

**CENTRO FEDERAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA CELSO
SUCKOW DA FONSECA – CEFET/RJ**

**Aspectos Fenomenológicos das Ligas Magnéticas
com Memória de Forma**

Arthur de Paula Kölblinger
Jean Muniz de Souza
Marco Antonio Logatto Chimento

Prof. Orientador: Luciana Loureiro da Silva Monteiro
Prof. Coorientador: Pedro Manuel Calas Lopes Pacheco

**Rio de Janeiro
Novembro de 2017**

**CENTRO FEDERAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA CELSO
SUCKOW DA FONSECA – CEFET/RJ**

Aspectos Fenomenológicos das Ligas Magnéticas com Memória de Forma

Arthur de Paula Kölblinger
Jean Muniz de Souza
Marco Antonio Logatto Chimento

Projeto final apresentado em cumprimento
às normas do Departamento de Educação Superior
do CEFET/RJ, como parte dos requisitos para obtenção
do título de Bacharel em Engenharia Mecânica

Prof. Orientador: Luciana Loureiro da Silva Monteiro
Prof. Coorientador: Pedro Manuel Calas Lopes Pacheco

**Rio de Janeiro
Novembro de 2017**

AGRADECIMENTO

Gostaríamos de agradecer a Deus por nos ter dado força, foco e saúde por meio de nossos amigos e familiares que nos apoiaram e guiaram de forma incondicional nesta caminhada. Agradecemos também a nossa instituição de ensino CEFET-RJ, bem como todo seu corpo docente, direção e administração, principalmente a nossa professora orientadora Luciana Loureiro da Silva Monteiro, pela oportunidade e apoio na elaboração desta pesquisa. A todos que de forma direta ou indireta fizeram parte das nossas formações para que chegássemos até aqui, o nosso sincero muito obrigado.

RESUMO

A utilização dos chamados materiais inteligentes tem crescido consideravelmente nos últimos anos, ocupando um importante espaço no desenvolvimento de projetos de sistemas mecânicos. Existe uma classe particular de ligas com memória de forma (SMAs, do inglês “Shape Memory Alloys”) denominada ligas com memória de forma magnética (MSMAs, do inglês “Magnetic Shape Memory Alloys”) que exhibe uma combinação extraordinária de propriedades termoelásticas e magnéticas. Em adição aos efeitos convencionais de memória de forma, estes materiais apresentam transição ferromagnética, podendo ser atuados através da aplicação de um campo magnético, além das formas de atuação usuais das SMAs convencionais que respondem à aplicação de campos de tensão e temperatura. Neste trabalho será implementado numericamente o modelo constitutivo para MSMAs proposto por Kiefer e Lagoudas (2005). Para isso, uma breve explicação sobre memória de forma convencional e magnética serão apresentadas, assim como exemplos de pesquisas e progresso na criação de atuadores em que tem como principal fonte de estudo estes materiais. Serão exploradas diferentes respostas magneto-mecânicas para melhor compreensão dos fenômenos envolvidos.

ABSTRACT

The use of so-called intelligent materials has grown considerably in recent years, occupying an important space in the development of mechanical systems designs. There is a particular class of Shape Memory Alloys (SMAs) called Magnetic Shape Memory Alloys (MSMAs) that display an extraordinary combination of thermoelastic and magnetic properties. In addition to the conventional shape memory effects, these materials have a ferromagnetic transition, and can be actuated through the application of a magnetic field, in addition to the usual forms of operation of conventional SMAs that respond to the application of voltage and temperature fields. In this research the constitutive model for MSMAs proposed by Kiefer and Lagoudas (2005) will be implemented numerically. For this, a brief explanation of SMAs and MSMAs will be presented, as well as examples of research and progress in the creation of actuators in which they have these materials as the main source of study. Different magneto-mechanical responses will be explored to better understand the phenomena involved.

SUMÁRIO

Capítulo 1	8
Introdução	8
Capítulo 2	10
Revisão Bibliográfica.....	10
Capítulo 3	25
Fundamentos teóricos	25
3.1 Memória de Forma Convencional.....	25
3.2 Introdução à memória de forma atuada magneticamente	28
Capítulo 4	34
Modelo Constitutivo Utilizado	35
Capítulo 5	47
Resultados encontrados.....	47
Capítulo 6	57
Conclusão.....	57
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	58

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1: CONVERSÃO DE VARIANTES (ZHUE DUI, 2010)	11
FIGURA 2.2: INFLUÊNCIA DE TENSÕES TRATIVAS E COMPRESSIVAS (ZHU, Y.; DUI, G, 2007)	12
FIGURA 2.3: MUDANÇA DE TEMPERATURA NA TRANSFORMAÇÃO DE FASE (HUANG Y. J. ET AL, 2015).....	13
FIGURA 2.4: INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE NA DEFORMAÇÃO (CHMIELUS, M. ET AL, 2011).....	14
FIGURA 2.5: RELAÇÃO ENTRE TC E TM E COM MISTURAS ESTEQUIOMÉTRICAS (ENDEL P. ET AL, 2007). ESQUERDA: DIAGRAMA DE FASE DE NI-MN-IN MOSTRANDO AS TEMPERATURAS ESTRUTURAIS E DE TRANSIÇÃO EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO DE ELÉTRONS DE VALÊNCIA. DIREITA: DIAGRAMA DE FASES DE NI ₂ + XMN ₁ -XGA EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO EXCESSIVA DE NI X EM%. AQUI, X = 0 CORRESPONDE A E / A = 7,5 E X = 0,4 A E / A = 7,8.....	15
FIGURA 2.6: CURVAS DE MAGNETIZAÇÃO DE DIFERENTES COMPOSIÇÕES DE NIFEGA A 293K(LI Y. ET AL, 2003)	18
FIGURA 2.7: ATUADOR BASEADO NUMA LIGA DE NI-MN-GA (TAN, H.; ELAHINIA M.H., 2007).....	19
FIGURA 2.8: ATUADOR COM TENSÃO COMPRESSIVA (YIN ET AL, 2016).....	20
FIGURA 2.9: ATUADOR COM TENSÃO TRATIVA (YIN ET AL, 2016)	21
FIGURA 2.10: COMPORTAMENTO PSEUDOELÁSTICO SEGUNDO COUCH E CHOPRA (2007).....	23
FIGURA 3.1: CICLO DA MICROESTRUTURA, ADAPTADO DE: HTTP://NPTEL.AC.IN/COURSES/112104040/LECTURE34/34_2.HTM	26
FIGURA 3.2: REPRESENTAÇÃO DO EFEITO DE MEMÓRIA DE FORMA (FOLLADOR ET AL., 2012).	27
FIGURA 3.3: COMPORTAMENTO PSEUDOELÁSTICO (DU ET AL., 2005)	28
FIGURA 3.4: ESTRUTURA DE CÉLULA UNITÁRIA DE AUSTENITA (KIEFER E LAGOUDAS, 2005)	30
FIGURA 3.6: PROCESSO DE MSME (KIEFER E LAGOUDAS, 2005).....	31

FIGURA 3.7: GRÁFICO DE DEFORMAÇÃO POR CAMPO MAGNÉTICO COM TENSÃO VARIANTE (KIEFER E LAGOUDAS, 2005)	33
FIGURA 4.1: RELAÇÃO ENTRE DOMÍNIOS E FRAÇÃO VOLUMÉTRICA. (KIEFER E LAGOUDAS, 2005)	38
FIGURA 4.2: CURVA CAMPO MAGNÉTICO LIMITE X TENSÃO COMPRESSIVA APLICADA	45
FIGURA 4.3: COMPARATIVO CURVA CAMPO MAGNÉTICO X CURVA GAUSSIANA	46
FIGURA 5.1: CARREGAMENTOS MAGNETO-MECANICOS EMPREGADOS NAS ANALISES.	47
FIGURA 5.2: GRÁFICO COMPARATIVO DA DEFORMAÇÃO EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO COM DIFERENTES TENSÕES COMPRESSIVAS.	48
FIGURA 5.3: GRÁFICO COMPARATIVO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA EM RELAÇÃO AO TEMPO DOS DIFERENTES CAMPOS MAGNÉTICOS APLICADO, SENDO A TENSÃO $\Sigma = -1\text{MPa}$ CONSTANTE	49
FIGURA 5.4: GRÁFICO DEFORMAÇÃO X CAMPO MAGNÉTICO	50
FIGURA 5.5: DEFORMAÇÃO MÁXIMA COM TENSÃO VARIÁVEL.....	51
FIGURA 5.6: DEFORMAÇÃO MÁXIMA COM CAMPO VARIÁVEL	52
FIGURA 5.7: PONTOS DE TRANSFORMAÇÃO DE VARIANTES.....	53
FIGURA 5.8: PORCENTAGEM DE FRAÇÃO VOLUMÉTRICA	54
FIGURA 5.9: DIFERENÇA DA DEFORMAÇÃO PARA H PREDETERMINADO E H CONSTANTE, PARA $\Sigma=3\text{MPa}$	55
FIGURA 5.10: DIFERENÇA DA DEFORMAÇÃO PARA H OTIMIZADO E H PREDETERMINADO, PARA 3 VALORES DISTINTOS DE COMPRESSÃO, 1MPa, 3MPa E 5MPa	56

LISTA DE TABELAS

TABELA 2.1: PARÂMETROS PARA VARIAÇÕES DA COMPOSIÇÃO DE NAFEGA (LI Y. ET AL, 2003)	17
TABELA 4.1: RELAÇÃO DE VARIÁVEIS (KIEFER B.; LAGOUDAS D.C., 2003).....	43
TABELA 4.2: VALORES DAS CONSTANTES UTILIZADAS NO MODELO	44
TABELA 4.3: CONSTANTES USADAS NA EQUAÇÃO GAUSSIANA (21)	46
TABELA 5.1: DIFERENÇA PERCENTUAL ENTRE LIMITES DE CAMPO.....	56

Capítulo 1

Introdução

Desde os tempos mais antigos, era notório que a tecnologia dos materiais, em especial dos metais, já havia elevada importância para a sociedade. Isso se confirma pelo fato de cada civilização ficar caracterizada pelo metal que dominava, como por exemplo a Idade do Bronze e a Idade do Ferro. Com o avanço das pesquisas na área de materiais, descobriu-se o quão importante é a relação entre a estrutura atômica e propriedades dos mesmos. Com isso, diversos processos de fabricação e tratamentos térmicos surgiram para garantirem ao material a relação adequada.

Atualmente, com a constante necessidade da sociedade de desenvolver melhores materiais, a ciência e tecnologia destes se desenvolveram extraordinariamente a ponto de obter-se novos materiais com memória de forma ou simplesmente SMAs (Shape Memory Alloys). Os materiais com memória de forma são conhecidos como materiais inteligentes e possuem características adaptativas, modificando sua forma ou propriedades físicas a partir da imposição de carregamentos termo-magneto-mecânicos. Estes são utilizados em uma gama ampla de áreas tais como o setor automotivo, biomédico e aeroespacial. Os primeiros estudos dos SMAs para áreas da engenharia foram feitos através do pesquisador Buehler e sua equipe que descobriram as propriedades da liga NiTi (Lagoudas D.C., 2008).

O termo “ligas com memória de forma” é aplicado ao grupo de materiais metálicos que demonstram a habilidade de recuperar sua forma original mesmo após sofrerem deformações relativamente grandes se comparados com o aço (até 8%). Isto ocorre através da imposição de um campo de temperatura e/ou de tensões, devido às transformações de fase e reorientações das variantes induzidas no material. Dentre as SMAs, vale destacar as ligas baseadas em Níquel-Titânio (Ni-Ti) e as ligas a base de Cobre, tais como (Cu-Zn-Al) e (Cu-Al-Ni). As ligas a base de Ni-Ti são as mais utilizadas em aplicações comerciais por combinar as propriedades associadas às ligas com memória de forma com boas propriedades mecânicas. Atualmente, essas ligas são produzidas com alta qualidade, entretanto, elas possuem alto custo de processamento e de elementos de liga. Para amenizar tal fato, o avanço das pesquisas tem mostrado que é possível obter ligas com memória de forma magnética com custo mais acessível.

Existe uma classe particular de SMAs denominada liga magnética com memória de forma (MSMAs, do inglês Magnetic Shape Memory Alloys) que exhibe uma combinação

interessante de propriedades termoelásticas e magnéticas. Em adição aos efeitos convencionais de memória de forma, estes materiais mostram transição ferromagnética, podendo ser atuados através da aplicação de um campo magnético, além das formas de atuação usuais das SMAs convencionais que respondem à aplicação de campos de tensão e/ou temperatura. Em linhas gerais, pode-se dizer que estas novas ligas são muito promissoras, pois aliam as vantagens das SMAs tradicionais, eliminando as desvantagens, notadamente o tempo de resposta associado às mudanças de temperatura.

No presente trabalho será feito um estudo dos principais comportamentos magneto-mecânicos das MSMA's. Para isto será apresentada uma revisão bibliográfica visando demonstrar os diferentes comportamentos desses materiais quando sujeitos a diferentes tipos de carregamentos magneto-mecânicos. Em seguida, mostra-se a implementação numérica de um modelo constitutivo desenvolvido por Kiefer e Lagoudas (2005) visando reproduzir os resultados apresentados por eles. Em seguida o modelo será explorado para obtenção da resposta do material segundo carregamentos magneto-mecânicos mais complexos. Através deste trabalho, esperamos que possamos motivar futuras pesquisas a respeito dos materiais com memória de forma magnética, pois os mesmos possuem grande potencial.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Os materiais magnéticos com memória de forma têm recebido grande atenção devido a sua capacidade de se deformar a partir da aplicação de um campo magnético, apresentando uma magnetostricção muito intensa. Basicamente, as ligas ferromagnéticas com memória de forma apresentam comportamentos semelhantes às ligas convencionais com memória de forma, tendo duas fases cristalográficas distintas: a austenita e a martensita. A martensita é uma fase que, livre de tensões, é estável a baixas temperaturas e pode ser induzida tanto por tensão, quanto por temperatura e campo magnético. Quando a martensita é induzida por temperatura é conhecida como martensita maclada. Esta martensita pode apresentar até 24 variantes com diferentes orientações cristalográficas (Lagoudas, 2005). Quando a martensita é induzida por um carregamento de tensão ou campo magnético, as 24 variantes da martensita maclada dão lugar a apenas uma variante. Neste caso, existe apenas uma orientação cristalográfica, alinhada com a orientação do carregamento de tensão ou campo magnético. Esta é a chamada de martensita não-maclada. A austenita é uma fase estável somente a altas temperaturas, possuindo apenas uma variante.

A atuação magnética em FSMAs (Ferromagnetic Shape Memory Alloys, outra nomenclatura para MSMA) dá origem a dois fenômenos distintos: um envolve processo de transformação martensítica induzida por campo magnético, e o outro, a reorientação das variantes de martensita por campo magnético. Dessa forma, modelos têm sido desenvolvidos para entender e explicar o fenômeno que ocorre nestas ligas. Um modelo bastante utilizado foi desenvolvido por Kiefer e Lagoudas (2005) e o seu foco está em compreender a transformação das variantes de martensita induzidas por tensão em variantes induzidas por campo magnético, ou reorientação martensítica. Outro modelo bastante recente foi desenvolvido por Rogovoy e Stobolva (2017) com o objetivo de descrever a influência do campo magnético na transformação de fase (austenita para martensita) em um corpo de geometria finita de uma liga policristalina de Ni-Mn-Ga.

O modelo de Zhu e Dui (2010) mostra alguns limites para essa reorientação da martensita, principalmente a rotação da magnetização, que pode reduzir o efeito de memória de

forma magnética da liga quando a tensão aplicada é alta o suficiente. Os autores propuseram um modelo micro mecânico para exemplificar o comportamento do material na reorientação da variante 1, que possui o eixo de magnetização na direção do carregamento mecânico, para variante 2, que por sua vez tem seu eixo de magnetização na direção do carregamento magnético. A Figura 2.1 mostra a variante 1 induzida por uma tensão $\bar{\sigma}$, sendo convertida em variante 2 a partir da aplicação de um campo H , perpendicular à direção da força compressiva que originou a primeira variante. Neste processo é possível verificar uma mudança macroscópica de forma.

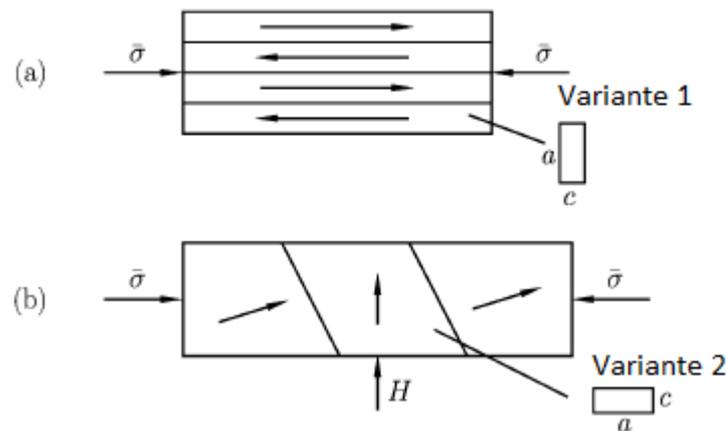


Figura 2.1: Conversão de Variantes (Zhue Dui, 2010)

O ângulo de rotação da magnetização é o ângulo entre o eixo de orientação da variante 1 e o eixo de orientação da nova variante. Esse estudo analisou a influência dessa rotação na reorientação das variantes e concluiu que a reorientação das variantes martensíticas nem sempre ocorre, e é dependente de uma competição entre constantes do material e a tensão que induz a formação da primeira variante. Dessa forma o autor conclui que existem três tensões críticas obtida para um material, e assim, se a tensão compressiva estiver abaixo da σ_1 e acima de zero, a reorientação é completa, se estiver acima de σ_2 a reorientação não irá acontecer independente da intensidade do campo magnético aplicado, mas se estiver entre os dois valores de tensão ela acontece de maneira parcial.

Os mesmos pesquisadores (Zhu e Dui, 2007) já haviam obtido resultados, em um estudo sobre a reorientação da deformação em MSMA com tensões compressivas e trativas, que apontavam a necessidade de campos mais intensos conforme se aumentava a tensão compressiva, mas também foi notado o comportamento inverso para tensão trativa. Esse estudo mostra a reorientação da martensita como dependente da redução da energia livre de Gibbs. A variação da energia livre de Gibbs é considerada como dependente de três componentes, a

mudança da energia magnética, a diferença entre a energia química das fases, e a mudança na energia potencial mecânica. O estudo também coloca como resistência a esse fenômeno de reorientação da deformação uma força de resistência que está ligada ao surgimento de novas variantes, força tal que deve ser superada pelo campo magnético para que haja o crescimento de novas variantes orientadas pelo campo externo. Essa força é originada pela energia de superfície e pela dissipação de energia relacionada à reorientação das variantes.

O modelo foi desenvolvido assumindo um domínio magnético e direções de magnetização fixos, mas obteve resultados próximos a experimentais feitos por Gans et al. (2004). A Figura 2.2 mostra o resultado do modelo comparando a deformação obtida a partir de um campo magnético crescente, admitindo tensões compressivas (-0,8MPa e -0,4MPa) e trativas (0,8MPa e 0,4MPa) constantes.

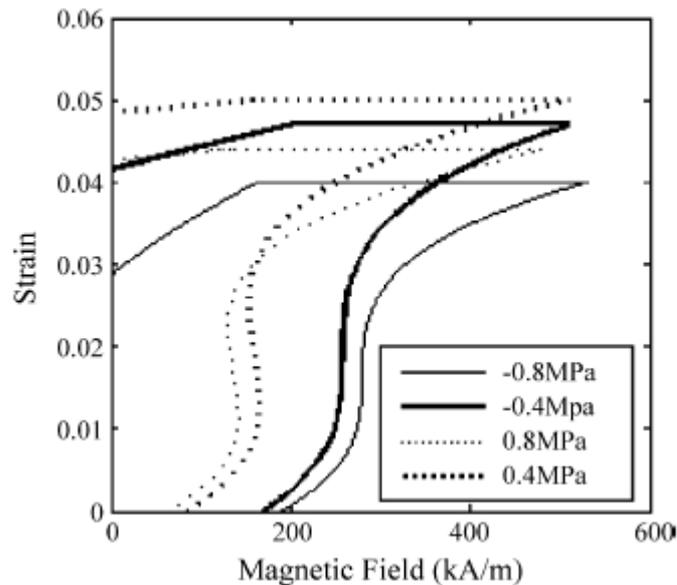


Figura 2.2: Influência de tensões trativas e compressivas (Zhu, Y.; Dui, G, 2007)

Observa-se então que o modelo de Zhu e Dui (2007) mostra a diferença de comportamento quando sob tensão trativa e compressiva. Para interpretar o gráfico, a deformação tem que ser tomada como zero antes da aplicação do campo, mesmo com a tensão constante. Vê-se assim que quanto maior a tensão trativa, menor a intensidade do campo necessário para deformar a amostra, enquanto que para a tensão compressiva a intensidade requerida aumenta, e comparando as duas fica claro que sob tensão compressiva é necessário quase o dobro de intensidade de campo para começar a nucleação da nova fase martensítica. Estudos com MSMA também têm sido realizados para se tentar achar propriedades refrigerantes buscando economia de energia, na medida em que se utiliza materiais com alta

capacidade refrigerante. No estudo de Huang et al. (2015), foram investigadas ligas MSMA do tipo Ni-Mn-In para compreender sua capacidade calorífica. Entretanto, devido a sua baixa ductilidade, essas ligas têm certa dificuldade para serem utilizadas em aplicações. Dessa forma, muitas vezes a composição é alterada para se adquirir uma maior ductilidade. Outra forma de solucionar esse problema é utilizar uma microestrutura texturizada. Assim, para esse estudo é utilizado um método de solidificação com temperatura e taxa de crescimento de grão controlados para gerar uma microestrutura texturizada na liga, fazendo com que o material possa suportar múltiplos testes com tensão aplicada sem falhar rapidamente. Com o carregamento da amostra, é notório na Figura 2.3 um pequeno acréscimo da temperatura, que se dá por causa do calor latente da transformação martensítica.

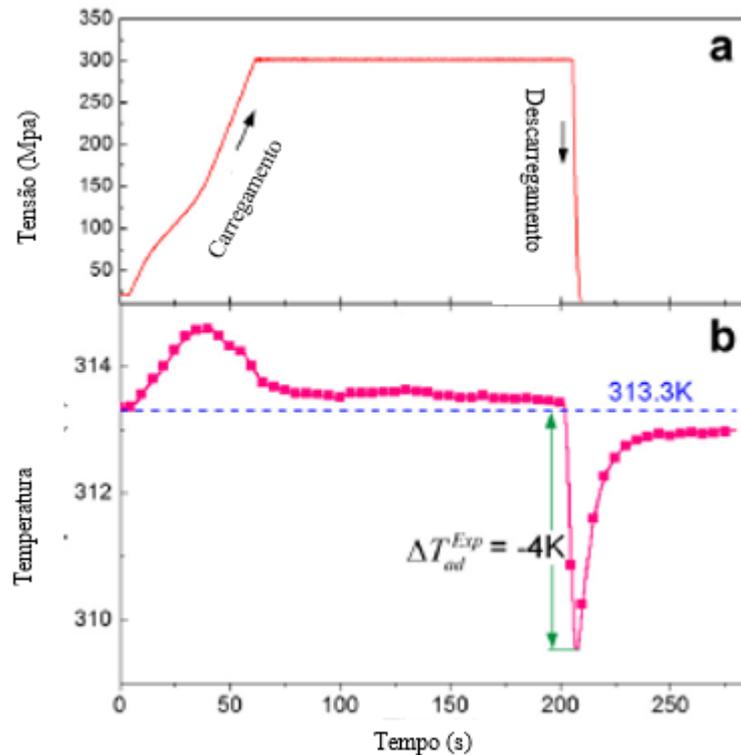


Figura 2.3: Mudança de temperatura na transformação de fase (Huang Y. J. et al, 2015)

E da mesma forma, ao descarregar, junto com a transformação de martensita em austenita vemos um decréscimo da temperatura em torno de 4 K, e esse efeito calorífico faz com que os MSMA possam ser usados também de forma acoplada a dispositivos refrigerantes.

Contudo, a liga mais estudada das MSMAs é a Ni-Mn-Ga e dependem muito do tratamento térmico, mecânico e magnético que recebem para apresentar uma elevada deformação induzida. Um estudo realizado por Chmielus et al (2010), procurou mostrar a influência de deformações na superfície dessas ligas na microestrutura. Para isso foram comparados valores entre superfícies electropolida, polida mecanicamente e lixada, que

mostraram uma dureza superficial menor para superfícies mais lisas. A Figura 2.4 mostra um resumo do resultado obtido, demonstrando que quanto maior o grau de refinação da superfície, menor a tensão exigida para a deformação.

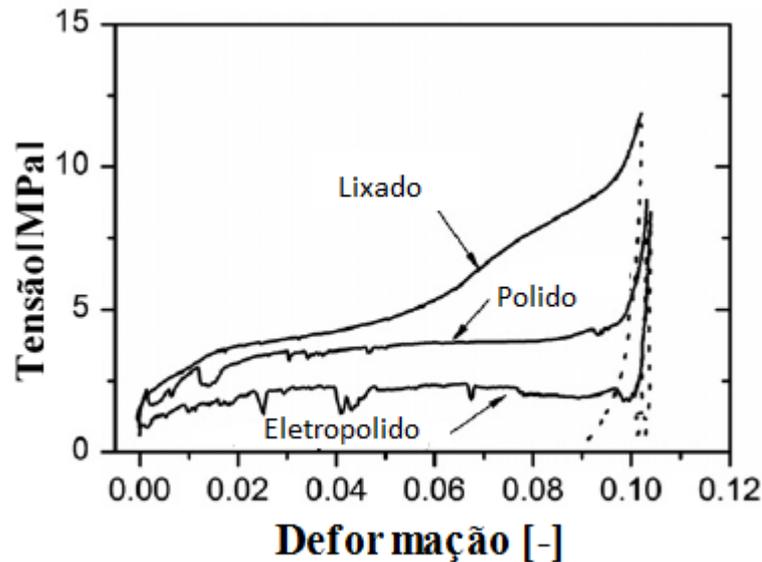


Figura 2.4: Influência da superfície na deformação (Chmielus, M. et al, 2011)

E isso pode ser compreendido pensando que as imperfeições na superfície atuam como obstáculos para os contornos de grão se moverem, deformando macroscopicamente a amostra. Entretanto, são essas deformações que agem como limitação ao movimento dos contornos, que fazem com que a curva de deformação seja mais suave.

O comportamento isotérmico de fricção interna (FI) da liga de memória de forma magnética $Ni_{52}Mn_{32}In_{16}$ de dupla fase foi investigado por análise mecânica dinâmica. A contribuição da FI isotérmica para o pico FI global é próxima de 90%. Esta alta isotérmica FI é obtida em uma ampla faixa de temperatura de trabalho de 88°C, que é ampliada pela concorrência da transformação martensítica e da transformação intermartensítica. Um forte efeito de impedimento sobre as transformações estruturais é identificado por observações microestruturais.

As ligas de memória de forma (SMA) sofrem transformações martensíticas reversíveis em resposta a influências externas variáveis, fato já dito anteriormente, no qual os átomos se reorganizam de forma ordenada para criar interfaces internas. A criação e o movimento das interfaces internas dissipam energia, tornando os SMAs atraentes para aplicações de alto amortecimento. As ligas de memória de forma magnética com base em Ni-Mn tipo Heusler (MSMAs) são diferentes das SMA tradicionais ativadas termicamente devido ao forte

acoplamento magnetoelástico que ocorre durante a transformação martensítica induzida pelo campo magnético.

Como é bem sabido, quando o aquecimento / arrefecimento SMAs, um pico de atrito interno (FI) aparece na zona MT, que normalmente inclui um termo transitório (IFTr) que depende de variáveis externas como a taxa de temperatura (T), frequência (f) e amplitude da deformação (e). No entanto, o IFTr só existe em baixas frequências e com taxas de arrefecimento / aquecimento não nulas.

Para eliminar a IFTr, procura-se obter uma FI isotérmica devido à maioria das aplicações de engenharia a uma temperatura constante. Assim, é mais importante estudar o comportamento isotérmico do FI, que geralmente contém dois termos, isto é, o termo de transição de fase (IFPT) e o FI intrínseco em cada uma das fases coexistentes (IFInt). Até certo ponto, o FI isotérmico representa o FI inerente (IFPT + IFInt) independente das variáveis externas. Neste trabalho, o método de aquecimento intermitente foi aplicado para estudar o comportamento isotérmico do IF.

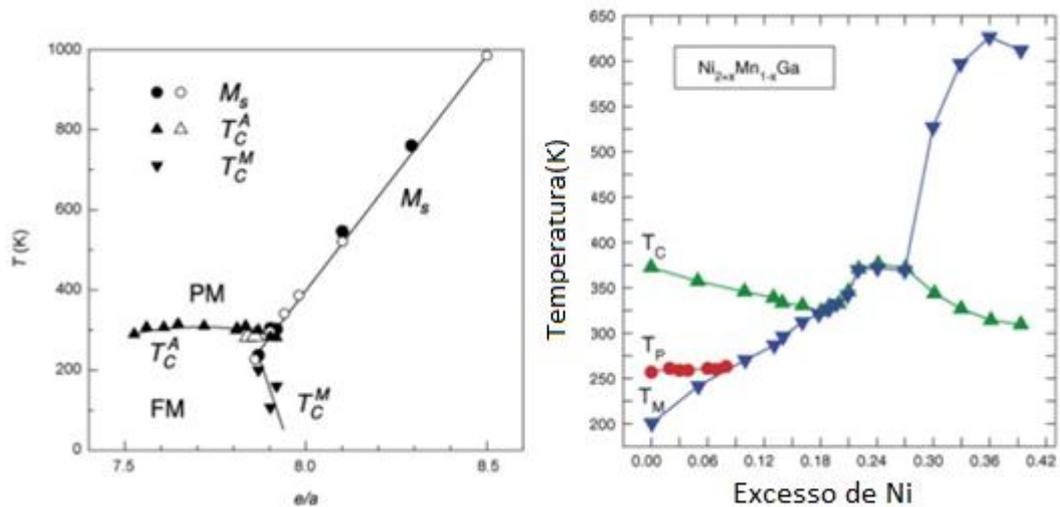


Figura 2.5: Relação entre T_c e T_m e com misturas estequiométricas (Entel P. et al, 2007). Esquerda: Diagrama de fase de Ni-Mn-In mostrando as temperaturas estruturais e de transição em função da concentração de elétrons de valência. Direita: diagrama de fases de $Ni_{2-x}Mn_{1-x}Ga$ em função da concentração excessiva de Ni x em%.

Aqui, $x = 0$ corresponde a $e/a = 7,5$ e $x = 0,4$ a $e/a = 7,8$

As ligas de memória de forma magnética, “MSMAs”, estão se tornando candidatas de materiais inteligentes na qual o efeito de memória de forma magnética ou “MSME” podem ser pesquisados a partir de campos magnéticos externos. Para que isto ocorra, é necessário que a temperatura de Curie T_c , assim como a temperatura de transformação de fase da martensita T_M , da maioria dos MSMAs sejam mais elevadas para aplicações práticas. Além disso, para

desenvolver MSMA's que necessitem de campos menores que 1T para realizarem o MSME, pesquisas (Entel P. et al, 2007) foram feitas nos MSMA's de Heusler $\text{Ni}_2\text{Mn}(\text{Ga},\text{Co})$ e Ni_2MnIn como mostra a Figura 2.5.

Diversas pesquisas foram feitas com misturas estequiométricas e não estequiométricas da liga NiMnGa e foi observado que ocorreram mudanças no que diz respeito as estruturas cristalinas e características elétricas conforme ocorre o aumento ou diminuição de temperatura. Características nunca antes vistas foram descobertas, o que ajuda a solucionar os problemas citados anteriormente. Com os estudos, a liga Ni-Mn-Ga se mostrou muito importante no que tange campos magnéticos externos, mudanças composicionais e tensões internas.

Alterando parâmetros das propriedades eletrônicas, magnéticas e PHONON e utilizando o método do FIXED-SPIN MOMENT, foi simulado a ação de um campo magnético externo e conseguiu-se encontrar os primeiros resultados nos cálculos desta mudança. Podemos afirmar que em cada liga estudada (Ni-Mn-Ga e Ni-Mn-In) o campo magnético externo agiu de maneira diferente. Enquanto o primeiro teve sua temperatura de transformação de martensita elevada, na segunda ela diminuiu. Isso se dá pelo fato que a magnetização é maior na martensita modulada do que na austenita presente na liga Ni-Mn-Ga , enquanto que o contrário acontece na liga Ni-Mn-In . Essas descobertas nos reportam aos desenvolvimentos que deveriam ser feitos para que materiais com memória de forma magnética fossem utilizados em aplicações tecnológicas práticas.

Certas ligas como Fe-Co-Ni-Ti , Fe-Pt , Fe-Pd , Co_2NiGa de Heusler, entre outras, são candidatas a serem ligas com memória de forma ferromagnética (FMSMA's) com uso para materiais de atuadores magnéticos pois foi encontrada tensão induzida por campos magnéticos nos mesmos. Os MFISs (Magnetic Field Induced Strains) ocorrem devido a dois mecanismos: transformação de martensita da fase matriz induzida por campos magnéticos e pela redistribuição reversível induzida por indução magnética de variantes gêmeas da martensita. Em geral, nas condições do primeiro mecanismo, é necessário um campo magnético grande, como no caso do sistema Fe-Co-Ni-Ti . Quanto ao segundo mecanismo, é responsável por um maior efeito MFIS porém com campos magnéticos mais moderados em ligas Ni_2MnGa Heusler. O MFIS criado a partir do último mecanismo de atuação é descrito por um modelo fenomenológico que utiliza parâmetros como energia de Zeeman, energia de anisotropia magnética, a uma energia elástica interna e a tensões externas.

O artigo (LI et al., 2003) foi criado a partir de pesquisas em composições próximas a Ni_2FeGa , relatando a transformação martensítica e os desempenhos de magnetização dessas

ligas que possuem temperatura de transformação martensítica abaixo da temperatura ambiente e temperaturas de Curie altas. Sabe-se que do ponto de vista da aplicação, a temperatura M_s acima da temperatura ambiente e uma temperatura de Curie elevada (T_C) também são importantes para um FMSMA além de suas propriedades de magnetização. A Tabela 2.1 abaixo mostra os resultados obtidos variando as composições de NaFeGa:

Tabela 2.1: Parâmetros para variações da composição de NaFeGa (LI Y. et al, 2003)

Composição, temperaturas de transformação martensítica e austenítica, entalpias de transformação e T_C para ligas Ni-Fe-Ga recozidas							
Alloy	M_s (K)	M_f (K)	A_s (K)	A_f (K)	Q_M (J/g)	Q_A (J/g)	T_C (K)
$Ni_{2.12}Fe_{0.88}Ga$	222	211	227	233	-1.5	1.7	541
$Ni_{2.24}Fe_{0.76}Ga$	295	284	296	306	-1.76	1.83	444
$Ni_{2.28}Fe_{0.72}Ga$	313	294	306	323	-1.41	1.47	415
$Ni_{2.32}Fe_{0.68}Ga$	330	303	314	341	-1.57	1.66	393
$Ni_{2.40}Fe_{0.60}Ga$	–	–	–	–	–	–	369
M_s, M_f, A_s, A_f, T_C : início de martensia, final de martensita, início de austenita, final de austenita e temperatura de Curie; Q_M/Q_A : entalpia da transformação martensita/austenita							

Nota-se o aumento da temperatura M_s com o aumento de Ni, repondo Mn e mantendo Ga constante. Temperaturas M_s estão acima da temperatura ambiente. A temperatura de Curie está acima da temperatura de transformação final da austenita A_f . As curvas de magnetização das ligas NiFeGa são medidas para avaliar a saturação magnetizada e a energia da anisotropia magnética, uma vez que valores grandes de ambos foram reconhecidos como características favoráveis ao MFIS. Estas curvas estão representadas na Figura 2.6:

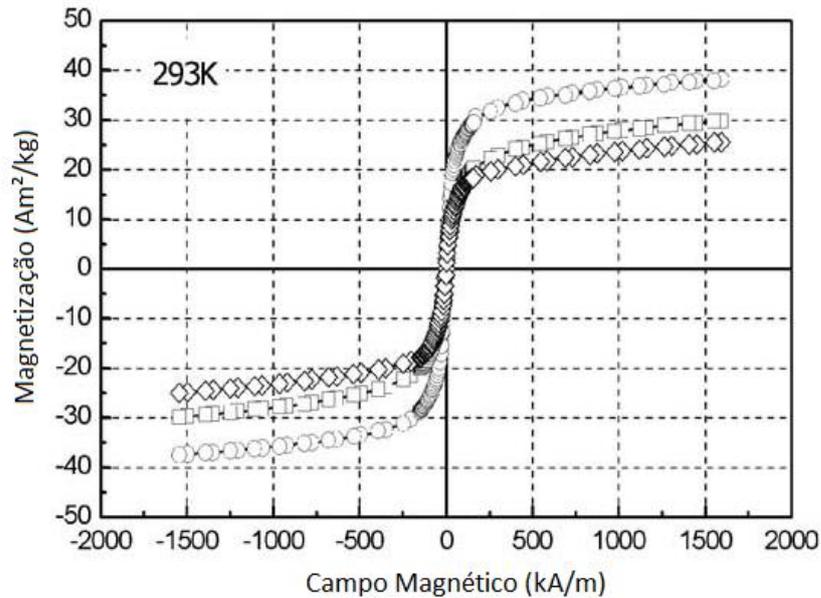


Figura 2.6: Curvas de magnetização de diferentes composições de NiFeGa a 293K (LI Y. et al, 2003)

As curvas demonstram também típicas características de materiais ferromagnéticos. A magnetização de saturação e a constante magnética de anisotropia K_1 foram provadas ser da mesma ordem daquelas da liga Ni_2MnGa .

Com a pesquisa, pode-se afirmar que as transformações martensíticas reversíveis, o efeito de memória de forma, a microestrutura martensítica, temperatura de Curie elevada e característica de magnetização ferromagnética demonstram a liga Ni_2FeGa como um candidato promissor de liga de memória de forma ferromagnética. Para a liga $Ni_{(2+x)}Fe_{(1-x)}Ga$ ($0,12 < x < 0,32$), a temperatura de início de martensita aumenta com o aumento do conteúdo de Ni, e a temperatura de Curie e a de magnetização de saturação aumentam com o aumento do teor de Fe.

Como atuadores, esses materiais oferecem grande deformação magnética a partir de um pequeno campo, possibilidade de operação a temperatura ambiente, resposta na casa de milissegundos e um grande ciclo de vida. As propriedades importantes de materiais inteligentes que os tornam atraentes para atuadores eletro-hidráulicos leves, como bombas ou atuadores lineares são alta densidade de energia e alta frequência de atuação. Embora os cursos de tais transdutores sejam pequenos, a sua capacidade de trabalhar em frequências mais elevadas torna possível atingir o desempenho necessário.

Comparado com piezelétricos e materiais magnetostrictivos, FSMAS, tais como Ni-Mn-Ga, exibem significativamente maior tensão de até 9,5%, o que é induzido por campos

magnéticos externos de menos de 400kA/m. Entretanto, a deformação de FSMAs é o resultado de movimentos de fronteira gêmeas de martensita induzidos pelo campo em resposta aos campos magnéticos aplicados. Como resultado, é possível desenvolver um transdutor de deformação grande com largura de banda de frequência mais elevada. Um modelo de atuador foi desenvolvido para estudo por Tan e Elahinia (2007).

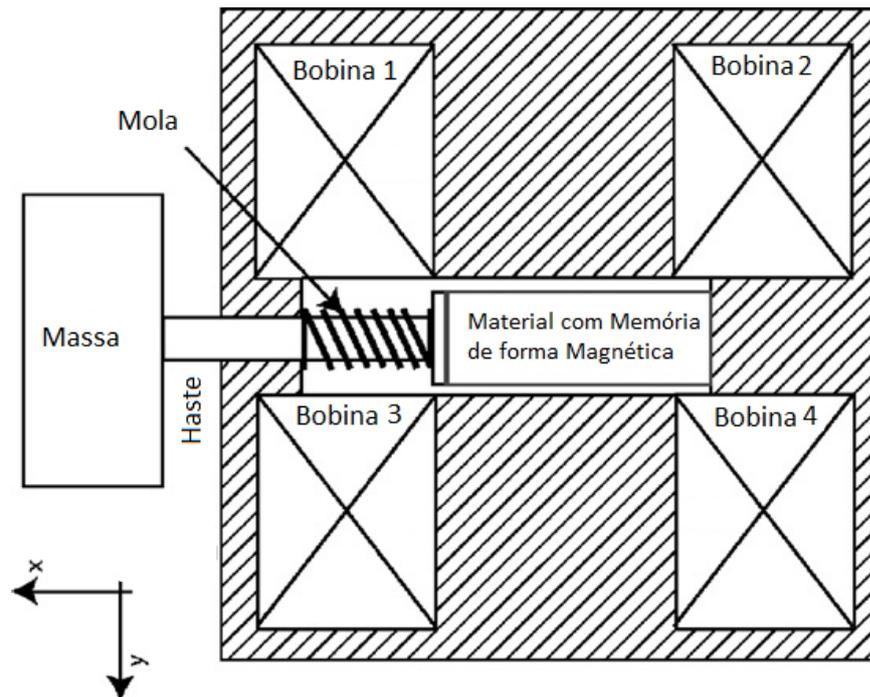


Figura 2.7: Atuador baseado numa liga de Ni-Mn-Ga (Tan, H.; Elahinia M.H., 2007)

A estrutura do atuador estudado neste trabalho é ilustrada na Figura 2.7. Quando a tensão de controle é aplicada às bobinas de Helmholtz, as bobinas geram o campo magnético na direção y . Devido à tensão induzida no campo, o material NiMnGa deforma-se ao longo da direção x , recuperando a deformação que foi previamente induzida por uma tensão de compressão. A haste que está ligada ao topo do FSMA desloca-se ao longo da direção x que transmite o deslocamento do material FSMA. A mola entre o invólucro superior e a haste proporciona a tensão compressiva de restauração ao longo da direção de deformação medida.

O mecanismo de restauração permite grande força / curso e, portanto, aumenta a densidade de energia. Vale ressaltar que diferentes forças de restauração afetam a tensão alcançável, que é uma característica importante para transdutores baseados em FSMA. Ao desenvolver um modelo dinâmico acoplado eletromecânico, o artigo estabelece uma ferramenta para revelar as propriedades dinâmicas do atuador. Este modelo dinâmico é a base para

estratégias de controle viáveis no atuador. Por outro lado, a simulação permite a análise do efeito da rigidez, da carga, da frequência de entrada e do coeficiente de amortecimento na tensão e na força de saída.

Outro exemplo de atuador pode ser encontrado no estudo feito por Yin et al (2016). Neste trabalho, foi investigado a fabricação e a performance de um atuador linear, baseado em um material com memória de forma magnética, com um sensor de posição intrínseco baseado na medição da resistência elétrica durante o ciclo do sistema. As características da amostra foram investigadas através da aplicação de tensões axiais compressivas e trativas controladas por uma máquina de teste. Para tanto, uma das extremidades do material é fixa e a outra é móvel, sendo a deformação determinada pela variação do comprimento a partir da ponta móvel. Os principais componentes dos atuadores estudados são ligas de NiMnGa, os mecanismos de compressão e tração, contatos elétricos, e molas combinadas com parafusos para permitir tensões diferentes. Como mostrado na Figura 2.8, o primeiro atuador usa a amostra com memória de forma magnética associada a uma mola que lhe proporciona um carregamento de tensão compressiva. A partir da aplicação de um campo magnético transversal à direção de aplicação da tensão, pela mola, a amostra apresenta um alongamento.

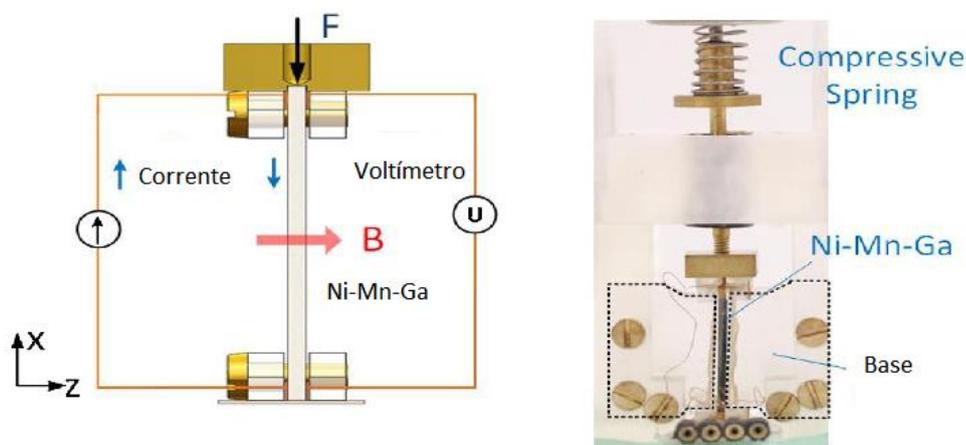


Figura 2.8: Atuador com tensão compressiva (Yin et al, 2016)

Por outro lado, no segundo atuador, visto na Figura 2.9, a mola proporciona um carregamento trativo, tendendo a deformá-la de forma a aumentar seu comprimento. O campo magnético nesse atuador é aplicado em paralelo à direção de aplicação da tensão trativa, gerando uma contração da amostra.

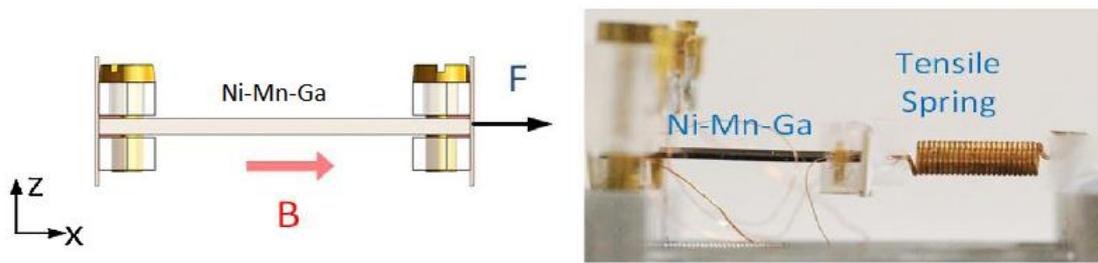


Figura 2.9: Atuador com tensão trativa (Yin et al, 2016)

Pequenas placas de cobre são conectadas aos fios do mesmo material através de um adesivo epoxy condutor de eletricidade e são fixadas nas extremidades da amostra para ambos os atuadores. Para medição precisa da resistência elétrica, é usada uma fonte de corrente contínua, e para medição da tensão, um multímetro. Além disso, o campo magnético homogêneo em ambos os sistemas foi produzido por um solenóide.

Os sistemas propostos envolvem uma mudança de tamanho das amostras e da sua área transversal, dessa forma, buscando uma relação entre da resistência elétrica do material e as suas dimensões geométricas, foi possível, neste estudo, associar a mudança da resistência com a deformação e gerar uma espécie de sensor de posição intrínseco. Para o primeiro atuador mostrado neste trabalho a resistência elétrica aumenta com a intensidade do campo magnético por causa do aumento de tamanho da amostra e a consequente diminuição da sua área transversal. Já para o segundo modelo de atuador, a resistência elétrica diminui com o aumento do campo magnético, isso devido a diminuição do comprimento da amostra e o consequente aumento da sua área transversal. Um algoritmo foi implementado para um atuador de controle, de forma que a relação entre a deformação e a variação da resistência elétrica puderam ser usados como um feedback para controle da posição.

Os resultados obtidos exibiram deformações reversíveis de até 3,6%, e mostraram um atuador linear baseado em um material com memória de forma magnética e com um sensor de posição intrínseco. No caso da tensão compressiva, houve um certo erro associado à flambagem da amostra devido à tensão, uma vez que esse fenômeno leva a efeitos de atrito na extremidade fixa da mesma. Entretanto, no modelo com tensão trativa, tal problema não foi encontrado, e em ambos os casos uma alta sensibilidade de detecção de tensão foi encontrado através da relação entre as mudanças na deformação e na resistência da amostra. Além disso, foi encontrada uma boa precisão de controle de posição.

Dessa forma, por seu potencial de atuação, atuadores baseados em materiais com memória de forma magnética têm sido estudados junto com as características dos mesmos ao longo dos anos. Contudo, diversos problemas ainda têm que ser superados como a própria fixação destes materiais em sistemas, o que pode levar a restrição para o movimento de fronteiras, levando a regiões inativas. Assim, ciente da grande aplicabilidade de atuadores baseados nestas ligas, e no longo caminho a percorrer para sua melhor utilização, os elaboradores do presente trabalho tem o objetivo de explicar o funcionamento deste fenômeno e simular o comportamento de um modelo para incrementar a bibliografia científica acerca do tema e levar conhecimento para aqueles que não estão familiarizados com o mesmo.

Conforme citado anteriormente, materiais ferromagnéticos de memória de forma foram utilizados para a criação de atuadores em sistemas mecânicos. Uma importante pesquisa para o desenvolvimento destes foi realizada por Couch e Chopra (2007), com o intuito de criar um modelo fenomenológico simplificado, caracterizado por dados obtidos através de testes, considerando que o modelo da liga NiTi precisa ser modificado de forma que acomode as deformações induzidas pelo campo magnético ao invés de estímulos térmicos. Experimentos com hastes de NiMnGa sujeitas a carregamentos uniaxiais quase estáticos foram realizados para determinar os parâmetros a serem utilizados. Os principais parâmetros são: campos magnéticos limites fundamentais (H_s e H_f), tensões críticas fundamentais ($\sigma_{cr,s}$ e $\sigma_{cr,f}$), módulo de Young (E_σ e E_H), configurações martensíticas, coeficientes influenciados por tensão (C_s e C_f) e deformação livre (ϵ_L).

O material utilizado no experimento tem as seguintes dimensões: 2 mm x 3 mm x 16 mm e densidade de 8,36 g.cm⁻³. Uma série de testes com campos magnéticos constantes foram conduzidos, onde a amostra de NiMnGa recebe uma carga de corrente contínua e é então sujeita a uma tensão compressiva ao longo do eixo de maior dimensão. Dessa forma, a configuração inicial da amostra é gerada pela influência do campo na ausência de tensão. Após isso, a amostra é forçada a configuração imposta a partir de uma tensão crescente aplicada na mesma. O ciclo se encerra com a remoção da tensão na presença do campo magnético, fazendo com que a estrutura consiga atingir um equilíbrio. Dessa forma foi possível avaliar o comportamento originado pelas tensões e deformações, assim como os níveis críticos de transformação. A partir deste teste, foi possível traçar parâmetros para o modelo.

Os parâmetros necessários para a caracterização do modelo quase estático foram obtidos a partir de uma série de experimentos com campos magnéticos constantes. Enquanto foi mantida

uma corrente constante nas bobinas magnéticas, o nível de tensão compressiva variou e com isso, a tensão de saída e o comportamento de deformação foi avaliado. Assim, o comportamento experimental foi comparado com as expectativas teóricas para validar o modelo.

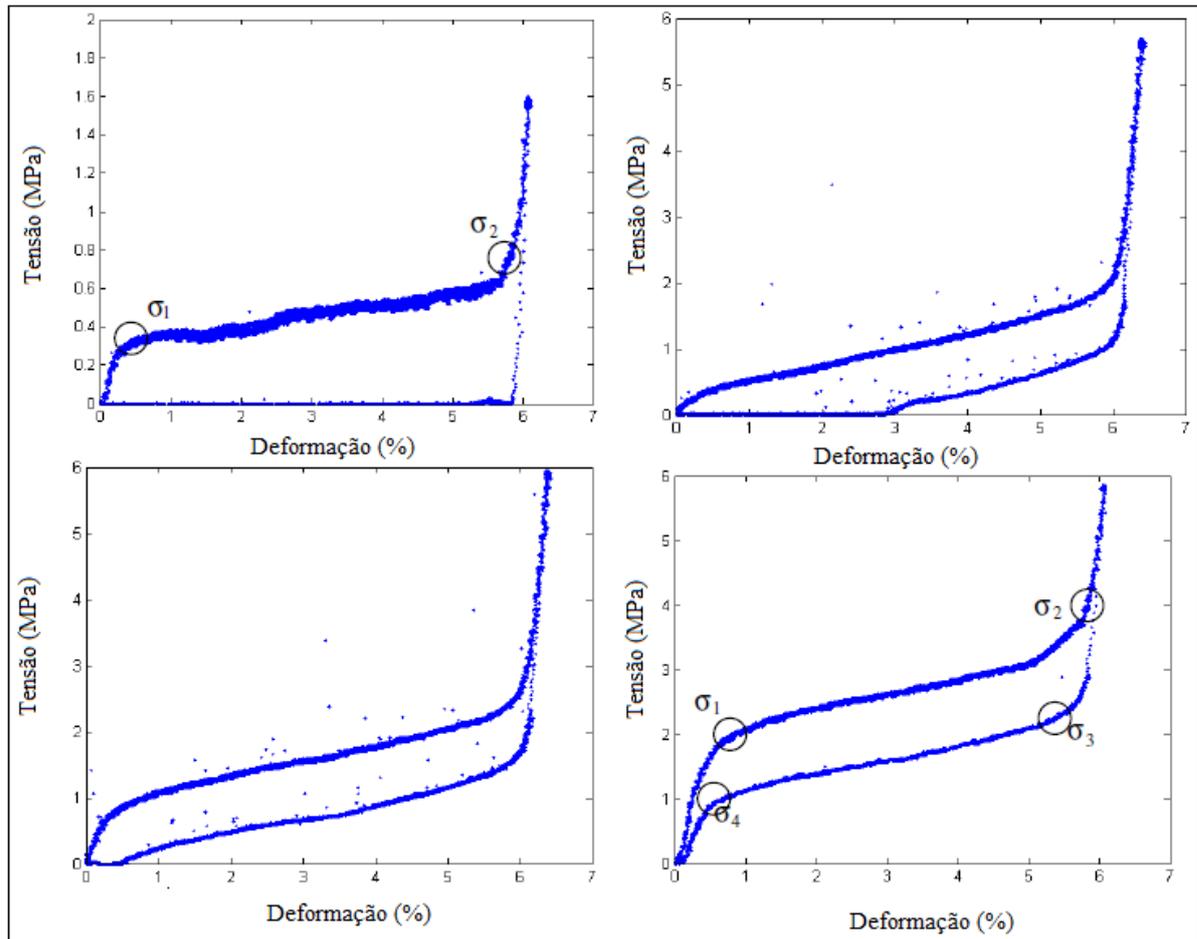


Figura 2.10: Comportamento Pseudoelástico segundo Couch e Chopra (2007)

Durante o experimento de Couch e Chopra (2007), foi feita a interessante comparação do que ocorria com a deformação da liga NiMnGa conforme fosse variando o campo magnético utilizado. A Figura 2.10 demonstra o ocorrido. No gráfico do canto superior esquerdo, o experimento começa com campo nulo e com tensão crescente. O resultado é que o material possui 5,8% de deformação total e que teve somente 0,2% de recuperação elástica.

Conforme o campo magnético aumentava, até chegar no gráfico do canto inferior direito, observou-se que a recuperação elástica aumentava gradativamente até chegar nos 100%, mantendo sempre um comportamento padrão. Além disso, foram notados que as tensões de começo e final de transformações também aumentavam proporcionalmente com o campo aplicado.

Através dos experimentos, foram calculados valores numéricos para os 9 parâmetros do modelo e com isso, apesar de algumas pequenas limitações, pôde ser desenvolvido um modelo constitutivo quase estático do comportamento desta liga com uma ampla gama de condições de carregamentos mecânicos e magnéticos.

Pode-se ver que a reorientação da variante martensítica induzida por campo magnético é considerado o principal mecanismo de atuação das MSMAs. Existem diferentes modelos fenomenológicos para descrever o comportamento das MSMAs, porém um dos modelos fenomenológicos mais utilizado para analisar comportamento magneto-mecânico das MSMAs foi proposto por Kiefer & Lagoudas (2005). Este modelo tem a capacidade de descrever o processo de reorientação da variante martensítica induzida por campo magnético sob um carregamento mecânico constante mostrando a resposta não-linear e histerética da deformação macroscópica em função do campo magnético na presença de tensão compressiva. Neste trabalho será implementado numericamente o modelo constitutivo para MSMAs proposto por Kiefer e Lagoudas (2005). Serão exploradas diferentes respostas magneto-mecânicas para melhor compreensão dos fenômenos envolvidos.

Capítulo 3

Fundamentos teóricos

3.1 Memória de Forma Convencional

Materiais com memória de forma ou SMA (Shape Memory Alloys) são materiais inteligentes que apresentam a capacidade de recuperar a sua forma original após uma deformação através de um estímulo térmico. Tal estímulo causa mudanças na microestrutura do material, levando a uma deformação macroscópica. Dessa forma, para começar a compreender este processo, precisa-se olhar para a microestrutura em questão. Existem diferentes ligas que apresentam esta característica, mas o funcionamento é basicamente o mesmo. SMAs possuem duas fases distintas, ou seja, com propriedades e estrutura diferentes, austenita e martensita. A austenita se forma a altas temperaturas, enquanto a martensita se estabiliza em baixas. A fase martensítica apresenta diferentes variantes que são formadas com orientações diferentes, e desempenham um papel fundamental nesse fenômeno. Diversas variantes podem coexistir em uma SMA, na mais conhecida por exemplo, a NiTi, existem 24 variantes possíveis. Essas variantes podem estar associadas a partir de uma auto-acomodação, dando origem a martensita maclada, ou podem estar associadas de maneira que uma única variante seja dominante, originando a martensita não maclada. Por macla, entende-se o crescimento de dois ou mais cristais, do mesmo material, de maneira que algumas malhas sejam paralelas e outras sejam dispostas de forma invertida. Assim, pode-se visualizar a simetria dessas partes em relação a um eixo conhecido como contorno de macla. O fenômeno de memória de forma ocorre a partir da conversão de uma das variantes de martensita em outra e vice-versa (Kiefer e Lagoudas, 2008).

A Figura 3.1 mostra o ciclo de transformação da microestrutura da SMA. A martensita maclada passa a ser não maclada a partir da aplicação de uma tensão suficientemente alta para reorientar as variantes. A martensita quando aquecida acima de certa temperatura muda de fase e se torna austenita, que, se resfriada abaixo de certa temperatura, volta a ser martensita.

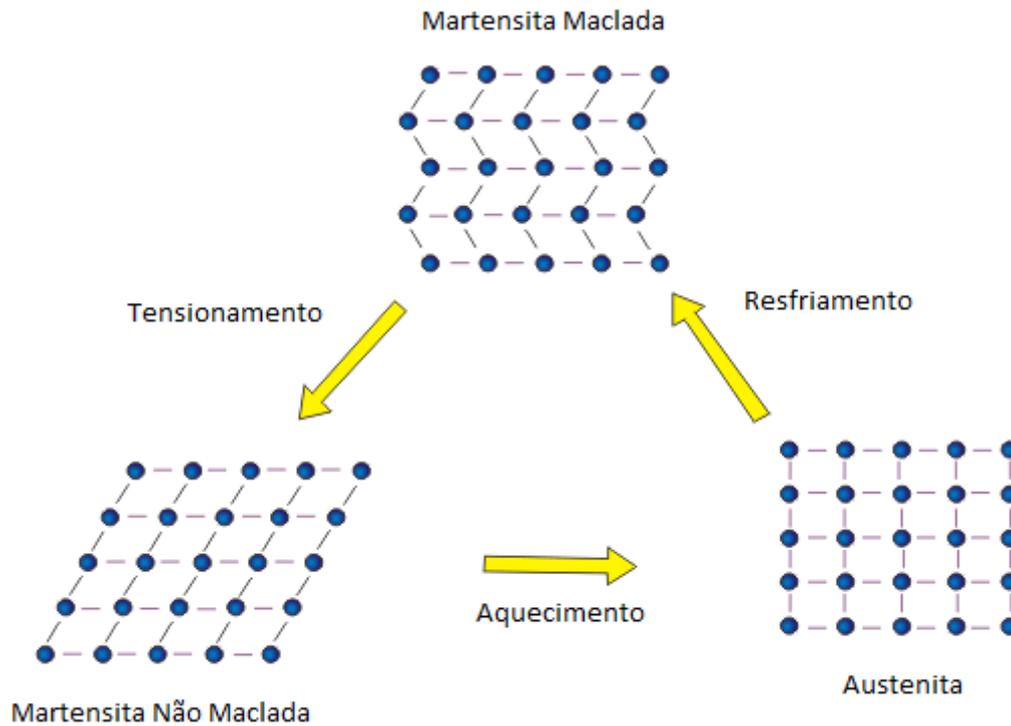


Figura 3.1: Ciclo da microestrutura, adaptado de: http://nptel.ac.in/courses/112104040/lecture34/34_2.htm

Existem tensões de início e fim de transformação para a transição de maclada para não maclada, assim como temperatura de início e fim de mudança de fase de austenita para martensita como visto na Figura 3.2.

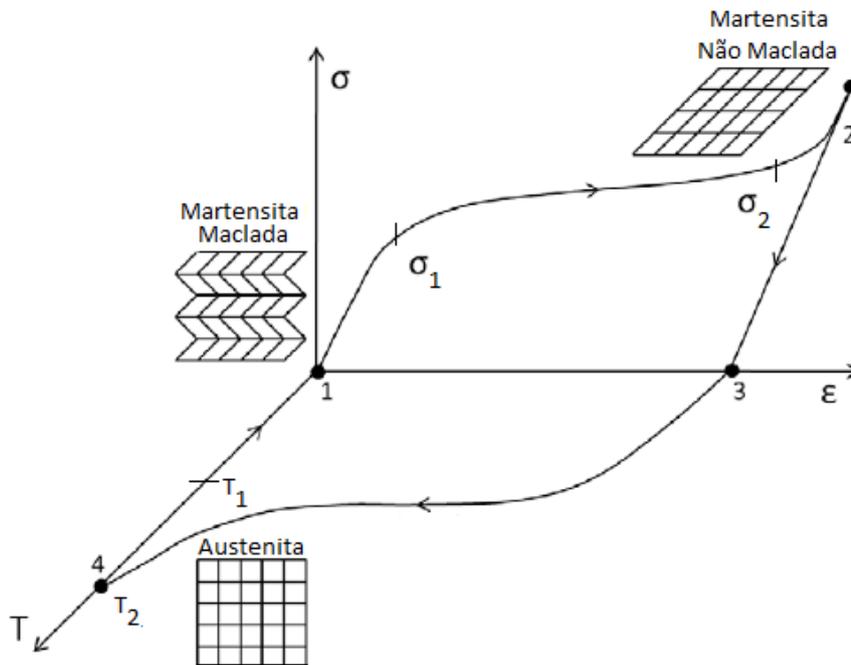


Figura 3.2: Representação do efeito de memória de forma (Follador et al., 2012).

Esse processo é a essência da memória de forma porque a deformação introduzida no processo de demaclação é revertida na transformação austenítica com a reorientação das variantes, e não há mudança na geometria no processo de austenita para martensita maclada. O processo é explicado pela Figura 3.2. A martensita maclada é submetida a uma tensão crescente entre os pontos 1 e 2, e, quando atinge o valor σ_1 , começa o processo de demaclação, ou seja, a se transformar na fase não maclada. Após a tensão final de transformação ser atingida, σ_2 , a amostra está totalmente na fase não maclada e com uma deformação macroscópica que permanece mesmo após o descarregamento, que ocorre entre os pontos 2 e 3. Entre os pontos 3 e 4 a liga é aquecida, e quando atinge a temperatura inicial de transformação austenítica, T_1 , começa a mudança de fase para austenita, e pode-se reparar que a deformação diminui até o valor inicial. A temperatura T_2 é a temperatura final de transformação austenítica, e ao atingi-la, toda martensita terá sido transformada em austenita e a deformação terá regredido completamente ao estado inicial da amostra. Entre os pontos 4 e 1 a amostra é resfriada sem nenhum tensionamento, e vemos que dessa forma a liga volta para a fase de martensita maclada com a dimensão preservada.

Uma característica muito explorada dessas ligas é a pseudoelasticidade (exemplificado na Figura 3.3), onde o ciclo é realizado em temperaturas acima de T_2 . Dessa forma com uma

tensão alta o suficiente, o material se deforma e ocorre a transformação de fase para martensita não maclada ($A \rightarrow B$). Entretanto, como o sistema já está a uma temperatura acima da necessária para transformação completa em austenita, ao começar a diminuir a tensão (Ponto B), ocorre a transformação de fase para austenita ($C \rightarrow D$) e a liga se recupera da sua deformação.

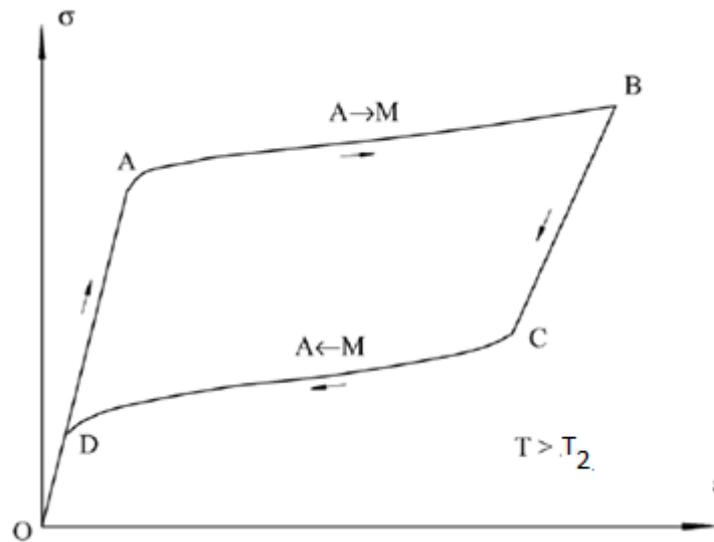


Figura 3.3: Comportamento Pseudoelástico (Du et al., 2005)

Alguns atuadores com SMAs atuam já tensionados, com um valor de tensão pelo menos acima da tensão inicial de demacção. Dessa forma, ao se resfriar, o material voltará ao estado não maclado, e assim, apenas ciclos térmicos são necessários para deformar e recuperar a liga.

3.2 Introdução à memória de forma atuada magneticamente

O crescimento das pesquisas acerca de materiais inteligentes levou ao desenvolvimento de um tipo diferente de materiais com memória de forma. Estes são estimulados pela aplicação de um campo magnético, e não pela temperatura. Assim, com a aplicação de campos magnéticos, dependendo da direção do mesmo, é possível alcançar deformações consideráveis. Estas deformações são originadas pelo rearranjo microestrutural das variantes da martensita. Tal fenômeno é nomeado efeito de memória de forma magnética (do inglês MSME). Basicamente, as ligas ferromagnéticas com memória de forma apresentam comportamentos semelhantes às ligas convencionais com memória de forma, tendo duas fases cristalográficas

distintas: a austenita e a martensita. A atuação de um campo magnético em ligas ferromagnéticas (do inglês FSMAs) dá origem a dois fenômenos distintos: um envolve o processo de transformação martensítica induzida por campo magnético, e o outro, a reorientação das variantes de martensita por campo magnético.

O efeito de transformação martensítica induzida por campo magnético não vem sendo muito explorado, pois requer a aplicação de elevados campos magnéticos, uma vez que está relacionado com a grande diferença dos níveis de saturação da magnetização das duas fases: martensita e austenita, dificultando uma possível aplicação comercial (Malinen et al., 1967).

O fenômeno de reorientação martensítica por indução magnética provoca o aparecimento de grandes deformações comparáveis àquelas alcançadas em um processo de reorientação obtido com memória de forma convencional (Cui et al., 2004). A principal propriedade responsável por este fenômeno é a anisotropia magnética que evita que o vetor magnetização espontâneo da variante se alinhe com o campo magnético. A restrição oferecida por esta anisotropia gera grandes forças nas interfaces das variantes que são necessárias ao processo de nucleação e redistribuição das variantes de martensita.

O processo de magnetização dos materiais ferromagnéticos em geral ocorre devido ao movimento de elétrons e sua interação com um campo magnético externo. O movimento orbital de um elétron ao redor do núcleo de um átomo e o movimento de rotação do mesmo elétron em torno do seu próprio eixo geram um dipolo magnético resultante. Tal resultante faz com que os elétrons atuem como pequenos ímãs dentro do material. Um acúmulo de momentos magnéticos com a mesma orientação se configura um domínio magnético, que é separado de outros domínios através de paredes. Naturalmente, diversos domínios com orientações magnéticas diferentes existem dentro de um material, e eles se auto-acomodam de forma que os momentos se cancelam, resultando em um momento magnético nulo no material. Entretanto, um campo externo pode levar esses dipolos magnéticos a se rotacionarem e fazer com que as paredes dos domínios se expandam, levando o material a um estado de domínio único, isto é, onde apenas uma orientação magnética está presente, fazendo com que o material esteja magnetizado.

Certas energias se destacam no processo de magnetização. A energia de troca é definida como a diferença energética entre a configuração de alinhamento paralela e antiparalela entre dipolos magnéticos, sabendo que a primeira se caracteriza como a de maior nível energético, e a segunda, o menor. Já a energia magnetoestática é a energia potencial magnética gerada em um corpo devido a um acúmulo de cargas positivas ou negativas em suas extremidades. O acúmulo de carga gera um campo magnético externo ao corpo, que, por ter sentido contrário àquele de magnetização do material, é considerado um campo desmagnetizante. Para reduzir

esta energia, é necessário que o corpo seja dividido em vários domínios magnéticos com diferentes orientações de momentos magnéticos. Esta redução ocorre devido a uma maior distribuição de cargas positivas e negativas nas extremidades do corpo, fazendo com que o espaço abrangido pela atuação dos campos seja menor. A chamada energia de anisotropia magnetocristalina é aquela necessária para desviar o momento magnético de uma única estrutura cristalina, da direção do eixo de fácil magnetização até o eixo de difícil magnetização. A energia de Zeeman é conhecida como a energia de interação entre o campo magnético externo aplicado e o vetor de magnetização do material, composto pela resultante do momento magnético gerado pela rotação do elétron e pelo movimento orbital do mesmo. A energia de Zeeman relaciona ambos os termos de modo que um alinhamento deles implica em um valor energético mínimo. Por isso pode-se afirmar que, quando sob a influência de um campo externo, os dipolos tendem a se alinhar com o mesmo, buscando uma configuração de energia mínima. Dessa forma, essa energia é entendida como a força principal na redistribuição dos domínios magnéticos.

A diferença na magnetização entre os materiais ferromagnéticos comuns para os MSMA, é que estes podem sofrer, sob influência de um campo externo, alterações nas estruturas cristalográficas que compõem o material. De forma que essa mudança gera uma deformação macroscópica reversível no mesmo. Para exemplificar e explicar tal evento, será apresentado o comportamento da MSMA NiMnGa descrito pelo modelo de Kiefer (2005) do departamento de engenharia aeroespacial da Texas A&M University.

A Figura 3.4 ilustra a austenita não deformada desta liga que apresenta geometria cúbica, com arestas de comprimento a_0 , enquanto a estrutura cristalográfica da martensita em baixas temperaturas possui geometria tetragonal.

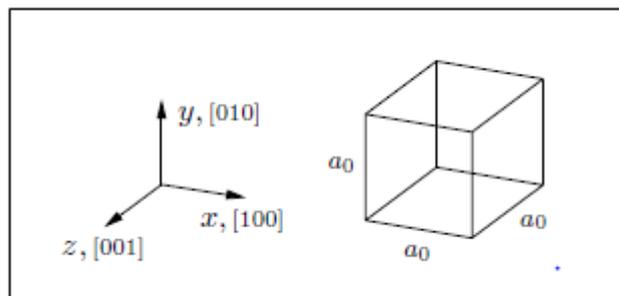


Figura 3.4: Estrutura de célula unitária de Austenita (Kiefer e Lagoudas, 2005)

Está representado, na Figura 3.5, três possíveis variantes tetragonais e as nomenclaturas determinadas, onde a e c são, respectivamente, as maiores e menores arestas das células unitárias. É interessante observar também que cada variante martensítica tem uma direção

crystallográfica preferencial de magnetização, nomeada de eixo de fácil magnetização (do inglês MEA), e que a magnetização pode ser feita tanto no sentido positivo quanto no sentido negativo do MEA. Em todas as variantes, este MEA está alinhado com a aresta c , ou seja, a menor aresta da célula unitária. Esse modelo facilita o trabalho de pesquisa ao indicar a orientação de um campo para a nucleação de uma variante desejada.

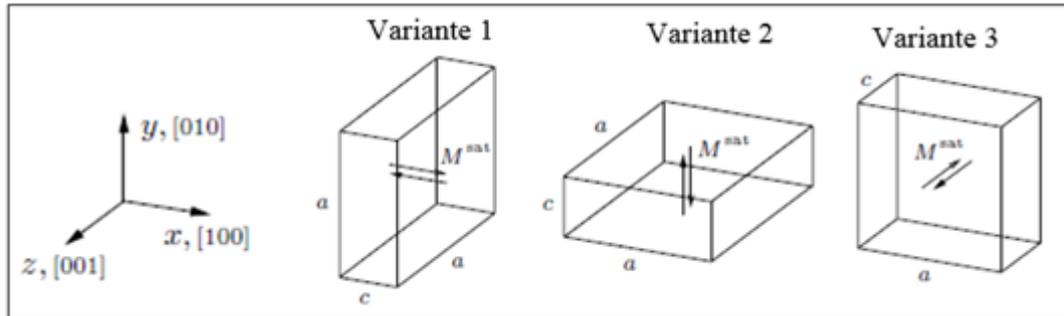


Figura 3.5 - Variantes da martensita (Kiefer e Lagoudas, 2005)

O mecanismo de reorientação de variantes martensíticas por indução de campos magnéticos (do inglês MSME) mencionado anteriormente está representado na Figura 3.6. Esta representação foi retirada através de uma experiência realizada por Tickle e James (1999).

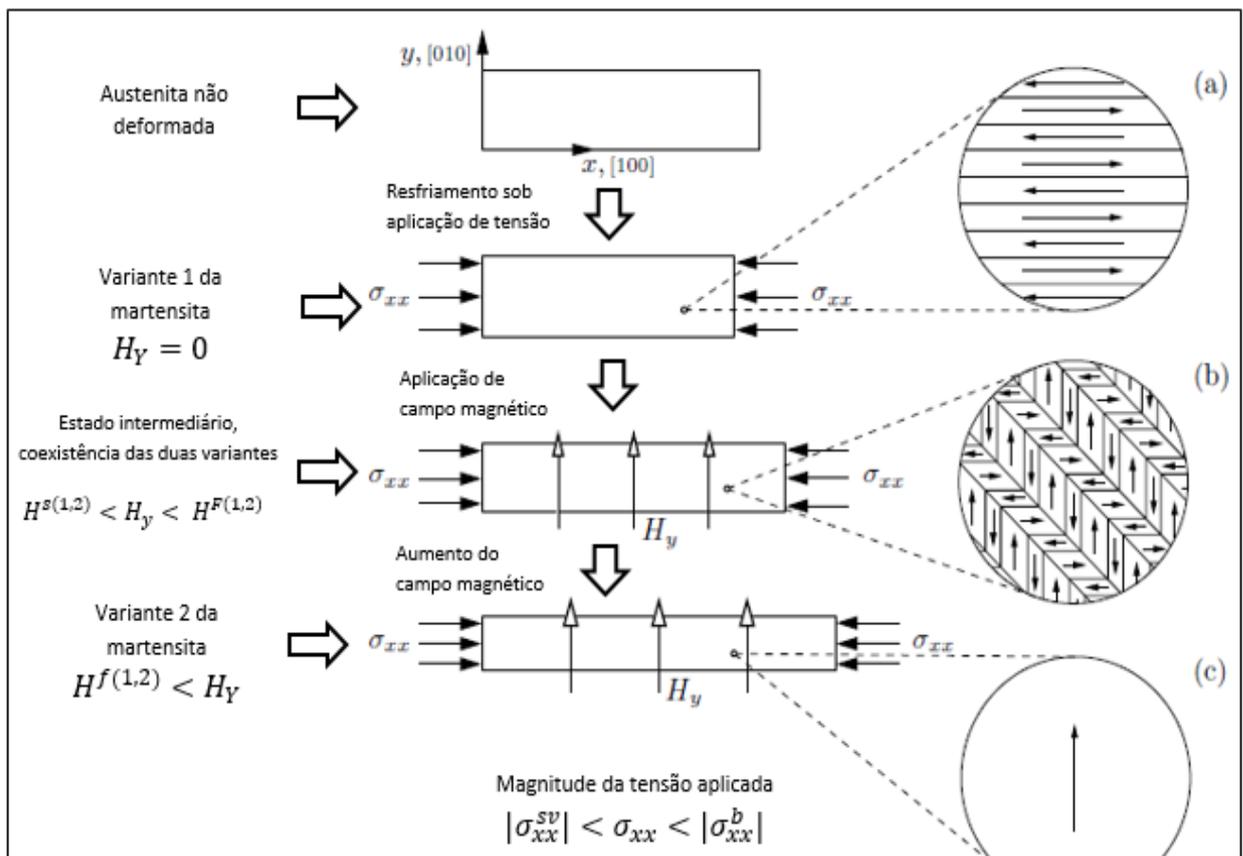


Figura 3.6: Processo de MSME (Kiefer e Lagoudas, 2005)

Uma célula unitária da liga NiMnGa na forma de austenita não deformada é resfriada sobre a aplicação de tensão axial compressiva constante σ_{xx} , com isso ocorre gradativamente a transformação de fase de austenita para variante 1 de martensita não maclada, definindo a estrutura inicial. É importante frisar que a deformação total consiste em uma parte elástica, a deformação relacionada a transformação de fase da martensita e a deformação de reorientação. Durante a experiência, foram usados níveis de tensão entre σ_{xx}^{sv} , tensão mínima para garantir a configuração de martensita não maclada e a tensão de bloqueio σ_{xx}^b . Acima deste valor, o MSME causado pela reorientação das variantes martensíticas não tem real efetividade, ou seja, não há deformação.

Logo após o resfriamento, observa-se em (a), da Figura 3.6, ponto específico de uma amostra da liga, a estrutura cristalográfica e magnética assim como o domínio magnético da variante 1. As regiões em que a magnetização é homogênea e que são delimitadas por paredes, nas quais a magnetização é feita para acomodar as direções de magnetização de vizinhos, são chamadas domínios magnéticos. No esquema, usando a escala considerada, as paredes possuem espessura desprezível e são representadas por linhas horizontais. Os vetores de magnetização têm sua orientação ao longo da direção horizontal, ou seja, o eixo de fácil magnetização [100]. É importante ressaltar que o material apresenta tal característica devido à sua configuração cristalográfica simétrica tetragonal, e dessa forma, sempre haverá uma aresta mais curta que as demais, facilitando o processo de magnetização.

Na terceira fase da Figura 3.6, o campo magnético começa a ser aplicado transversalmente em relação à aplicação da tensão compressiva, que induziu a formação da variante 1 em todo corpo de prova. Em seguida, controla-se a intensidade do campo magnético H_Y para que tenha um valor crítico mínimo $H^{s(1,2)}$, a partir do qual começa a nucleação da variante 2, permitindo que haja a coexistência de ambas as variantes (1 e 2). A reorientação das variantes presentes antes da aplicação do campo ocorre a partir da substituição do longo eixo a da variante 1, perpendicular à tensão compressiva aplicada, pelo eixo c da variante 2 na direção [010], paralelo à aplicação do campo magnético. A quarta configuração da Figura 3.6 ilustra o momento em que o campo magnético ultrapassa o valor limite $H^{f(1,2)}$, a partir do qual todo tipo de variante será convertida em variante 2. Dessa forma, quando $H_Y > H^{f(1,2)}$, mesmo com a aplicação constante da tensão compressiva, apenas a variante 2 existirá na célula unitária.

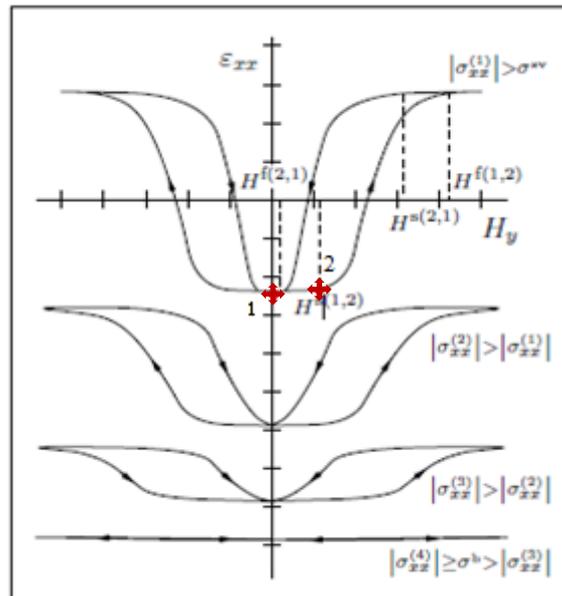


Figura 3.7: Gráfico de deformação por campo magnético com tensão variante (Kiefer e Lagoudas, 2005)

Diferentes valores de tensões constantes aplicadas podem resultar na diminuição ou até o impedimento do fenômeno de reorientação e deformação macroscópica apresentados. Podemos observar no ponto 1 do primeiro gráfico da Figura 3.7 que a célula unitária já está deformada pela tensão compressiva. Conforme o campo magnético vai aumentando, chegamos ao ponto 2 onde começa a apresentar certa deformação decorrente da reorientação explicada anteriormente. Entre $H^{s(1,2)}$ e $H^{f(1,2)}$ é notório uma grande deformação, contrária ao sentido da tensão compressiva, induzida pelo campo. A partir desse momento, o campo é reduzido até que se torne nulo. Essa redução, ainda com tensão compressiva constante, faz com que o material retorne ao ponto de origem, ou seja, à configuração geométrica inicial, localizada no ponto 1 da Figura 3.7.

O efeito da variação do valor da tensão compressiva axial de $\sigma_{xx}^{(1)}$ a $\sigma_{xx}^{(4)}$, sendo $|\sigma_{xx}^{(1)}| > |\sigma^{sv}|$ e $|\sigma_{xx}^{(1)}| \ll |\sigma_{xx}^{(4)}|$, nos leva a compreender como uma tensão muito alta pode comprometer o fenômeno de memória de forma magnética. Em geral estas ligas trabalham até uma tensão da ordem de dezenas de MPa. Notamos, com a comparação dos gráficos, que conforme se aumenta a tensão compressiva constante, a deformação induzida pelo campo atinge valores menores. Isso ocorre até que a tensão compressiva atinja o valor σ^b , onde não há mais deformação resultante da reorientação de variantes, induzida por campo magnético, independente da intensidade da aplicação do mesmo. Essa tensão de bloqueio é resultado de uma competição por uma situação energética favorável.

Materiais com memória de forma magnética são conhecidos como sendo altamente anisotrópicos, isto é, precisam de uma grande quantidade de energia para rotacionar os vetores

de magnetização de seus domínios de forma a alinhá-los com o campo magnético externo. E este alinhamento pode ocorrer de duas maneiras, pela rotação dos vetores magnéticos, como dito anteriormente, ou pela nucleação e consequente reorientação das variantes cristalográficas. Como este é um material que necessita de uma energia muito grande para que a rotação ocorra, a reorientação de variantes acaba ocorrendo por ser um fenômeno, neste caso, energeticamente favorável. Entretanto, conforme se aumenta a tensão compressiva, maior energia será necessária para que essa reorientação de variantes cristalográficas ocorra. A tensão de bloqueio é o marco onde, para o material, passa a ser mais favorável energeticamente rotacionar os vetores de magnetização do que reorientar as variantes. Dessa forma, a partir desta tensão, o alinhamento com o campo externo se dá pela rotação dos vetores. Este fenômeno também resulta em certa deformação, entretanto esta se encontra apenas na ordem de 10^{-5} (Ganor et al., 2008), enquanto a deformação observada decorrente da reorientação das variantes, se encontra na ordem de 10^{-2} .

Capítulo 4

Modelo Constitutivo Utilizado

Diferentes tipos de modelos estão sendo propostos na literatura para reproduzir o processo de reorientação de variantes martensíticas em decorrência do efeito de memória de forma magnética (Kiefer & Lagoudas, 2005). Como estes materiais são atraentes para inúmeras aplicações, a completa descrição de seu comportamento termo-magneto-mecânico ainda é um desafio, sendo objeto de inúmeras pesquisas em todo o mundo. Nesta seção, apresenta-se a construção teórica desenvolvida por Kiefer & Lagoudas (2005), que propuseram um modelo constitutivo, expondo o efeito de memória de forma causado pelo processo de reorientação das variantes martensíticas. O particular interesse é associar a resposta não-linear e histerética da deformação macroscópica das ligas magnéticas com memória de forma através da aplicação de um campo magnético na presença de tensão compressiva. O modelo prevê a aplicação de um campo magnético transversal produzindo reorientação das variantes martensíticas da liga de NiMnGa, enquanto se mantém uma tensão compressiva axial constante.

Para desenvolvimento das equações que descrevem o comportamento das MSMA, primeiramente, considera-se a energia livre de Gibbs como uma função capaz de descrever o comportamento termodinâmico de um material. No desenvolvimento do modelo proposto por Kiefer & Lagoudas (2005), para pequenas deformações, a deformação total do material é dada pela soma das deformações de reorientação de variantes cristalográficas da martensita ($\boldsymbol{\varepsilon}^r$), de transformação de fases ($\boldsymbol{\varepsilon}^{tr}$) e termoelástica ($\boldsymbol{\varepsilon}^{te}$).

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}^{te} + \boldsymbol{\varepsilon}^r + \boldsymbol{\varepsilon}^{tr} \quad (1)$$

Como o modelo trabalha sempre com o material na fase martensítica, a deformação de transformação, caracterizada pela deformação resultante da transformação da austenita para martensita não maclada a partir de um resfriamento com tensão aplicada, será nula. A deformação termoelástica é aquela comumente apresentada nas ligas SMA convencionais, que também podem ser percebidas em certo grau na MSMA. Ela está relacionada à deformação induzida no material pela aplicação de calor, causando uma variação de temperatura. Enquanto a deformação de reorientação é resultante do processo de reorientação das variantes cristalográficas de martensita.

A energia livre de Gibbs é a energia efetivamente disponível para a realização de trabalho útil em um sistema. Sendo assim, aqui ela é considerada como a energia total do material, ou seja, sua entalpia, menos a parcela de energia associada à entropia, que de acordo com a segunda lei da termodinâmica, tende sempre a aumentar. A entalpia do material é compreendida como a energia interna do mesmo, acrescida de influências energéticas externas. Dessa forma, ao considerar a energia livre de Gibbs como uma função da tensão, temperatura, campo magnético, deformação de reorientação e algumas variáveis internas de estado (ζ), essa energia pode ser escrita primeiramente como:

$$G = \hat{G}(T, \boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H}, \boldsymbol{\varepsilon}^r, \zeta) = u - sT - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\varepsilon}^r - \frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} \quad (2)$$

Nota-se claramente que u e s são, respectivamente, a energia interna e a entropia, ambos por unidade de massa. Vale ressaltar que o termo sT refere-se a parcela da energia atrelada à entropia citada anteriormente. As influências energéticas externas, são referentes ao campo magnético externo incidente no material e à tensão de compressão constante que é aplicada no modelo.

O momento magnético, caracterizado por $\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$, é resultante do campo magnético aplicado. Este, ao interagir com o vetor de magnetização \mathbf{M} de um domínio, tende a fazer com que o mesmo se alinhe com a orientação do campo magnético, produzindo um torque. A intensidade da ação magnética sob o material será $\mu_0 \mathbf{H}$, ou seja, é dependente da permeabilidade magnética. Assim, o termo energético acima é compreendido como um trabalho exercido sobre o sistema a partir do campo magnético externo.

O produto escalar entre os tensores $\boldsymbol{\sigma}$ e $\boldsymbol{\varepsilon}^r$ se refere à de energia associada ao efeito da tensão sob a amostra, chamada de energia de deformação. Os dois últimos termos da equação da energia livre de Gibbs se encontram, assim como os dois primeiros, representados por unidade de massa. Podemos compreender melhor as orientações das energias aqui representadas se pensarmos na energia interna do sistema isolada na equação. A mesma é equivalente à parcela de energia associada à entropia, já presente no sistema, acrescida das influências externas, sendo elas a energia de deformação e o trabalho realizado no sistema pelo campo magnético, mais uma porção energética chamada de energia livre de Gibbs.

Dando prosseguimento à análise da energia livre de Gibbs, esta pode ser interpretada como uma relação entre as parcelas de energia referente à cada variante presente no material.

Visto que neste modelo o sistema é composto por duas variantes, a energia livre de Gibbs pode ser escrita da seguinte forma:

$$G = \xi G^{V_2}(T, \boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H}, \alpha, \theta_2, \theta_4) + (1 - \xi) G^{V_1}(T, \boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H}, \alpha, \theta_1, \theta_3) + G^{\xi-mix}(\xi, \boldsymbol{\varepsilon}^r) \quad (3)$$

O termo $\xi G^{V_2}(T, \boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H}, \alpha, \theta_2, \theta_4)$ indica a fração da energia referente à variante 2. A fração volumétrica ξ representa a fração volumétrica da variante cristalográfica 2 no material. Dessa forma, como temos um modelo composto por duas variantes, o termo $(1 - \xi)$ mostra a fração volumétrica da variante 1. Sendo assim, para melhor interpretação da energia total, e da interação entre as variantes na sua composição, é necessário que esta fração volumétrica esteja multiplicando as porções de energia de Gibbs referente a cada uma. A interação entre as variantes martensíticas $G^{\xi-mix}(\xi, \boldsymbol{\varepsilon}^r)$, dependente apenas da deformação de reorientação e da fração volumétrica, também é levada em conta na composição da energia livre de Gibbs total, visto que ela é responsável por uma parte da mesma. Tal interação nos leva a uma função de endurecimento, escrita abaixo:

$$G^{\xi-mix} = \frac{f^{\xi}(\xi, \boldsymbol{\varepsilon}^r)}{\rho} \quad (4)$$

As variáveis α e θ_j , com j variando de 1 a 4, são, respectivamente, a fração volumétrica do domínio magnético e o ângulo de rotação dos vetores de magnetização em relação ao eixo de fácil magnetização ao longo do qual eles estão orientados na sua configuração de referência. A relação entre os ângulos e as frações volumétricas dos domínios pode ser entendida pela Figura 4.1.

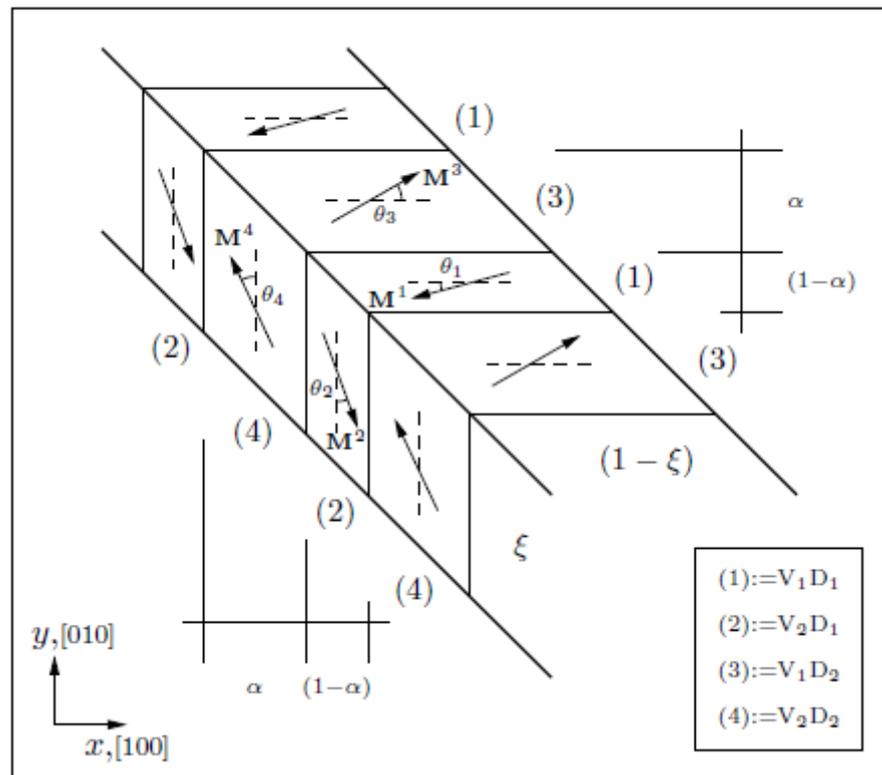


Figura 4.1: Relação entre domínios e fração volumétrica. (Kieffer e Lagoudas, 2005)

A contribuição de cada variante pode ser escrita, a partir da análise da energia livre de Gibbs realizada anteriormente (2), da forma:

$$G^{V_i} = -\frac{1}{2\rho} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{S}^{V_i} \boldsymbol{\sigma} + (1 - \alpha) \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^{V_i D_1} \cdot \mathbf{H} + G^{an, V_i D_1} \right] \quad (5)$$

$$+ \alpha \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^{V_i D_2} \cdot \mathbf{H} + G^{an, V_i D_2} \right] + G^{\alpha-mix}(\alpha) + G_0(T)$$

Assim, considera-se aqui como composição desta energia, a influência da tensão nas variantes, na forma de energia de deformação— $\frac{1}{2\rho} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{S}^{V_i} \boldsymbol{\sigma}$, a influência energética do campo magnético externo aplicado em cada domínio, $-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^{V_i D_i} \cdot \mathbf{H} + G^{an, V_i D_i}$, a interação entre os domínios $G^{\alpha-mix}(\alpha)$, e uma porção de energia interna à variante. Esta energia associada à interação entre os domínios magnéticos.

$$G^{\alpha-mix} = \frac{f^\alpha(\alpha)}{\rho} \quad (6)$$

A energia de anisotropia magnética, explicada no capítulo anterior deste trabalho, está presente na equação como $G^{an, V_i D_i}$, já que a mesma promove mudanças na energia livre devido à rotação dos vetores de magnetização. A notação $V_i D_i$ aponta apenas para a variante e

o domínio relacionados a esta energia. Nota-se na Figura 4.1 que é possível haver mais de um domínio dentro de um mesmo tipo de variante cristalográfica. Portanto, simplificando o modelo para 2 domínios e 2 variantes, é necessário separar, na equação da energia livre para uma variante, a energia de anisotropia magnética e o trabalho exercido na rotação do dipolo de cada variante. Isso é feito a partir da aplicação da fração volumétrica de cada domínio magnético na equação, como visto em (5). A porção de energia interna à variante, citada anteriormente, é descrita como $G_0(T)$. Esta é considerada um valor de referência da energia livre no material, incluindo os efeitos da transformação inicial da austenita para martensita.

Unindo (4), (5) e (6) à (3), temos a dedução da energia livre de Gibbs no material a partir do comportamento da reorientação das variantes martensíticas. Dessa maneira, foi possível pensar em uma expressão que caracterizasse a evolução da fração volumétrica das variantes, fator essencial no fenômeno de memória de forma magnética. Esta evolução se dá por meio da derivação da equação da energia livre em função das variáveis internas de estado.

$$\begin{aligned} G = & -\frac{1}{2\rho} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{S} \boldsymbol{\sigma} + \xi \left[(1 - \alpha) \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^2 \cdot \mathbf{H} + G^{an,2}(\theta_2) \right] + \alpha \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^4 \cdot \mathbf{H} + G^{an,4}(\theta_4) \right] \right] \\ & + (1 - \xi) \left[(1 - \alpha) \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^1 \cdot \mathbf{H} + G^{an,1}(\theta_1) \right] + \alpha \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^3 \cdot \mathbf{H} + G^{an,3}(\theta_3) \right] \right] \\ & + \frac{f^\xi(\xi, \boldsymbol{\varepsilon}^r)}{\rho} + \frac{f^\alpha(\alpha)}{\rho} + G_0(T) \end{aligned} \quad (7)$$

Na termodinâmica, uma força termodinâmica é a quantificação das tendências energéticas de um sistema. De certa maneira, a força termodinâmica é a descrição energética do que seria a força motriz de qualquer processo. Para um sistema mecânico, um pequeno aumento de energia é o produto entre força e um pequeno deslocamento. Uma situação similar existe na termodinâmica quando se pensa no aumento da energia de um sistema como a soma do produto de certas grandezas consideradas como “forças motrizes”, e uma espécie de “deslocamento ou variação” que resulta das mesmas. E este produto equivale à energia resultante transferida no sistema.

Assim, as equações $\tilde{\boldsymbol{\pi}}^r$ e $\tilde{\boldsymbol{\pi}}^\xi$, representam as forças termodinâmicas responsáveis pelo efeito de memória de forma magnética. Sendo a primeira relacionada a reorientação de variantes e a segunda, variação da fração volumétrica, estas foram calculadas da seguinte forma:

$$\tilde{\boldsymbol{\pi}}^r = \boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial G}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^r} = \boldsymbol{\sigma}^{eff} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\pi}^\xi = -\rho \frac{\partial G}{\partial \xi} = & \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \Delta \mathbf{S} \boldsymbol{\sigma} - \rho \left[(1 - \alpha) \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^2 \cdot \mathbf{H} + G^{an,2}(\theta_2) \right] + \alpha \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^4 \cdot \mathbf{H} + G^{an,4}(\theta_4) \right] \right] \\ & + \rho \left[(1 - \alpha) \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^1 \cdot \mathbf{H} + G^{an,1}(\theta_1) \right] + \alpha \left[-\frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}^3 \cdot \mathbf{H} + G^{an,3}(\theta_3) \right] \right] - \frac{\partial f^\xi}{\partial \xi} \end{aligned} \quad (9)$$

A partir do modelo de Kiefer e Lagoudas (2005), é definida, através da equação a seguir, a força motriz total termodinâmica que rege o movimento dos contornos de macla associado com ao processo de reorientação de variantes.

$$\pi^\xi = \tilde{\boldsymbol{\pi}}^r : \boldsymbol{\Lambda}^r + \tilde{\pi}^\xi \quad (10)$$

A evolução da taxa de deformação de reorientação é proposta como sendo proporcional a taxa de mudança de fração volumétrica de variantes cristalográficas da martensita. Para que isto ocorra, deve haver um termo que possibilite esta relação. Este, escrito como $\boldsymbol{\Lambda}^r$, representa o tensor da deformação de reorientação, definindo a direção na qual a deformação ocorre a partir da direção do campo magnético aplicado no material.

$$\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^r = \boldsymbol{\Lambda}^r \dot{\xi} \quad (11)$$

Para o modelo 2D utilizado neste trabalho, algumas simplificações nas equações iniciais foram feitas. Primeiramente, considera-se o material em uma condição de domínio magnético único em seu estado inicial, dessa forma, α é igual a 1. A segunda simplificação do modelo diz respeito à rotação dos dipolos magnéticos. Aqui não se considera a rotação dos vetores de magnetização como participantes do fenômeno descrito. Dessa forma, com a inibição da rotação em relação ao eixo de fácil magnetização, a magnetização é assumida como resultado apenas da redistribuição das variantes martensíticas. Por isso, nas equações que caracterizam o fenômeno, assume-se $\theta = 0$. Com isso, a força motriz termodinâmica que descreve o movimento dos contornos de macla associado ao processo de reorientação de variantes (10), pode ser reduzida.

$$\pi^\xi = \boldsymbol{\sigma}^{eff} : \boldsymbol{\Lambda}^r + \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \Delta \mathbf{S} \boldsymbol{\sigma} - \mu_0 \mathbf{M}^{sat} [\mathbf{H}_x - \mathbf{H}_y] - \frac{\partial f^\xi}{\partial \xi} \quad (12)$$

A deformação de reorientação realiza trabalho contra a tensão compressiva constante que é aplicada no material, o que influencia na equação da energia que caracteriza o fenômeno. Este trabalho se encontra no primeiro termo da equação (12) e pode ser simplificado por:

$$\sigma^{eff} : \Lambda^r = \sigma \varepsilon^{r,max} \quad (13)$$

Continuando com a simplificação, considera-se apenas o campo resultante na equação. A tensão efetiva para a reorientação das variantes é simplificada como a tensão compressiva aplicada absoluta, como visto em (13). Para concluir a equação que descreve o fenômeno, a derivada da função de endurecimento, resultante da interação entre as variantes, precisa ser especificada. Algumas dessas funções foram introduzidas em literaturas a respeito do comportamento de SMAs convencionais. O modelo utilizado e adaptado para o contexto da reorientação de variantes neste estudo foi o polinomial (Lagoudas et al., 1996). Esta função de endurecimento caracteriza o comportamento do material, onde a medida que o mesmo é deformado plasticamente, sua energia interna é aumentada. Assim, se torna mais difícil deformar o material, visto que uma energia que supere a interna é necessária para permitir o deslizamento dos monocristais. Dessa forma, considera-se a função de endurecimento encontrada em (4) e, conseqüentemente, a sua derivada, respectivamente, como:

$$f^{\xi,P}(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{2} A^P \xi^2 + (B_1^P + B_2^P) \xi, & \dot{\xi} > 0 \\ \frac{1}{2} C^P \xi^2 + (B_1^P - B_2^P) \xi, & \dot{\xi} < 0 \end{cases} \quad (14)$$

$$\frac{\partial f^{\xi,P}}{\partial \xi}(\xi) = \begin{cases} A^P \xi + B_1^P + B_2^P, & \dot{\xi} > 0 \\ C^P \xi + B_1^P - B_2^P, & \dot{\xi} < 0 \end{cases} \quad (15)$$

A função de reorientação é definida a partir da diferença entre a força termodinâmica responsável pela movimentação dos contornos de macla, associado ao processo de reorientação de variantes cristalográficas, e a dissipação de energia associada a este movimento. Essa dissipação é escrita como uma quantidade positiva escalar Y^ξ . Neste modelo, a amostra se encontra em uma configuração de variante única. A tensão de compressão aplicada induziu a

formação de variantes cristalográficas do tipo 1 em toda microestrutura. Dessa maneira, no estado inicial, apenas a variante 1 estará presente na amostra. Ou seja, a taxa de fração volumétrica $\dot{\xi}$ positiva, indica apenas o crescimento da variante 2 na amostra. Por outro lado, valores negativos desta taxa, como só admitimos 2 tipos de variantes neste modelo, indicam o crescimento da variante 1. Assim, a função de reorientação pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\phi^{\xi}(\sigma, H, \xi, \alpha) = \begin{cases} \pi^{\xi} - Y^{\xi}, & \dot{\xi} > 0 \\ -\pi^{\xi} - Y^{\xi}, & \dot{\xi} < 0 \end{cases} \quad (16)$$

Com a força motriz termodinâmica (12), as simplificações estabelecidas e a derivada da função de endurecimento (15), a função de reorientação pode ser escrita, em dois sentidos, considerando a reorientação da variante. Dessa maneira, as forças termodinâmicas para movimentação dos contornos de macla, associados à reorientação das variantes, ficam definidas da seguinte forma:

$$\pi^{\xi(1,2)} = \sigma \varepsilon^{r,max} + \frac{1}{2} \Delta S \sigma^2 + \mu_0 M^{sat} H - A^P \xi - B_1^P - B_2^P = Y^{\xi,P} \quad (17)$$

$$\pi^{\xi(2,1)} = \sigma \varepsilon^{r,max} + \frac{1}{2} \Delta S \sigma^2 + \mu_0 M^{sat} H - C \xi - B_1^P + B_2^P = -Y^{\xi,P} \quad (18)$$

A partir das equações escritas acima, podemos identificar a relação que descreve a evolução da fração volumétrica. Isolando o termo ξ em (17) e (18), foi possível chegar em esta relação para a reorientação. Estas funções são as utilizadas no modelo desenvolvido neste trabalho, caracterizando, para diferentes níveis de tensão e campo magnético, a evolução das variantes cristalográficas da martensita, e consequentemente, a deformação resultante da diferença dimensional das mesmas.

$$\xi^{(1,2)} = \frac{1}{A^P} \left[\sigma \varepsilon^{r,max} + \frac{1}{2} \Delta S \sigma^2 + \mu_0 M^{sat} H - B_1^P - B_2^P - Y^{\xi,P} \right] \quad (19)$$

$$\xi^{(2,1)} = \frac{1}{C^P} \left[\sigma \varepsilon^{r,max} + \frac{1}{2} \Delta S \sigma^2 + \mu_0 M^{sat} H - B_1^P + B_2^P + Y^{\xi,P} \right] \quad (20)$$

As funções $\pi^{\xi(1,2)}$ e $\pi^{\xi(2,1)}$ representam as forças termodinâmicas que regem a evolução da variante 1 para 2 e vice-versa, respectivamente. A função $\xi^{(1,2)}$ indica a evolução da fração volumétrica da variante 2 induzida pelo campo magnético empregado, enquanto $\xi^{(2,1)}$ indica a fração volumétrica da variante 1, gerada pela tensão compressiva aplicada. Em outras palavras, pode-se dizer que, as equações (17) e (19) regem a reorientação da variante 1 para a variante 2, quando $\dot{\xi} > 0$, e as equações (18) e (20), por sua vez, a reorientação da variante 2 para a variante 1, quando $\dot{\xi} < 0$. Sendo σ a tensão, H o campo magnético, $\varepsilon^{r,max}$ é a deformação de reorientação máxima, μ_0 é a permeabilidade magnética do vacuo, M^{sat} é a magnetização de saturação, ξ é a fração volumétrica, A^P, C, B_1^P e B_2^P são os parâmetros de endurecimento. A relação entre essas variáveis para este modelo é encontrada a partir da manipulação das equações referentes à força motriz associada à reorientação das variantes. Assim, estes parâmetros ficam definidos como mostrado na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Relação de variáveis (Kiefer and Lagoudas, 2003)

Modelo de endurecimento Polinomial
$A^P = \mu_0 M^{sat} (H^{f(1,2)} \sigma - H^{s(1,2)} \sigma)$
$B_1^P = \frac{1}{2} \mu_0 M^{sat} (H^{s(1,2)} \sigma + H^{f(2,1)} \sigma) + \sigma \varepsilon^{r,max}$
$B_2^P = \frac{1}{4} (C^P - A^P)$
$C^P = \mu_0 M^{sat} (H^{s(2,1)} \sigma - H^{f(2,1)} \sigma)$
$Y^{\xi,P} = \frac{1}{2} \mu_0 M^{sat} (H^{s(1,2)} \sigma - H^{f(2,1)} \sigma) - B_2^P$

Os parâmetros $H^{s(1,2)}, H^{f(1,2)}, H^{s(2,1)}, H^{f(2,1)}, C^P, A^P$ e B_2^P podem ser obtidos experimentalmente. O termo $\varepsilon^{r,max}$ é equivalente a maior deformação devido à reorientação das variantes. É importante notar essa diferença para se usar o conjunto de equações correto na análise do fenômeno. Além disso, S simboliza o inverso da rigidez efetiva, sendo: $S = S^{V_1} + \xi \Delta S = S^{V_1} + \xi (S^{V_2} - S^{V_1})$, onde S^{V_1} é o tensor para a variante 1 e S^{V_2} é o equivalente para a variante 2. A Tabela 4.2 mostra os valores das constantes utilizadas no modelo.

Tabela 4.2: Valores das constantes utilizadas no modelo

Constante	Valor (unidade)
ρ	8300,0 kg m ⁻³
α	1,0/0,0
ΔS	0,0Pa ⁻¹
μ_0	1,256 μ NA ⁻²
M^{sat}	622.0 kAm ⁻¹
σ^*	-1,0MPa
$H^{s(1,2)}(\sigma)$	238,8 kAm ⁻¹
$H^{f(1,2)}(\sigma)$	1250,0 kAm ⁻¹
$H^{s(2,1)}(\sigma)$	398,0 kAm ⁻¹
$H^{f(2,1)}(\sigma)$	15,9 kAm ⁻¹
σ^b	-8 MPa

Portanto este modelo será tomado como base para o nosso estudo acerca da memória de forma magnética. Entretanto, os valores limites de campo magnético foram tomados como constantes no material, considerando propriedades do mesmo, a partir de um ensaio com um valor de tensão compressiva de 1 MPa. Isto pode ser verificado através da Tabela 4.2

Observando a Figura 4.2, é notório que há uma discrepância dos valores limites dos campos magnéticos em função da tensão compressiva aplicada sob a liga. Ou seja, o campo necessário para início e final de transformação de variantes cristalográficas da martensita, é dependente do valor da tensão compressiva aplicada. Dessa forma, para que o fenômeno seja melhor caracterizado, se fez necessário escrever tais limites de campo em função de tais tensões.

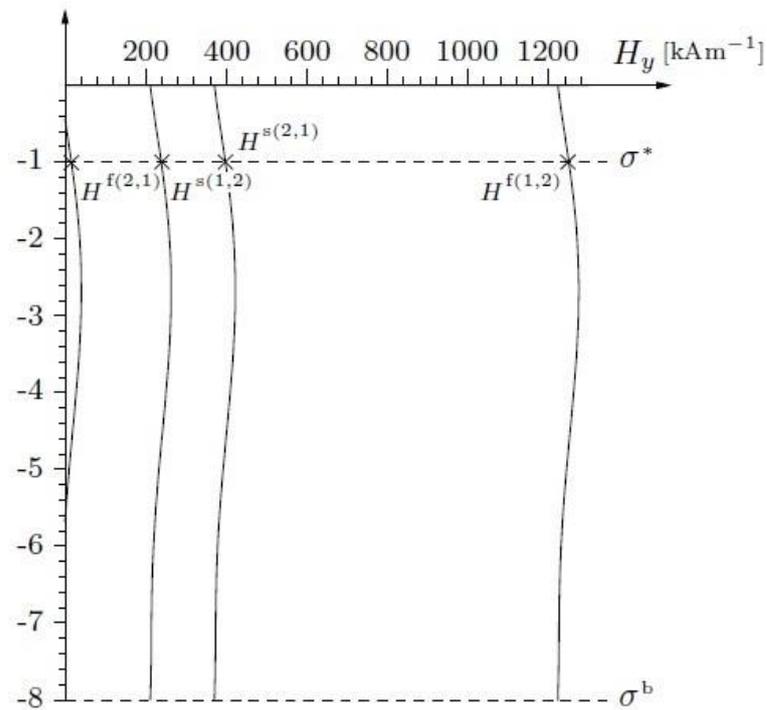


Figura 4.2: Curva campo magnético limite x Tensão compressiva aplicada

Por este motivo, algumas alterações visando a otimização deste modelo foram feitas através de um software de simulação numérica. Assim, a partir da análise das curvas presentes na Figura 4.2, constatou-se que a equação que melhor caracteriza as mesmas é a Amplitude da função de pico da Gaussiana (21), pois é notório que as curvas praticamente se sobrepõem, conforme pode ser visto na Figura 4.3.

$$y = y_0 + Ae^{-\frac{(\sigma - X_c)^2}{W}} \quad (21)$$

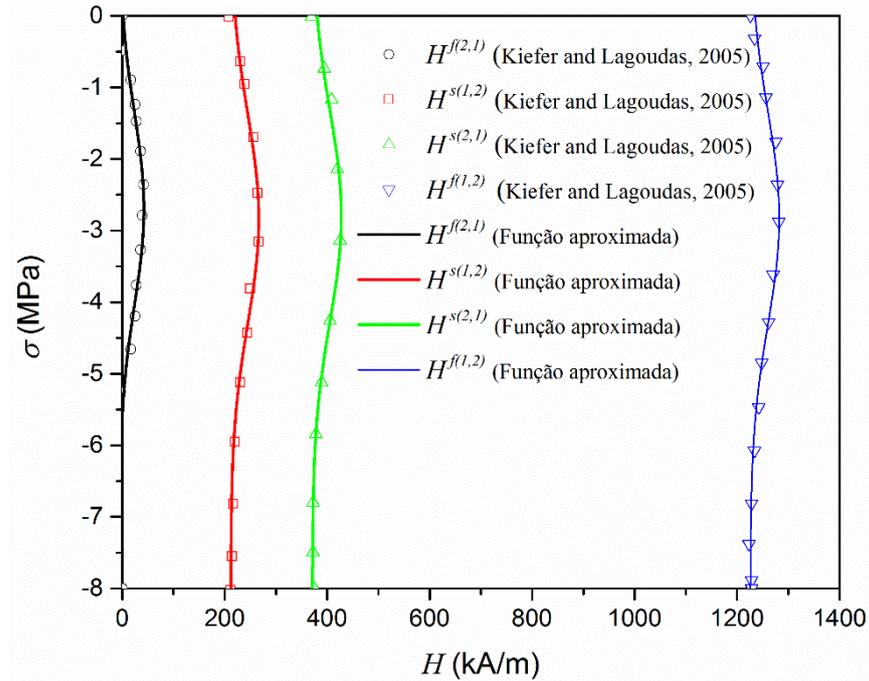


Figura 4.3: Comparação entre a Curva apresentada por Kiefer and Lagoudas (2005) e o ajuste de curva utilizando uma aproximação Gaussiana (Eq. 21).

A Tabela 4.3 mostra os valores das constantes utilizadas na otimização do modelo.

Tabela 4.3: Constantes usadas na equação Gaussiana (21)

	Y_0 (Mpa)	A (kA/m)	X_C (Mpa)	W (MPa)
$H^{s(1,2)}$	209,634	52,379	2,850	1,617
$H^{f(1,2)}$	1226,828	55,617	2,755	1,583
$H^{s(2,1)}$	374,555	49,826	2,835	1,472
$H^{f(2,1)}$	2,605	37,443	2,752	1,189

Os resultados provenientes do aperfeiçoamento dos valores críticos de campo magnético no modelo serão apresentados no próximo capítulo, possibilitando análise da importância da mesma.

Capítulo 5

Resultados encontrados

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos utilizando o modelo desenvolvido por Kiefer & Lagoudas (2005), que mostra o efeito de memória de forma causado pelo processo de reorientação martensítica, que foi mostrado e comentado no capítulo anterior.

Foi tomado como base para estudo o modelo de endurecimento polinomial, tendo sido já explicado anteriormente. Desta forma alguns parâmetros foram adotados para simular os resultados.

A Figura 5.1 apresenta os carregamentos magneto-mecânicos empregados nas análises. Faz-se o campo magnético variável com diferentes valores de tensão compressiva. Observa-se, de maneira evidente na Figura 5.1, que as diferentes tensões aplicadas no modelo, sendo elas -1MPa, -3 MPa e -5 MPa permanecem constante durante todo o ciclo realizado.

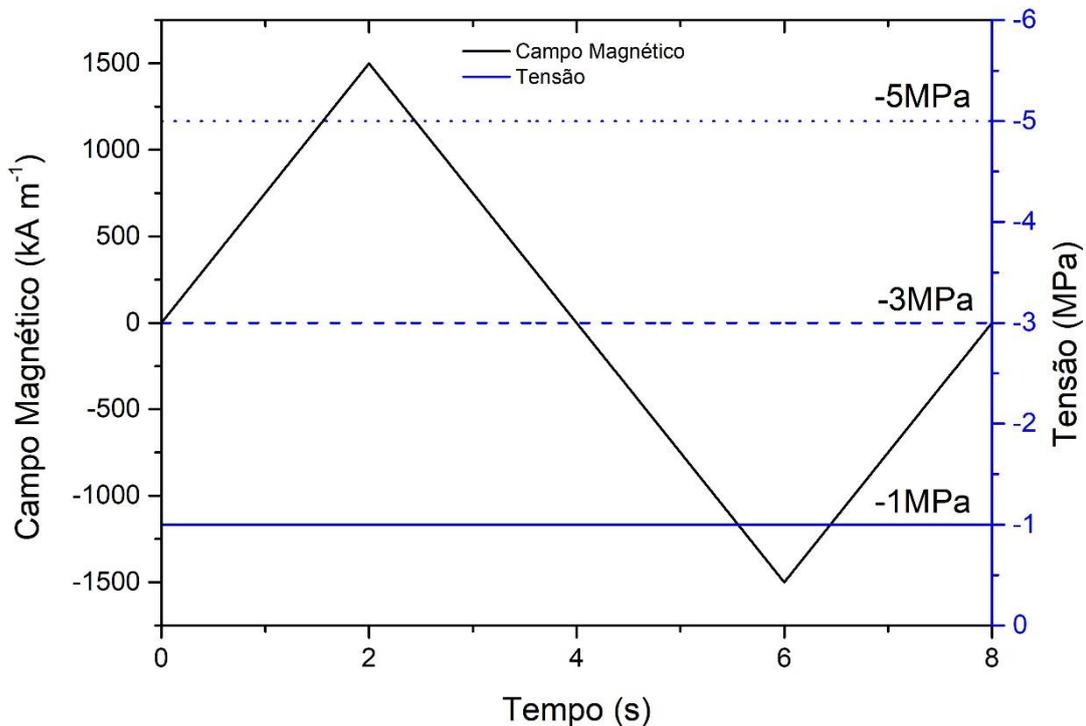


Figura 5.1: Carregamentos magneto-mecânicos empregados nas análises.

Nesta simulação, aumenta-se gradualmente o campo magnético alternado sobre o material, que tem sua maior intensidade correspondente a 1500kAm^{-1} , e atinge o seu valor mínimo com a intensidade de -1500kAm^{-1} .

A Figura 5.2 nos mostra o gráfico resultante da comparação dos resultados obtidos da deformação em função do campo magnético variável com diferentes valores de tensão compressiva constante. Pode-se ver que quanto menor em módulo a tensão aplicada no material, maior será sua deformação percentual. Tendo em vista que a tensão compressiva de bloqueio era -8MPa , o resultado obtido é condizente com o esperado, já que a mesma é suficientemente elevada para que a transformação das variáveis martensíticas não ocorra.

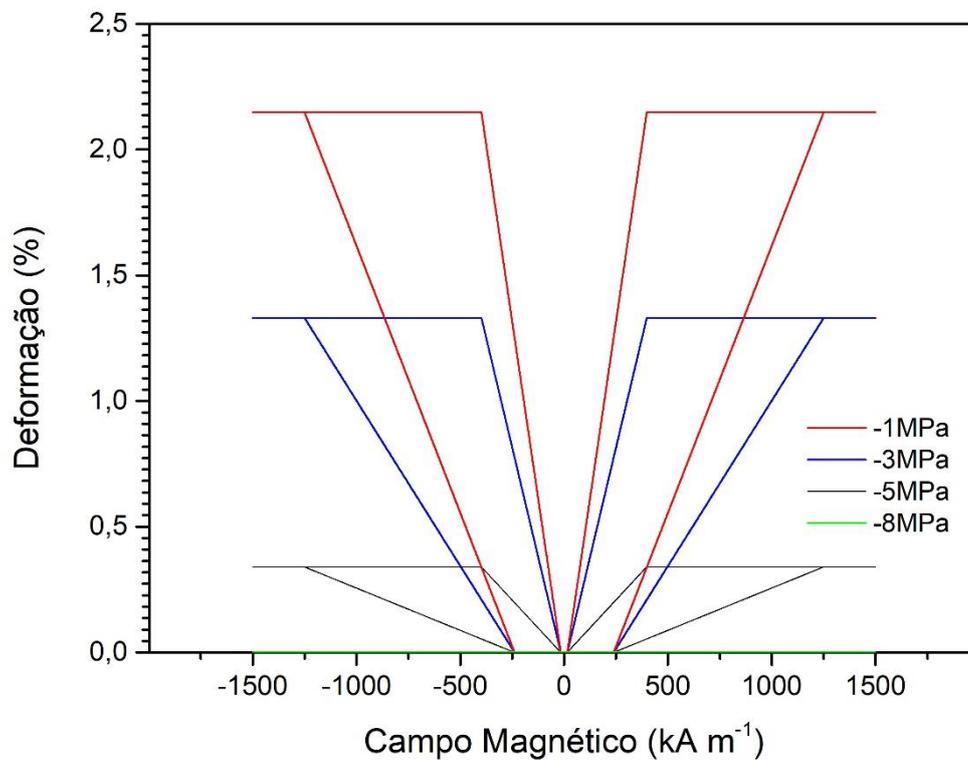


Figura 5.2: Gráfico comparativo da deformação em função do campo magnético com diferentes tensões compressivas.

Como esperado, baseado nos modelos estudados, a deformação induzida pelo campo magnético se mostrou maior quanto menor for a tensão compressiva constante aplicada. Comportamento já explicado anteriormente, baseado nas mudanças de variantes martensíticas resultantes da aplicação do campo magnético e das tensões exercidas, sempre dependendo da orientação de ambos.

Analisando a Figura 5.3 onde foi considerada uma tensão constante de -1MPa e diferentes campos magnéticos variáveis, pode-se ver a evolução da fração volumétrica da variante para diferentes níveis de campo magnético.

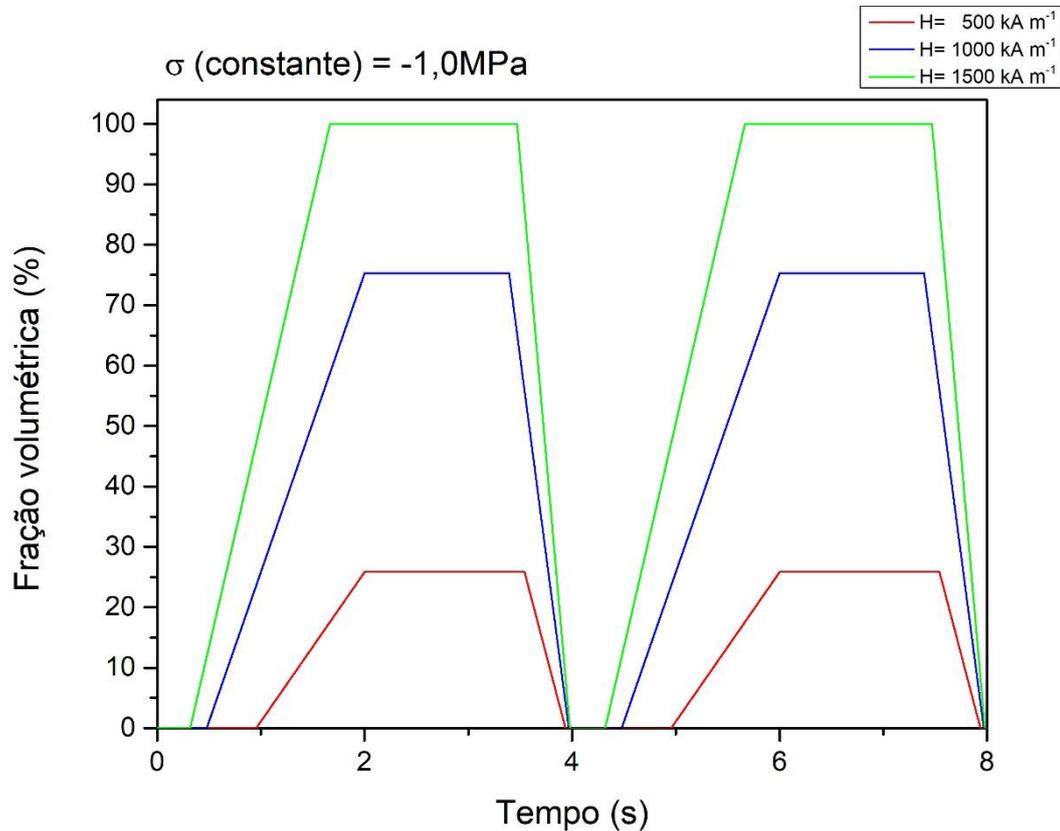


Figura 5.3: Gráfico comparativo da fração volumétrica em relação ao tempo dos diferentes campos magnéticos aplicado, sendo a tensão $\sigma = -1\text{MPa}$ constante

Foram considerados nesta análise campos nos valores de 500 kAm^{-1} , 1000 kAm^{-1} e 1500 kAm^{-1} . Podemos ver que quanto menor a amplitude do campo magnético, menor será a capacidade do material de reorientar a variante induzida por campo, o que resulta em menores níveis de deformação alcançados. Isso também está de acordo com o esperado, segundo a literatura estudada, já que é o campo magnético que induz a transformação das variantes. E para determinado material, existem valores limites, ou seja, valores de campo para o início da transformação e para o final da mesma, situação onde a amostra apresentará apenas uma configuração de variante.

No modelo, a fração volumétrica está representando a geração de variante 2, partindo de uma configuração onde existia apenas variante 1, que foi induzida pela tensão compressiva constante, presente mesmo antes da aplicação do campo. Dessa forma, conforme se aplica o

campo, e sua intensidade se aproxima do valor necessário para máxima conversão de variantes, maior será a fração volumétrica apresentada na Figura 5.3. Observa-se também que este valor de fração volumétrica atinge a marca de 100% entre 1 e 2 segundos de teste quando exposto ao campo de intensidade de 1500 kAm^{-1} , ou seja, certamente este valor de intensidade atingiu ou superou o limite anteriormente apresentado como $H^{f(1,2)}$.

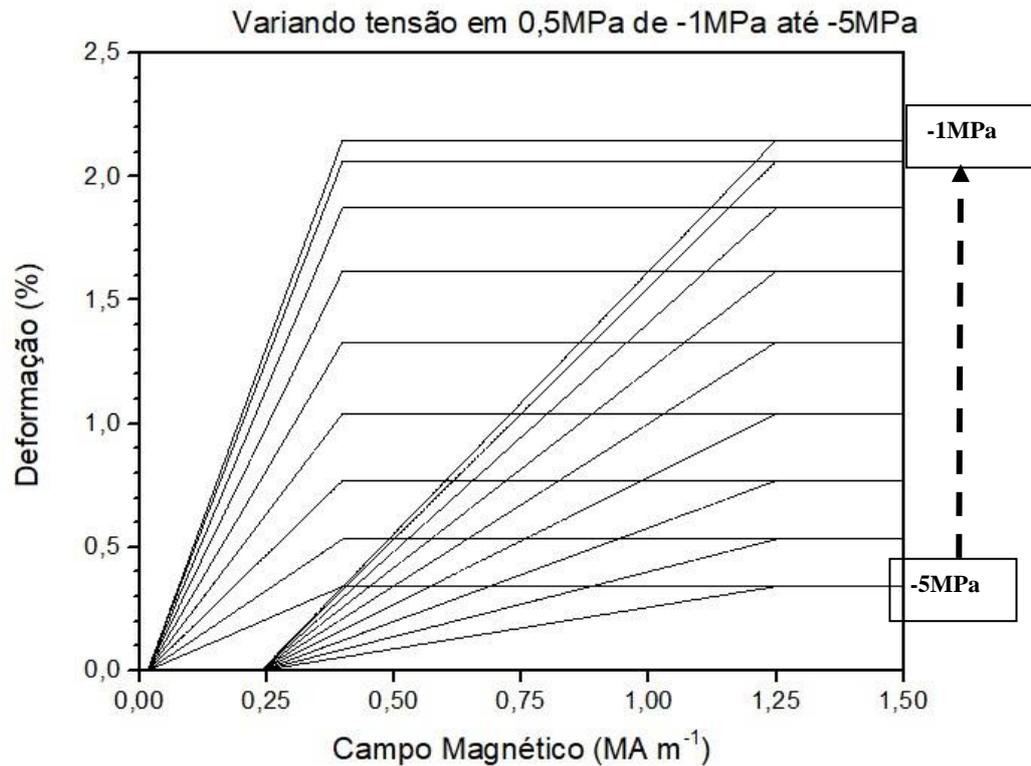


Figura 5.4: Gráfico Deformação x Campo Magnético

Observa-se na Figura 5.4 o fenômeno ratificado anteriormente. O comportamento do material MSMA é testado para nove valores diferentes de tensão compressiva, isto é, variando em 0,5MPa, de 1MPa até 5MPa. O campo magnético, por sua vez, possui variação de 0 a 1500 kAm^{-1} em módulo. Conforme esperado, para menor tensão exercida, obtemos uma maior variação de deformação, em torno de 2,2%, já que o campo magnético e a tensão atuam, nesse caso, como forças opostas. Seguindo o mesmo raciocínio, para uma tensão aplicada de 5MPa, obtivemos a menor deformação, em torno de 0,3%. Uma característica apresentada nos gráficos, que vale a pena ser ressaltada é a estabilização da deformação após certo tempo. Isso ocorre porque a transformação de variantes acontece por completo, fazendo com que a amostra se encontre com apenas uma variante em sua totalidade, e por isso, não apresenta deformações posteriores. Conforme se aumenta o campo, a variante 1 presente vai sendo transformada em variante 2, originando a deformação, e assim, uma vez que toda a configuração for de variante

2, mesmo que o campo continue aumentando, não haverá deformação aparente. Isso explica o comportamento de valor de deformação constante observado no gráfico conforme o campo é aumentado. O mesmo se repete conforme se diminui o campo, quando a tensão predomina e transforma as variantes 2 em variantes 1 novamente, até que toda a configuração seja de variante 1 e, conseqüentemente, não haja mais deformação, mesmo ainda existindo um campo não nulo sendo aplicado. Observa-se também que quanto menor for a tensão aplicada, maior será a taxa de deformação induzida pelo campo, fato percebido pela maior inclinação da curva de deformação por campo, tanto para a transformação da variante 1 para 2 quanto de 2 para 1.

Uma inconsistência percebida neste modelo é vista também na Figura 5.4. Nestes gráficos, vemos que para todos os valores de tensão utilizados, ou seja, para todos os traçados na figura, os valores limites de campo magnético são iguais. Vemos que os valores de campo para início e final de transformação ($1 \rightarrow 2$ e $2 \rightarrow 1$) são os mesmos para todos os valores de tensão testados. Isto é, $H^{f(1,2)}$ está em torno de 1250 kAm^{-1} e $H^{f(2,1)}$ é aproximadamente 15 kAm^{-1} para todos os valores de tensão testados. Na verdade, embora varie pouco, os valores limites de campo são uma função da tensão aplicada. O que já deveria ser esperado, visto que claramente um influencia no efeito que o outro gera no material. Assim, para tornar o modelo mais condizente com a realidade, este trabalho propõe a dedução de uma relação $H = f(\sigma)$.

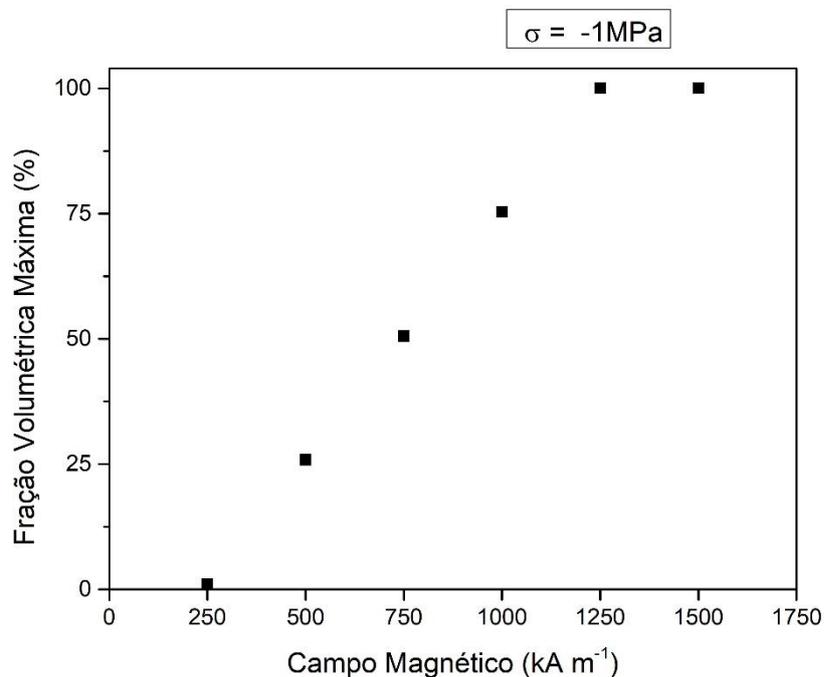


Figura 5.5: Deformação máxima com tensão variável

A Figura 5.5 nos apresenta um gráfico relacionado à Figura 5.4. Aqui, na figura 5.6, se mostra a máxima deformação obtida para um campo magnético máximo de 1500 kAm^{-1} ,

enquanto a tensão varia de -1 MPa a -5 MPa. Como percebido na análise anterior, quanto menor o módulo da tensão, neste caso 1MPa, maior será a máxima deformação apresentada no corpo de prova. Da mesma maneira, para tensões maiores, a maior deformação atingida terá valores mais baixos. Tal comportamento, como já explicado, está relacionado ao impedimento à transformação de variantes exercido pela tensão compressiva.

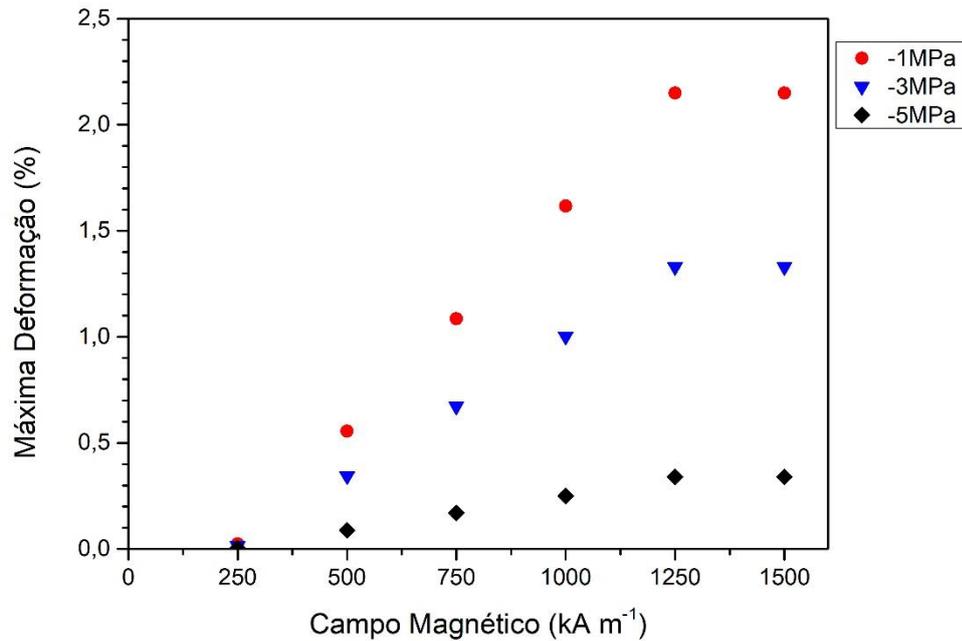


Figura 5.6: Deformação máxima com campo variável

A Figura 5.6 complementa a ideia descrita sobre a Figura 5.5. Esta, nos mostra a evolução da máxima deformação enquanto se varia o campo magnético, estando o corpo de prova sujeito a uma tensão constante. São utilizados aqui três valores distintos de tensão compressiva, em módulo, 1MPa, 3MPa e 5MPa. Observa-se que quanto maior o campo magnético, para um mesmo valor de tensão, maior será a deformação apresentada, enquanto houver transformação de variantes. Uma vez atingido o valor de $H^{f(1,2)}$, não haverá mais deformação aparente. O comportamento das Figuras 5.5 e 5.6 são equivalentes no que diz respeito à menor deformação apresentada quando sob o efeito de uma maior tensão compressiva constante.

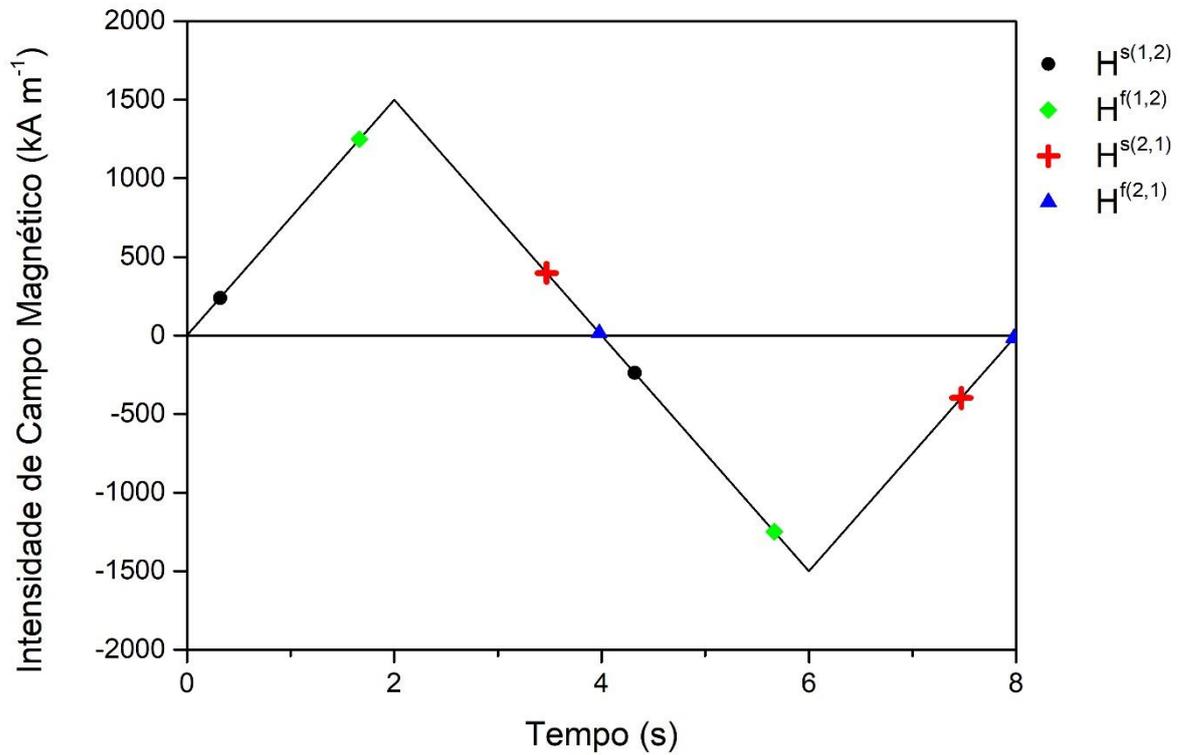


Figura 5.7: Pontos de transformação de variantes

Observa-se na Figura 5.7 os pontos limites de transformação de variantes 1 para 2 e de 2 para 1, em função da intensidade do campo magnético aplicado obtidos no modelo estudado. Para a obtenção destes dados, uma carga de compressão, em módulo, de 1MPa foi utilizada no programa desenvolvido no presente trabalho. É interessante atentar-se ao fato que estes valores são funções da carga compressiva exercida, porém variam pouco com relação aos valores estabelecidos na Figura 5.7. Então, realizar uma aproximação destes valores para qualquer carga de compressão exercida e, tornando-os assim valores de propriedades do material, é uma estimativa válida.

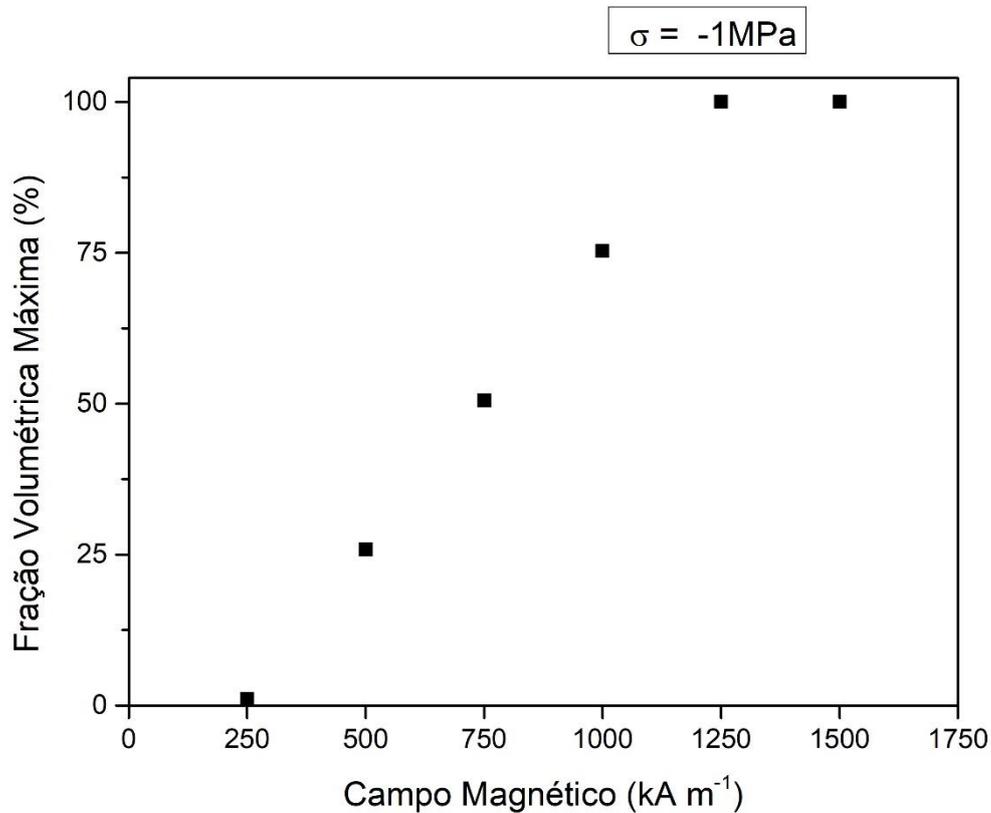


Figura 5.8: Porcentagem de Fração Volumétrica

É relevante que se faça um comparativo entre a Figura 5.7 e a Figura 5.8 para que se tenha um complemento e cruzamento de informações. A Figura 5.8 representa a porcentagem de fração volumétrica máxima de acordo com o campo magnético aplicado sobre o material com uma carga compressiva de -1MPa. Observando na Figura 5.8, o início de fração volumétrica, ou seja, o começo do desenvolvimento de variante 2 da martensita, se dá com aproximadamente 250 kAm^{-1} . Isto é confirmado através da Figura 5.7 quando localizamos que $H^{s(1,2)}$ possui o mesmo valor. Conforme aumenta o campo magnético aplicado, a porcentagem máxima de fração volumétrica também aumenta para cada um e finalmente termina em 100% em torno de 1250 kAm^{-1} . Este último processo também é confirmado através da Figura 5.7 ao indicar que o ponto de transformação máxima da variante 1 da martensita para variante 2 se dá por meio do ponto $H^{f(1,2)}$, mesmo valor encontrado na Figura 5.8.

O principal resultado obtido a partir do desenvolvimento deste modelo numérico se encontra na Figura 5.9. Observa-se aqui a diferença, embora graficamente pequena para este caso, entre o comportamento do material quando os valores limites de campo magnético são tratados como constantes e quando são escritos em função da tensão. A Figura 5.9 nos mostra a evolução da deformação de acordo com a variação do campo magnético enquanto a amostra está sujeita à ação de uma tensão compressiva de 3MPa em módulo. A diferença entre o valor pré-determinado, ou seja, o calculado à 1 MPa de compressão, e o valor otimizado foi mais visível se comparado com os ensaios à 1MPa e 5MPa de compressão.

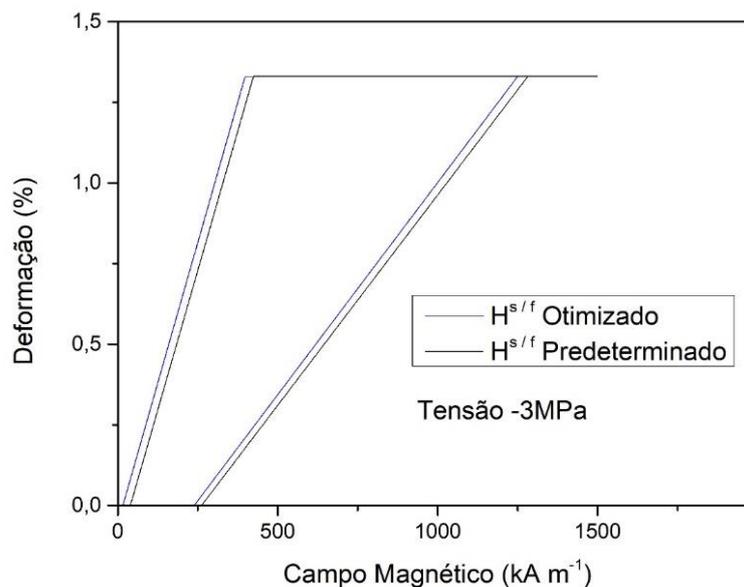


Figura 5.9: Diferença da deformação para H predeterminado e H constante, para $\sigma=3\text{MPa}$

A Figura 5.10 faz uma comparação entre os valores limites de campo para três níveis de tensão distintos. Claramente, não há diferença na curva referente a tensão de 1MPa, visto que os valores de referência foram calculados sob esta mesma tensão. A curvatura referente à tensão de 5MPa ratificou o resultado esperado de acordo com a Figura 4.2, onde percebe-se que as diferenças entre os valores de campo seriam pequenas. Da mesma maneira, a considerável mudança apresentada sob a ação de 3MPa de compressão foi de encontro ao esperado pela mesma Figura 4.2. Uma vez que esta nos mostra o maior pico de diferença entre 2MPa e 3MPa.

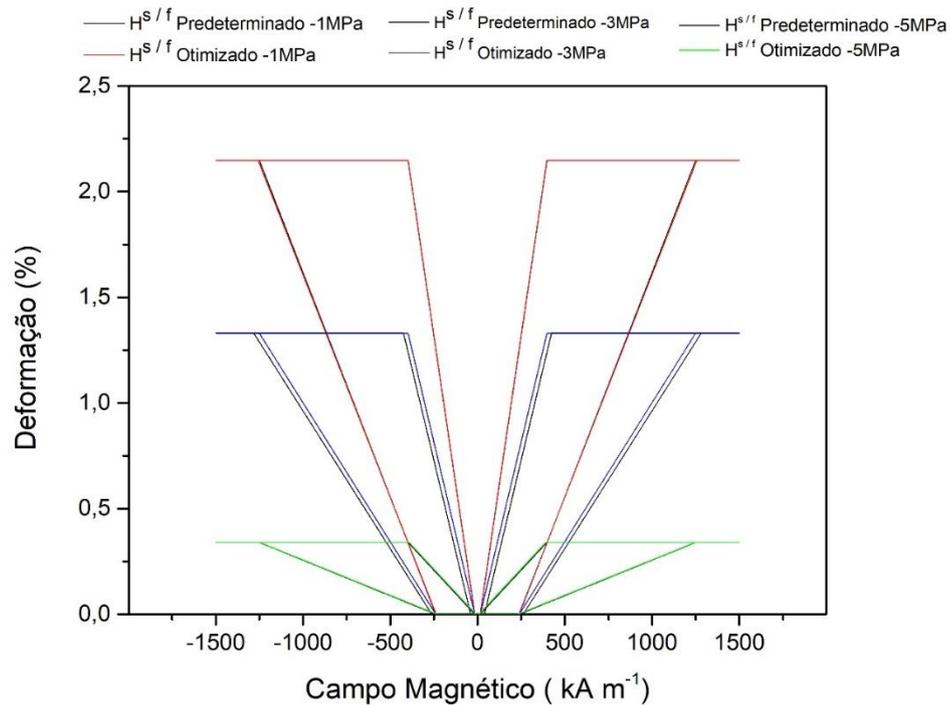


Figura 5.10: Diferença da deformação para H otimizado e H predeterminado, para 3 valores distintos de compressão, 1MPa, 3MPa e 5MPa

Os valores das diferenças se encontram descritos na Tabela 5.1. Apesar dos mesmos não serem tão significativos, esta tendência pode não se repetir na utilização prática de outros tipos de ligas MSMA. Assim, tratar o comportamento dos limites de campo magnético como constante para todos os níveis de tensão na modelagem numérica, pode levar a caracterização errônea dos limites operacionais do atuador que esta liga esteja inserida, por exemplo uma válvula.

Tabela 5.1: Diferença percentual entre limites de campo

Valores para compressão $\sigma = 3$ MPa			
Campo Magnético (kAm^{-1})	Pré determinado	Otimizado	Diferença (%)
$H^{s(1,2)}$	238,80	261,79	10%
$H^{f(1,2)}$	1250,00	1281,79	3%
$H^{s(2,1)}$	398,00	424,07	7%
$H^{f(2,1)}$	15,90	39,24	147%

Capítulo 6

Conclusão

O presente trabalho apresentou um estudo dos principais comportamentos de ligas com memória de forma magnética. Primeiramente, para mostrar os diferentes comportamentos desses materiais quando sujeitos a diferentes tipos de carregamentos magneto-mecânicos, foi realizada uma revisão bibliográfica. Após isso, foi feito o embasamento com os fundamentos teóricos relacionados ao fenômeno conhecido como memória de forma e, mais especificamente, memória de forma magnética. O estudo foi feito através da implementação de um modelo numérico desenvolvido por Kiefer & Lagoudas (2005), que caracteriza o comportamento das ligas com memória de forma magnética quando sob a influência de um campo magnético. Dessa forma, características como a deformação, a mudança das variantes cristalográficas da martensita, e as intensidade de campo limites para a transformação das variantes, puderam ser observadas numericamente. Este modelo, estudado e implementado, foi otimizado para que seus resultados pudessem condizer, de maneira mais satisfatória, com a realidade. Assim, foi possível evidenciar a dependência dos limites de campo para transformação de variantes em relação à tensão constante aplicada na amostra. Algo que não havia sido considerado no modelo original.

Assim, o trabalho colabora para futuros projetos que se utilizem de materiais com memória de forma magnética, ao evidenciar uma característica de seu comportamento. Contudo, os materiais inteligentes em geral, não somente o estudado neste trabalho, ainda possuem um vasto campo de pesquisa a ser explorado. E é somente com a busca pelo maior conhecimento em relação aos mesmos, que eles podem se tornar mais difundidos na indústria. Como sugestão de prosseguimento no desenvolvimento deste trabalho, por meio de alterações no programa utilizado, pesquisas acerca de como o material se comportaria ao ser submetido a tensão variável seriam de grande valia. Por fim, este estudo espera ter contribuído de maneira positiva para avanço de novas tecnologias que ajudem na solução para os problemas encontrados pela sociedade atualmente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- CHMIELUS, M. et al; “Effects of surface damage on twinning stress and the stability of twin microstructures of magnetic shape memory alloys”, *Acta Materialia*, v. 59, p. 2948-2956, 2011.
- CUI, J.; SHIELD, T. W.; JAMES, R. D.; “Phase Transformation and Magnetic Anisotropy of an Iron-Palladium Ferromagnetic Shape Memory Alloy”, *Acta Materialia*, v.52, p.35-47, 2004.
- DU, X.; SUN, G.; SUN, S.; “Piecewise linear constitutive relation for pseudo-elasticity of shape memory alloy (SMA)”, *Materials Science and Engineering: A*, v. 393, p. 332-337, 2005.
- ENTEL P. et al; “Magnetic-field-induced changes in magnetic shape memory alloys”, *Materials Science & Engineering A*, v. 481-482, p. 258-261, 2007.
- FOLLADOR, M. et al.; “A general method for the design and fabrication of shape memory alloy active spring actuators”, *Smart Materials and Structures*, v. 21, p. 115029, 2012.
- GANS, E. et al.; "Reduction in Required Magnetic Field to Induce Twin-boundary Motion in Ferromagnetic Shape Memory Alloys", *J. Applied Physics*, v. 95, p. 6965-6967, 2004.
- HUANG Y. J. et al; “Giant elastocaloric effect in directionally solidified Ni–Mn–In magnetic shape memory alloy”, *Scripta Materialia Inc*, v. 105, p. 42-45, 2015.
- HUANG Y. J. et al; “High isothermal internal friction over a large temperature range for dual-phase Ni–Mn–In magnetic shape memory alloy”, *Scripta Materialia*, v. 87, p. 21-24, 2014.
- LAGOUDAS D.C.; KIEFER B.; “Magnetic Field-Induced Martensitic Variant Reorientation in Magnetic Shape Memory Alloys”, *Philosophical Magazine*, v.85, p. 4289-4329(41)1-34, 2005.
- LAGOUDAS D.C; “*Shape Memory Alloys – Modeling and Engineering Applications*”, v.1. New York, Springer, 2008.
- LI Y. et al; “Martensitic transformation and magnetization of Ni–Fe–Ga ferromagnetic shape memory alloys”, *Scripta Materialia*, v. 48, p. 1255-1258, 2003.
- MALINEN, P. A. et al.; “Reasons for the Influence of a Pulsating Magnetic Field on Martensitic Transformation in Steels and Alloys”, *Fiz Metal Metalloved*, v.23, p.535, 1967.

TAN, H.; ELAHINIA M.H.; “A nonlinear model for ferromagnetic shape memory alloy actuators”, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, v. 13, p. 1917-1928, 2007.

TICKLE, R.; JAMES R. D.; “Magnetic and magnetomechanical properties of Ni₂MnGa”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* v. 195, p. 627–638, 1999.

YIN R. et al; “A magnetic shape memory microactuator with intrinsic position sensing”, *Sensors and Actuators A*, v. 246, p. 48-57, 2016.

ZHU, Y.; DUI, G.; “Influence of magnetization rotation on martensite reorientation in magnetic shape memory alloy”, *Acta Mechanica Solida Sinica*, v. 23, p. 13-19, 2010.

ZHU, Y.; DUI, G.; “Model for field-induced reorientation strain in magnetic shape memory alloy with tensile and compressive loads”, *Journal of alloys and compounds*, v. 459, p. 55-60, 2007.

ROGOVOY, A.; STOLBOVA, O.; “Modeling the magnetic field control of phase transition in ferromagnetic shape memory alloys”, *Materials today: Proceedings*, v.4, p.4611-4615, 2017.

LAGOUDAS, D; BO, Z.; QIDWAI, M.; “A unified thermodynamic constitutive model for sma and finite element analysis of active metal matrix composites”, *Mechanics of Composite Materials and Structures*, v.2, p.153-179, 1996.

Dias Vanderlei, R.; “Energia de Deformação”. Universidade Estadual de Maringá, Departamento de Engenharia Civil. Centro de Tecnologia. Maringá, Paraná. Disponível em: <http://www.gdace.uem.br/romel/MDidatico/MecanicaSolidosII/Capitulo4-EnergiadeDeformacao.pdf>.

Malvern, L.; “Introduction to the mechanics of a continuous medium”. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 2007.

GANOR, Y et al; “Breaching the work output limitation of ferromagnetic shape memory alloys”, *Applied Physics Letters*, v.93, p.122509, 2008.