-se uma revisão sobre os processos de magnetização e perdas, enfatizando a correlação do efeito Barkhausen e da magnetostricção com os mecanismos de magnetização.

No capítulo 4, faz-se uma abordagem geral sobre os aços elétricos, enfatizando os aços elétricos de grão não-orientado.

No capítulo 5, apresenta-se o procedimento experimental realizado no trabalho.

No capítulo 6, apresentam-se e discutem-se os resultados de magnetização, ruído Barkhausen e magnetostricção associando-os com os possíveis mecanismos responsáveis pela dissipação de energia.

Finalmente, no capítulo 7, apresentam-se as conclusões e as propostas para continuação do trabalho.

2 FERROMAGNETISMO

2.1 Materiais ferromagnéticos

Um dos fatos que mais despertaram o fascínio dos pesquisadores na área de materiais magnéticos é que a magnetização de uma amostra, inicialmente igual a zero na ausência de campo magnético externo, pode variar para um valor de saturação pela simples aplicação de um campo de intensidade muito pequena [10].

Sabe-se que a história do conceito de domínios magnéticos [11], conceito este sugerido com o propósito de entender os fatos experimentais associados ao ferromagnetismo, teve seu início no século XIX, onde os pesquisadores começaram a imaginar que os materiais magnéticos consistiam de ímãs elementares de um modo similar como a matéria consiste de átomos e moléculas. O conceito de ímãs elementares explica dois fatos experimentais: a impossibilidade de isolar os pólos norte e sul magnéticos e o fenômeno da saturação magnética em que todos os ímãs elementares estão orientados na mesma direção. Apesar desta hipótese, nenhum progresso foi feito para entender o comportamento magnético até 1905, quando Langevin [12] desenvolveu a teoria do paramagnetismo através do uso de métodos estatísticos. Langevin mostrou que os ímãs moleculares independentes, em temperatura ambiente, apresentam fraco comportamento magnético e concluiu que o magnetismo “forte” observado em alguns materiais é devido a alguma interação entre estes ímãs. Apenas dois anos depois do desenvolvimento da teoria de Langevin, Weiss introduziu a idéia de um campo molecular com o objetivo de modelar o efeito das interações magnéticas. E, somente muito tempo depois, Heisenberg mostrou que a natureza deste campo molecular é de origem quântica e identificou-o como a interação de troca.

Para o caso dos materiais ferromagnéticos, Weiss, em 1907, sugeriu que toda desordem causada pela agitação térmica poderia ser minimizada se fosse postulada a existência de um campo molecular, descrito como uma interação mútua entre elétrons que tenderia a alinhar paralelamente seus momentos magnéticos. Em temperaturas abaixo da temperatura de Curie, o efeito do campo molecular seria superior ao efeito da flutuação térmica e a amostra se comportaria como um material ferromagnético. Contrariamente, em temperaturas acima da temperatura de Curie, o efeito das flutuações térmicas seria superior ao ordenamento dado pelo campo molecular e a amostra se comportaria como um material

paramagnético. Sendo assim, no ponto de transição entre as fases magnéticas, em T_C , pode-se fazer a seguinte igualdade:

$$kT_C = \mu_B H_{CM} \quad (2.1)$$

onde kT_C é a energia associada à agitação térmica e $\mu_B H_{CM}$ é a energia associada ao campo molecular, sendo k a constante de Boltzmann, T_C a temperatura de Curie, μ_B o magnéton de Bohr e H_{CM} o campo molecular.

A teoria de Weiss previa que a saturação magnética é um estado de equilíbrio termodinâmico para todas as temperaturas abaixo do ponto de Curie, pois se verifica que o valor do campo molecular é muito maior do que qualquer campo magnético externo capaz de ser produzido em laboratório. Campos magnéticos externos não têm nenhuma influência sobre o valor da magnetização de saturação na teoria de Weiss. Entretanto, desde que o campo molecular de Weiss sempre segue a direção da magnetização média, apenas a magnitude do vetor magnetização é fixa, enquanto que sua direção é arbitrária.

Esta teoria é uma extensão da teoria clássica do paramagnetismo que foi desenvolvida por Langevin. Ele investigou matematicamente o comportamento de um ensemble de átomos, cada um com momento magnético μ_A em um campo externo de intensidade H . O efeito do campo é causar o alinhamento, enquanto o efeito da agitação térmica é destruir este alinhamento. Supondo que os momentos estão afastados o bastante, para que suas forças mútuas possam ser negligenciadas, a energia associada ao momento magnético e ao campo é:

$$W = -\mu_A H \cos \theta \quad (2.2)$$

para cada momento magnético μ_A que faz um ângulo θ com H . Se o ensemble é sujeito à agitação térmica, os métodos de mecânica estatística mostram que, em uma temperatura T , o número de momentos de magnéticos orientados em um ângulo sólido $d\omega$ sobre a direção, definida por θ , é proporcional a:

$$e^{-W/kT} d\omega = e^{(\mu_A H \cos \theta)/kT} d\omega \quad (2.3)$$

de acordo com Boltzmann. Para todos os átomos, a razão do valor médio dos momentos na direção do campo aplicado, $\bar{\mu}_A$, com o momento magnético total é:

$$\frac{\bar{\mu}_A}{\mu_A} = \frac{\bar{M}_A}{M_A} = \coth \frac{\mu_A H}{kT} - \frac{kT}{\mu_A H} \quad (2.4)$$

onde M é a intensidade da magnetização. Na derivação desta equação, foram feitas as duas considerações: (1) de que os momentos magnéticos estão sujeitos à agitação térmica e, momentaneamente, podem ter qualquer orientação com respeito à direção do campo e (2) que

os momentos magnéticos estão longe, de modo que um não sofre influência dos outros. A teoria quântica altera a primeira das considerações, partindo de que o ensemble terá apenas um número limitado de orientações possíveis, que, no caso mais simples, há apenas duas, sendo uma paralela e outra antiparalela à direção do campo. Neste caso, a equação correspondente de Langevin é:

$$\frac{M}{M_o} = \tanh \frac{\mu_A H}{kT} \quad (2.5)$$

É óbvio que, se esta lei for obedecida, com o campo mais alto atingido em laboratório, a magnetização atingirá, em temperatura ambiente, apenas uma pequena fração do seu valor final M_o . E, neste intervalo, a magnetização seria proporcional ao campo, logo:

$$M = \frac{CH}{T} \Rightarrow \chi = \frac{C}{T} \quad (2.6)$$

onde C é uma constante. Esta é a chamada Lei de Curie, obedecida por algumas substâncias paramagnéticas. Muito mais substâncias paramagnéticas obedecem à lei similar chamada de Lei de Curie-Weiss, dada por:

$$M = \frac{CH}{T - \theta} \quad (2.7)$$

onde, de acordo com a sugestão dada por Weiss, o material se comporta magneticamente como se houvesse um campo adicional, NM , adicionado ao campo aplicado. Isto é equivalente dizer que $\theta = NM$, ou seja:

$$M = \frac{C(H + NM)}{T} \quad (2.8)$$

onde a quantidade representada por NM é o chamado campo molecular e N é a constante de campo molecular. Deste modo, os momentos magnéticos elementares sofrem influência de seus vizinhos, contrariando a teoria de Langevin.

Trocando H por $H + NM$, o significado do campo molecular se torna aparente. Substituindo na equação de Langevin, tem-se:

$$\frac{M}{M_o} = \tanh \frac{\mu_A (H + NM)}{kT} \quad (2.9)$$

Fazendo $H = 0$ e $\theta = \mu_A NM_o / k$, tem-se:

$$\frac{M}{M_o} = \tanh \frac{M / M_o}{T / \theta} \quad (2.10)$$

Isto dá a entender que a magnetização, em campo igual a zero, quando expressa em função de M/M_0 e T/θ , se comporta igualmente para todos os materiais.

Sendo assim, os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por exibirem a magnetização de saturação $M_S(T)$ dependente da temperatura. Estes materiais tornam-se espontaneamente magnetizado abaixo de certa temperatura crítica chamada de temperatura de Curie, T_C . Com esta variação da magnetização em função da temperatura, tem-se que, para todas as temperaturas abaixo de $\theta = T_C$, a intensidade da magnetização de saturação apresenta um valor definido mesmo sem campo magnético aplicado. A figura 2.1 mostra a variação da magnetização de saturação, M_S , com a temperatura para o ferro, níquel e cobalto. Observa-se que, acima da temperatura de Curie, que é uma constante de cada material, o material apresenta um comportamento paramagnético.

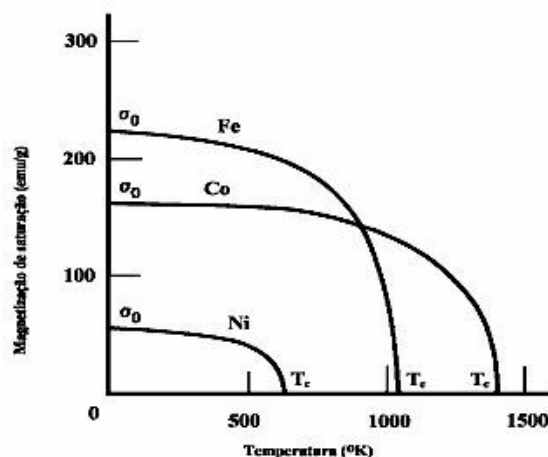


figura 2.1: Variação da magnetização de saturação com T para o Fe, Ni e Co. Retirada da referência [9].

Os elementos ferromagnéticos puros são o Fe, Ni, Co e Gd. Porém, ligas destes elementos e ligas com materiais que não são ferromagnéticos, como Cu, Al, etc, e até com materiais semicondutores como Si, podem apresentar características ferromagnéticas [9].

Sendo assim, um pedaço de ferro não poderia estar aparentemente desmagnetizado à temperatura ambiente. Para explicar este fato, Weiss considerou que, abaixo da temperatura de Curie, as amostras reais sejam formadas por pequenas regiões e que cada região esteja magnetizada em uma dada direção de modo que a magnetização resultante seja zero. Este é o conceito de estrutura de domínios magnéticos. A figura 2.2 mostra dois exemplos de magnetização resultante igual a zero.

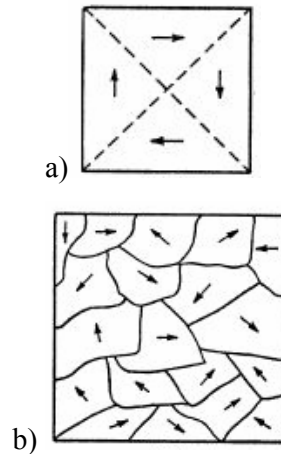


figura 2.2: Esquema de arranjo de domínios para a magnetização resultante igual a zero em a) cristal e b) amostra policristalina. Retirada da referência [10].

Portanto, Weiss foi capaz de explicar os aspectos principais do ferromagnetismo por meio de duas hipóteses: a existência de um campo molecular e a existência de uma estrutura de domínios. Porém, Weiss não conseguiu justificar as hipóteses por meio de forças atômicas. A explicação do campo molecular em termos da força de troca foi feita por Heisenberg em 1926 e a explicação para a origem dos domínios em termos da energia do campo magnético foi dada por Landau e Lifshitz em 1935.

A primeira confirmação do conceito de domínio magnético foi dada por Barkhausen [6]. Ele descobriu que o processo de magnetização é geralmente descontínuo, dando origem a um ruído característico quando ouvido em um amplificador. Originalmente, os saltos Barkhausen foram interpretados como a inversão completa da magnetização de um domínio. Embora esta interpretação não seja válida hoje, a atividade do fenômeno Barkhausen levou a uma decisiva descoberta. Análises da dinâmica deste processo levaram Langmuir [13] a conclusão que tais saltos ocorrem por processos especialmente não homogêneos, ou seja, pela propagação de uma parede de domínio em um meio com pontos de bloqueio.

2.2 Energia livre magnética de um material ferromagnético

A energia livre magnética de um material ferromagnético é dada pela soma dos diferentes termos de energia [10, 14, 15]:

$$F = E_{troca} + E_{magnetocristalina} + E_{magnetostática} + E_{magnetoelástica} + \mu_o \vec{m}(\vec{r}) \cdot \vec{H} + E_{desordem} \quad (2.11)$$

onde E_{troca} é a energia de troca, $E_{\text{magnetocristalina}}$ é a energia de anisotropia magnetocristalina, $E_{\text{magnetostática}}$ é a de energia magnetostática, $E_{\text{magnetoelástica}}$ é a energia magnetoelástica, $\mu_o \vec{m}(\vec{r}) \cdot \vec{H}$ é a de energia associada aos domínios na presença de um campo magnético externo e E_{desordem} é o termo de desordem*. Todos estes termos são necessários e a omissão de qualquer um deles causa profundas modificações na natureza da estrutura de domínios.

2.2.1 Energia de troca

O termo de energia pela energia de troca E_{troca} corresponde ao termo mais importante na contribuição energética, sendo responsável pelo ordenamento ferromagnético, ou seja, pelo ferromagnetismo. Este termo de energia vem das interações de troca e é uma consequência do principio da exclusão de Pauli [16].

Para um conjunto de átomos da rede, com momentos angulares de spins $\vec{S}(\vec{r}_i)$, medidos em múltiplos de \hbar , a energia de troca pode ser escrita como [15]:

$$E_{\text{troca}} = -\sum_{ij} J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \vec{S}(\vec{r}_i) \cdot \vec{S}(\vec{r}_j) \quad (2.12)$$

onde $J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$ é a chamada integral de troca. Esta decai rapidamente para grandes valores de $(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ e corresponde a uma soma sobre todos os átomos. O sinal da integral de troca determina os casos de ordem ferromagnética, $J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) > 0$, e de ordem antiferromagnética, $J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) < 0$. Deste modo, a energia será mínima quando os momentos adjacentes forem paralelos, no caso ferromagnético, e antiparalelos, no caso antiferromagnético. Existe um grande número de ordens magnéticas intermediárias ao ferromagnetismo e antiferromagnetismo, porém estas ordens são desconsideradas neste trabalho.

A equação da energia de troca pode ser aproximada ao limite contínuo através da remoção de todos os detalhes de pequenas escalas. O conjunto de spins $\vec{S}(\vec{r}_i)$ é substituído por $\vec{M}(\vec{r}_i)$ e, assim, a energia de troca pode ser escrita como [15]:

* A energia livre magnética corresponde a uma integral da soma das densidades dos vários termos de energia que, no caso geral, não pode ser separada em vários termos de energia pois cada termo não pode ser integrado separadamente. Nesta dissertação, toma-se a liberdade de analisar a energia livre magnética como uma soma de termos de energia como realizado por G. Durin e S. Zapperi na referência [15].

$$E_{troca} = A \int d^3r \sum_{\alpha=1}^3 (\nabla M_{\alpha}(\vec{r}))^2 \quad (2.13)$$

onde A é a constante de troca, que é dada pela derivada de $J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$.

2.2.2 Energia de anisotropia magnetocristalina

As interações atômicas nos materiais ferromagnéticos geralmente têm direções preferenciais, logo, são anisotrópicas. Estas direções preferenciais podem corresponder aos eixos cristalográficos do cristal. Sendo assim, a energia de um material ferromagnético pode depender da direção da magnetização em relação aos eixos estruturais do material [11]. E esta característica é expressa em termos da energia de anisotropia magnetocristalina.

O termo de energia de anisotropia magnetocristalina $E_{magnetocristalina}$, que está presente, principalmente, em materiais cristalinos descreve a anisotropia, ou seja, informa a dependência da energia interna com uma direção ou orientação relativa entre a magnetização espontânea e os eixos cristalográficos. Sua origem física é a mesma da magnetostricção. O acoplamento spin-órbita, neste caso, atua como um impedimento para a livre rotação do momento magnético local.

A energia de anisotropia magnetocristalina é dada por [15]:

$$E_{magnetocristalina} = \int d^3r \sum_{\alpha,\beta} K_{\alpha\beta} M_{\alpha} M_{\beta} \quad (2.14)$$

onde M_{α} é a componente α do vetor \vec{M} e $K_{\alpha\beta}$ é um tensor simétrico, que descreve a anisotropia do material.

Para um cristal cúbico, a densidade de energia de anisotropia magnetocristalina é dada por [10]:

$$\mathcal{E}_{magnetocristalina} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.15)$$

onde K_1 e K_2 são constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem, respectivamente, e α_i ($i = 1, 2, 3$) são os co-senos diretores da magnetização de um domínio em relação aos eixos cristalinos. Nesse caso, as magnitudes relativas, bem como os sinais de K_1 e K_2 , determinam as direções de fácil magnetização. Em geral os termos de maior ordem são desprezados devido a sua pequena contribuição.

A energia de anisotropia magnetocristalina atua de tal maneira que a magnetização tende a se direcionar ao longo de certos eixos cristalográficos que são chamados de direções

de fácil magnetização, enquanto que as direções que são mais difíceis de serem magnetizadas são chamadas de direções duras [10]. Experimentalmente, uma considerável quantidade de energia é necessária para magnetizar o cristal em uma direção dura. Deste modo, tomando como referência a energia para magnetizar ao longo de um eixo de fácil magnetização, o excesso de energia necessária para magnetizar ao longo de uma direção de difícil magnetização corresponde à energia de anisotropia magnetocristalina.

Quando K_1 é grande, K_2 normalmente pode ser negligenciado e, assim, o sinal de K_1 determina se as direções[†] $\langle 100 \rangle$, se ($K_1 > 0$), ou $\langle 111 \rangle$, se ($K_1 < 0$) como direções fáceis. No FeSi_3 , K_1 é grande e positivo (3.5×10^5 ergs/cc) e, por isso, a direção $\langle 100 \rangle$ é direção fácil, desde que $E_{\text{magnetocristalina}}$ seja igual a zero (isto é, $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$). Sendo assim, o alto valor de K_1 no FeSi_3 força os domínios a serem paralelos às direções $\langle 100 \rangle$. Este vínculo simplifica muito a análise e predição da estrutura de domínios neste material [14].

A figura 2.3 apresenta as curvas de magnetização para amostras de ferro, níquel e cobalto realizadas ao longo das direções cristalográficas. No caso do ferro, as direções cristalográficas correspondem a $[100]$, $[110]$ e $[111]$. A saturação ocorre com maior facilidade quando se aplica o campo magnético na direção $[100]$. Para as outras direções, um campo maior é necessário para ocorrer a saturação. Sendo assim, tem-se um eixo fácil de magnetização na direção $[100]$, um eixo de difícil magnetização na direção $[111]$ e um eixo intermediário na direção $[110]$.

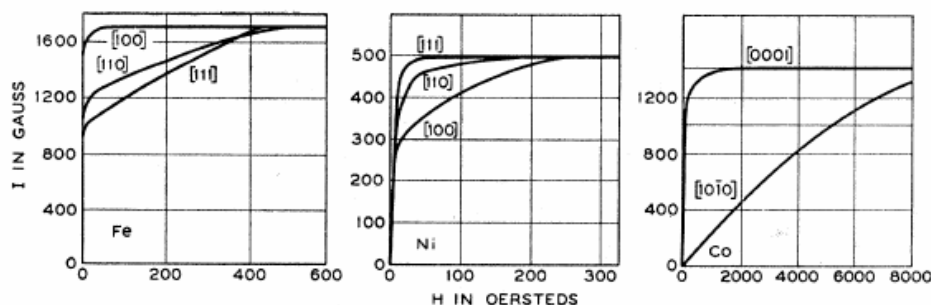


figura 2.3: Curvas de magnetização para amostras de Fe, Ni e Co. Retirada da referência [9].

No caso dos aços elétricos de grão não-orientado, a anisotropia das propriedades magnéticas não é desejável, pois é responsável por um aumento das perdas rotacionais. É

[†] Utiliza-se a seguinte convenção para os índices dos planos e direções: os planos relacionados por simetria, tais como as seis faces de um cubo são (100) , (010) , (001) , $(\bar{1}00)$, $(0\bar{1}0)$ e $(00\bar{1})$ são expressos por parênteses, enquanto que o conjunto destes planos é expresso por chaves $\{100\}$. Os índices das direções particulares como os eixos de um cubo $[100]$, $[010]$, $[001]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$ e $[00\bar{1}]$ são expressos por colchetes, enquanto que as direções como um conjunto é identificado pelos braquetes $\langle 100 \rangle$.

conhecido que a textura cristalográfica é a mais óbvia fonte de anisotropia [17, 18]. Muitos autores têm mostrado que as propriedades magnéticas e a configuração da estrutura de domínios dos aços elétricos de grão não-orientado comerciais cortados em diferentes ângulos com respeito à direção de laminação seguem um comportamento que pode ser associado à componente textura Goss [18, 19].

2.2.3 Energia magnetostática

A energia magnetostática existe devido às interações entre os spins e o campo externo e às interações dipolo-dipolo entre os spins. Para uma amostra uniformemente magnetizada, a contribuição de campo externo \vec{H} para a energia magnetostática é dada por [15]:

$$E_{\text{magnetostática}} = -\frac{\mu_0}{8\pi} \int d^3r \vec{M} \cdot \vec{H} \quad (2.16)$$

onde \vec{M} é a magnetização e V é o volume.

Em adição, pode-se considerar a energia devido ao campo desmagnetizante \vec{H}_d , que é o campo magnetostático gerado pelos pólos livres magnéticos do próprio material. Os pólos livres ou cargas magnéticas estão associados ao divergente da magnetização $\nabla \cdot \vec{M}$, ou seja, às descontinuidades da componente normal da magnetização. Para uma superfície separando duas regiões de magnetização \vec{M}_1 e \vec{M}_2 , a densidade superficial de carga magnética é [15]:

$$\sigma = \hat{n} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) \quad (2.17)$$

onde \hat{n} é o vetor normal à superfície. É importante notar que as cargas magnéticas não são cargas físicas, mas consistem de uma ferramenta conveniente para determinar o valor do campo desmagnetizante e da energia magnetostática dos corpos magnetizados. Esta situação pode ser visualizada na figura 2.4, que apresenta uma amostra constituída por momentos magnéticos, representados por pequenos ímãs. No interior da amostra, cada pólo norte é compensado por um pólo sul do momento seguinte. Porém, nas extremidades não há compensação e os pólos livres produzem um campo interno \vec{H}_d com direção oposta à magnetização.

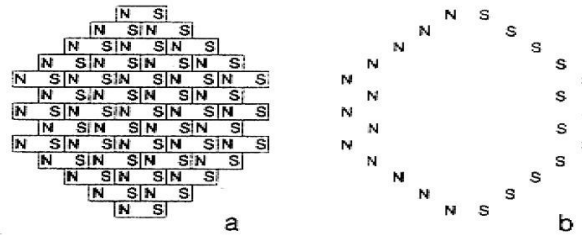


figura 2.4: a) Interação dos dipolos de um material ferromagnético; b) polos livres do ferromagnético.

Considerando uma amostra com geometria bem definida e magnetização uniforme, tal como o elipsóide de revolução, pode-se considerar um campo efetivo dado por:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} - \vec{H}_d \quad (2.18)$$

onde \vec{H} é o campo externo aplicado e \vec{H}_d é o campo desmagnetizante que, por sua vez, é dado por:

$$\vec{H}_d = N_d \vec{M} \quad (2.19)$$

onde \vec{M} é a magnetização e N_d é o fator desmagnetizante que depende da geometria da amostra.

Portanto, sempre que houver um campo desmagnetizante \vec{H}_d , o valor de campo efetivo \vec{H}_{eff} no material será menor do que o campo externo \vec{H} aplicado.

A energia magnetostática associada à magnetização da amostra e seu próprio campo desmagnetizante é, simplesmente, dada por:

$$E_{magnetostática} = \frac{1}{2} N_d M \quad (2.20)$$

onde M é a diferença da componente normal da magnetização entre as extremidades da amostra e N_d é o fator de desmagnetização que varia de 0 a 4π com a dimensão da amostra.

O termo de energia magnetostática é o principal responsável pela formação dos domínios magnéticos, como será visto na seção 2.3.1.

2.2.4 Energia magnetoelástica

As mesmas interações entre os momentos atômicos, que dão origem ao ferromagnetismo e a anisotropia magnética, produzem forças entre os átomos que tendem a alongar a rede cristalina de forma anisotrópica.

A energia magnetoelástica $E_{\text{magnetoelástica}}$ é a energia associada com a magnetostricção, ou seja, que descreve a interação da magnetização com o alongamento da rede cristalina. Inversamente, quando uma tensão mecânica externa é aplicada, a estrutura magnética pode, em princípio, ser modificada. Para descrever este efeito, é útil introduzir a energia magnetoelástica, dada por [15]:

$$E_{\text{magnetoelástica}} = \int d^3r \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \sigma_{\alpha\beta} M_{\gamma} M_{\delta} \quad (2.21)$$

onde $\sigma_{\alpha\beta}$ é o tensor de tensão mecânica aplicada e $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta}$ é o tensor magnetoelástico. A energia magnetoelástica é definida como zero para uma rede não alongada [10].

Devido à dependência de $E_{\text{magnetoelástica}}$ sobre o alongamento da rede, uma forte interação existe entre a orientação dos domínios, a tensão residual e a tensão mecânica aplicada [14]. Sendo assim, uma importante fonte de anisotropia é a existência de defeitos e impurezas que geram tensões internas residuais, as quais, associadas à magnetostricção da amostra, resultam em anisotropias magnetoelásticas ao longo do material.

A magnetostricção, que tem origem no acoplamento spin-órbita dos átomos, por sua vez, corresponde ao fenômeno da variação das dimensões de um material ferromagnético quando submetido a um campo magnético externo [9].

2.2.5 Energia Zeeman

Devido à aplicação de um campo magnético \vec{H} , para minimizar a energia magnética, ocorrem modificações na estrutura de domínios. A energia associada ao campo e aos momentos magnéticos, chamada de energia Zeeman, é dada por [9]:

$$E_Z = -\mu_o \vec{m} \cdot \vec{H} \quad (2.22)$$

onde \vec{m} é a momento magnético.

2.2.6 Termo de desordem

Para todas as contribuições anteriores, considerou-se apenas um sistema homogêneo, em que as interações são globalmente definidas e não dependentes da posição. Entretanto, em geral, diferentes fontes de heterogeneidades são encontradas nos materiais ferromagnéticos reais. A presença da desordem estrutural é essencial para entender as flutuações no ruído Barkhausen, que seria suprimido em um sistema perfeitamente ordenado. A natureza da desordem pode ser inferida através da estrutura microscópica do material em estudo [15].

Podem-se distinguir várias contribuições para a energia livre magnética devido à desordem. Em materiais cristalinos, é devido à presença de vacâncias, discordâncias e impurezas não magnéticas. Em materiais policristalinos, deve-se adicionar a estes defeitos a presença de contorno de grãos e variações do eixo de anisotropia em diferentes grãos. Em amorfos, a desordem é primariamente a tensões internas residuais e ao arranjo randômico dos átomos [15].

Na seção 2.3.2, considera-se uma análise do termo de desordem para o caso especial de uma amostra em forma de paralelepípedo com apenas uma parede de 180° plana.

2.3 Domínios e paredes de domínio magnéticos

Os materiais ferromagnéticos tendem a minimizar a energia livre magnética e o resultado desta minimização é o surgimento de uma distribuição da magnetização em pequenas regiões, chamadas de domínios magnéticos, onde a magnetização é igual à magnetização de saturação M_S . Entretanto, no estado desmagnetizado, a orientação da magnetização dos domínios está distribuída de tal maneira que o material, como um todo, tenha magnetização nula. A distribuição da magnetização é diferente para cada amostra e chama-se estrutura de domínios magnéticos.

Os domínios magnéticos são separados por zonas de transição chamadas de paredes de domínio, onde a magnetização afasta-se da orientação da magnetização do domínio e, gradualmente, aproxima-se da orientação da magnetização do domínio adjacente.

2.3.1 Origem dos domínios

Todos os termos da energia livre magnética são importantes, porém a energia magnetostática é a principal responsável pelo surgimento das estruturas de domínios nos materiais ferromagnéticos [10]. A figura 2.5 mostra como se dá a origem dos domínios. Na parte (a) da figura 2.5, tem-se uma amostra espontaneamente magnetizada em uma única direção, ou seja, formando um monodomínio. Deste modo, pólos magnéticos são formados na superfície da amostra, principalmente nas extremidades do cristal, originando um campo desmagnetizante intenso. Como resultado, tem-se um alto valor da energia magnetostática, dado por $\frac{1}{2}N_dM$. Porém, parte (b) da figura 2.5, dividindo o cristal em dois domínios magnetizados em direções opostas, a energia magnetostática é reduzida à metade. Continuando esta divisão, parte (c) da figura 2.5, logo, com N domínios, a energia magnetostática reduzirá a aproximadamente $1/N$ da energia magnetostática da configuração inicial dada em (a). Isto ocorre devido à redução espacial do campo magnético.

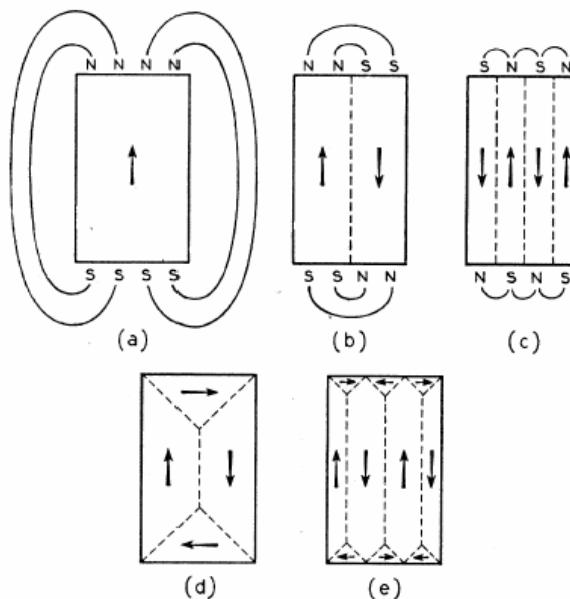


figura 2.5: A origem dos domínios magnéticos. Retirada da referência [10].

O processo de divisão é esperado até que a energia necessária para estabelecer uma parede adicional, separando dois domínios de magnetização oposta, seja maior do que a redução da energia magnetostática associada com mais uma divisão.

É possível estabelecer arranjos de domínios tal como em (d) e (e), onde a energia magnetostática é zero. Esta é a chamada estrutura de domínios de fechamento, que tem as paredes dos domínios triangulares perto das extremidades das faces do cristal formando um ângulo de 45° com a magnetização dos domínios retangulares e, por isso, a componente normal da magnetização na interface é contínua e, assim, pólos não são formados em parte alguma do cristal. Não é necessariamente óbvio que uma ou outra estrutura tenha a energia mais baixa uma vez que todas estas situações de foram encontradas em diferentes materiais.

O ferro, por exemplo, apresenta uma estrutura de domínios tal como mostra a figura 2.6. Nesta existem paredes de 180° , onde os domínios adjacentes têm a direção da magnetização em sentidos opostos, e paredes de 90° , onde os domínios adjacentes são ortogonais.

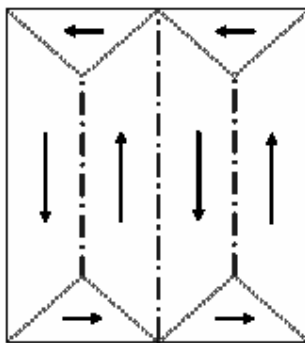


figura 2.6: Estrutura de domínios para o ferro mostrando as paredes de 180° (---) e 90° (.....).

2.3.2 Paredes de domínio – Parede de Bloch

O termo parede de domínio magnético denota a camada de transição, que separa domínios magnéticos adjacentes magnetizados em diferentes direções.

As paredes de domínio podem ser descritas pelos ângulos entre os vetores M_S dos domínios do qual a parede separa. Elas podem ser classificadas em paredes de 180° e paredes de não- 180° . Além de serem classificadas quanto ao ângulo entre os vetores magnetização dos domínios, as paredes podem ser classificadas quanto à direção de rotação dos spins da parede, podendo ser chamadas de paredes de Néel e paredes de Bloch.

As paredes de Néel [16] são aquelas em que a rotação dos momentos magnéticos ocorre no mesmo plano dos domínios. Estas paredes ocorrem principalmente quando as amostras são filmes finos.

A parede de Bloch, nomeada deste modo, pois F. Bloch, em 1932, foi quem primeiro estudou a natureza das camadas de transição, corresponde às paredes em que a rotação dos momentos magnéticos ocorre saindo fora do plano dos domínios adjacentes.

Como, neste trabalho, não se trabalhou com filmes finos, será dado ênfase ao estudo das paredes de Bloch. A idéia essencial da parede de Bloch é que toda mudança na direção dos momentos magnéticos entre domínios magnetizados em diferentes direções não ocorre em apenas um passo descontínuo sobre um simples plano atômico, pelo contrário, a mudança na direção se dá de um modo gradual sobre muitos planos atômicos, como mostra a figura 2.7.

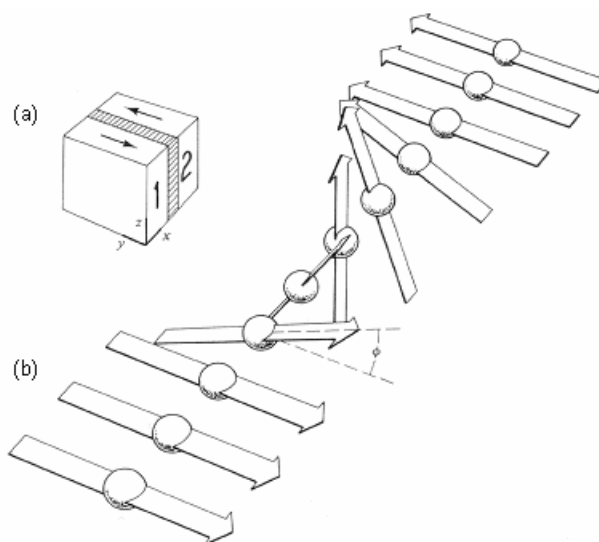


figura 2.7: Parede de Bloch de 180°. a) Domínios adjacentes 1 e 2, separados pela parede de domínio. b) Em detalhe, estrutura da parede de domínios de 180°. Retirada da referência [9]

A razão para a natureza gradual da orientação dos momentos magnéticos em uma parede de domínio está no fato de que uma mudança abrupta tem uma energia de troca grande associada. Este comportamento pode ser entendido a partir da seguinte expressão para a energia de troca para uma parede de $N + 1$ átomos é [11]:

$$E_{troca} = JS^2\varphi_0^2 / N \quad (2.23)$$

onde φ_0 é a mudança de ângulo total entre as magnetizações dos domínios, N é o número de passos que a mudança ocorre, ou seja, o ângulo entre dois momentos magnéticos vizinhos, J é a integral de troca e S é o momento angular medido em unidades de \hbar .

Desde que a energia de troca de uma parede é inversamente proporcional a sua espessura, a parede deveria se espalhar até que sua espessura ficasse do proporcional ao tamanho do cristal. Porém, a energia de anisotropia magnetocristalina atua no sentido de

limitar a espessura da camada de transição. Os momentos magnéticos de dentro da parede estão muito direcionados para fora do eixo de fácil magnetização, de modo que há uma quantidade de energia de anisotropia magnetocristalina associada com a parede. Essa quantidade de energia será proporcional à largura da parede.

Deste modo, enquanto que a energia de troca atua no sentido de deixar a largura da parede a maior possível, a energia de anisotropia magnetocristalina atua de modo a deixar a largura da parede a menor possível. Como resultado desta competição, a parede tem uma largura finita e sua energia, dada pela soma das energias de troca E_{troca} e a de anisotropia magnetocristalina $E_{\text{magnetocristalina}}$, é [9]:

$$E_{\text{parede}} = E_{\text{troca}} + E_{\text{magnetocristalina}} \quad (2.24)$$

A largura da parede é aquela em que a energia da parede tem um valor mínimo, obtido quando a energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina tiverem valores semelhantes.

Várias definições para a largura da parede existem. A expressão clássica, dada por Lilley [20], que depende da constante de troca A e da constante de anisotropia K , é:

$$\delta_w = \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (2.25)$$

Todos os termos da energia livre magnética que dependem da orientação de aplicação do campo magnético com relação à amostra são responsáveis pela anisotropia. Deste modo, a constante de anisotropia, que influencia diretamente a largura da parede, pode ter origem nas energias magnetocristalina, magnetostática e magnetoelástica.

3 PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO E PERDAS

Neste capítulo, são apresentados os aspectos principais dos processos de magnetização e da curva de magnetização, a teoria básica do efeito Barkhausen e da magnetostricção e uma breve introdução às perdas nos materiais ferromagnéticos. Embora este capítulo tenha como título “Processos de magnetização e perdas”, ele corresponde a uma breve revisão. Para uma revisão completa, sugerem-se as referências [7, 9].

O ruído Barkhausen e a magnetostricção, constituem-se de úteis ferramentas no estudo dos processos de magnetização e na identificação dos mecanismos responsáveis pelas perdas ao longo do laço de histerese e na investigação dos processos de magnetização em altos valores de indução [21, 22]. A maior parte dos resultados encontrados na literatura refere-se a aços orientados, tais como as referências [21, 22]. Em particular, poucos resultados sobre ruído Barkhausen e magnetostricção e sua correlação com as perdas em aços elétricos não-orientados podem ser encontrados na literatura [23].

3.1 A curva de magnetização e os processos de magnetização

A curva de magnetização e a histerese magnética, que são a principal evidência de que os processos de magnetização nos materiais ferromagnéticos estão longe do equilíbrio [24], foram estudadas pela primeira vez a mais de 100 anos atrás [25].

Todos os fenômenos da curva de magnetização e da histerese magnética podem ser explicados em termos da estrutura de domínios. Embora esta análise seja muito difícil, sabe-se que, na curva de magnetização, os processos de magnetização simplesmente referem-se à maneira pelo qual um material, que exhibe ordem magnética e encontra-se aparentemente desmagnetizado em ausência de campo externo, é levado à saturação através da aplicação de um campo magnético de amplitude adequada.

Formalmente, a dinâmica da magnetização é descrita pela equação do movimento de Landau-Lifshitz [15]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (3.1)$$

onde γ é a razão giromagnética, M_S é a magnetização de saturação e \vec{H}_{eff} é o campo magnético efetivo. Este último carrega informação sobre todas as interações e termos da

energia atuantes no sistema magnético e pode ser calculado pela derivada variacional

$$\bar{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \bar{M}}.$$

Quando um campo magnético é aplicado em um material ferromagnético, a estrutura de domínios vai sendo modificada predominantemente por meio de dois mecanismos: movimento de paredes de domínios e rotação da magnetização. Tais processos podem ser classificados como reversíveis e irreversíveis, sendo que os irreversíveis são associados à dissipação de energia sob a forma de calor. A figura 3.1 mostra uma curva de magnetização típica de um material ferromagnético e caracteriza as regiões com determinados mecanismos de magnetização predominantes.

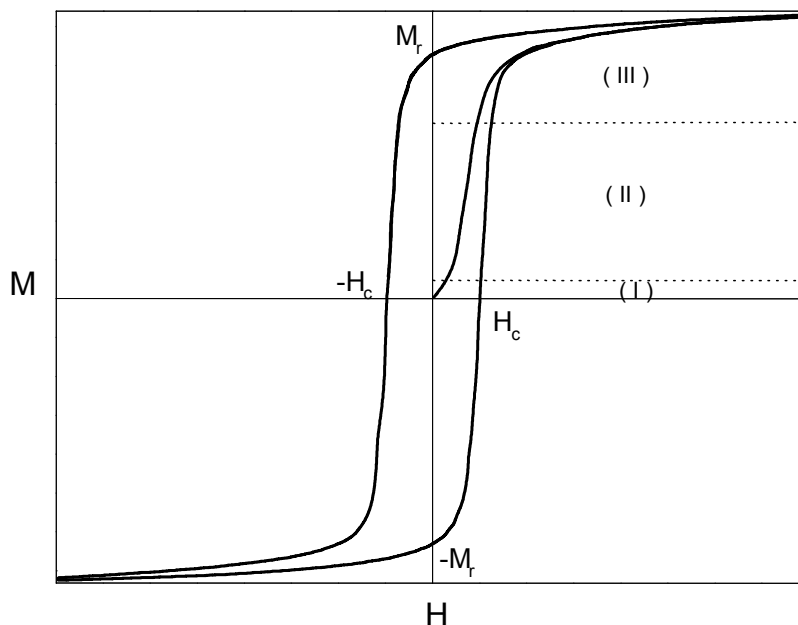


figura 3.1: Processos de magnetização e uma curva de magnetização típica de um material ferromagnético. As regiões I – Movimentos reversíveis de paredes de domínio, II – Movimentos irreversíveis de paredes de domínio e III – Rotação da magnetização. Retirada da referência [26]

A partir desta curva de magnetização, podem-se retirar parâmetros e características importantes do material:

a) Magnetização de saturação (M_s): é a magnetização que não se altera para aumentos posteriores do campo externo. Isto ocorre porque os momentos magnéticos já se encontram alinhados na direção do campo magnético;

b) Magnetização remanente (M_r): corresponde ao valor assumido pela magnetização quando após, saturada o campo é reduzido a zero;

c) Campo coercivo: campo magnético necessário para reverter o sentido de magnetização da amostra. Corresponde ao campo H_c que a magnetização retorna a zero depois de a amostra ter atingido o estado saturado.

A figura 3.2 mostra os processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização.

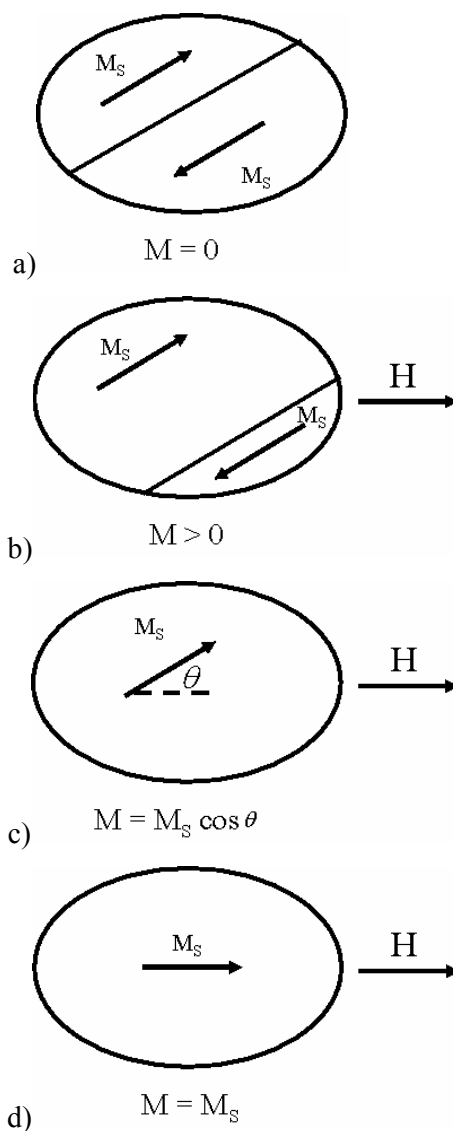


figura 3.2: Processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização: a) Amostra desmagnetizada; b) Movimento de paredes de domínio; c) Magnetização se direciona ao longo dos eixos de fácil magnetização ocorrendo, a partir daí, rotação da magnetização; d) A magnetização se orienta na direção de H.

Uma amostra ferromagnética, inicialmente desmagnetizada, quando submetida a um campo magnético externo com intensidade crescente, sua magnetização, medida na direção do

campo, irá aumentar até alcançar um valor de saturação, a partir do qual um aumento no campo externo não produz qualquer variação significativa da magnetização. Esta curva obtida corresponde à curva de magnetização virgem. Então, considerando a parte (a) da figura 3.2, ao ser aplicado um campo magnético uma amostra desmagnetizada, é verificado que, se o campo não ultrapassar um limite, que depende da amostra em particular, ocorrem variações reversíveis na magnetização, caracterizando a região I da figura 3.1. Nesta região, o processo de magnetização ocorre, em grande escala, por deslocamentos reversíveis das paredes de domínios, que corresponde ao processo de passagem da parte (a) para a parte (b) da figura 3.2, bem como, em menor intensidade, por rotações, também reversíveis, da magnetização. Para campos maiores, tem-se a chamada região de magnetização irreversível que corresponde à região II da figura 3.1. Nesta, o processo de magnetização se torna irreversível e predominam os movimentos irreversíveis de parede de domínio e rotações irreversíveis da magnetização, caracterizando o processo de passagem da figura 3.2 (b) até a formação de uma estrutura como mostrado na parte (c) da figura 3.2. Se o campo aplicado for posteriormente aumentado, região III da figura 3.1, predominantemente haverá rotação da magnetização, passagem da figura 3.2 (c) para a figura 3.2 (d), o que define a região de aproximação da saturação. A partir deste ponto, o material entra na região de saturação técnica, figura 3.2 (d), onde o aumento do campo produzirá variações muito pequenas da magnetização. Estas regiões referem-se à curva de magnetização virgem. Ao ser diminuindo o valor do campo aplicado, a partir da saturação, a magnetização retorna ao valor de remanência M_r . Invertendo o sentido do campo e aumentando sua intensidade, a magnetização continua a diminuir de valor a partir de M_r , passando por zero em um campo chamado de campo coercivo H_c , e, finalmente, atingindo o seu valor de saturação na direção oposta à original para campos suficientemente altos. Diminuindo-se a intensidade do campo a zero a partir deste ponto, a magnetização atinge a remanência negativa. Aumentando-se o campo no sentido positivo a magnetização passa por zero, em $+H_c$, e atinge o valor de saturação na direção de saturação original, fechando o ciclo completo de histerese. Os ciclos posteriores serão superpostos ao descrito.

3.1.1 Movimento de paredes de domínio

O movimento das paredes de domínio, assim como muitos outros aspectos do processo de magnetização, tem como origem a complexidade da energia livre magnética. Em um material real, existem muitos defeitos que fazem com que o movimento das paredes ocorra

como se as mesmas estivessem sob a ação de uma força restauradora, associada a uma energia potencial que depende das suas posições. Os mínimos da energia livre magnética F é que vão definir as posições de equilíbrio das paredes. Esta energia livre pode ser expressa como uma função de muitas coordenadas generalizadas $F = F(\{q_i(H)\})$ que podem ser as posições das paredes ou de um conjunto de paredes, entre outros, sendo que estas posições podem depender do campo [26].

Para evitar a complexidade do tratamento geral, adota-se o procedimento usado por Kittel [27], o qual consiste em analisar o caso mais simples de uma parede de Bloch de 180° plana movendo-se na direção normal ao plano da parede. A análise deste caso simples produz resultados úteis para a análise de situações mais complexas. Néel foi o primeiro pesquisador a sugerir que a energia livre, ou, mais exatamente, a energia potencial, deveria ter um caráter estocástico para poder reproduzir certas características dos processos de magnetização observadas experimentalmente.

Para tal análise, considera-se, conforme a figura 3.3, uma amostra com forma de paralelepípedo com uma parede de 180° plana, separando dois domínios que está inicialmente no plano yz e o seu movimento ocorre no eixo x .

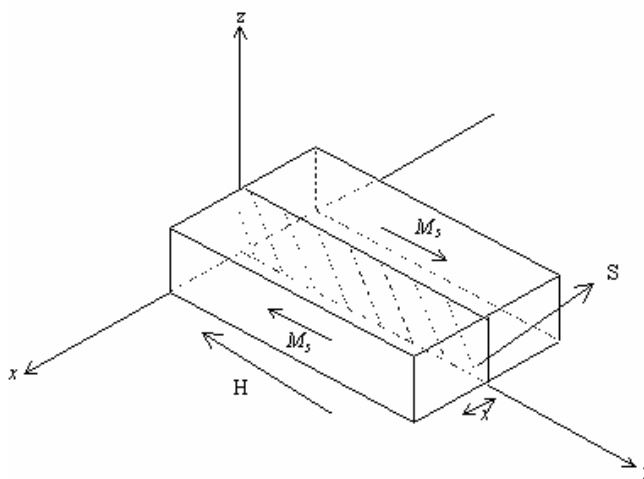


figura 3.3: Domínios em forma de paralelepípedos separados por uma parede de 180° . Retirada da referência [26].

Caso o material fosse completamente livre de defeitos, um campo magnético externo infinitesimal aplicado ao longo do eixo y , de acordo com a figura 3.3, faria com que a parede se deslocasse para um dos extremos da amostra, ou seja, o domínio com magnetização orientada na direção do campo aumentaria em volume em detrimento do domínio com magnetização contrária, levando a amostra ao estado saturado. Uma única dificuldade

eventual ao movimento da parede seria a existência de um campo desmagnetizante devido aos pólos magnéticos existentes nas extremidades da amostra [26].

Porém, no caso real, existem muitos defeitos, que são centros de aprisionamento de paredes de domínio, no interior da amostra que produzem modificações na energia livre magnética, mais precisamente no termo de desordem, e que dependem da posição da parede [26]:

$$V(x) = \sum_i V_i(x) \quad (3.2)$$

Estes centros de aprisionamento podem levar a parede a um movimento que ocorre em saltos, chamados de saltos Barkhausen.

A figura 3.4 representa uma das possíveis contribuições a $V(x)$ típicas para uma amostra como apresentada na figura 3.3. Além da função $V(x)/S$, parte (a) da figura 3.4, onde S é a área da parede, dada de acordo com a figura 3.3, que corresponde à energia associada aos centros de aprisionamento, é representada a função $(\partial V(x)/\partial x)/S$, parte (b) da figura 3.4, que corresponde à pressão restauradora exercida sobre a parede.

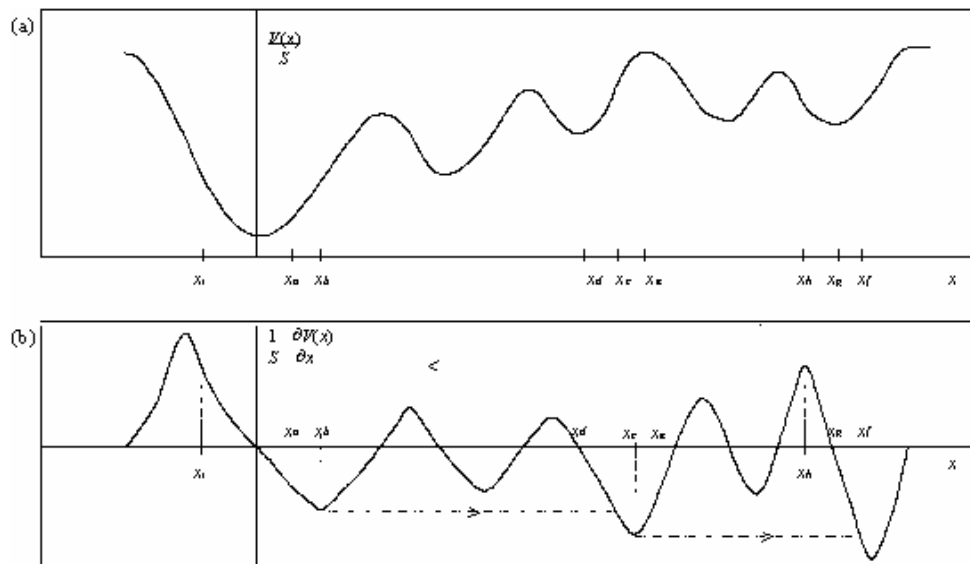


figura 3.4: a) Energia de uma parede em função de sua posição e b) a pressão restauradora exercida sobre a mesma. Retirada da referência [26].

Então, no caso de uma amostra com centros de aprisionamento, a energia total, que depende da posição da parede e dos centros de aprisionamento, é dada por [26]:

$$E(H, x) = -\mu_o H M_S \sum_k v_k \cos \phi_k + V(x) \quad (3.3)$$

onde $V(x)$ é um termo associado aos centros de aprisionamento, M_S é a magnetização de saturação, v_k são os volumes ocupados pelos domínios e ϕ_k é o ângulo entre o campo magnético externo e a magnetização do k -ésimo domínio.

Considerando a mesma estrutura de domínios apresentada na figura 3.3, com a aplicação do campo magnético externo, a parede sofre um deslocamento x . Deste modo, os volumes relativos ocupados pelos dois domínios tornam-se $v_1 = S [(l/2)+x]$ e $v_2 = S [(l/2)-x]$ onde S é a área da parede e l a largura da amostra [26].

Como o campo é aplicado ao longo do eixo y , $\phi_1 = 0$ e $\phi_2 = \pi$, a energia total é:

$$E(H, x) = -2\mu_o HM_s Sx + V(x) \quad (3.4)$$

Deste modo, para se ter uma configuração estável dos domínios, a energia total deve satisfazer as seguintes condições:

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = 0 \text{ e } \frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} > 0 \quad (3.5)$$

Aplicando estas condições de equilíbrio à energia total, tem-se:

$$\frac{1}{S} \frac{\partial E(x)}{\partial x} = -2\mu_o HM_s + \frac{\partial \gamma}{\partial x} = 0, \text{ onde } \gamma(x) = \frac{V(x)}{S} \quad (3.6)$$

e

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} > 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} > 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[-2\mu_o HM_s S + \frac{\partial V}{\partial x} \right] = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} > 0 \quad (3.8)$$

onde $\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{1}{S} \frac{\partial V}{\partial x}$ é a pressão restauradora da parede. Sendo assim, na condição de equilíbrio, a pressão exercida pelo campo externo $2\mu_o HM_s$ deve ser contrabalançada pela pressão restauradora da parede.

Utilizando as condições de equilíbrio, pode-se determinar o movimento da parede de domínio. Se a parede estiver inicialmente na origem, $x = 0$, de acordo com a parte (a) da figura 3.4, e for aplicado um campo magnético \vec{H} , na direção y haverá o movimento reversível da parede até uma posição x_a , que corresponde ao ponto onde a pressão exercida pelo campo externo $2\mu_o HM_s$ é contrabalançada pela pressão restauradora $\partial \gamma / \partial x$. Se o campo retornar a zero, a parede retornará à posição de origem, sempre assumindo posições que satisfazem a condição de equilíbrio. Se o campo for aumentado a partir do valor que tinha

quando a parede ocupava a posição x_a , o movimento reversível continuará até a posição x_b , onde $\partial^2\gamma/\partial x^2 = 0$. Um pequeno acréscimo do campo magnético faz com que a parede ocupe uma posição onde $\partial\gamma/\partial x$ não é mais suficiente para contrabalançar a pressão exercida pelo mesmo termo $2\mu_0HM_S$. Esta falta de estabilidade pode ser associada com a região onde $\partial^2\gamma/\partial x^2 < 0$. A parede, então, deslocar-se-á irreversivelmente até atingir a posição x_c onde as condições $2\mu_0HM_S = \partial\gamma/\partial x$ e $\partial^2\gamma/\partial x^2 > 0$ são novamente satisfeitas. Estando a parede em x_c e diminuindo o campo até zero, ela deslocar-se-á reversivelmente até o ponto x_d . Com isto a magnetização não volta a assumir o seu valor inicial $M = 0$, mas um valor correspondente à posição x_d . Continuando a aumentar o campo a partir de x_d , a parede deslocar-se-á reversivelmente até x_e , quando então ocorrerá um novo salto até a posição x_f . Uma diminuição do campo, a partir deste ponto, fará com que a parede se desloque reversivelmente até x_g , onde um valor de remanência, diferente daquele associado ao ponto x_d , é observado. Aumentando-se o campo no sentido inverso haverá um movimento reversível até a posição x_h seguido de um grande salto até x_i , revertendo o sentido da magnetização e assim sucessivamente. A figura 3.5 mostra o percurso correspondente na curva de magnetização [26].

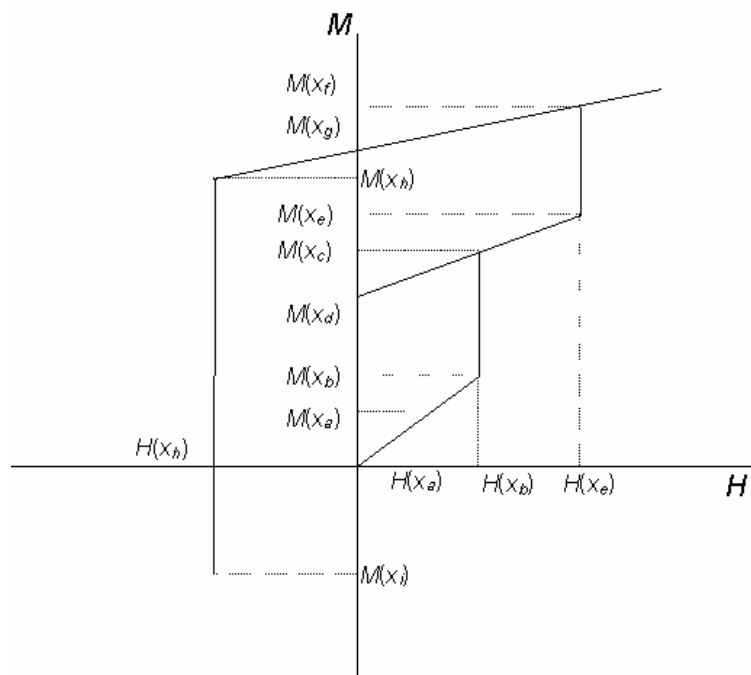


figura 3.5: Curva de magnetização correspondente às posições da parede. Retirada da referência [26]

3.1.2 Rotação da Magnetização

Esta rotação consiste simplesmente no alinhamento da magnetização com a direção do campo magnético aplicado. No caso de existirem paredes, o movimento de paredes predominantemente ocorrerá antes da rotação.

A rotação da magnetização pode consistir de um processo reversível ou irreversível. Os processos reversíveis ocorrem em qualquer amostra, com ou sem domínios e paredes de domínios, que exibe alguma direção preferencial para a magnetização. Sendo reversíveis, estes não caracterizam dissipação de energia. Já, rotações irreversíveis da magnetização são ainda objeto de estudo.

3.2 Efeito Barkhausen

“Em cada pequeno cristal de um material, há tensões e discordâncias; há impurezas, sujeira e imperfeições. E, ao menor campo, as paredes de domínio, em movimento, ficam aprisionadas nelas. Há uma energia de interação entre a parede de domínio entre a deslocação, ou um limite de grão, ou uma impureza. Então quando a parede acha algum deles, ela fica aprisionada; ela fica lá até certo campo. Mas então se o campo é aumentado mais, repentinamente se desaprisiona e vai em frente. Então o movimento de uma parede de domínio não é suave do mesmo modo que em um cristal perfeito – ela fica aprisionada toda vez por um instante e move-se em solavancos. [...] Agora o importante é que estes solavancos na magnetização podem causar uma perda de energia. Em primeiro lugar, quando a parede finalmente passa por um impedimento, ela se move muito rapidamente para o próximo, desde que o campo já seja acima do que seria requerido para o movimento impedido. O movimento rápido significa que há mudanças rápidas de campo magnético que produzem correntes de Foucault no cristal. Estas correntes dissipam energia aquecendo o metal. [...] Não é difícil mostrar que o processo de magnetização na parte central da curva de magnetização é aos solavancos – que a parede de domínio salta repentinamente com a mudança de posição. Tudo que se precisa é uma bobina de fios – com milhares de espiras – conectadas a um amplificador e um alto-falante. Colocando algumas chapas de aço ao silício (do tipo utilizado em transformadores) ao centro da bobina e aproximando lentamente um ímã em barra, as repentinas mudanças na magnetização produzirão impulsos de fem na bobina, que serão ouvidos como distintos estalidos no alto-falante. Como se move o ímã próximo ao ferro, será ouvido um tropel inteiro de estalidos que parecerão o ruído de grãos de areia caindo uns sobre os outros como se uma vasilha de areia fosse inclinada. As paredes de domínio estão saltando repentinamente e sacolejando com o aumento do campo. Este fenômeno é chamado de Efeito Barkhausen.” [15, 28]

Dada por Feynman em suas notas de aula [28], esta descrição contém todos os elementos essenciais do ruído da magnetização como descobertos por H. Barkhausen em 1919 [6]. Um pedaço de ferro, o mais simples material magnético, produz um ruído quando magnetizado por um campo variado suavemente no tempo. Esta foi a primeira evidência

indireta da existência de domínios magnéticos, postulado poucos anos antes por Weiss [29]. Porém, na realidade, Barkhausen acreditava que o ruído era produzido por reversões súbitas dos domínios magnéticos, na época, chamados de ímãs moleculares.

Primeiramente observado em 1919, por um longo tempo, todos os estudos focaram a descrição fenomenológica das propriedades espectrais do ruído como uma superposição de eventos elementares, sem qualquer entendimento microscópico. Porém, progressivamente, o efeito Barkhausen foi reconhecido como uma promissora ferramenta para investigar as características intrínsecas dos processos de magnetização e da histerese.

3.2.1 O ruído Barkhausen

O ruído Barkhausen consiste em séries de pulsos de tensão que são detectados nas extremidades de uma bobina sensora enrolada em torno de uma amostra de material ferromagnético submetida a um campo aplicado variável [6]. Este ruído é induzido por flutuações irregulares no movimento de uma parede de domínio [10], ou seja, por variações abruptas e irreversíveis na magnetização do material, chamados de saltos Barkhausen, geradas principalmente pelo aprisionamento e, subsequente, desaprisionamento das paredes de domínios magnéticos durante seu movimento devido aos centros de aprisionamento de paredes de domínio associados à existência de desordem estrutural gerada por defeitos, presença de grãos em materiais policristalinos, discordâncias e deformações na rede, flutuações na composição, presença de inclusões, precipitados, impurezas ou tensões localizadas no material. Ou seja, o efeito Barkhausen parte da idéia de descrever o movimento de paredes de domínio como uma seqüência randômica de saltos elementares das paredes de domínio entre posições metaestáveis, tentando, então, interpretar as propriedades do efeito em termos dos efeitos de correlação entre os saltos [30].

A figura 3.6 define o efeito Barkhausen. Considerando uma curva de indução do material a ser estudado, parte (a), visualizando-a em detalhe, parte (b), observa-se que esta não é tão suave quanto aparenta, mas apresenta variações abruptas do valor da magnetização, ou seja, as variações ocorrem aos saltos. Estes são os chamados saltos Barkhausen.

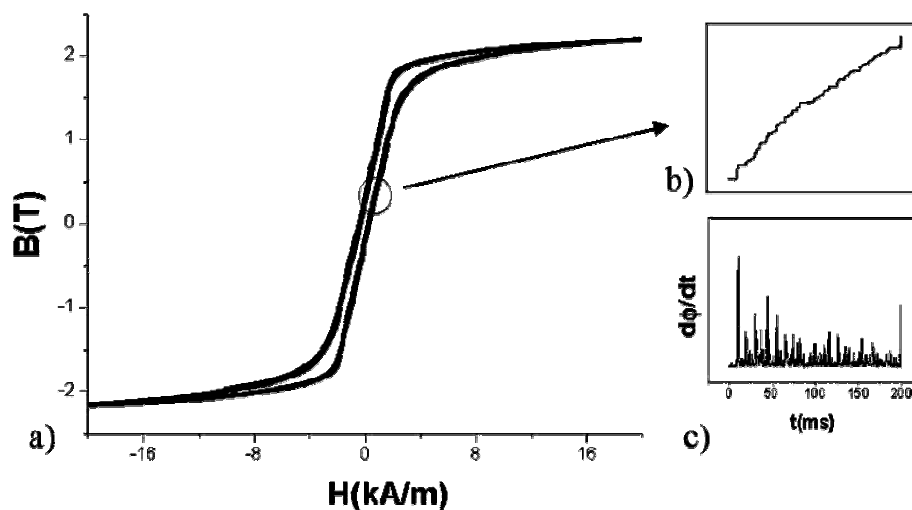


figura 3.6: a) Curva de indução, b) Em detalhe, saltos Barkhausen; c) Variação temporal do fluxo magnético detectado por uma bobina sensora.

Tem-se que estas variações abruptas da magnetização geram variações de fluxo magnético na bobina sensora. Estas variações de fluxo, de acordo com a Lei de Faraday-Lenz, por sua vez, geram um sinal de tensão induzido na bobina sensora [17]. Amplificando o sinal de tensão induzido nos terminais de uma bobina sensora, as discontinuidades podem ser reproduzidas no osciloscópio, como mostra a parte (c) da figura 3.6. A mudança no momento magnético para um simples salto pode ser determinada a partir da área sobre o pulso gravado no osciloscópio [31].

No estudo dos mecanismos de magnetização, o ruído Barkhausen é associado ao movimento de paredes de domínio. Porém, a nucleação e a aniquilação de domínios magnéticos, por gerarem movimentos de paredes associados e, conseqüentemente, mudanças abruptas na magnetização, também contribuem para o sinal Barkhausen [17].

3.2.2 O ruído Barkhausen e a dinâmica de magnetização

O ruído Barkhausen fornece informações úteis sobre a dinâmica de magnetização e sua correlação com os parâmetros macroscópicos medidos na curva de histerese do material [15, 21, 22, 26, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43]. Em particular, é possível acompanhar a evolução da estrutura de domínios do material e até mesmo a nucleação e aniquilação de famílias de domínios [21, 22]. A conexão do ruído Barkhausen com as perdas magnéticas nos aços elétricos foi realizada com êxito por G. Bertotti e colaboradores [21, 35,

44, 45]. Devido à complexidade intrínseca do sistema de paredes de domínios magnéticos, o fenômeno apresenta características estocásticas as quais tornam sua análise complexa.

Atualmente, existe um crescente interesse no ruído Barkhausen pois corresponde possivelmente a um exemplo de sistema dinâmico que pode apresentar um comportamento crítico auto-organizado [21, 22, 32, 33, 34, 46, 47, 48], conceito introduzido por Bak *et. al.* [21] para explicar a dinâmica de sistemas dissipativos.

O ruído Barkhausen representa a prova fundamental da existência de domínios magnéticos, postulado por Weiss no início do século [35]. Quando, muitos anos após, a conexão direta do efeito Barkhausen com a dinâmica das paredes de domínios começou a ser apreciada, tornou-se evidente que o efeito podia fornecer, em princípio, informações básicas sobre os processos de magnetização e podia representar uma chave única para a interpretação microscópica da histerese ferromagnética. O principal obstáculo para isto tem sempre sido representado pela complexidade da fenomenologia do efeito Barkhausen e o intrínseco caráter estocástico do sinal. Um ponto crucial, nesta conexão, é que o sinal do Barkhausen como uma função da magnetização ao longo de cada meio-ciclo é altamente não-estacionário como uma consequência do fato de que diferentes processos ocorrem em diferentes níveis de magnetização: movimento de paredes de domínio quando M é baixo e, criação e aniquilação de domínios perto da saturação magnética. Qualquer resultado obtido por média das propriedades do efeito Barkhausen sobre uma mistura de processos na curva de histerese, gera uma interpretação física que não é clara. Sendo assim, os experimentos de análise estatística de ruído Barkhausen se restringem às investigações da parte central da curva de histerese, onde o movimento de paredes de domínio é o processo dominante [30].

3.3 Magnetostricção

Mais de cento e cinquenta anos se passaram desde 1842, quando o histórico experimento de Joule demonstrou a existência da magnetostricção. Joule conseguiu importantes resultados relacionando a deformação do material com o campo magnético aplicado. Entretanto, ele mesmo concluiu também que a deformação era limitada a valores relativamente pequenos. Mesmo assim, ao longo do tempo, foram descobertas novas aplicações para o efeito magnetostrictivo. As primeiras aplicações técnicas da magnetostricção surgiram antes da segunda guerra mundial, tais como os osciladores em 1928, torquímeros em 1929 e sonares em 1935. Além disto, um notório interesse para as

aplicações dos fenômenos magnetoelásticos tem sido observado desde 1975 devido às descobertas de novos materiais magnetostrictivos com melhores performances para sensores e atuadores.

O fenômeno magnetoelástico chamado de magnetostricção, Joule ou anisotrópica, descreve genericamente a variação das dimensões dos materiais ferromagnéticos, quando são submetidos a um campo magnético externo [9, 49, 50]. A figura 3.7 define o fenômeno da magnetostricção. A grandeza que quantifica este fenômeno é o alongamento λ , que é a razão entre a variação do comprimento Δl e o comprimento inicial l da amostra, dado simplesmente por [9, 49, 51, 52]:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (3.9)$$

A magnetostricção de saturação λ_s corresponde ao valor de λ medido quando o material está saturado. Os valores de λ_s podem ser positivos, negativos e em alguns materiais, muito próximos de zero. Em cristais, o valor de λ_s depende fortemente da orientação relativa entre a direção ao longo do qual se mede a variação de comprimento Δl e a direção ao longo da qual está sendo aplicado o campo magnético [16].

O efeito magnetostrictivo mais conhecido é o ruído de um transformador em operação. Este ruído vem da contração cíclica do núcleo dos transformadores que possuem um alto valor de magnetostricção.

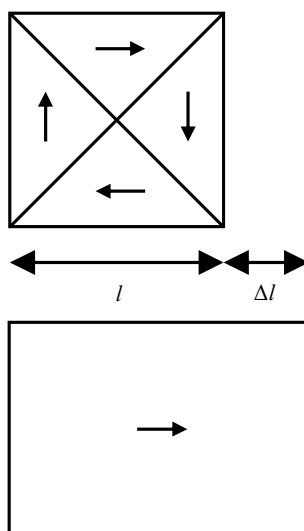


figura 3.7: (a) Cristal de ferro no estado desmagnetizado e em (b) o efeito no comprimento da amostra com a aplicação de um campo magnético externo H.

A variação do comprimento na direção paralela à magnetização é a mais freqüentemente medida. Porém, mudanças da magnetostricção transversal, ou seja, mudanças das dimensões em ângulos retos ao campo aplicado, e no volume são mensuráveis.

Entre o estado desmagnetizado e o saturado o volume da amostra, na maioria dos materiais, permanece constante com uma boa aproximação. Por isso, à medida que o material dilata na direção em que se aplica o campo, por exemplo, deve-se observar um encolhimento na direção perpendicular a este.

A magnetostricção em um cristal é dada por [9, 14, 49, 51]:

$$\frac{\Delta l}{l} = \left(\frac{3}{2}\right) \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3) \quad (3.10)$$

onde $\beta = (\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ e $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ são os co-senos diretores da direção da magnetização e da direção de medida da magnetostricção com respeito aos eixos do cristal e λ_{100} e λ_{111} são os valores de saturação da magnetostricção quando o cristal é magnetizado nas direções [100] e [111], respectivamente.

Em materiais policristalinos, tais como os aços elétricos GNO, a situação é mais complexa do que em simples cristais. A magnetostricção medida corresponde a uma média das contribuições dos muitos domínios de diferentes grãos.

3.3.1 A origem da magnetostricção

A origem microscópica da magnetostricção, deformação da rede em função da orientação dos momentos magnéticos, é a mesma que origina a anisotropia magnetocristalina: a interação spin-órbita, ou seja, a interação entre os spins eletrônicos e o movimento orbital dos elétrons em torno dos núcleos atômicos. A energia dos estados eletrônicos em regiões onde há momento magnético é menor do que aquela que é verificada nos orbitais atômicos de mesma espécie com momento magnético total nulo. Por conta desta diferença de energia, os spins eletrônicos se alinham ao campo, modificando os orbitais atômicos e, conseqüentemente, modificando a distância interatômica do material sujeito ao campo. A modificação do estado orbital reflete numa deformação na rede via o forte acoplamento rede-órbita, caracterizando a magnetostricção. Macroscopicamente, a variação das distâncias interatômicas produz o deslocamento e rotação de domínios magnéticos que, por sua vez, gera deformação macroscópica nos materiais. Dependendo do tipo de material, tais deformações podem implicar em expansão ou encolhimento da dimensão na direção do campo magnético externo

aplicado. Como tais deformações são isovolumétricas, as modificações nas dimensões transversais à direção do campo magnético têm o sentido oposto.

Portanto, a magnetostricção é um parâmetro que relaciona as propriedades magnéticas macroscópicas básicas dos materiais com sua estrutura atômica.

3.3.2 Magnetostricção e os processos de magnetização

Nos materiais ferromagnéticos, a deformação $\Delta l/l$, devido à magnetostricção, é da ordem de 10^{-5} a 10^{-6} . Porém, o valor da magnetostricção depende do tipo de parede de domínios magnéticos existentes no material.

Como o alongamento espontâneo é independente do sentido de magnetização, a dimensão do domínio não muda quando a direção da sua magnetização espontânea é revertida. Sendo que a passagem de uma parede de 180° através de certa região reverte à magnetização da região, pode-se concluir que movimento de paredes de 180° não produz qualquer mudança magnetostrictiva na dimensão [9].

Por outro lado, movimento de paredes de 90° , rotação da magnetização, nucleação e aniquilação de domínios magnéticos sempre são acompanhados por uma mudança na dimensão da amostra [9].

Assim, no caso geral, considerando um cristal magnetizado em um eixo difícil, o processo de magnetização envolverá movimento de paredes de 180° e 90° e rotação da magnetização. Os últimos dois destes processos vêm acompanhados pela magnetostricção [9, 14, 49, 51, 53]. Pode-se tomar como exemplo a figura 3.8, onde se partindo de com uma amostra de ferro no estado desmagnetizado, parte (a) da figura, com a aplicação do campo magnético, parte (b), primeiramente ocorrerá movimento de paredes de domínios, fazendo com ocorra alongamento dos domínios orientados favoravelmente à direção do campo e contração dos domínios que não são favoráveis ao campo, até que a magnetização esteja orientada ao longo dos eixos fáceis da amostra, parte (c) da figura. Com um aumento do campo magnético, para atingir o estado saturado, parte (d) da figura, haverá predominantemente rotação da magnetização fazendo com que ocorra contração e alongamento, respectivamente.

A magnetostricção é uma grandeza anisotrópica, que depende da direção que o campo magnético é aplicado em relação aos eixos cristalinos da amostra. A figura 3.9 mostra que, no caso do ferro, enquanto a magnetização se dá na direção $\langle 100 \rangle$ e predominam os movimentos

de parede de 90° , a magnetostricção cresce continuamente. Quando ferro é magnetizado na direção $\langle 111 \rangle$, ocorre muita rotação de domínios, com contração. Quando magnetizado na direção $\langle 110 \rangle$ praticamente não há magnetostricção até 0.7 T. Entre 0.7 T e 1.5 T, ocorre uma expansão, associada ao movimento de paredes de 90° e acima de 1.5 T ocorre uma contração, que é associada à rotação de domínios [9].

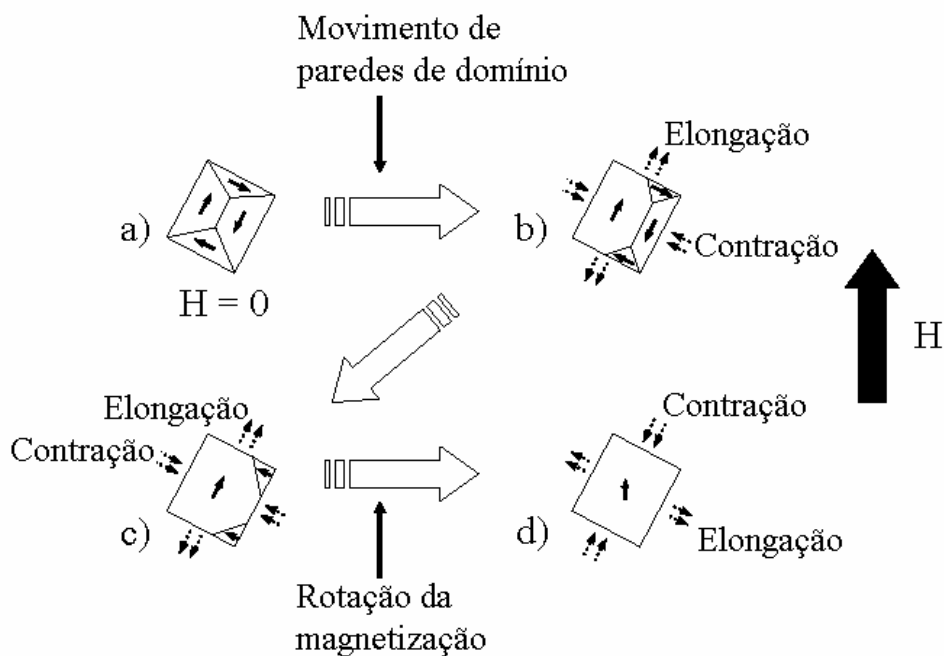


figura 3.8: Descrição bidimensional das mudanças na magnetostricção durante o processo de magnetização do ferro partindo do estado desmagnetizado. a) Estado desmagnetizado, b) estágio inicial do movimento de paredes; c) perto final do estágio do movimento de paredes de domínio com a magnetização orientada na direção dos eixos fáceis; d) estado saturado atingido através da rotação da magnetização a partir de estágio (c). Retirada da referência [53].

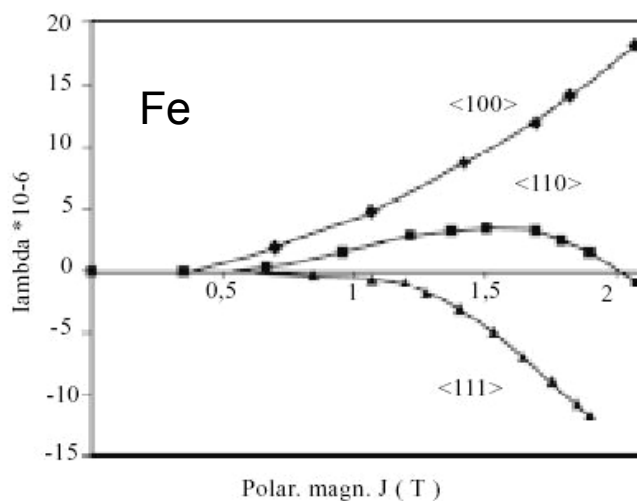


figura 3.9: Variação dimensional (magnetostricção) de monocristal do ferro em função da magnetização, em diferentes direções. A variação dimensional foi medida na mesma direção de aplicação do campo magnético. Retirado da referência [9]

A forte anisotropia das propriedades magnéticas de monocristais de ferro indica que, nos materiais policristalinos, as propriedades dependerão da textura cristalográfica e da direção em que se aplique o campo magnético. Entretanto, grande parte das referências sobre magnetostricção de ferro policristalino não cita esses dados, dificultando sua interpretação.

3.3.3 Métodos de medida de magnetostricção

A magnetostricção pode ser medida através de métodos diretos ou indiretos.

Os métodos diretos são aqueles que a deformação é observada por meio de um princípio mecânico ou óptico. Entretanto, como os efeitos magnetostrictivos são em geral bastante pequenos, o uso destes métodos é limitado a amostras onde λ_S seja relativamente grande. A precisão típica destes métodos é da ordem de 10^{-6} . Alguns dos métodos diretos de medida são: extensômetros, dilatômetro capacitivo de três terminais, método óptico e método do eletrodo capacitivo.

Os métodos indiretos de medida envolvem a determinação de algum parâmetro que, por sua vez, é modificado pela magnetostricção. Em geral, esses métodos são baseados no efeito Villary. Dos métodos indiretos de medida, destacam-se: Método da rotação da magnetização por pequenos ângulos, método da susceptibilidade inicial ou da energia de anisotropia, método baseado no efeito Wiedemann e métodos baseados em ressonância ferromagnética modulada por deformação e magnetorresistência.

Neste trabalho, será dado ênfase ao método dos extensômetros. Estes são também chamados, em inglês, de “strain gauges”. Nesta dissertação, será usado o termo em inglês por ser de uso corrente para pesquisadores da área.

Quando um fino fio metálico é esticado, seu comprimento aumenta e sua seção transversal diminui. Ambos os efeitos tendem a aumentar a resistência elétrica. Esta é a idéia básica dos strain gauges. Estes sensores de deformação, disponíveis comercialmente, consistem em um fio fino, condutor ou semicondutor, em formato sinuoso com o padrão de zig-zag, colado num material flexível tal como plástico. A figura 3.10 mostra um strain gauge semelhante ao utilizado no trabalho.

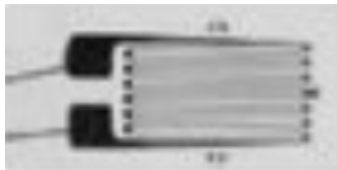


figura 3.10: Strain gauge. A parte escura corresponde ao fio metálico e a parte clara ao material flexível

Este dispositivo é firmemente colado sobre o material com o objetivo de se expandir e contrair solidariamente com a amostra. Sendo assim, o material sendo deformado, provocará uma deformação no strain gauge e, deste modo, haverá uma variação da resistência elétrica do strain gauge. Esta variação na resistência é proporcional à variação do comprimento da amostra, ou seja, proporcional à magnetostricção. A relação de proporcionalidade é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{\Delta R}{R} = K \frac{\Delta l}{l} \quad (3.11)$$

onde K é o fator de gauge, que geralmente é igual a 2.

Apesar de muito práticos e relativamente baratos, os strain gauges possuem resolução típica de 10^{-8} . Os strain gauges são adaptados para medidas em sistemas macroscópicos ou em materiais na forma de fitas delgadas, não sendo úteis em fios ou filmes finos. Além disto, este método pode ser utilizado em configurações que envolvam variação na temperatura e a aplicação de tensão mecânica.

Para materiais cristalinos, o uso de strain gauges para medida de expansão térmica ou da magnetostricção é comum desde seu desenvolvimento em 1947. Porém, um aspecto crucial é que o strain gauge aplicado deve ser maior do que o tamanho médio dos grãos.

3.4 Perdas magnéticas

As perdas magnéticas em aços elétricos são responsáveis por uma parte significativa do consumo de energia no Brasil. Seu estudo e conseqüente possibilidade de minimização pelo controle do processo de fabricação são de interesse econômico real. As perdas magnéticas correspondem à característica mais importante dos aços elétricos.

A área da curva de histerese tem um importante significado físico, pois representa a quantidade de energia irreversivelmente dissipada por efeito Joule durante um ciclo de magnetização [7]. Isto deriva do fato de que HdB representa a energia infinitesimal por

unidade de volume injetada em uma amostra magnética durante o processo de magnetização e a integral

$$\frac{P}{f} = \oint_{\text{Curva}} HdB \quad (3.12)$$

representa a quantidade de trabalho, por unidade de volume, realizada pelo campo externo e irreversivelmente transformada em energia interna por efeito Joule em um ciclo de magnetização. A quantidade P é chamada de energia dissipada e P/f é conhecida por energia dissipada por ciclo [7].

O valor desta energia dissipada por ciclo, em unidades de J/m^3 , pode ser determinado através do cálculo da área do interior da curva de histerese [54], com H em A/m e B em T . Este valor, multiplicado pelos 60 ciclos por segundo e dividido pela densidade em kg/m^3 , resulta no valor das perdas em W/kg .

Quando um campo magnético crescente é aplicado em um material, a indução deste material aumenta até atingir a indução de saturação. Neste processo, certa quantidade de energia é acumulada, como mostra a parte (a) figura 3.11. Após atingir a indução máxima, com a diminuição do campo magnético externo, o ramo descendente da curva de histerese, entre a indução máxima e a remanência, não volta exatamente sobre o ramo ascendente, caracterizando dissipação de energia. E a energia dissipada corresponde à diferença entre as duas áreas, como mostra a parte (b) da figura 3.11.

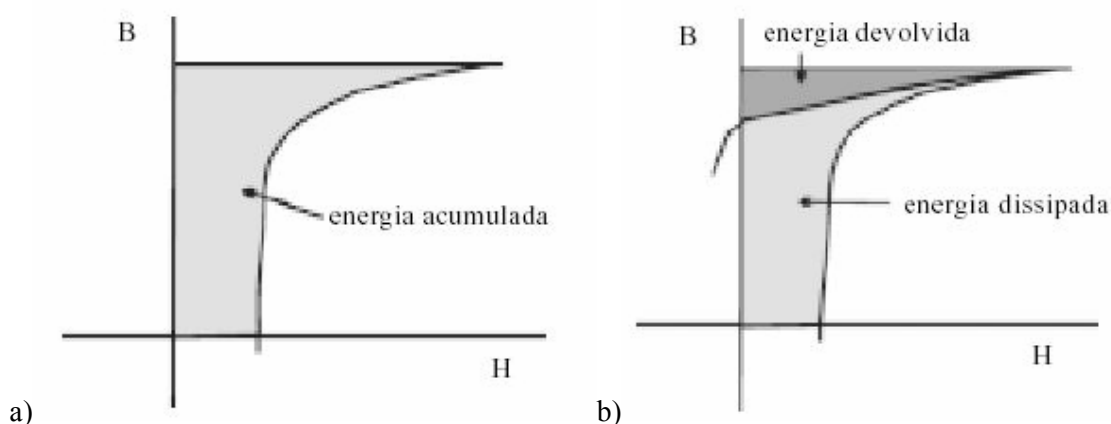


figura 3.11: a) Energia acumulada no ramo ascendente; b) energia devolvida no ramo descendente e energia dissipada. Retirada da referência [55]

A energia dissipada na condição quase estática está associada às mudanças bruscas da magnetização.

Abaixo do joelho da curva de histerese, o processo de magnetização ocorre predominantemente por movimentos reversíveis e irreversíveis das paredes de domínios. No caso dos movimentos irreversíveis, uma parede de domínios, presa a um centro de aprisionamento, não se move enquanto o campo \vec{H} não atingir um valor crítico necessário para vencer a barreira associada a este centro. Quando este valor crítico de campo é atingido, a parede se move rápida e irreversivelmente, dando origem aos saltos Barkhausen.

Acima do joelho da curva da curva de histerese, em geral considera-se que o processo de magnetização procede pela rotação da magnetização. Esta rotação de domínios existente é predominantemente reversível e, conseqüentemente, sem dissipação de energia [9]. Deste modo, uma parcela da energia dissipada nesta região ocorre devido à rotação irreversível dos domínios magnéticos. O movimento de paredes de domínios, aniquilação de domínios, no ramo ascendente, e nucleação de domínios, no ramo descendente da curva de histerese, correspondem aos possíveis mecanismos responsáveis pelo processo de magnetização que, possivelmente, estão associados às perdas magnéticas nestes níveis de indução.

Esta observação resume a idéia central desta dissertação. Almeja-se identificar os mecanismos responsáveis pela evolução da estrutura de domínios ao longo da curva de histerese no intuito esclarecer os processos de magnetização nos aços elétricos de grão não-orientado e diminuir as perdas magnéticas pela realização de apropriadas mudanças no processo de fabricação.

3.4.1 A separação tradicional das perdas

Segundo Bertotti [7], o comportamento das perdas magnéticas em função da frequência de magnetização está muito próximo da seguinte lei:

$$\frac{P}{f} = C_o + C_1 f + C_2 \sqrt{f} \quad (3.13)$$

onde os coeficientes C_o , C_1 e C_2 podem ser funções do valor máximo da magnetização.

É interessante que as perdas magnéticas podem ser expressas por uma simples lei, uma vez que, como as perdas correspondem à área da curva de histerese, seria esperado que dependessem de inúmeros detalhes do processo de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização. Este fato se torna mais surpreendente, pois esta expressão pode ser aplicada a uma grande classe de diferentes materiais magnéticos, caracterizados por diferentes estruturas de domínios [7].

Um aspecto desta generalidade é identificado pelo fato de que as perdas magnéticas totais podem ser separadas em componentes. Com o objetivo de determinar suas origens, tradicionalmente, as perdas magnéticas totais são separadas em três componentes: perdas histeréticas, perdas parasitas clássicas e perdas anômalas ou em excesso [7, 14, 56].

$$P_{\text{total}} = P_{\text{histerética}} + P_{\text{clássica}} + P_{\text{excesso}} \quad (3.14)$$

A figura 3.12 mostra o comportamento das perdas magnéticas por ciclo em função da frequência de magnetização.

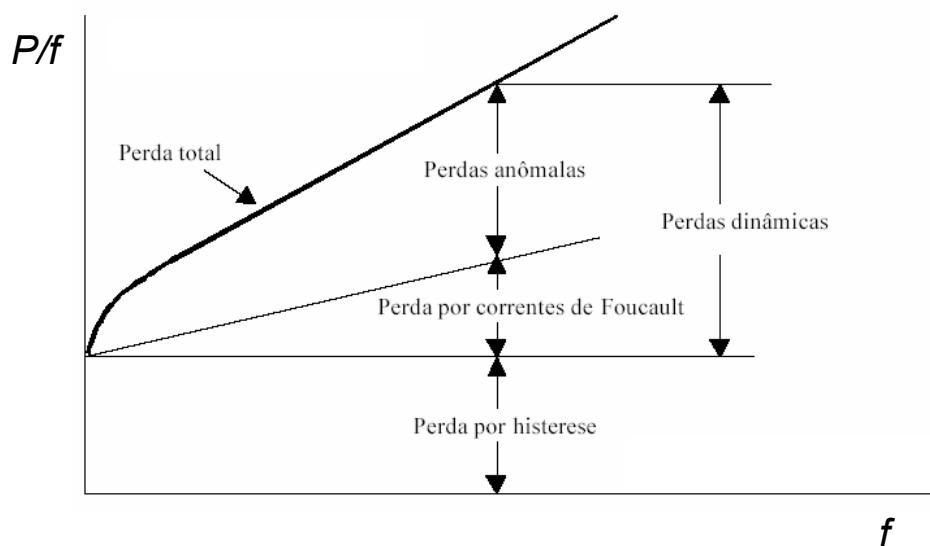


figura 3.12: Perdas totais por ciclo e separação das perdas totais em componentes como função da frequência de magnetização.

Cada uma das componentes pode ser associada a diferentes mecanismos.

As perdas histeréticas, associadas com C_0 [7], correspondem à energia dissipada durante a histerese magnética estática do material. Esta componente de energia dissipada está ligada aos descontínuos e irreversíveis movimentos das paredes de domínio que são o resultado da interação das paredes com os centros de aprisionamentos de paredes de domínio [57]. Estas interações, existentes durante o processo de refinamento da estrutura de domínios, geram uma falta de homogeneidades na magnetização que induzem as chamadas correntes microscópicas de Foucault [11, 58]. As perdas histeréticas, em primeira aproximação, são independentes da forma da amostra e da frequência de magnetização.

As perdas dinâmicas são, em geral, nada mais do que o resultado de uma competição entre o campo magnético externo e os vários campos internos locais, originados de efeitos coercivos, magnetostáticos ou relacionados às correntes de Foucault. As perdas dinâmicas

correspondem à soma das perdas parasitas clássicas, associadas com $C_1 f$ [7], e das perdas anômalas ou em excesso, relacionadas com $C_2 \sqrt{f}$ [7].

Considerando-se um sistema com homogeneidade estrutural, as perdas dinâmicas correspondem exatamente às perdas parasitas clássicas. As perdas parasitas clássicas estão associadas à energia dissipada pela circulação de correntes elétricas parasitas no interior da amostra, ou seja, devido às correntes de Foucault induzidas por uma taxa de magnetização perfeitamente homogênea no espaço [59]. As perdas parasitas clássicas podem ser obtidas analiticamente partindo das equações de Maxwell e são relacionadas às correntes parasitas em um meio material sem a existência de domínios magnéticos. Estas, por sua vez, são intensamente dependentes da geometria da amostra e simplesmente proporcionais à frequência de magnetização.

Porém, no caso real, em um material ferromagnético, sempre existe estrutura de domínios magnéticos e desordem estrutural associada. Como resultado, podem existir campos internos de correlação que atuam em diferentes partes da mesma parede e/ou entre paredes vizinhas. Deste modo, o movimento das paredes e, conseqüentemente, as mudanças da magnetização tendem a ocorrer de um modo altamente coerente dentro de uma região de correlação. Este efeito resultante depende do tipo de material. Em sistemas magnéticos orientados, como o aço elétrico de grão orientado, a distância entre as paredes é grande comparada com a sua espessura, de modo que os efeitos entre as paredes são desprezíveis. Mas, em materiais magneticamente não-orientados, como o aço elétrico de grão não-orientado, caracterizados por uma refinada estrutura de domínios, as paredes não podem ser consideradas como objetos não interagentes. Deste modo, os campos de correlação entre as paredes vizinhas dominam os processos de magnetização e a interação entre as paredes de domínios vizinhas ocorre através das correntes de Foucault, ou mais propriamente, das micro-correntes. Estas micro-correntes induzidas pelo movimento das paredes de domínio influenciam o movimento das paredes vizinhas, de modo que as perdas totais não correspondem somente à soma das perdas de cada parede se movendo independentemente das outras, mas tem seu valor determinado pela superposição destes efeitos [17, 60].

A partir da existência de domínios magnéticos e da desordem estrutural, então, define-se as chamadas perdas anômalas ou em excesso. Como as perdas histeréticas são determinadas com base na área da histerese quase-estática e as perdas por correntes de Foucault são calculadas a partir das equações de Maxwell, tem-se que as perdas anômalas ou

em excesso correspondem à diferença entre as perdas totais e a soma das componentes histeréticas e por correntes de Foucault.

As perdas anômalas têm recebido muita atenção uma vez que elas podem representar até 50% das perdas medidas. Sua causa ainda é objeto de estudo, porém, esta componente de perdas está longe de ter caráter anômalo, pois está certamente associada à existência de domínios magnéticos no material e às interações das paredes de domínio [61]. Sugere-se que a natureza não uniforme do movimento das paredes de domínio em materiais com uma refinada estrutura de domínios [62], a superposição de correntes de Foucault devido a diferentes paredes, “domain wall bowing”, “domain wall ruckling” e nucleação e aniquilação de domínios magnéticos sejam alguns dos possíveis responsáveis pelas perdas em excesso [61]. Por sua vez, é observado que as perdas em excesso são dependentes da distância entre as paredes de domínios magnéticos, dimensões dos grãos, tensões internas e textura cristalográfica [63].

Um primeiro passo para o entendimento das perdas em excesso foi dado por Bertotti através da introdução do conceito de “objetos magnéticos” (MO), que correspondem a um grupo de paredes vizinhas cuja evolução é fortemente correlacionada e pode ser tratada como um todo, mesmo em termos das propriedades estruturais e dinâmicas. Neste caso, os MO representam os veículos naturais pelo qual ocorrem as mudanças na magnetização e isto permite, de um modo simples e compacto, explicar os efeitos dos campos internos de correlação e o comportamento das perdas.

Mesmo que as perdas sejam separadas em componentes, sabe-se que o mecanismo físico dominante que dá origem às perdas magnéticas é essencialmente o efeito Joule devido às correntes de Foucault induzidas pelo movimento das paredes de domínio e pelas variações de campo magnético no interior do material [14, 63, 64]

As correntes de Foucault são simples em princípio uma vez que fundamentalmente baseiam-se na lei de Faraday-Lenz. Considerando um campo magnético alternado aplicado em uma dada amostra, haverá, no interior da amostra, uma variação temporal de fluxo magnético, dB/dt , devido à variação do campo magnético externo e da indução magnética da amostra. Deste modo, uma força eletromotriz proporcional à dB/dt será induzida de acordo com a lei de Faraday-Lenz. A partir desta descrição, pode-se definir a corrente de Foucault macroscópica, associada ao campo magnético externo, e a corrente de Foucault microscópica, devido à indução magnética. Estas correntes de Foucault dependem da geometria, resistividade e permeabilidade da amostra e da frequência do campo magnetizante. Suas

direções são sempre de modo a contrabalançar a mudança de campo que a produziu. Como a chapa de aço é um bom condutor elétrico, essa variação do fluxo induz a passagem de corrente elétrica considerável em seu interior, que dissipará energia por efeito Joule [52]. O valor das perdas por correntes de Foucault em amostras com formato laminar é dado pela seguinte equação desenvolvida teoricamente:

$$P = \frac{(\pi \cdot B \cdot f \cdot e)^2}{6 \cdot d \cdot \rho} \quad (3.15)$$

onde B é a indução máxima, e é a espessura da lâmina, f é frequência, ρ é a resistividade elétrica e d é densidade. É interessante notar que, de acordo com a equação desenvolvida com base teórica para as perdas por correntes de Foucault, a intensidade da corrente dependerá da espessura das chapas que compõe o circuito magnético. Quanto mais fina a chapa, menor a corrente elétrica. Essa é uma das principais razões de utilizarem-se chapas finas nas máquinas elétricas.

A grande questão no estudo dos processos de magnetização é determinar quais são os mecanismos responsáveis por estas mudanças na magnetização. Na realidade, as mudanças na magnetização ocorrem basicamente pelos processos de movimento de paredes de domínio e rotação da magnetização. Porém, como os materiais reais contêm muitas imperfeições, chamados de centros de aprisionamento de paredes de domínio, estes, de algum modo, acabam dificultando o fácil movimento das paredes de domínio e aumentando as perdas associadas. De certa forma, as inclusões, tensões residuais, nucleação e aniquilação de domínios, entre outros, são alguns dos responsáveis pelo aumento das perdas energéticas.

Do ponto de vista magnético, uma inclusão é uma região que tem uma magnetização espontânea diferente da magnetização do material que a rodeia. As inclusões podem ser de várias formas, tais como partículas em uma fase diferente do meio, buracos na estrutura, discordâncias, etc. A figura 3.13 mostra a passagem de uma parede de domínio através de uma inclusão. Quando uma parede de domínios passa por algum centro de aprisionamento, parte (a) da figura 3.13, aparecem, na superfície do cristal, estruturas de domínios superficiais em torno desta região, unindo a imperfeição à parede de domínio, como mostra a parte (b) da figura 3.13. Como a parede principal continua a se mover, as outras paredes se estendem do centro de aprisionamento à parede principal mais e mais, parte (c) da figura 3.13, até que, subitamente, esta ligação se rompe gerando um salto Barkhausen e formando uma nova estrutura de domínios [9, 65], como mostrado na parte (d) da figura 3.13.

Esta estrutura de domínios, como pode ser observada na parte (d) da figura 3.13, de certo modo, surge com o objetivo de distribuir os pólos magnéticos livres em torno destas novas paredes no intuito de reduzir principalmente a energia magnetostática [10].

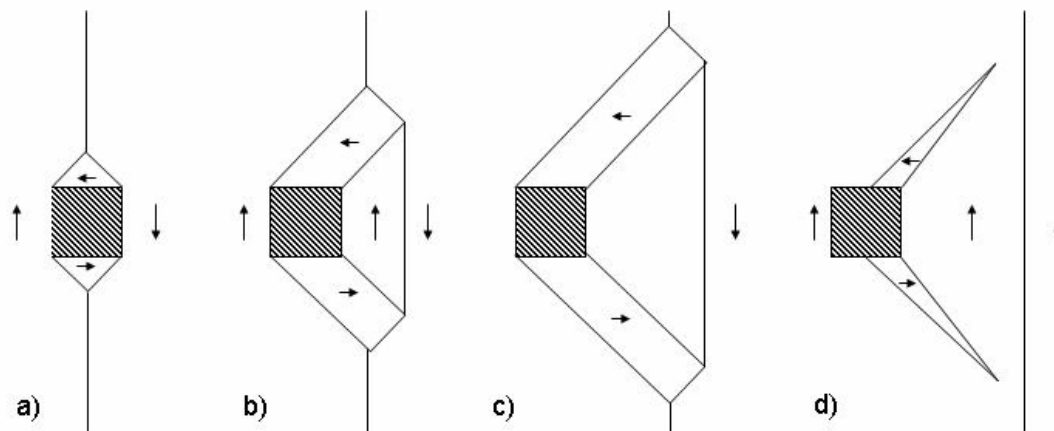


figura 3.13: A passagem de uma parede através de uma inclusão. Estrutura de domínios em torno de um centro de aprisionamento de paredes e estrutura formada após o salto Barkhausen.

Vários modelos têm sido sugeridos para levar em conta, para o valor das perdas, os saltos irreversíveis das paredes de domínio, saltos Barkhausen, que ocorrem durante o processo de magnetização [66]. Espera-se que, como a magnetização está mudando apenas com movimento de paredes de domínio, dB/dt seja grande e irregular com o tempo. Com isto, ocorrem os saltos Barkhausen e, conseqüentemente, as correntes microscópicas de Foucault são induzidas e, assim, existem perdas associadas [67]. As correntes microscópicas de Foucault contribuem para as perdas totais da amostra pela combinação com as correntes macroscópicas de Foucault que são associadas com as mudanças da magnetização homogênea dentro da amostra.

O efeito de nucleação de paredes sobre as perdas não é bem conhecido, entretanto, parece razoável que nucleação aumenta as perdas de algum modo [54]. Sugere-se que a nucleação de domínios também tem um papel nos processos de dissipação pela contribuição na população de paredes de domínios de 180° ativas. Para campos aplicados em excesso ao limite da nucleação, que ocorrem em altos níveis de densidades de fluxo, o movimento das paredes de domínios nucleadas é adicionado ao sinal do ruído Barkhausen.

3.4.2 A separação das perdas proposta por Landgraf e colaboradores

Recentemente, no estudo dos mecanismos que influenciam as perdas, Landgraf *et. al.* [3, 4, 5, 18, 68] sugerem que as perdas histeréticas podem ser separadas em duas componentes: componente de baixa indução, associada aos processos de magnetização que ocorrem em $B < B(\mu_{\max})$, geralmente associada ao movimento de paredes de domínio de 90° e 180° , e componente de alta indução, para $B > B(\mu_{\max})$, associada apenas à rotação da magnetização.

A linha de separação entre estas duas regiões na curva de magnetização foi escolhida como sendo o ponto de indução onde há a máxima permeabilidade. Este ponto de indução para separar as duas regiões foi adotado baseado em livros clássicos [9, 49], que indicam que a permeabilidade máxima define a indução do joelho da curva de magnetização como o ponto que a divide em regiões que apresentam diferentes mecanismos de magnetização predominantes: o movimento de paredes de domínio, abaixo do joelho, e rotação da magnetização, acima.

Então, como há esta divisão da curva de magnetização em regiões com mecanismos de magnetização diferentes, pode-se considerar que as perdas também podem ser separadas em duas componentes. Sendo assim, as perdas associadas à área entre as duas linhas de indução com permeabilidade máxima são chamadas de perdas histeréticas de baixa indução e a área complementar acima e abaixo destas linhas é chamada de perdas histeréticas de alta indução. Este procedimento pode ser útil pois resultados experimentais mostram que o tamanho de grão tem uma forte influência na componente de baixa indução, enquanto que a textura tem maior efeito na componente de alta indução [3].

A questão do ponto de separação é importante, pois os valores das componentes de perdas de alta e baixa indução dependem do ponto de separação. A figura 3.14 apresenta uma curva de indução obtida de uma das amostras estudadas mostrando as duas regiões propostas.

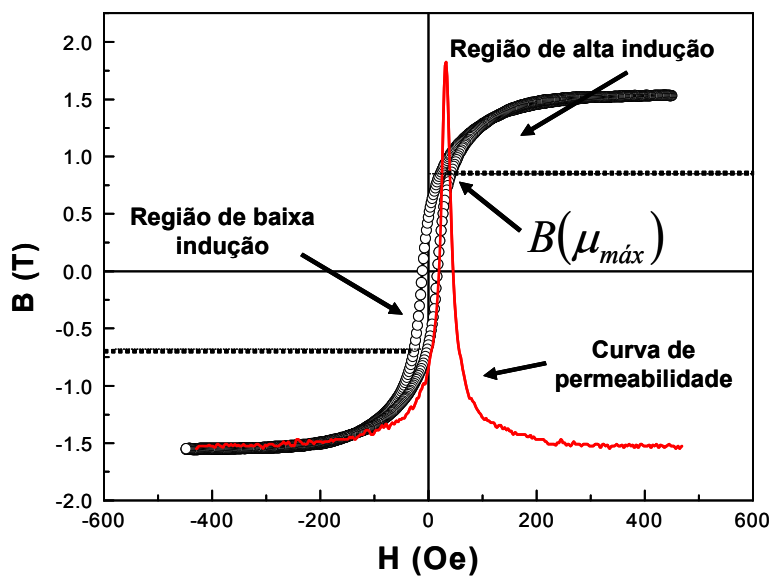


figura 3.14: Curva de indução de uma amostra do aço estudado mostrando a separação das perdas em regiões de baixa e alta indução.

Este método de separação foi proposto por Landgraf *et. al.* [3, 4, 5, 18, 68] pois o processo de magnetização e os mecanismos responsáveis pela dissipação de energia não são claros nos aços elétricos, principalmente na região de alta indução, de modo que ainda não se conseguiu explicar o fato de que 50% das perdas totais que ocorrem neste nível de indução [3, 4, 5, 18, 68]. Considera-se que o movimento de paredes de domínio, rotação da magnetização, e nucleação e aniquilação de domínios, sejam alguns dos possíveis responsáveis pela componente de perdas em alta indução.

Apesar do fato de as amostras estudadas serem de grão não-orientado, foi observado que as perdas em altas induções são fortemente dependentes da orientação relativa entre a RD e a direção de corte da lâmina. Embora, em altas induções, o processo de rotação da magnetização devesse ser o mais ativo, este processo não está associado a perdas e não pode responder pela fração das perdas totais dos aços elétricos que vem sendo obtidas pelas perdas em altas induções [3, 4, 5, 18, 68]. Sendo assim, compreender os mecanismos de magnetização nesta faixa de induções é o primeiro passo em direção à otimização dos processos de magnetização dos materiais e a consequente redução das perdas.

A separação das perdas magnéticas totais em uma componente histerética, clássica e em excesso oferece importantes informações sobre o desenvolvimento dos aços elétricos. Será mostrado que a anisotropia das perdas totais magnéticas é principalmente confinada na componente histerética. Uma observação detalhada sugere que as piores propriedades

magnéticas ocorrem ente 45° e 60° . Aplicando o método gráfico de separação das perdas sugerido por Landgraf *et. al.*, fica claro que a componente de alta indução segue um comportamento com a textura, enquanto que a componente de baixa indução aumenta monotonicamente com o ângulo com a direção de laminação.

Deste modo, como ainda está aberto para discussões qual é o mecanismo de dissipação de energia predominante na região de alta indução das perdas histeréticas nos aços elétricos, torna-se importante o completo entendimento dos mecanismos de magnetização em função do ângulo em relação à RD ao longo da curva de magnetização.