



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO EM FÍSICA APLICADA

Aquisição de magnetização remanente viscosa
em rochas: uma abordagem experimental

José Augusto Proença Maia Devienne

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS E CIÊNCIAS EXATAS

RIO CLARO
2020

Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho"

Instituto de Geociências e Ciências Exatas

Câmpus Rio Claro

José Augusto Proença Maia Devienne

Aquisição de magnetização remanente viscosa em rochas: uma
abordagem experimental

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Geociências e Ciências Exatas do Câmpus de Rio Claro, da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Área: Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Giancarlo Scardia

Rio Claro - SP

2020

D492a Devienne, José Augusto Proença Maia
Aquisição de magnetização remanente viscosa em rochas: uma abordagem experimental / José Augusto Proença Maia Devienne. -- Rio Claro, 2020
110 p. : il., tabs., fotos, mapas

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista (Unesp), Instituto de Geociências e Ciências Exatas, Rio Claro
Orientador: Giancarlo Scardia

1. Magnetismo de rochas. 2. MRV. 3. campos alternados desmagnetizadores. 4. Conservação da magnetização total. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca do Instituto de Geociências e Ciências Exatas, Rio Claro. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

José Augusto Proença Maia Devienne

Aquisição de magnetização remanente viscosa em rochas: uma
abordagem experimental

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto
de Geociências e Ciências Exatas do Câmpus de Rio
Claro, da Universidade Estadual Paulista "Júlio de
Mesquita Filho", como parte dos requisitos para a
obtenção do título de Mestre em Física.

Comissão examinadora

Prof. Dr. Giancarlo Scardia (orientador)
Unesp - Câmpus Rio Claro

Prof. Dr. Luigi Jovane
Universidade de São Paulo

Prof. Dr. Alexandre Mesquita
Unesp - Câmpus Rio Claro

Conceito: Aprovado

Rio Claro, 28 julho de 2020.

Dedico à minha amada mãe, Magna Aparecida Proença.

Agradecimentos

Depois uma jornada, cá estou escrevendo meus agradecimentos. Esse momento demorou, mas chegou. Fico feliz por isso. Reconhecer motivos para agradecer é um passo importante dentro do processo de crescimento enquanto ser humano. Portanto, vamos lá.

Agradeço primeiramente aos meus pais, Carlos e Magna, por terem me dado a dádiva da vida. Agradeço pelo carinho, pela educação que me deram e pelo tempo que depositaram em mim. Vocês são exemplos pra mim, além de grandes amigos. Eu amo vocês.

Agradeço à minha musa inspiradora, Maíra Cristo Daitx, por me permitir trilhar junto dela o caminho nessa loucura chamada vida humana. Ter você na minha vida é um privilégio e uma dádiva (os hindus diriam que é um *punya* de um *karma* bom meu). Obrigado por me permitir crescer do seu lado, aprender com você e fazer parte da sua história. Eu amo você.

Agradeço ao meu fiel amigo e escudeiro Rodrigo. Meu parça de kitnet e de empreitadas vida à fora, você é também um grande exemplo pra mim. Te admiro muito e me sinto privilegiado de ter convidado e aprendido tanto com você.

Agradeço ao meu irmão, João Vitor, pela amizade e cumplicidade construída ao longo da vida. Me orgulho de ter visto de perto seus primeiros passos da vida adulta/acadêmica, e espero ter mais ajudado do que atrapalhado com minhas broncas e sermões.

Agradeço à minha sogra, Elita, por acolher esse unespiano magrelo de maneira tão fraternal. Obrigado pelas comidas, pelas dicas de receitas, pelos presentes, mas principalmente pelo carinho e afeto tão despretensiosos.

Agradeço ao meu orientador, professor Giancarlo Scardia, pela confiança depositada ao longo do mestrado. Agradeço especialmente pelas diversas conversas (principalmente as informais), que me serviram como grande fonte de aprendizado.

Agradeço à Unesp/RC, em especial aos departamentos de Física (de onde vim) e ao departamento de Geologia (pra onde fui). Agradeço também a todxs alunxs do UNESPMag pela ótima convivência e pelas boas prosas.

Agradeço à minha queridíssima amiga de laboratório e de doideras, Marcela Aragão, pelos diversos momentos de troca ao longo de nossa vivência. Obrigado

pelas conversas, filosofias e procrastinações regadas a existencialismo e culpa cristã.

Agradeço ao laboratório de Paleomagnetismo (USPMAG) do IAG-USP/SP por permitir o uso do laboratório para a realização do experimento. Agradeço especialmente aos técnicos Daniele e Giovanni, são só pelo suporte técnico, mas principalmente pelas conversas e trocas de aprendizado e experiências durante minhas idas ao laboratório.

Agradeço aos meus queridos amigos de turma e de departamento: Adriano (Didi), Anderson Silva (não o Spider, o Mineiro), Gustavo (Nanosys), Isabela (Breja), Pedro (Esmola), André Paganotti (Paga a Net) e Célia (Célia). A formação foi perdendo os membros ao longo do tempo, mas guardarei com muito carinho e apreço as lembranças da nossa convivência (do futebol, do RU, das idas ao Santa Loira, dos jogos da Copa, e por aí vai).

Agradeço aos professores do departamento de Física da Unesp/RC pelo todo suporte ao longo desses anos de formação. Agradeço especialmente aos professores Giovanni Gozzi e Alexandre Mesquita pelas críticas construtivas dadas na qualificação. Agradeço também ao professor Luigi Jovane (IO-USP/SP) pela participação na banca de defesa e pelas construtivas críticas dadas ao trabalho.

Por fim, agradeço ao programa de Pós-Graduação em Física da Unesp/RC pelo suporte financeiro para custeio de minhas idas ao laboratório em São Paulo.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Resumo

A magnetização remanente é uma propriedade encontrada na maioria das rochas. Devido à presença do campo geomagnético, as rochas adquirem magnetização que remete ao campo terrestre vigente. Processos ocorrentes após a formação da rocha podem levar ao surgimento de uma componente secundária conhecida como magnetização remanente viscosa (MRV). Embora geralmente considerada como ruído nos estudos de paleomagnetismo, a componente viscosa pode permitir inferir informações acerca da história geológica local e, como já proposto por alguns autores, ser utilizada como método de datação. Por meio de um estudo experimental de aquisição de MRV em rochas, o presente teve por objetivo levantar relações empíricas entre a magnetização viscosa remanente e parâmetros como campo magnético aplicado, campo H_{AF} e tempo. Buscando diminuir as distorções entre experimento e caso real, o presente estudo adotou como ponto de partida o estudo da evolução da MRV em amostras previamente magnetizadas. Esse cenário é mais próximo daquele encontrado no meio geológico, no qual possíveis componentes viscosas da magnetização das rochas ocorrem sempre de maneira sobreposta ao sinal originário. Foram estudadas oito amostras de diferentes litologias, de modo a avaliar a generalidade das relações de interesse e do processo de aquisição de viscosidade em rochas. As análises de conservação do momento total indicaram a conservação dessa quantidade para os intervalos de aquisição adotados, de tal forma que a viscosidade possa ser interpretada fisicamente como um realinhamento dos momentos magnéticos com novos eixos fáceis de magnetização devido a presença de um campo externo. As curvas de aquisição da MRV em função do tempo foram ajustadas numericamente, o que permitiu a dedução de distribuições de tempos de relaxação $f(\tau)$ a partir dos dados experimentais. As relações entre campos H_{AF} e tempo foram melhor ajustadas por equações lineares em $\ln t$, embora a utilização de campos magnéticos com intensidades próximas tenha dificultado a clara identificação do efeito do campo nas relações obtidas. Além disso, para os intervalos de tempo adotados neste trabalho os ajustes das relações experimentais $MRV \times H_{AF}$ por funções exponencial e linear não mostram diferenças significativas, o que sugere que o experimento realizado alcançou apenas o início da curva de aquisição de MRV.

Palavras-chave: magnetismo das rochas, MRV, campos alternados demagnetizadores, conservação da magnetização total.

Abstract

Remanent magnetization is a property found in most rocks. Due to the presence of the geomagnetic field, the rocks acquire magnetization that refers to the current terrestrial field. Processes occurring after rock formation can lead to the appearance of a secondary component known as viscous remanent magnetization (VRM). Although generally considered as noise in paleomagnetic studies, the viscous component can allow inferring information about the local geological history and, as already proposed by some authors, be used as a dating method. By means of an experimental study of VRM acquisition in rocks the present study aimed to raise empirical relations between viscous magnetization and parameters such as applied magnetic field, H_{AF} fields and time. Seeking to reduce the distortions between experiment and real case, was adopted as a starting point the study of the evolution of VRM in previously magnetized samples. This scenario is closer to that found in the geological environment, in which possible viscous components of the magnetization of the rocks always occur as a superimposition on the primary signal. Eight samples of different lithologies were studied, in order to evaluate the generality of the relations of interest and the process of acquisition of viscosity in rocks. The analysis of conservation of the total magnetization indicated the conservation of this quantity for the adopted acquisition intervals, in such a way that the viscosity can be interpreted physically as a realignment of the magnetic moments with new easy axes of magnetization due to the presence of an external field. The VRM acquisition curves as a function of time were numerically adjusted, which allowed the deduction of relaxation time distributions $f(\tau)$ from the experimental data. The relations between H_{AF} and time fields were better adjusted by linear equations in $\ln t$, although the use of magnetic fields with close intensities made it difficult to clearly identify the effect of the field in the obtained relations. In addition, for the time intervals adopted in this work, the adjustments of the experimental relationships $VRM \times H_{AF}$ by exponential and linear functions do not show significant differences, which suggests that the experiment carried out reached only the beginning of the curve acquisition of VRM.

Keywords: rock magnetism, VRM, demagnetizing alternating fields, conservation of total magnetization.

Sumário

1	Introdução	9
2	Fundamentos teóricos	13
2.1	Conceitos iniciais	13
2.2	Diamagnetismo	15
2.3	Paramagnetismo	16
2.4	Ferromagnetismo	20
3	Magnetismo de rochas	31
3.1	Magnetização remanente detritica (MRD)	31
3.2	Magnetização remanente térmica (MRT)	34
3.3	Magnetização remanente viscosa (MRV)	36
4	Materiais e métodos	52
4.1	Desmagnetização progressiva	52
4.2	Amostragem	54
4.3	Procedimento experimental	56
4.4	Diagramas ortogonais	61
4.5	Projeção de área igual	64
4.6	Análise da componente principal (ACP)	65
5	Resultados e análise dos dados	71
5.1	Diagramas de Zijderveld	71
5.2	Conservação da magnetização total	76
5.3	$MRV \times t$	79
5.4	$H_{AF} \times t$	91
5.5	$MRV \times H_{AF}$	95

6 Conclusões e perspectivas	101
Referências bibliográficas	103

1 Introdução

Os primeiros relatos de observações daquilo que hoje é denominado magnetismo remontam a tempos longínquos na história da humanidade. Na Grécia Antiga, nas proximidades da cidade de Magnesia, a capacidade de determinadas rochas de atrair ou repelir outros materiais foi inicialmente atribuída a existência de uma "alma" no interior de certos minerais [1]. Por razões geográficas, à essa classe de materiais foi dado o nome de rochas magnesianas [1].

Outros vertentes históricas defendem a ideia de que antes dos gregos outros povos já haviam não somente tido contato com fenômenos do magnetismo na matéria, mas também já utilizavam-se desse conhecimento para execução de outras atividades [2]. Já no início da era cristã os chineses dominavam a confecção das bússolas, que eram rudimentarmente construídas com colheres de magnetita postas sobre um ponto de apoio central, permitindo a livre rotação do material. Esse aparato era denominado de "a colher que apontava para o sul" e era sempre presente em rituais [2].

Alguns séculos adiante, o trabalho do médico inglês William Gilbert intitulado *De Magnete* representou um marco da literatura científica [3]. Neste trabalho, Gilbert, por comparação entre a Terra e um pequeno pedaço de magnetita, julgou válido afirmar que se aquele pequeno pedaço rochoso era semelhante a um ímã, por consequência a Terra assim o era também. Sendo a Terra um grande ímã, o funcionamento das bússolas pôde então ser explicado como a atuação do campo da Terra sobre as agulhas de bússolas. Além disso, Gilbert foi pioneiro em discutir questões sobre a influência da temperatura sobre a capacidade desses materiais em manterem-se emantados e também que a perda ou aquisição do "magnetismo" não implicava em ganho ou perda de massa [4].

Avante no tempo, já no contexto da Segunda Guerra Mundial, os avanços científicos foram significativos, embora infelizmente impulsionados por questões não nobres. No contexto do magnetismo, houve grande estímulo para a produção e desen-

volvimento de magnetômetros para identificação de submarinos por navios costeiros [5]. Quando incorporados aos navios que, naturalmente, navegavam pelos mares, os dados obtidos pelo equipamento indicaram que grande parte dos sinais magnéticos medidos eram não de submarinos, mas sim do assoalho oceânico. Além disso, esse sinal alternava-se de maneira regular a partir de uma região central que coincida com grande cadeia de montanhas submersas que formam a chamada Dorsal Oceânica.

Essas observações, aliadas a inúmeros outros estudos subsequentes, permitiram confirmar a teoria da tectônica de Placas de Alfred Wegener, autor que primeiramente propôs a ideia de uma crosta terrestre formadas por enormes placas, que movimentavam-se na superfície da Terra [6]. Com as observações do magnetismo das rochas foi possível identificar a região da Dorsal Meso Oceânica como sendo um ponto de "criação" das placas pela erupção e posterior resfriamento do magma, sendo a alternância do sinal magnético associada às inversões dos pólos do campo geomagnético ao longo do tempo [5] (figura 1.1). Esses acontecimentos maracaram o início daquilo que hoje é chamado paleomagnetismo, que é o estudo da evolução do campo geomagnético ao longo do tempo geológico a partir dos registros magnéticos das rochas [7].

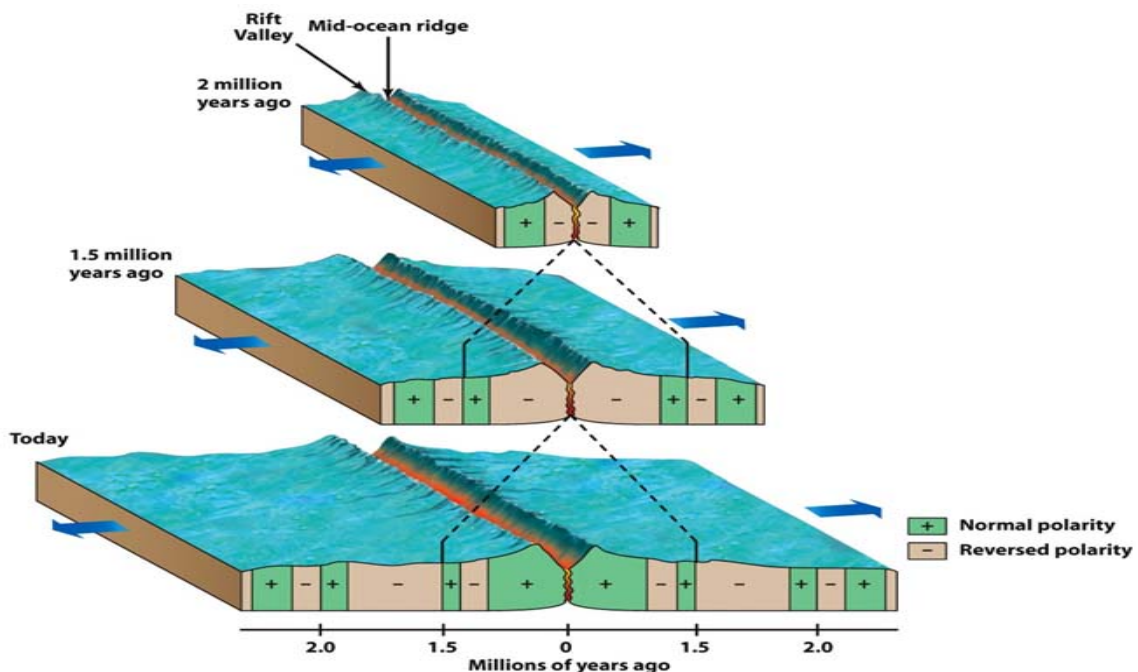


Figure 4-7 Visualizing Geology, 1/e
© 2008 John Wiley & Sons

Figura 1.1: Representação da Dorsal Meso Oceânica e da formação das faixas de assoalho magnetizadas normal e inversamente, evidenciando a partir dos registros magnéticos das rochas as inversões do campo geomagnético ao longo do tempo geológico [5].

A capacidade de reter informações do campo geomagnético atuante no momento

de formação permite com que as rochas apresentem uma certa "memória magnética", que quando acessada permite entender o campo magnético terrestre do passado. Essa memória, no entanto, pode ser prejudicada pelo surgimento de uma componente secundária, denominada magnetização remanente viscosa, que se sobrepõe ao sinal originário.

Desde suas primeiras observações até os dias atuais, tanto o paleomagnetismo como estudos das propriedades magnéticas das rochas evoluíram e passaram a integrar outros ramos da ciência. Um estudo recente, integrando paleomagnetismo, arqueologia e outras formas de datação geocronológicas anteciparam em 500 mil anos a saída do gênero *homo* (~ 2.5 milhões de anos) da África, abrindo novas frentes para a interpretação da história da evolução humana [8]. Outros estudos, por exemplo, buscaram datar materiais arqueológicos a partir da datação da magnetização viscosa presente nesses artefatos [9, 10].

A magnetização viscosa encontrada nas rochas é, na realidade, um fenômeno inerente a sistemas magnéticos. Por definição, a viscosidade representa a mudança isotérmica do vetor magnetização de uma amostra devido à presença de um campo magnético externo [3]. Em estudos de paleomagnetismo a presença da componente viscosa é associada a ruídos sobre a componente primária e são geralmente apagados para as posteriores análises paleomagnéticas. Outras propostas, no entanto, notaram a possibilidade de utilização da viscosidade magnética como um método de datar eventos geológicos [11, 12] e artefatos arqueológicos [10].

Considerando o contexto descrito, o presente trabalho, que tem por objetivo avaliar experimentalmente o processo de aquisição de viscosidade magnética em amostras de rochas, justifica-se pela possibilidade de aplicação eminente em problemas geológicos e arqueológicos. Formalmente, por meio de um estudo experimental de aquisição de magnetização remanente viscosa (MRV) em rochas com magnetização inicial pré-definida, este estudo busca avaliar a influência da MRV sobre o momento magnético total da rocha, na tentativa de compreender se a presença dessa componente leva a uma variação do momento magnético total ou se a alteração consiste apenas no realinhamento dos momentos magnéticos atômicos. Este estudo também visa caracterizar o comportamento de aquisição da MRV em função do tempo e do campo aplicado e determinar a relação entre a MRV induzida nas amostras e os campos alternados demagnetizadores (H_{AF}).

Para alcançar os objetivos supracitados é indispensável o estabelecimento de uma metodologia adequada, bem como o conhecimento prévio, tanto das tentativas

teóricas de modelagem da viscosidade, como das propriedades experimentalmente observadas desse fenômeno. Tendo essa ideia como eixo diretor, esta dissertação está estruturada, em termos dos capítulos, da seguinte maneira:

Capítulo 2: neste capítulo serão apresentados os fundamentos teóricos de magnetismo e das propriedades magnéticas da matéria. Serão apresentadas as teorias clássicas sobre o diamagnetismo, paramagnetismo e ferromagnetismo, que servirão de base teórica para a introdução, no capítulo 3, daquilo que é chamado magnetismo de rochas;

Capítulo 3: este capítulo introduz formalmente aquilo que chamado de magnetismo de rochas, que surge da aplicação dos fundamentos apresentados no capítulo 2 para compreender as propriedades magnéticas das rochas. Serão apresentados dois dos principais mecanismos através dos quais esses materiais adquirem magnetização natural e como essa magnetização é preservada por até bilhões de anos, formando a "memória" magnética. Dentro do contexto da quebra de estabilidade da "memória" magnética será introduzida a magnetização viscosa remanente, alvo de estudos deste trabalho. Grande parte do capítulo tem como enfoque discussões sobre a viscosidade, apresentando as principais formulações teóricas sobre o fenômeno, as observações experimentais e também tentativas de aplicação em datações de eventos geológicos e artefatos arqueológicos;

Capítulo 4: uma vez apresentada conceitualmente a viscosidade magnética, o capítulo 4 dedica-se ao estabelecimento da metodologia utilizada nesse estudo, da exposição do aparato experimental necessário para o estudo e também da forma de coleta e análise dos dados;

Capítulo 5: neste capítulo serão apresentados e discutidos os dados obtidos durante a etapa experimental, bem como toda análise numérica também implementada;

Capítulo 6: este capítulo dedica-se a exposição das principais conclusões obtidas ao longo deste estudo, buscando enfatizar os pontos positivos e negativos da metodologia adotada.

2 Fundamentos teóricos

Neste capítulo introdutório serão apresentados os conceitos iniciais básicos sobre magnetismo. Conceitos como momento magnético, magnetização e susceptibilidade magnética serão inicialmente definidos e servirão de base teórica para a posterior apresentação dos diferentes comportamentos magnéticos encontrados na natureza: o diamagnetismo, o paramagnetismo e o ferromagnetismo.

Uma vez definidas e caracterizadas, do ponto de vista teórico, as diferentes formas de manifestação do magnetismo na matéria, a reunião dessas ideias será importante para entender, no capítulo 3, aquilo que é chamado magnetismo de rochas, que é o ramo da geofísica que se dedica ao estudo das propriedades magnéticas das rochas. Nesse contexto, serão discutidos mecanismos através dos quais as rochas podem adquirir magnetização e como essa magnetização é (parcialmente) mantida ao longo do tempo geológico, formando uma espécie de "memória" magnética.

Embora uma descrição mais apurada e elegante dos efeitos do magnetismo exija, em última instância, o emprego de teorias da mecânica quântica, neste capítulo serão discutidas essencialmente as visões clássicas. Essa abordagem, apesar de simplificada, não acarreta em prejuízo algum, do ponto de vista conceitual, para os objetivos finais do trabalho. As principais referências utilizadas nessa etapa foram [3, 7, 13, 14, 15, 16, 17]. Referências adicionais, que não as mencionadas, foram devidamente citadas quando utilizadas.

2.1 Conceitos iniciais

Do ponto de vista clássico, o momento magnético μ (Figura 2.1a), de uma espira de raio r e área A , transportando corrente i , é uma quantidade vetorial definida como:

$$\boldsymbol{\mu} = iA\hat{\mathbf{n}}, \quad (2.1)$$

sendo $\hat{\mathbf{n}}$ o versor normal à área. Para uma região de volume V contendo N espiras transportando corrente, têm-se então uma coleção de momentos magnéticos. Para sistemas desse tipo, define-se a magnetização $\mathbf{M}$ como sendo uma outra quantidade vetorial, dada pela soma dos vetores $\boldsymbol{\mu}_i$ normalizada pelo volume V :

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_{n=1}^N \boldsymbol{\mu}_i. \quad (2.2)$$

Na ausência de quaisquer estímulos de campos externos, os momentos tendem a se orientar aleatoriamente, resultando em uma magnetização nula. Quando submetidos a regiões de campo magnético $\mathbf{B}$, os momentos $\boldsymbol{\mu}_i$ sofrem a atuação de um torque na direção $\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{B}$ (Figura 2.1b). Esse torque é responsável por alinhar os momentos, de modo a criar uma magnetização mensurável.

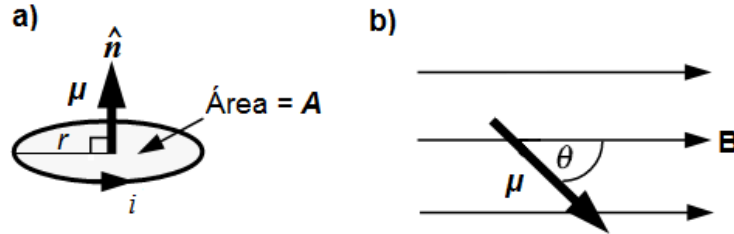


Figura 2.1: a) Momento de dipolo formado por uma espira transportando corrente i e b) torque gerado pelo campo $\mathbf{B}$ sobre o momento $\boldsymbol{\mu}$. θ é o ângulo entre $\boldsymbol{\mu}$ e $\mathbf{B}$. Adaptado de [3].

Para materiais ditos lineares, a relação entre magnetização $\mathbf{M}$ e campo $\mathbf{B}$ é linear e define uma quantidade adimensional denominada susceptibilidade magnética χ :

$$\chi = \mu_0 \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{B}}, \quad (2.3)$$

com $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m a permeabilidade magnética do espaço vazio.

Para materiais anisotrópicos¹, a magnetização pode não responder de maneira

¹A anisotropia magnética será discutida na seção 2.4.1

linear ao campo. Nesses casos, a definição escalar de χ da equação 2.3 deve ser substituída por uma relação tensorial do tipo

$$M_i = \frac{1}{\mu_0} B_j \chi_{ij}, \quad (2.4)$$

com χ_{ij} o tensor obtido a partir do cálculos das derivadas das componentes i da magnetização em relação às componetes j do campo.

As propriedades magnéticas encontradas na matéria decorrem do fato de que os átomos apresentam um momento magnético. Esse momento tem três principais fontes: o spin eletrônico, o momento angular orbital dada a trajetória dos elétrons em torno do núcleo, e a variação do momento angular orbital quando na presença de um campo magnético externo. Os dois primeiros efeitos dão origem ao paramagnetismo, enquanto o terceiro ao diamagnetismo.

2.2 Diamagnetismo

O diamagnetismo manifesta-se em toda a matéria e está associado à tendência de cargas elétricas parcialmente blindarem a atuação de campos magnéticos externos. As órbitas descritas pelos elétrons em torno do núcleo sofrem uma alteração (precessão de Larmor) quando um material é exposto ao campo. Essa alteração se opõe ao estímulo externo (Lei de Lenz), induzindo o surgimento de momentos μ_d , no interior do material, contrários ao campo.

Considerando o caso especial de um sistema contendo N átomos idênticos, cada um com Z elétrons com carga e e massa m preenchendo completamente as camadas eletrônicas, a precessão dos momentos induzida pela presença do campo magnético $\mathbf{B}$ tem frequência angular dada por:

$$\omega = \frac{eB}{2m}, \quad (2.5)$$

Esse movimento de precessão dos Z elétrons de cada átomo é equivalente a uma corrente elétrica:

$$I = (\text{carga})(\text{revoluções por unidade de tempo}) = (-Ze)\frac{eB}{4\pi m}. \quad (2.6)$$

Tendo em mente a definição clássica de momento magnético, e considerando que a trajetória dos elétrons são aproximadamente circular e de raio quadrático médio $\langle \rho^2 \rangle = \langle x^2 + y^2 \rangle$, o momento magnético associado é, da definição 2.1, dado por

$$\mu_d = -\frac{Ze^2\mathbf{B}}{4m} \langle \rho^2 \rangle. \quad (2.7)$$

Considerando $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 + y^2 + z^2 \rangle$ como a distância média entre elétron e núcleo, a susceptibilidade diamagnética χ_d pode ser calculada, a partir da definição 2.3, como sendo

$$\chi_d = -\frac{\mu_0 N Z e^2}{6m} \langle r^2 \rangle. \quad (2.8)$$

As equações 2.7 e 2.8 representam os dois principais resultados teóricos que descrevem o comportamento diamagnético. Algumas conclusões importantes devem ser pontuadas: *i*) o momento induzido devido à precessão de Larmor é negativo, *i.e.*, contrário ao campo $\mathbf{B}$; e *ii*) a susceptibilidade diamagnética é independente da temperatura (Figura 2.2).

No contexto geológico, a maioria dos minerais não portadores de ferro como quartzo, calcita e feldspato são puramente diamagnéticos e apresentam baixa susceptibilidade (Tabela 2.1).

2.3 Paramagnetismo

O comportamento paramagnético é geralmente encontrado em átomos, moléculas ou redes cristalinas com defeitos e que possuam um número ímpar de elétrons, em átomos e íons livres com camadas internas parcialmente completas e em metais.

Nos paramagnetos, os momentos magnéticos atômicos reagem independentemente, seja quando submetidos a campos externos ou quando excitados termicamente. Embora o grau de alinhamento seja baixo à temperaturas ordinárias, o

comportamento paramagnético facilmente se sobrepõe ao diamagnético.

Para fins de dedução, considera-se inicialmente um sistema ideal, tal como nas discussões sobre o diamagnetismo, contendo N átomos idênticos e não-interagentes. Neste caso, no entanto, cada átomo é portador de um momento $\boldsymbol{\mu}$ (por conter elétrons desemparelhados, por exemplo) e o sistema como um todo é mantido a uma temperatura T . Quando da presença de um campo $\mathbf{B}$, o torque exercido sobre cada momento tende a alinhá-los na direção ao campo. Isso ocorre pois essa configuração ($\theta = 0$) minimiza a energia magnetostática E_m definida como:

$$E_m = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\mu B \cos \theta. \quad (2.9)$$

Quando na presença do campo $\mathbf{B}$, a energia total do sistema será composta por duas parcelas: *i*) a energia E_m , que favorece o alinhamento/ordenamento das partículas na direção do campo; e *ii*) a energia associada à temperatura (energia térmica), representada por $k_B T$, com $k_B = 1.32 \times 10^{-23}$ J/K a constante de Boltzmann, favorecendo o desalinhamento/desordenamento do sistema.

A competição entre essas duas formas de energia determina o grau de alinhamento dos momentos magnéticos (ou seja, a magnetização) no sistema. Esse processo dinâmico pode ser descrito segundo a estatística de Boltzmann, considerando o caso simplificado em que os momentos podem ocupar apenas dois estados de energia: paralelo ($\theta_1 = 0$) ou antiparalelo ao campo ($\theta_2 = \pi$). A probabilidade P_i de um momento ocupar um estado de energia $E(\theta_i)$ é:

$$P(\theta_i) = \frac{1}{Z} \exp \left(-\frac{E(\theta_i)}{k_B T} \right), \quad (2.10)$$

onde Z é a função de partição, que representa a normalização da probabilidade, cuja soma percorre todos os estados de energia:

$$Z = \sum_{i=1}^N \exp \left(-\frac{E_i}{k_B T} \right). \quad (2.11)$$

Como o sistema é ideal, a função de partição é Z , na verdade, igual a Z_1^N , com Z_1 a função de partição de um único átomo:

$$Z = \left[2 \cosh \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right) \right]^N. \quad (2.12)$$

A partir da função de partição, o link com a termodinâmica é feito via energia livre de Helmholtz (por partícula) $f=F/N$,

$$f = -\frac{k_B T}{N} \ln Z^N = -k_B T \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right) \right], \quad (2.13)$$

o que permite obter as grandezas termodinâmicas de interesse como a magnetização,

$$M(T, B) = - \left(\frac{\partial f}{\partial B} \right)_T = N \mu \tanh \left[\frac{\mu B}{k_B T} \right], \quad (2.14)$$

e a susceptibilidade paramagnética χ_p ,

$$\chi_p = \left(\frac{\partial M}{\partial B} \right)_T = \frac{N \mu^2}{k_B T} \left[\cosh^2 \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right) \right]^{-1}. \quad (2.15)$$

Para o caso geral em que θ pode ocupar qualquer valor entre 0 e 2π , a equação [2.14](#) é substituída pela equação de Langevin:

$$M(\alpha) = N \mu \left[\coth \alpha - \left(\frac{1}{\alpha} \right) \right] = N \mu L(\alpha), \quad (2.16)$$

sendo $\alpha = \mu B/k_B T$ e $L(\alpha)$ a função de Langevin. Para regimes de campos fracos (i.e., $B \rightarrow 0$), uma expansão em série de Taylor até primeira ordem permite obter uma nova expressão para a susceptibilidade χ_p :

$$\chi_p \approx \frac{N \mu^2}{k_B T} = \frac{C}{T}. \quad (2.17)$$

com $C=N\mu^2/k_B$ a chamada constante de Curie.

As equações [2.16](#) e [2.17](#) descrevem o comportamento paramagnético. A primeira, conhecida como equação de Langevin, permite avaliar dois regimes importantes: na

ausência de campo externo ($B = 0$), a magnetização é nula (tal como nos diamagnetos), e para campos altos ($B \rightarrow \infty$), alcança o valor de saturação M_s quando todos os momentos alinham-se paralelamente ao campo (Figura 2.3). A segunda, conhecida como Lei de Curie, evidencia a dependência da susceptibilidade paramagnética na temperatura (o que não ocorre no diamagnetismo) (Figura 2.2).

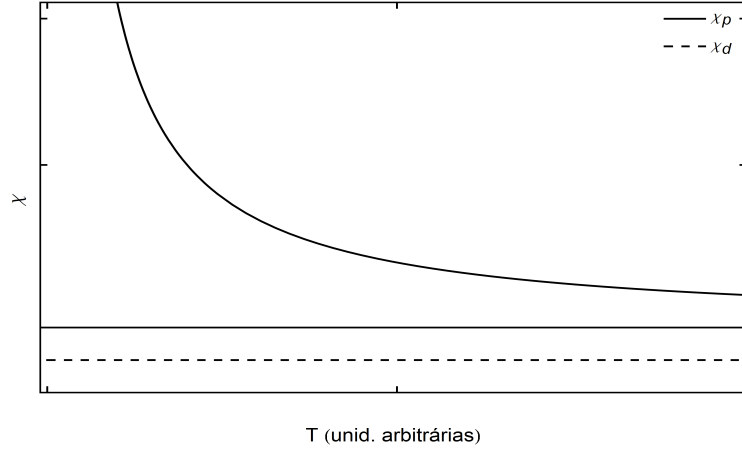


Figura 2.2: Susceptibilidades diamagnética (χ_d) e paramagnética (χ_p) em função da temperatura T (unidades arbitrárias).

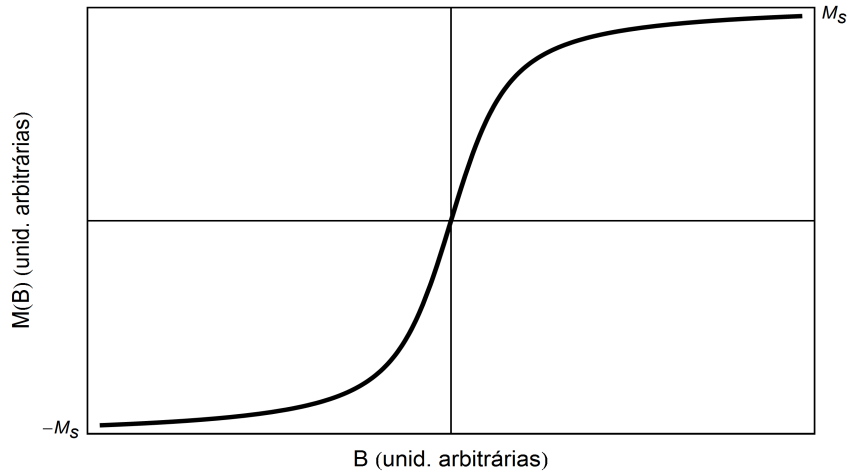


Figura 2.3: Comportamento da magnetização $M(B)$ para uma substância paramagnética conforme estabelecido na equação 2.14 (unidades arbitrárias).

A maioria dos sulfetos, carbonatos e silicatos de ferro são paramagnéticos, com susceptibilidade de 10 a 100 vezes maiores do que os valores encontrados para χ_d em materiais diamagnéticos. A Tabela 2.1 mostra os valores de susceptibilidade de alguns materiais diamagnéticos e paramagnéticos.

Tabela 2.1: Susceptibilidades de alguns minerais diamagnéticos e paramagnéticos.

Substâncias	Susceptibilidade Magnética ($\times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{kg}$)
<i>Diamagnéticos</i>	
Quartzo (SiO_2)	-0.62
Calcita (CaCO_3)	-0.48
Água (H_2O)	-0.90
Feldspato (KAlSi_3O_8)	-0.58
<i>Paramagnéticos</i>	
Pirita (FeS_2)	24
Ilmenita (FeTiO_3)	80 - 90
Anfibólio	13 - 75
Argila	14

2.4 Ferromagnetismo

Nas discussões anteriores, os meios considerados para ilustrar os comportamentos dia e paramagnético eram todos lineares. Esses meios idealizados são caracterizados por um valor de χ que independe do campo aplicado (equações 2.8 e 2.17). Além disso, quando desligado o campo externo, os momentos atômicos passam a ordenar-se aleatoriamente e o material é incapaz de preservar magnetização.

Em materiais ditos ferromagnéticos o comportamento observado difere dos demais. Em geral, nos ferromagnetos a magnetização não responde de maneira linear ao campo aplicado, como mostra a Figura 2.4, que retrata um típico ciclo de histerese. Nesses materiais, os momentos atômicos tendem a se orientar na direção do campo aplicado e, mesmo na ausência do mesmo, são capazes de manter-se parcialmente alinhados. Essa magnetização que remanesce mesmo sem campo aplicado (e, portanto, é denominada magnetização remanente ou espontânea) é resultado de fortes interações entre os momentos magnéticos atômicos. De maneira simplificada, um ferromagneto é um paramagneto que apresenta uma interação interna que tende a alinhar os momentos magnéticos paralelamente uns aos outros.

A magnetização espontânea, sendo o resultado da interação entre os momentos magnéticos de um material, é uma propriedade relacionada ao meio como um todo, diferentemente dos comportamentos dia e paramagnéticos que estão relacionados puramente à interação entre campo e momento (e temperatura). Do ponto de vista teórico, a primeira tentativa de explicar o comportamento de substâncias

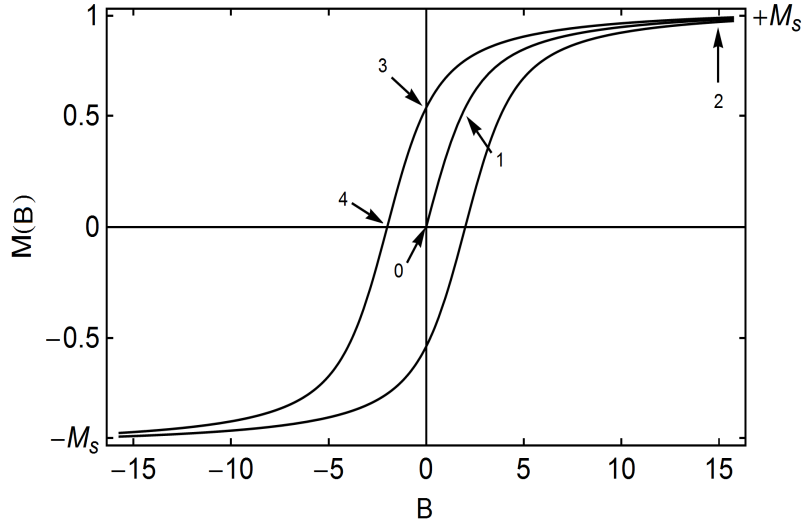


Figura 2.4: Ciclo de histerese de um material ferromagnético. O significado de cada número indicando regiões diferentes do ciclo de histerese está discutido no texto. Adaptado de [16].

ferromagnéticas foi proposta por Pierre Weiss em 1907, ao postular que a interação responsável por alinhar os momentos era mediada por um campo molecular $\mathbf{B}_m$,

$$\mathbf{B}_m = \lambda \mathbf{M}, \quad (2.18)$$

onde λ representa uma constante independente da temperatura [18].

No modelo de Weiss, todo átomo de um material ferromagnético experimenta um campo molecular $\mathbf{B}_m$ gerado pelos átomos vizinhos, que não se anula mesmo na ausência de campo externo. Da equação 2.18, a forma postulada do campo molecular implica que $\mathbf{B}_m$ e $\mathbf{M}$ tenham uma relação de "retroalimentação": a magnetização é induzida pelo campo $\mathbf{B}_m$, que por sua vez aumenta a medida em $\mathbf{M}$ aumenta.

Ao postular o campo molecular, Weiss permite uma explicação física para o comportamento da magnetização $\mathbf{M}(\mathbf{B})$ que é típica dos ferromagnetos. O ciclo de histerese, brevemente mencionado anteriormente e ilustrado na Figura 2.4, inicia-se no ponto 0, quando o material encontra-se completamente desmagnetizado e na ausência de campo magnético. Quando aplicado um campo externo, os momentos passam a se orientar na direção do campo e há, naturalmente, o surgimento de uma magnetização (e de campo molecular por consequência) (ponto 1).

A medida em que o campo $\mathbf{B}$ é continuamente aumentado, a magnetização atinge o valor de saturação M_s quando todos os momentos encontram-se perfeitamente alinhados na direção do campo (ponto 2). Nesse momento, não somente a magnetização

apresenta seu valor de máximo, mas também o campo molecular.

A diminuição do campo externo, depois de estabelecido o campo molecular, não mais leva à redução total da magnetização. Assim sendo, mesmo na ausência do campo aplicado, o material apresenta uma parcela dos momentos ainda alinhados, formando uma magnetização remanente (ponto 3). O campo reverso necessário para reduzir M novamente à zero é denominado campo (ou força) coercivo(a), H_c (ponto 4). Enquanto na presença do campo inverso os momentos se realinham e, quando completamente ordenados, atingem novamente a saturação $-M_s$, agora no sentido oposto. O ciclo é mantido alternando os campos reverso e inverso, formando uma figura simétrica com relação aos quadrantes superiores e inferiores.

A teoria de Weiss consegue explicar não somente os ciclos de histereses, como também prescreve as equações que descrevem os comportamentos da magnetização e da susceptibilidade ferromagnética em função da temperatura.

Dado um material ferromagnético composto por N átomos com momentos μ , que de alguma maneira tenha sido inicialmente magnetizado e que, *a posteriori*, tenha sido posto em região de campo nulo, a energia magnetostática devido a $\mathbf{B}_m$ (equação 2.9) pode ser reescrita como:

$$E = -\mu \cdot \mathbf{B}_m = -\mu\lambda M \cos \theta. \quad (2.19)$$

Inserindo esse novo resultado na expressão 2.16, obtida para os paramagnetos, obtem-se que

$$M = N\mu \tanh \alpha' \quad (2.20)$$

com

$$\alpha' = \frac{\mu\lambda M}{k_b T} \iff M = \frac{\alpha' k_b T}{\mu\lambda} \quad (2.21)$$

As equações 2.20 e 2.21 são ambas válidas. Assim sendo, a magnetização para uma dada temperatura deve ser obtida pela solução simultânea de ambas. Esse resultado é ilustrado graficamente na Figura 2.5, na qual os pontos de intersec-

ção entre as soluções das duas equações representam o valor de magnetização para temperaturas diferentes.

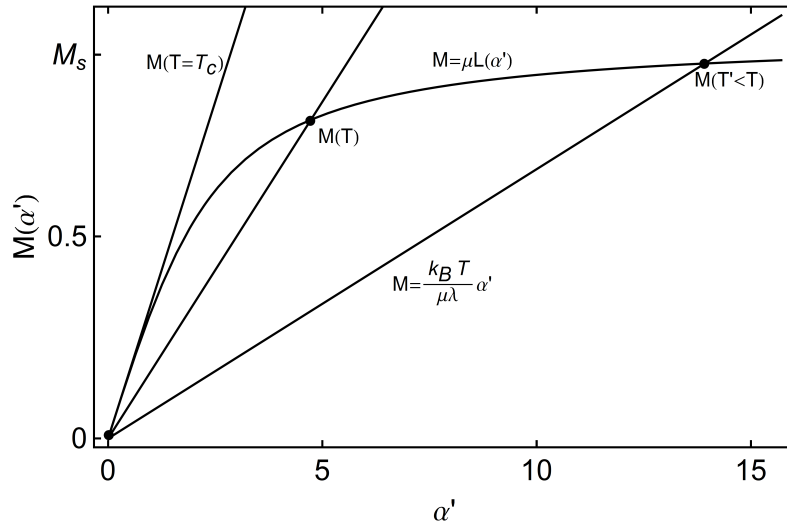


Figura 2.5: Determinação da magnetização espontânea $M(\alpha)$. A intersecção entre as duas soluções define o valor de M para uma dada temperatura T . Quando $T \geq T_c$, as curvas só se interseccionam na origem, de modo que $M(T \geq T_c)=0$.

Ainda com base na Figura 2.5, outra propriedade dos ferromagnetos pode ser discutida: a medida em que a temperatura cresce (e α' diminui), a magnetização espontânea tende a decair assintoticamente, uma vez que, nesses regimes, a intersecção entre as curvas só ocorre na origem. Isso implica que $M(T)=0$ para todo valor de T maior do que um determinado valor crítico, a partir do qual o material não mais retém remanência e se comporta como um paramagneto comum. Esse valor crítico de temperatura é simbolizado por T_c e carrega o rótulo de temperatura de Curie.

A temperatura de Curie é uma propriedade particular de cada material (580 °C para magnetita e 680 °C para hematita, por exemplo (Dunlop & Ozdemir), e também é o parâmetro que determina a transição entre as fases ferromagnética (ordenada, $T < T_c$) e paramagnética (desordenada, $T > T_c$). Para ilustrar esse fato, considere-se uma fase inicialmente paramagnética, caracterizada por susceptibilidade χ_p . A aplicação de um campo $\mathbf{B}$ causará uma magnetização finita, que por sua vez induzirá o surgimento um campo $\mathbf{B}_m$ finito. Assim, a partir da definição 2.3, tem-se que:

$$\mu_0 \mathbf{M} = \chi_p (\mathbf{B} + \mathbf{B}_m). \quad (2.22)$$

Como, da lei de Curie, $\chi_p = C/T$, a substituição da forma do campo $\mathbf{B}_m$ na expressão [2.22](#) permite concluir que $\mu_0 \mathbf{M} T = C(\mathbf{B} + \lambda \mathbf{M})$. Assim, a susceptibilidade ferromagnética χ_f é, novamente via equação [2.3](#), dada por

$$\chi_f = \frac{C}{T - C\lambda} = \frac{C}{T - T_c}. \quad (2.23)$$

A singularidade na expressão de χ_f quando $\mu_0 T = C\lambda = T_c$ é um indicativo de uma transição de fases². A partir desse resultado, ao reescrever a relação [2.3](#) agora em termos de χ_f , o decaimento da magnetização $M(T)$ com o aumento de T , bem como sua completa extinção para $T=T_c$, podem ser novamente observados (Figura [2.6](#)).

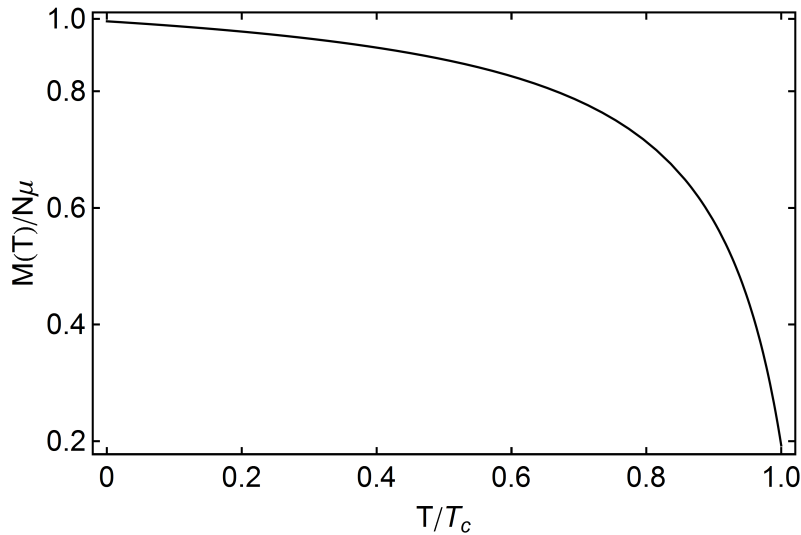


Figura 2.6: Decaimento da magnetização espontânea $M(T)$ em função da temperatura. Para $T = T_c$, $M \rightarrow 0$ e não há mais remanência no material.

O campo de troca de Weiss fornece uma representação (clássica) aproximada para uma interação de origem quântica denominada energia de troca. Segundo o modelo de Heisenberg, a interação de troca U entre dois átomos vizinhos i e j , possuindo spins $\mathbf{s}_i$ e $\mathbf{s}_j$, respectivamente, é dada por:

²Das transições de fases e fenômenos críticos, singularidades no cálculo da energia livre e de suas derivadas são um indicativo de transições de fase no sistema. Como a susceptibilidade χ pode ser calculada como $\chi = -1/V(\partial^2 f/\partial B^2)_T$, sendo f a energia livre de Helmholtz (equação [2.13](#)) a divergência em $T = T_c$ na equação [2.23](#) é, portanto, um indicativo de transição de fase (de 2ª ordem) (Leonel).

$$U = -2J\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \quad (2.24)$$

onde J é a chamada integral de troca, que está relacionado com recobrimento das distribuições de cargas dos átomos i e j .

A medida em que as nuvens eletrônicas de átomos vizinhos se sobrepõem, o princípio de exclusão de Pauli impede que os elétrons dos orbitais sobrepostos ocupem o mesmo estado quântico quando no mesmo nível de energia. Porém, do ponto de vista energético, a preservação dos elétrons em estados iguais, embora afastados, minimiza a energia eletrostática devido às cargas eletrônicas. Assim, nos ferromagnetos, os elétrons (e consequentemente os momentos atômicos) estão de certa maneira acoplados. Quando em um cristal, esse efeito conjunto na rede de átomos é o mecanismo responsável por gerar a magnetização espontânea macroscópica.

O termo ferromagnetismo, *stricto sensu*, refere-se aos materiais em que a energia de troca favorece o alinhamento paralelo dos spins (Figura 2.7a). Contudo, outras configurações podem surgir, ainda consequência da interação de troca, a depender da natureza do material.

Por exemplo, em sólidos de ferro puro, a sobreposição dos orbitais atômicos faz surgir uma interação de troca que induz o alinhamento paralelo dos spins, caracterizando o material como ferromagnético (*stricto sensu*) (Figura 2.7a). Já em minerais como a ilmenita (FeTiO_3), a interação de troca força os spins a alinharem-se antiparalelamente uns aos outros (Figura 2.7b), resultando em um momento magnético líquido nulo. Esse comportamento é característico dos materiais antiferromagnéticos. Já em minerais como a magnetita (Fe_3O_4), os spins também orientam-se antiparalelamente, contudo a compensação entre as "camadas" de spins não ocorre, de modo que a magnetização líquida seja diferente de zero. Materiais que apresentam esse tipo de comportamento são chamados ferrimagnetos (Figura 2.7c).

2.4.1 Anisotropia magnética

Em materiais ferromagnéticos existem certas direções, chamadas direções fáceis de magnetização, sobre as quais a magnetização tem maior probabilidade de se orientar. Essa preferência é estabelecida de acordo com possíveis fontes de anisotropia do material, que podem surgir devido a estrutura (anisotropia magnetocristalina) e

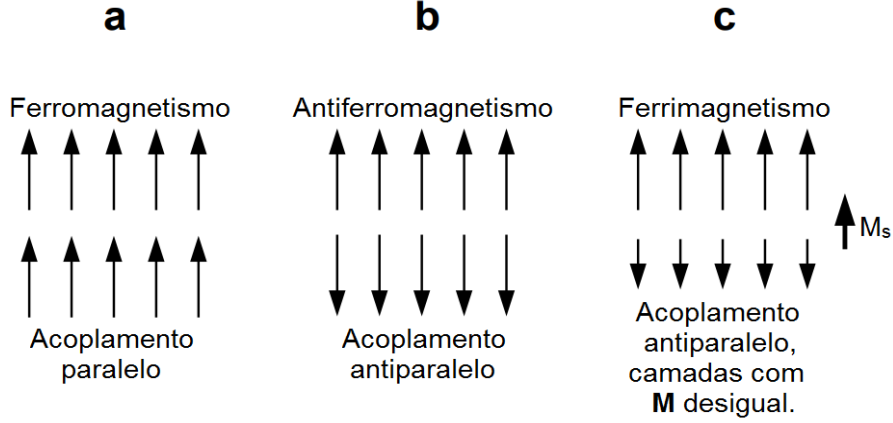


Figura 2.7: Organização dos spins em materiais a) ferromagnéticos, b) antiferromagnéticos e c) ferrimagnéticos. Adaptado de [3].

formato do cristal (anisotropia de formato), e também em decorrência de possíveis sobrecargas (*stress*) que por ventura atuem sobre o material (magnetostricção).

A anisotropia desempenha um papel fundamental na preservação na magnetização das amostras. A coercividade dos materiais é, em essência, uma propriedade decorrente da anisotropia. Em paleomagnetismo, por exemplo, minerais de alta coercividade são mais aptos a preservarem o sinal magnético da componente primária e, conseqüentemente, do campo paleomagnético.

Para ilustrar um exemplo de anisotropia devido ao formato, inicialmente considere-se o caso simplificado de um grão perfeitamente esférico, com magnetização uniforme $\mathbf{M}_s$ (Figuras 2.8a e 2.8b) na mesma direção do campo externo $\mathbf{H}$ ³

A magnetização do grão é, como definido na equação 2.2, a soma vetorial de cada momento magnético interno ao grão. No interior do grão, os momentos alinhados formam linhas de cargas magnéticas, com cargas (+) e (−) alternadas. Essa alternância é completamente compensada no interior do grão, contudo nas superfícies a compensação não ocorre. Dessa forma, há um acúmulo de cargas magnéticas na superfície do grão, formando densidades superficiais de cargas magnéticas $\pm\sigma_m$. Na Figura 2.8b as densidades de carga são simbolizadas pelos sinais (+) ($+\sigma_m$) e (−) ($-\sigma_m$).

³O campo $\mathbf{B}$, utilizado até o momento para designar campos magnéticos, é definido na maioria dos livros de eletromagnetismo (referências [15, 16], por exemplo) como sendo o vetor indução magnética. O campo magnético $\mathbf{H}$ está relacionado com o vetor indução magnética a partir da relação $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H})$, sendo $\mathbf{M}$ a magnetização do meio. Momentos magnéticos $\boldsymbol{\mu}$ estão associados a átomos, enquanto a magnetização $\mathbf{M}$ é uma propriedade de um meio contendo vários átomos. Assim, $\mathbf{M}$ e $\mathbf{B}$ podem ser definidos apenas para regiões macroscópicas, enquanto o campo magnético $\mathbf{H}$ pode ser calculado em qualquer situação, inclusive na escala atômica. Fora de materiais magnéticos, $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$ e os vetores são, portanto, paralelos [7].

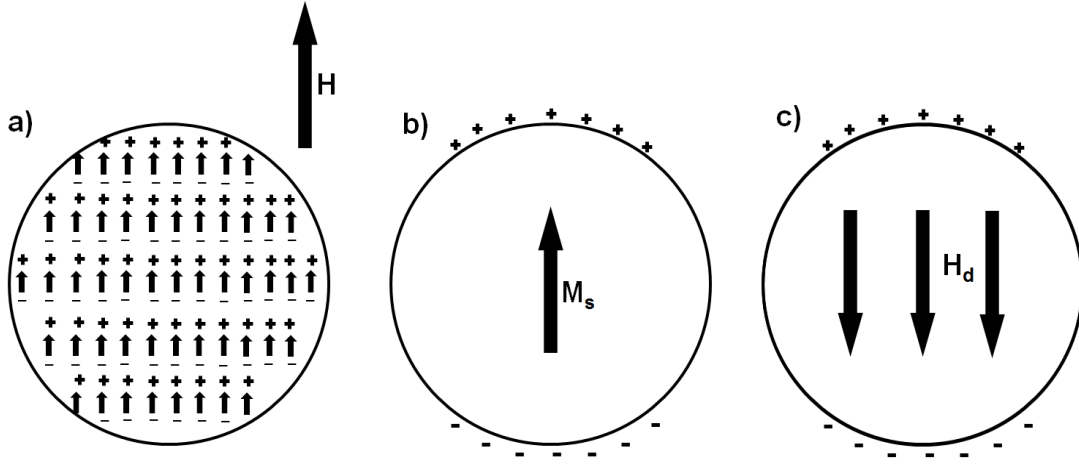


Figura 2.8: *a)* Momentos magnéticos no interior do grão esférico representados como dipolos (setas) formados por cargas magnéticas (+) e (-); *b)* Magnetização $\mathbf{M}_s$ resultante do alinhamento dos momentos, e densidades superficiais de cargas magnéticas ($\pm\sigma_m$), representadas por sinais (+) e (-), respectivamente, nos hemisférios do grão; *c)* campo desmagnetizante $\mathbf{H}_d$ devido às densidades ($\pm\sigma_m$). Adaptado de [3].

A separação de cargas magnéticas, tal como no análogo elétrico, gera um campo no interior do material ($\mathbf{H}_d$) que se opõe ao campo externo (e, consequentemente, à magnetização). Devido a isso, o campo ($\mathbf{H}_d$) é denominado campo desmagnetizante (Figura 2.8c) e é definido como:

$$\mathbf{H}_d = -N\mathbf{M} \quad (2.25)$$

onde N representa o fator desmagnetizante. Esse coeficiente, que relaciona as intensidades de $\mathbf{H}_d$ e $\mathbf{M}$ para cada direção que $\mathbf{M}$ possa apontar, é proporcional às densidades $\pm\sigma_m$ induzidas quando grão é magnetizado em uma dada direção. Para grãos esféricos (isotrópicos), a formação das densidades $\pm\sigma_m$ é invariante quanto a direção de $\mathbf{M}$, de modo que:

$$N = N_x + N_y + N_z = 1. \quad (2.26)$$

O campo $\mathbf{H}_d$ naturalmente atua sobre $\mathbf{M}$. A energia potencial associada a essa interação é denominada energia desmagnetizante (ou auto-energia magnetostática), E_d , é definida como:

$$E_d = \frac{1}{2}\mu_0\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d = \frac{1}{2}\mu_0NM_s^2 \cos \theta. \quad (2.27)$$

A minimização da auto-energia define os eixos fáceis de magnetização. Para os grãos esféricos, como $\theta = \pi$ para qualquer direção de $\mathbf{M}$, a auto-energia do sistema é sempre mínima. Já em grãos com geometrias mais complexas, tais como o ilustrado na Figura 2.9, a direção em que $\mathbf{M}$ aponta pode gerar a formação de maiores densidades $\pm\sigma_m$, o que aumenta a intensidade do campo $\mathbf{H}_d$.

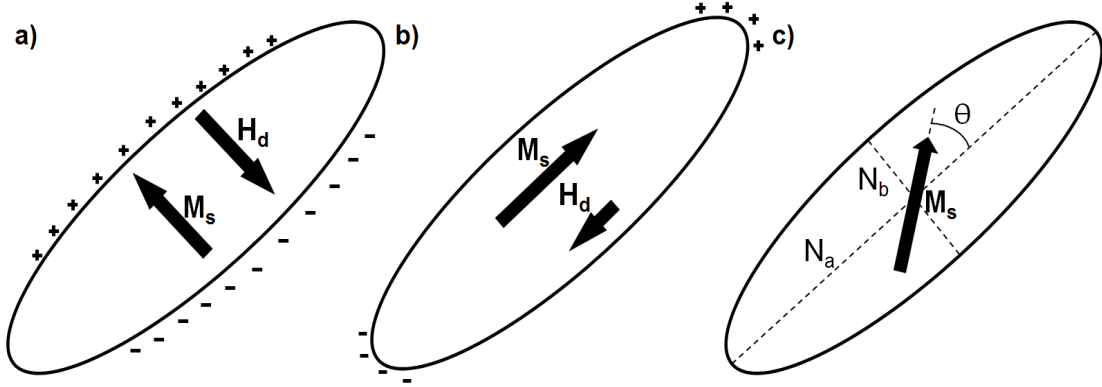


Figura 2.9: a) Grão esferoidal com magnetização $\mathbf{M}=\mathbf{M}_s$ induzida na direção do eixo menor do grão, formando grandes ilhas de cargas magnéticas ($\pm\sigma_m$); b) O mesmo grão, mas agora com $\mathbf{M}_s$ direcionada sobre o eixo longo do grão, com formação de pequenas ilhas de carga $\pm\sigma_m$ no equador do grão; c) definição dos fatores desmagnetizantes N_a e N_b , com θ o ângulo entre $\mathbf{M}_s$ e o eixo longo do grão. Adaptado de [3].

Na Figura 2.9a, o fato de $\mathbf{M}_s$ estar direcionada sobre o eixo menor do grão faz com que a área disponível para a formação das densidades $\pm\sigma_m$ seja muito maior se comparado ao caso ilustrado na Figura 2.9b. Neste último, o direcionamento de $\mathbf{M}_s$ sobre o eixo longo do grão faz com que a área recoberta pelas densidades $\pm\sigma_m$ seja muito menor, o que leva a uma redução do campo $\mathbf{H}_d$ e, consequentemente, da auto-energia dada pela equação 2.27.

Para os grãos esferoidais o campo $\mathbf{H}_d$ é dado por:

$$\mathbf{H}_d = -(N_b - N_a) \sin^2(\theta) \mathbf{M}_s. \quad (2.28)$$

sendo N_a e N_b os fatores desmagnetizantes quando $\mathbf{M}_s$ é direcionada paralela ou perpendicularmente, respectivamente, ao eixo longo do grão, e θ é o ângulo entre $\mathbf{M}_s$ e o eixo longo (Figura 2.9c) [19]. Aliando essa informação com a definição de E_d (equação 2.27) é possível concluir que, para $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$ (eixos fáceis), a energia desmagnetizante é mínima e, para $\theta = \pi/2$ é máxima (eixo difícil). Assim, para

rotacionar $\mathbf{M}_s$ de um eixo fácil para outro ($\theta = 0 \leftrightarrow \theta = \pi$) um ganho de energia deverá ocorrer de modo a superar a barreira estabelecida pelo eixo difícil. Uma vez estabelecida sobre um eixo fácil, a magnetização permanecerá até que um campo com intensidade $H > H_c$ forneça a energia necessária para superar barreira do eixo difícil. Do ponto de vista matemático, essa relação entre coercividade e anisotropia é dada por

$$H_c = \frac{1}{2}(N_b - N_a)M_s \quad (2.29)$$

2.4.2 Domínios magnéticos

Outra importante característica encontrada nos ferromagnetos é a formação de domínios magnéticos. A medida em que os grãos magnéticos aumentam de tamanho, a superfície disponível para formação de densidades $\pm\sigma_m$ também aumenta. O aumento das densidades $\pm\sigma_m$ leva, naturalmente, a um aumento do campo $\mathbf{H}_d$ e também da energia interna ao grão. A formação de estruturas de domínio ocorre justamente como um mecanismo de diminuição da energia interna que tende a crescer com o aumento do volume do grão.

Os domínios surgem do rearranjo das densidades $\pm\sigma_m$, que passam a formar pequenas regiões de acúmulo de carga magnética na superfície do grão. A formação desses novos pequenos aglomerados de carga ("fragmentos" das densidades $\pm\sigma_m$) são responsáveis pelo surgimento dos domínios.

Partículas uniformemente magnetizadas, tais como a representada na Figura 2.10a, apresentam os momentos atômicos todos orientados em uma só direção e são classificadas como de domínio único (DU). Já grãos magnéticos que apresentam estruturas de domínio são classificadas como de domínio múltiplo (DM) (Figura 2.10b). A região de separação entre domínios adjacentes é denominada parede do domínio (ou de Bloch) (Figura 2.10c). No interior de cada domínio, os momentos estão todos alinhados em uma mesma direção, de tal forma que $M_{\text{domínio}} = M_s$. Contudo, devido ao posicionamento dos domínios no interior do grão, em muitos casos $M_{\text{grão}} \ll M_s$.

Grãos de magnetita, por exemplo, com diâmetro $d < 10 \mu m$ apresentam estrutura de DU, enquanto para $d > 20 \mu m$ ocorre a formação dos domínios. No intervalo $10 \mu m < d < 20 \mu m$ a magnetita pode exibir um comportamento diferente. Nesse

intervalo, o comportamento observado é, de certa maneira, uma mistura entre aquele esperado para um grão de DU e o esperado para grãos de DM. Para casos como esse, o grão não pode, portanto, ser classificado como DU nem DM [20]. Grãos que apresentam esse tipo de comportamento são classificados como Pseudo-domínio único (PDU). Algumas propostas teóricas recentes sugerem que pequenos grãos de DM com poucos domínios podem, na realidade, apresentar certa dificuldade na nucleação e formação completa dos domínios, refletindo portanto nos comportamentos mistos entre DU e DM observados [20]. Outras pesquisas recentes [21] indicam também que a estrutura de PDU pode ser também decorrente da formação de estruturas de vortex no interior dos grãos e que, mesmo contrariando o que estabelecido pela teoria de Néel⁴[22], podem apresentar alta preservação da componente primária.

Considerando novamente o exemplo de grão DU da Figura 2.10a, outro valor crítico de tamanho é definido a medida em que o grão é diminuído. A partir de um determinado valor de diâmetro d_c , o grão encontra-se com tamanho reduzido de tal maneira que passa a se comportar quase como um momento de dipolo ideal. Isso ocorre pois a diminuição do tamanho do grão diminui também o valor da força coerciva H_c ($N_a \sim N_b$ na equação 2.29), permitindo com que a magnetização do grão se realinhe ao novos eixos fáceis quase sem resistência. Nesse limite, o grão é classificado como superparamagnético.

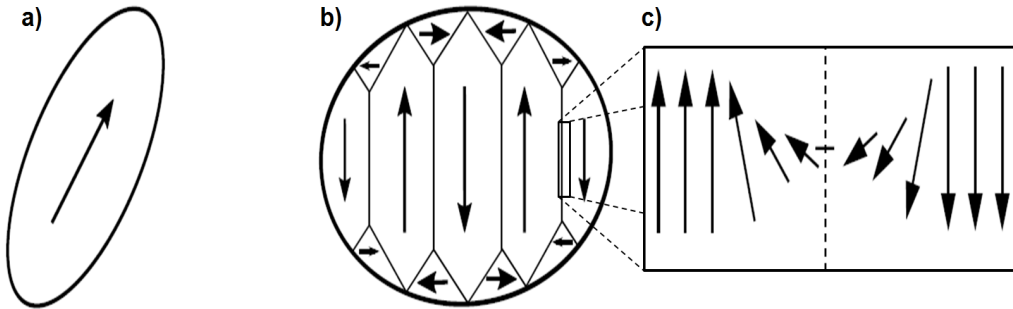


Figura 2.10: a) Grão de DU; b) grão de DM; c) Região de transição entre domínios vizinhos (parede de domínio ou de Bloch). Adaptado de [23].

⁴A teoria de Néel [22] será apresentada com detalhes no capítulo 3. Mas, para fins de contextualização, essa teoria estabelece, do ponto de vista teórico, que sistemas de grãos de DU são os principais preservadores de sinais magnéticos em rochas. Contudo, considerando o caso de um grão PDU dotado de estrutura de vortex simples, é possível mostrar que sistemas constituídos por grãos desse tipo também são capazes de preservar sinais magnéticos por tempos longuíssimos, da ordem de bilhões de anos [21].

3 Magnetismo de rochas

A magnetização remanente é uma propriedade encontrada na maioria das rochas. Essa remanência é resultado da presença de minerais ferromagnéticos dispersos em matrizes geralmente diamagnéticas e paramagnéticas, que se orientam na direção do campo geomagnético no momento de formação da rocha [17].

Uma vez orientados, esses minerais têm a capacidade de preservar essa configuração por até bilhões de anos. Isso permite com que seja feita, a partir do estudo da magnetização remanente natural (MRN) das rochas, uma reconstrução da evolução do campo magnético terrestre, ao longo do tempo geológico, a partir dos registros magnéticos das rochas.

Neste capítulo serão apresentadas duas das principais formas de aquisição de magnetização das rochas, a magnetização remanente detritica (MRD) e remanente térmica (MRT). Na sequência, a partir da teoria de Néel [22] para a MRT, uma descrição do efeito da viscosidade magnética (VM) e da magnetização remanente viscosa (MRV) serão também apresentadas.

Uma vez apresentado conceitualmente o fenômeno da VM, a parte final do capítulo será dedicada a um levantamento bibliográfico de estudos sobre VM e MRV em rochas, além de aplicações da MRV em estudos de datação arqueológica.

3.1 Magnetização remanente detritica (MRD)

A magnetização remanente detritica (MRD) é adquirida durante as etapas de deposição e litificação de grãos que formam as rochas sedimentares. O modelo clássico que descreve a aquisição de MRD em rochas considera o caso de grãos ferromagnéticos esféricos decantando em um meio viscoso (ar ou água, por exemplo) de viscosidade η (Figura 3.1) [3]. A decantação do grão de momento μ é influenciada

pela presença de um campo $\mathbf{H}$. A equação diferencial que descreve o movimento do grão é:

$$\Omega \left(\frac{d^2\theta}{dt^2} \right) + \beta \left(\frac{d\theta}{dt} \right) + mH \sin \theta = 0. \quad (3.1)$$

O primeiro termo dessa equação está relacionado a resistência imposta pelo fluido à rotação do grão pelo campo $\mathbf{H}$. Ω é o momento de inércia da partícula dado por:

$$\Omega = \frac{\pi d^5 \rho}{60}, \quad (3.2)$$

onde ρ e d são a densidade e o diâmetro, respectivamente, do grão.

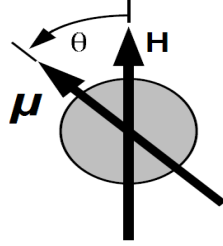


Figura 3.1: Grão esférico com momento $\boldsymbol{\mu}$ em região com campo $\mathbf{H}$, sendo θ o ângulo entre esses dois vetores [3].

O segundo termo está relacionado ao arrasto viscoso causado pelo fluido durante o movimento vertical de decantação. O coeficiente de viscosidade β é definido como

$$\beta = \pi d^3 \eta. \quad (3.3)$$

O último termo da equação está associado ao torque gerado pelo campo $\mathbf{H}$:

$$\boldsymbol{\Gamma} = \mathbf{H} \times \boldsymbol{\mu} = H\mu \sin \theta. \quad (3.4)$$

Uma simplificação comumente adotada é considerar o primeiro termo da equação

como sendo igual a zero. Essa simplificação se justifica pelo fato de que, para a maioria dos minerais magnéticos encontrados em rochas sedimentares, a geometria dos grãos é tal que a variação do ângulo θ durante a decantação é pequena. Nesses regimes, o movimento oscilatório (de precessão) do grão em torno da direção de $\mathbf{H}$ é tal que $\sin \theta \approx \theta$ ¹. Com isso, a equação 3.1 pode ser reescrita como:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{mH\theta}{\pi d^3 \eta}. \quad (3.5)$$

A solução da equação 3.5 descreve a variação do ângulo θ ao longo do tempo, de um valor $\theta_0 = \theta(t = 0)$ até o valor $\theta(t)$. Para $t \rightarrow \infty$, $\theta(t) \rightarrow 0$ e o grão está perfeitamente alinhado com $\mathbf{H}$:

$$\theta(t) = \theta_0 \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \quad (3.6)$$

com $t_0 = \pi d^3 \eta / \mu H$ o tempo característico de alinhamento. Para partículas de geometria esférica, o momento magnético μ é igual a $\pi d^3 M_s / 6$, com M_s a magnetização de saturação interna ao grão. Assim, o tempo t_0 pode ser reescrito como:

$$t_0 = \frac{6\eta}{M_s H}, \quad (3.7)$$

ou seja, independente do diâmetro d da partícula.

Para valores razoáveis de η ($\sim 10^{-3}$ PI para a água) e de campo H ($\sim 50 \mu T$ como o da Terra), o tempo característico definido pela equação acima fornece valores da ordem de 1 segundo mesmo para baixos valores de M_s . Isso significa que essa modelagem prevê um alinhamento quase instantâneo dos grãos. Esse resultado, contudo, não é bem estabelecido por observações experimentais [24].

Além da subestimação do tempo t_0 , outro ponto não incorporado nessa modelagem da aquisição da MRD são as evidências de um realinhamento pós-deposicional. Esse realinhamento, conforme ilustrado na Figura 3.2, ocorre quando o grão entra

¹Como visto no capítulo 1 nas discussões sobre substâncias diamagnéticas, a presença de campos magnéticos provoca a precessão de momentos magnéticos em torno da direção do campo. Esse movimento, análogo ao descrito por um pêndulo cônico, é periódico e apresenta um termo do tipo $\sin \theta$. Para pequenas oscilações, $\sin \theta \sim \theta$.

em contato com a camada de sedimento e, devido ao torque gerado pela ação da gravidade, tende a rotacionar enquanto se deposita. Quando completamente depositado, a inclinação do momento μ não encontra-se perfeitamente alinhada com o campo $\mathbf{H}$, mas sim com um valor de inclinação menor do que o do vetor $\mathbf{H}$. Esse efeito é conhecido como *shallowing* devido ao fato da inclinação dos momentos serem sistematicamente menores do que a inclinação de $\mathbf{H}$. O fator f que ajusta as inclinações do campo (I_H) e do momento (I_μ) é definido como:

$$f = \frac{\tan(I_\mu)}{\tan(I_H)} \quad (3.8)$$

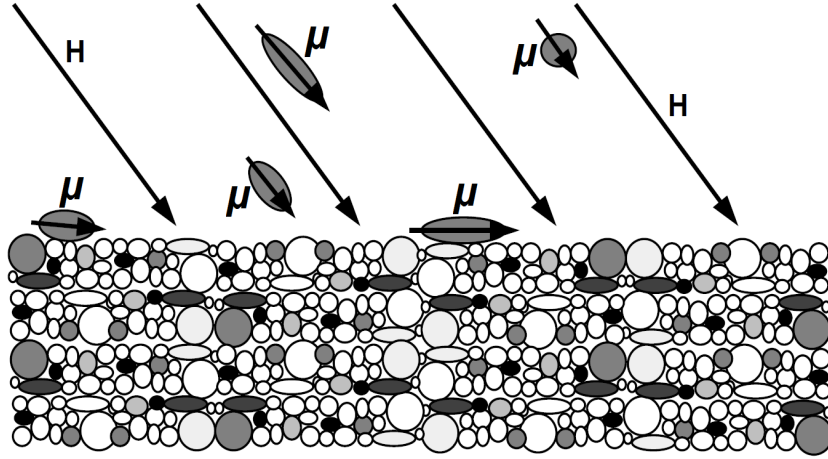


Figura 3.2: Decantação do grão esférico que, ao tocar a superfície, sofre um torque adicional, "deitando" no solo com inclinação geralmente menor do que a do campo $\mathbf{H}$ (efeito de *shallowing*) [3].

3.2 Magnetização remanente térmica (MRT)

A magnetização remanente térmica (MRT) é adquirida por materiais magnéticos quando resfriados a partir de temperaturas superiores à de Curie (T_c) na presença de um campo $\mathbf{H}_0$ [25]. Esse tipo de magnetização é considerada a MRN primária de rochas ígneas e de materiais antrópicos que foram submetidos a aquecimento durante a fabricação (tijolos, cerâmicas). Para campos de baixa intensidade (como é o caso do campo geomagnético), a MRT adquirida é proporcional a $\mathbf{H}_0$ e apresenta forte estabilidade para longos períodos.

A alta estabilidade da MRT é devido ao fato de que essa magnetização é adquirida em altas temperaturas, momento em que a coercividade dos minerais é baixa². Nesses regimes ($T > T_c$) o alinhamento é totalmente prejudicado devido a alta energia térmica disponível, de tal forma que os grãos apresentem comportamento superparamagético. A medida em que ocorre a diminuição da temperatura, tanto a presença do campo $\mathbf{H}_0$ quanto o aumento de H_c passam a ser mais influentes sobre os momentos, de modo que esses passam a se alinhar na direção de $\mathbf{H}_0$ e, devido ao aumento de H_c , fixarem-se nessa configuração. Ao final do processo, quando já não há mais troca de calor e o sistema encontra-se em equilíbrio térmico, os grãos permanecem alinhados por tempos que variam de poucos segundos a milhões de anos [3].

A principal formulação teórica para a aquisição e estabilidade da MRT por materiais magnéticos foi estabelecida por Néel [22]. Néel estudou o caso simplificado de um ensemble de grãos magnéticos DU de geometria esférica (Figura 2.9), cujo formato define como eixo fácil de magnetização a direção do eixo longo do grão. Para grãos desse tipo, o momento μ é dado por $v\mathbf{M}_s$, sendo v o volume do grão e $\mathbf{M}_s$ a magnetização de saturação.

Para esse tipo de sistemas os momentos magnéticos dos grãos podem ocupar apenas dois possíveis estados, paralelo e antiparalelo ao campo. Isso permite com que o problema seja abordado, como feito também na seção 2.16 para os paramagnetos, como sendo um problema de dois níveis de energia. A magnetização de equilíbrio M_{eq} pode ser obtida também via estatística de Boltzmann, considerando agora $M_1 = +M_s$ e $M_2 = -M_s$ como sendo os dois possíveis estados de magnetização. Isso implica que $E_{1,2} = \pm\mu_0vM_sH_0$ (equação 2.9), e M_{eq} é obtida por:

$$M_{eq} = \frac{\sum M_i e^{-E_i/k_B T}}{\sum e^{-E_i/k_B T}} = M_s \tanh \left[\frac{\mu_0 v M_s H_0}{k_B T} \right]. \quad (3.9)$$

A equação acima é um dos resultados importantes da teoria de Néel para a descrição da MRT. Devido ao rápido crescimento da função $\tanh$, o estado M_{eq} é rapidamente alcançado. Vale ressaltar, no entanto, a dependência de M_{eq} tanto no campo H_0 quanto na temperatura T . Alcançado o estado de equilíbrio da magnetização, o sistema assim permanecerá desde que alterações nesses parâmetros não

²Da equação 2.29 H_c não apresenta dependência explícita em T . Mas, como H_c é função de M_s e, das discussões da seção 2.4, M_s decai com o aumento de T (e se extingue em $T = T_c$) (ver Figura 2.6), consequentemente o comportamento de H_c é o mesmo nesses regimes.

ocorram. A alteração desses parâmetros pode acarretar na quebra da estabilidade da MRT representada pelo surgimento de uma componente secundária chamada de magnetização remanente viscosa (MRV). Na próxima seção a discussão acerca da estabilidade da MRT terá continuidade, porém antes serão apresentados alguns aspectos importantes acerca da viscosidade magnética (VM).

3.3 Magnetização remanente viscosa (MRV)

A viscosidade magnética (VM) é o nome dado à mudança isotérmica do vetor magnetização $\mathbf{M}$ ao longo do tempo quando na presença de um campo aplicado $\mathbf{H}$ [25]. Como consequência da viscosidade, amostras magnetizadas podem adquirir uma componente secundária na magnetização quando expostas a um campo externo, formando então o que é chamada de magnetização remanente viscosa (MRV).

As primeiras observações experimentais da viscosidade magnética em amostras de ferro datam do fim do século 19 [26, 27]. Louis Néel, em 1949, foi quem introduziu a ideia da viscosidade como efeito acumulativo de pequenas agitações térmicas às quais o sistema está sujeito, que fornecem a energia necessária para o sistema transitar entre os diversos estados de energia possíveis [22]. Nesse contexto, a VM surge como sendo o resultado da quebra de estabilidade da MRT.

3.3.1 Teoria de Néel (1949)

Como já mencionado, a teoria de Néel (1949) considera o caso simplificado de um sistema de grãos de DU, não interagentes, portadores de anisotropia uniaxial (Figura 2.9) [22]. Para esse tipo de geometria de grão, o campos desmagnetizante $\mathbf{H}_d$ é dada pela equação 2.28. De posse dessa expressão, a auto-energia devido ao campo $\mathbf{H}_d$ pode ser reescrita, com base na definição 2.27, como sendo:

$$E_d = -\frac{1}{2}\mu_0 v(N_b - N_a) \sin^2(\theta) M_s^2. \quad (3.10)$$

A minimização de E_d exige que $\mathbf{M}_s$ aponte na mesma direção de $\mathbf{H}_d$ ($\theta = 0$ ou $\theta = \pi$). Isso reforça a necessidade dos grãos estarem magnetizados sobre o eixo longo, visto que essa é a direção (fácil de magnetização) onde aponta o campo $\mathbf{H}_d$.

A energia total de cada grão, $E(\theta)$, pode ser escrita como sendo a soma de duas parcelas: uma devido atuação do campo magnético externo (E_m , equação 2.9) e outra devido a presença do campo desmagnetizante (E_d , equação 2.27):

$$\begin{aligned} E(\theta) &= \mu_0 v \mathbf{M}_s \cdot \mathbf{H} + \frac{1}{2} \mu_0 v \mathbf{M}_s \cdot \mathbf{H}_d \\ &= \mu_0 v M_s H \cos \theta + \frac{1}{2} \mu_0 v (N_b - N_a) M_s^2 \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (3.11)$$

A presença do campo externo, como já sugerido pela equação 3.9, é fundamental para o estabelecimento do estado de equilíbrio M_{eq} . Se $\mathbf{H}_0 > 0$, o estado com energia $E_1 = -\mu_0 v M_s H_0$ é favorecido energeticamente. Caso $\mathbf{H}_0 < 0$, o estado de energia E_2 passa a representar o valor de mínimo para $E(\theta)$. A Figura 3.3 ilustra o que ocorre, em termos da energia total do grão, devido a presença do campo. A curva tracejada corresponde à situação sem a presença do campo ($\mathbf{H} = 0$), quando apenas a energia associada ao campo $\mathbf{H}_d$ atua sobre o grão. E_d apresenta dois mínimos, $\theta = 0$ e $\theta = \pi$, simétricos com relação ao máximo da curva em $\theta = \pi/2$. Já na presença de campo magnético ($\mathbf{H} > 0$), a distribuição de energia (linha sólida) é alterada de tal que forma que os mínimos de energia não mais são simétricos com relação ao valor de pico E_{max} . Dessa forma, o estado caracterizado por energia E_1 ($E_1 < E_2$) passa a ser favorecido com relação ao estado com energia E_2 .

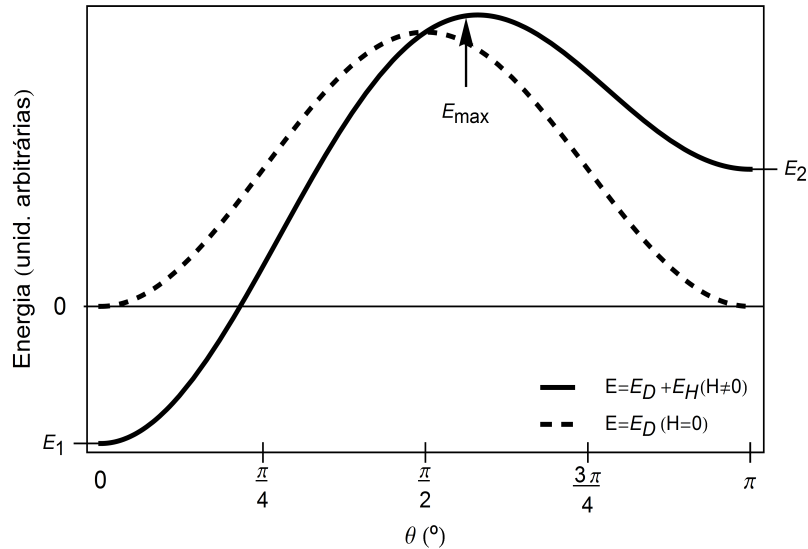


Figura 3.3: Variação da distribuição de energia do sistema para $\mathbf{B}_0=0$ (linha contínua) e $\mathbf{B}_0>0$ (linha tracejada). Adaptado de [7].

O valor de pico E_{max} pode ser obtido diferenciando a equação 3.11 com relação θ

e igualando o resultado a zero. Com isso é possível concluir que E_{max} ocorre quando $\theta = \arccos(-H_0/H_c)$. Transições do estado $1 \rightarrow 2$ requerem um ganho de energia ΔE_{12} tal que:

$$\Delta E_{12} = E_{max} - E(0) = \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_c \left(1 + \frac{H}{H_c}\right)^2, \quad (3.12)$$

enquanto a transição $2 \rightarrow 1$ envolvem uma diminuição da energia de ΔE_{21} :

$$\Delta E_{21} = E_{max} - E(\pi) = \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_c \left(1 - \frac{H}{H_c}\right)^2. \quad (3.13)$$

Do ponto de vista dinâmico, considerando que das $N = n_1 + n_2$ partículas que compõem o sistema, n_2 ocupam inicialmente o estado de energia E_2 enquanto n_1 ocupam o estado E_1 , a migração das partículas do estado (desfavorecido) E_2 para o (favorecido) E_1 pode ser descrita pela seguinte equação diferencial:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_{eq} - N}{\tau}, \quad (3.14)$$

onde τ é o tempo de relaxação, parâmetro que determina a taxa de transição entre os estados 1 e 2 [7].

O parâmetro τ é único para todo o sistema, uma vez que esse é constituído de grãos idênticos. Isso permite resolver a equação diferencial 3.14 por integração direta nas variáveis N e t . O resultado dessa operação é:

$$N(t) = N_{eq} + (N_0 - N_{eq})e^{-t/\tau} \quad (3.15)$$

A equação 3.15 descreve a transição (que, por si só, é a viscosidade magnética) das N partículas do sistema, de um valor inicial N_0 para $t = 0$, até um o valor de equilíbrio N_{eq} quando $t \rightarrow \infty$. Multiplicando ambos os lados da equação 3.15 por $v\mathbf{M}_s$ (unidade de momento magnético), o resultado encontrado representa a evolução da magnetização $\mathbf{M}(t)$ do sistema ao longo do tempo:

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_{\text{eq}} + (\mathbf{M}_0 - \mathbf{M}_{\text{eq}})e^{-t/\tau}. \quad (3.16)$$

O tempo de relaxação τ obedece a seguinte relação:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}} \quad (3.17)$$

e, como já mencionado, define a taxa de transição entre os estados (i.e., τ_{12} a transição do estado do estado E_1 para o estado E_2 , e τ_{21} a transição recíproca). τ_{12} e τ_{21} são obtidos a partir da equação de ativação térmica de Arrhenius [7], considerando as energias de ativação obtidas nas equações 3.12 e 3.13:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{1,2}} &= \frac{1}{\tau_0} \exp\left(\frac{-\Delta E_{1,2}}{k_B T}\right) \\ &= \frac{1}{\tau_0} \exp\left[-\frac{\mu_0 v M_s H_c}{2k_B T} \left(1 \pm \frac{H}{H_c}\right)^2\right]. \end{aligned} \quad (3.18)$$

com $\tau_0 \approx 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ uma constante de reorganização atômica [23].

Para $|\mathbf{H}| > 4k_B T / \mu_0 v M_s$, τ_{12} é desprezível se comparado a τ_{21} para $H > 0$ e o estado com energia E_1 ($\theta = 0$) é favorecido. Para $H < 0$ ocorre o oposto, ou seja, $\tau_{21} \ll \tau_{12}$ e o estado com energia E_2 é favorecido. Para ambos os casos, é válido reescrever a equação 3.18 como segue:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left[-\frac{\mu_0 v M_s H_c}{2k_B T} \left(1 - \frac{|H|}{H_c}\right)^2\right] \quad (3.19)$$

A equação 3.19 estabelece a dependência da viscosidade magnética em parâmetros físicos como campo e temperatura, bem como em propriedades intrínsecas às partículas tais como volume e magnetização de saturação. A definição de exponencial sugere que pequenas mudanças nesses parâmetros refletem em grandes alterações no respectivo τ . Para altas temperaturas (e considerando todos os outros termos da equação 3.19 iguais a 1), $\tau \approx \tau_0$, enquanto para temperaturas ordinárias ($\approx 300\text{K}$) é da ordem de 10^9 segundos. Isso implica que as partículas levarão um

tempo da ordem de 10^9 segundos (≈ 32 anos) para relaxar do estado M_0 para M_{eq} . Quando inseridos os parâmetros v , M_s e H_c factíveis com os valores típicos dos minerais magnéticos, e também considerando um campo $\mathbf{H}_0$ de intensidade próxima a do campo geomagnético, esse parâmetro pode chegar a ordem de bilhões de anos.

Outra importante simplificação proposta por Néel consiste na chamada aproximação de bloqueio. Para tempos muito longos ($t \rightarrow \infty$), a equação 3.16 sugere que M esteja completamente relaxada ($M = M_{eq}$). Nesse regime, os grãos estão considerados como desbloqueados pois como M_{eq} é função do campo aplicado, alterações no campo conseqüentemente alterarão M_{eq} e, assim, os grãos sofrerão realinhamento sempre que $\mathbf{H}_0$ mudar de direção. Já para tempos curtos, $M(t \rightarrow 0) \rightarrow M_0$ e os grãos encontram-se bloqueados no estado inicial, resistindo a possíveis mudanças do campo $\mathbf{H}_0$. A aproximação de bloqueio consiste na suposição de que a transição de (des)bloqueio ocorre quando $t \approx \tau$. Quando inserida na equação 3.19 essa condição implica que:

$$\frac{v(H_c - |H|)^2}{H_c} = \frac{2k_B T}{M_s}(Q' + \ln \tau), \quad (3.20)$$

onde $Q' = \ln \tau_0 \approx 23.0$.

A equação 3.20, que define hipérboles para diferentes valores (v, H_c) de um dado valor de τ , permite representar graficamente a condição de bloqueio de Néel (Figura 3.4): grãos com valores de (v, H_c) à esquerda ou abaixo de uma curva são considerados superparamagnéticos e estão desbloqueados (i.e., relaxam quase que instantaneamente para M_{eq}), enquanto aqueles em que os valores de (v, H_c) estão à direita ou acima da curva estão bloqueados [22].

A Figura 3.4 considera o caso de um sistema mais complexo do que o considerado por Néel. Considera-se um sistema em que os minerais apresentam diferentes tempos de relaxação, que podem ser descritos por uma distribuição $f(\tau)$. Essa distribuição $f(\tau)$ é, essencialmente, decorrente da presença de partículas com diferentes valores de (v, H_c) . Quando em altas temperaturas, H_c apresenta valores baixos, deslocando a distribuição $f(\tau)$ para a esquerda no diagrama de Néel. A medida em que a temperatura diminui (e a coercividade aumenta), a população de grãos é então deslocada a direita do diagrama de Néel. Nesse momento, a maioria dos grãos apresentam valores de (v, H_c) à direita da hipérbole para $\tau = 1$ bilhão de anos e, portanto, encontram-se bloqueados, formando uma MRT que levará um tempo da

ordem de τ para relaxar até um novo estado M_{eq} . A parcela de minerais à esquerda dessa curva são mais susceptíveis a aquisição de componentes secundárias como é o caso da MRV.

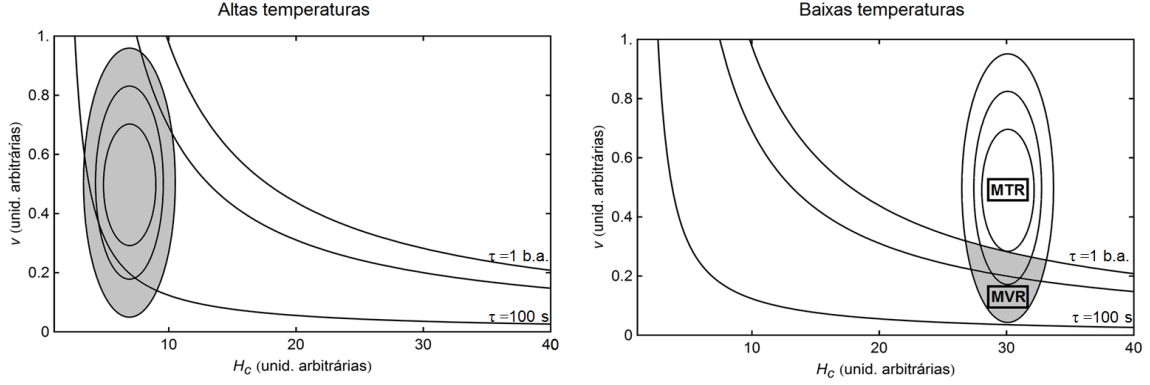


Figura 3.4: a) Diagrama de Néel para uma população $f(\tau)$ do tipo gaussiana. Para altas temperaturas, H_c é pequeno e, assim, a população como um todo migra para a esquerda no diagrama; b) mesma figura, mas agora considerando temperaturas baixas (ordinárias). Nesse regime H_c passa a ser influente, de tal forma que o deslocamento da população à direita do diagrama reflete no bloqueio grande parte dos minerais, formando uma componente primária designada por MRT. A parcela dos minerais que ainda apresentam baixos valores de H_c mesmo para T ordinária são mais suscetíveis a sofrerem remagnetização e, assim, formarem uma componente secundária (e.g., MRV). Adaptado de [3].

A ideia de uma distribuição de tempos de relaxação $f(\tau)$ pode ser incorporada na equação 3.16, na tentativa de reduzir as simplificações da teoria de Néel. Essa medida visa contemplar a natureza complexa do meio geológico, uma vez que, em uma rocha, são encontrados minerais magnéticos de diferentes volumes e coercividades. Considerando que o número de grãos em um ensemble específico deve obedecer a uma lei de distribuição $f(\tau)$ do tipo:

$$N(\tau)d\tau = Nf(\tau)d\tau. \quad (3.21)$$

a aquisição de MRV por uma amostra inicialmente desmagnetizada (i.e., $M_0=0$) exposta por um tempo t_a a um campo $\mathbf{H}$ é:

$$M_{vrm}(t_a, H) = N \int_{\tau} M_{eq}(1 - e^{-t_a/\tau})f(\tau)d\tau \quad (3.22)$$

Conhecidos M_{eq} e $f(\tau)$, a equação 3.22 permite descrever a componente viscosa

neste sistema como função do tempo. O parâmetro geralmente utilizado para avaliar a suscetividade do sistema a adquirir MRV são os chamados coeficiente de viscosidade de aquisição (S_a) e de decaimento (S_d), respectivamente. Esses coeficientes são definidos como sendo:

$$S_{a,d} = \frac{\partial M_{vrm}}{\partial \ln t_{a,d}}. \quad (3.23)$$

Considerando uma distribuição do tipo uniforme em $\ln \tau$ do tipo $f(\tau) = [\tau(\ln \tau_{max} - \ln \tau_{min})]^{-1}$, o cálculos dos coeficientes $S_{a,d}$ resulta em:

$$S_a = \frac{\partial M_{vrm}}{\partial \ln t} = \frac{M_{vrm}(t_a, H)}{\ln(\tau_{max}/t)} = -\frac{\partial M_{vrm}}{\partial \ln t} = -S_d. \quad (3.24)$$

A equação 3.24 mostra que a taxa de aquisição e decaimento da MRV para um sistema com $f(\tau)$ log uniforme em τ são iguais em módulo. Além disso, $S_{a,d}$ são independentes da temperatura do sistema. Na Figura 3.5 estão ilustradas a aquisição e decaimento de MRV baseados na equação 3.22.

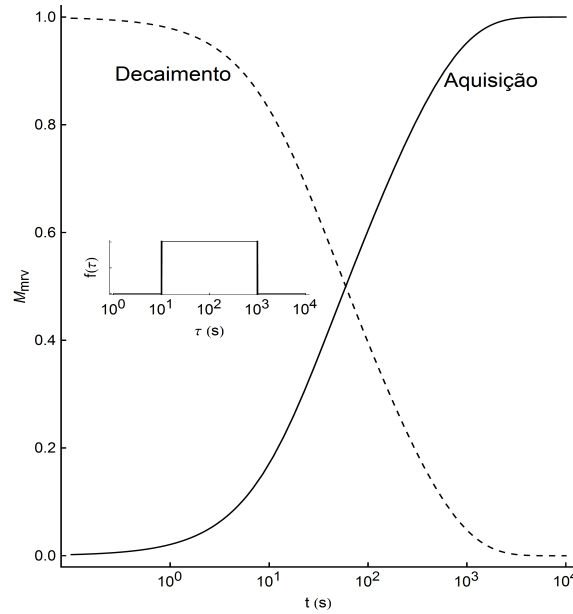


Figura 3.5: a) Curvas de aquisição e decaimento da MVR para o caso de uma distribuição $f(\tau)$ uniforme em $\ln t$ obtidas pela equação 3.22. Adaptado de [28].

3.3.2 Nomogramas T - τ de Pullaiah *et al.*

Pullaiah *et al.* utilizaram da já estabelecida teoria de Néel [22] para propor as curvas $T - \tau$, que representavam hipérboles de equivalência entre valores de temperatura (T) e tempo de relaxação (τ) [29]. Em situações de campo aplicado nulo, a definição de τ (equação 3.18) pode ser reescrita como:

$$\tau(T) = \tau_0 \exp \left(\frac{\mu_0 v M_s H_k}{2k_B T} \right). \quad (3.25)$$

Como essa equação pressupõe um sistema homogêneo, composto apenas por grãos de DU idênticos, a razão $v/2k_B$ é constante. Com isso é possível rescrever a equação 3.26, tirando o $\ln$ de ambos os lados, como

$$\frac{v}{2k_B} = \text{constante} = \frac{T \ln(\tau(T)/\tau_0)}{\mu_0 M_s H_k}. \quad (3.26)$$

A equação 3.26 estabelece que para um ensemble mantido a temperatura T_1 e com tempo de relaxação τ_1 , quando exposto a uma temperatura T_2 , o tempo de relaxação τ_2 será tal que a igualdade acima seja satisfeita. Matematicamente:

$$\frac{T_1 \ln(\tau_1(T_1)/\tau_0)}{\mu_0 M_s H_k} = \frac{T_2 \ln(\tau_2(T_2)/\tau_0)}{\mu_0 M_s H_k}. \quad (3.27)$$

O conhecimento da forma de H_k permite, portanto, estabelecer curvas (τ, T) sobre as quais a equação 3.26 é satisfeita. À luz da teoria de Néel, as partículas à esquerda de uma curva está desbloqueada e, quando à direita, bloqueada. Assim, os nomogramas permitem, uma vez determinada a temperatura de bloqueio/desbloqueio T_B de um dado ensemble, uma estimativa do tempo de relaxação (e, conseqüentemente, da taxa de aquisição de VM) permite novamente estabelecer uma idade para a viscosidade adquirida³. A Figura 3.6 ilustra o nomograma construído para um sistema contendo magnetita de DU, para o qual $H_k \sim M_s^2$.

³Para aquisições de MRV a temperaturas elevadas, a componente passa a ser mencionada como magnetização termo-viscosa remanente (MTVR)

3.3.3 Teoria de Walton (1980)

Nessa teoria considera-se o caso de um sistema mais complexo do que o adotado por Néel. Partindo da equação 3.15, considera-se um sistema composto por grãos de DU de diferentes valores de volume v e constante anisotrópica K ⁴. Definindo $W_v(K)$ como sendo a probabilidade de um grão de volume v apresentar constante K entre K e $K + dK$, e $N(V)$ a probabilidade do grão possuir volume entre v e $v + dv$, a equação 3.16 pode ser reescrita como 3.28:

$$M(t) = M_{eq} + N \int \int W_v(K) v M_s(n_0 - n_{eq}) \exp \left[-ct \exp \left(\frac{-Kv}{K_B T} \right) \right] N(V) dV dK \quad (3.28)$$

A equação 3.28 não é trivial e, sem suposições acerca das formas das distribuições $N(V)$ e $W_v(K)$, é impossível de ser resolvida analiticamente. A simplificação imposta pelo autor foi considerar que a variação dos volumes dos grãos é muito maior do que a variação dos valores da constante K . Assim, a partir da diferenciação da equação 3.28, assumindo que a integração em dK possa ser substituída por um valor médio $\bar{K}$ e que a integração em dv seja resolvida via método de sela para $v_B = K_B T / \bar{K} \ln(t/\tau_0)$, o resultado obtido é:

$$tM'(t) = \frac{(2\pi)^{1/2}}{e} (n_0 - n_{eq}) N(v_B) \left(\frac{k_B T}{\bar{K}} \right)^2 \ln \left(\frac{t}{\tau_0} \right) M_s. \quad (3.29)$$

O lado esquerdo da equação 3.29 define o coeficiente de viscosidade S , introduzido na seção anterior:

$$S = \frac{\partial M}{\partial \ln t} = tM'(t). \quad (3.30)$$

Considerando o caso de um sistema inicialmente desmagnetizado (i.e., $n_0 = 0$), e que a distribuição $N(V)$ ser representada por uma lei de potência do tipo Av^r , tem-se que:

⁴A constante anisotrópica está relacionada com a coercividade do grão da seguinte forma: $K = -\mu_0 H_c M_s$.

$$tM'(t) = \beta H \left(\frac{k_B T \ln ct}{M_s^2} \right)^{2+r}, \quad (3.31)$$

que, quando integrado em t , resulta na equação de evolução tempo da magnetização:

$$M(t) = \frac{\beta H}{3+r} \left(\frac{k_B T}{M_s^2} \right)^{3+r} (\ln ct)^{3+r}. \quad (3.32)$$

A partir dessa equação é possível definir relações de igualdade semelhantes a equação [3.27](#):

$$\left(\frac{T_1 M_s^2(T_2)}{T_2 M_s^2(T_1)} \right)^{2+r} = \left(\frac{\ln ct_1}{\ln ct_2} \right)^{3+r}. \quad (3.33)$$

que foram utilizadas [\[31\]](#) para a elaboração de nomogramas semelhantes ao de Pullaiah et al. [\[29\]](#) (Figura [3.6](#)).

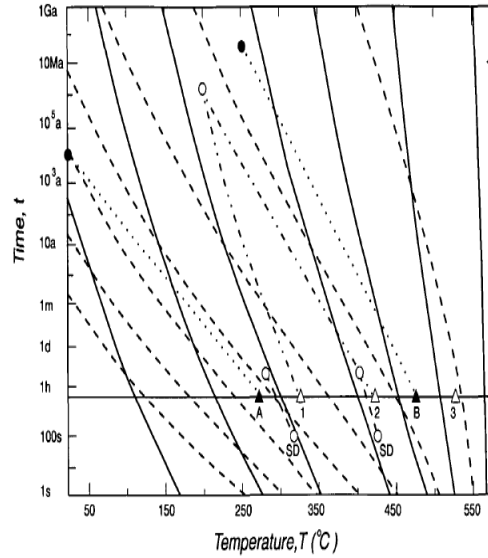


Figura 3.6: Nomogramas de curvas T- τ . A linha sólida representa as curvas de Pullaiah et. al. [\[29\]](#) enquanto as linhas tracejadas correspondem ao resultado obtido por Middletonem & Shimidt [\[31\]](#) a partir da teoria de Walton [\[30\]](#). As curvas A, B e C são resultados experimentais obtidos por [\[32\]](#), mostrando as divergências entre as previsões teóricas e observações experimentais.

Essa teoria foi utilizada em para ajustar os comportamentos de aquisição e decaimento de MRV obtidos experimentalmente [\[33\]](#), [\[34\]](#). Para o ajuste numérico via equação [3.33](#) o autor utilizou uma distribuição N(V) do tipo log gaussiana, determi-

nada também experimentalmente por microscopia eletrônica. Esse resultado reforça a importância do conhecimento de $N(V)$ para a descrição apurada da viscosidade no sistema.

3.3.4 Estudos experimentais da MRV

Os primeiros trabalhos focados no processo de aquisição de MRV em rochas tinham como principal alvo a determinação do coeficiente S [23]. Entre os trabalhos pioneiros era comum avaliar a dependência temporal da MRV tendo como principal equação a relação linear com $\ln t$, $\Delta M = S \ln t$ [28, 35, 36, 37].

Dunlop [28] avaliou a validade da teoria de Néel [22] ao estudar a VM em amostras de rochas lunares e terrestres. A teoria prescreveu corretamente a aquisição e decaimento proporcional a $\ln t$ para grãos em que a distribuição $f(\tau)$ é uniforme em $\ln t$. Bolshakov [38] interpretou uma série de experimentos de MRV como sendo predominantemente devido a presença de minerais de DU, concordando com o que sugere a teoria de Néel, mas que grãos de DM também contribuíam para a aquisição de MRV.

A partir dos nomogramas T - τ propostos por Pullaiah et al. [29], o tratamento térmico para desmagnetização das amostras e definição da temperatura de bloqueio/desbloqueio T_B passou a ser predominante. Neste estudo, aquisições de MRV para longos períodos foram avaliadas para temperaturas de 200, 300 e 400 °C. As amostras eram mantidas em salas não-blindadas, de modo que a MRV induzida era devido a atuação do campo magnético terrestre. Algumas discordâncias entre os resultados medidos e os esperados pelas curvas $T - \tau$ foram detectados, como por exemplo a medição de valores de T_B da ordem de 550 °C, enquanto as curvas modeladas prevêm um valor máximo de 450 °C para T_B . A presença de minerais de DM e PMD foi pontuada como sendo a principal causa das divergências entre experimento e teoria.

Lowrie & Kent [39] avaliaram aquisição e decaimento de MRV em basaltos oceânicos de baixa coercividade ($H_c < 10mT$). Foram observados dependências não lineares com $\ln t$ da MRV, mas que foram interpretadas como aquisições lineares de MRV em estágios diferentes.

Tivey & Jonhons [39] fizeram experimentos de aquisição e decaimento de MRV em amostras de magnetita de DU e DM, que evidenciaram a dependência do coefici-

ente de viscosidade no tamanho do grão. Altos valores de S para foram encontrados para *i*) grãos muito pequenos, limiar DU-SP e *ii*) grãos de DM muito grandes.

Com o advento da teoria de um ensemble de grãos SD de Walton [30] diversos estudos buscaram comparar as previsões teóricas entre esse modelo e o clássico de Néel [22] com as observações experimentais. Dunlop [34] conduziu uma série de experimentos de VM para amostras de magnetita de vários tamanhos (DU, DM e PDU). O experimento foi feito em duas etapas: *i*) exposição das amostras inicialmente desmagnetizadas a um campo aplicado, com medidas de VM em intervalos de 5 segundos a 20 minutos; e *ii*) ao final do processo de aquisição, foi medido o decaimento da MRV, também em intervalos de até 20 minutos. Todo esse processo foi feito para várias temperaturas entre 9 °C e 550 °C. As principais observações foram:

i) a taxa de aquisição da VM é maior para o processo de aquisição do que para o de decaimento da MRV, diferentemente do que a teoria de Néel [22] estabelece;

ii) o coeficiente de viscosidade é dependente da temperatura, tal como mostra a teoria de Walton [30], embora não de maneira linear;

iii) tanto a aquisição quanto o decaimento da VM não seguem uma relação linear com $\ln t$, mas sim uma relação quadrática em $\ln t$ dada por $a(\ln t)^2 + b(\ln t)$.

iv) enquanto a teoria de Néel [22] prediz uma única temperatura de bloqueio, os grãos MD podem mostrar diversos valores para T_B .

Walton [33] reanalisou os dados de aquisição de VM e decaimento da VRM de Dunlop [34] e ajustou corretamente as curvas a partir da integração numérica da equação 3.33. Como já mencionado, para a integração foi utilizada a distribuição de tamanho de grãos medida experimentalmente por microscopia eletrônica.

Yu & Tauxe [25] estudaram a dependência da aquisição de MRV no tamanho de grãos, estado inicial e estrutura de domínios em amostras naturais e artificiais de magnetita. Os resultados reafirmaram as previsões de comportamento não-linear com $\ln t$ de aquisição da MRV, e também mostram a tendência de grãos de DM e DU em adquirem MRV mais eficientemente do que os grãos de PDU. Os dados de Lowrie & Kent [39], primeiramente interpretados como aquisições lineares de MRV em estágios distintos, foram reinterpretados por Yu & Tauxe [25] como sendo o comportamento esperado para a aquisição de MRV para uma distribuição $f(\tau)$ log-gaussiana.

3.3.5 Aplicações da MRV como método de datação

Rimbert [35] foi pioneira em estudos sobre a magnetização remanente anistérica⁵ (MRA) ao demonstrar as propriedades similares entre MRA e MRT, indicando a possibilidade da MRA ser utilizada como *proxy* para estudos da MRT e, assim, evitando ciclos de aquecimento e possíveis alterações de ordem mineralógica. Nesse trabalho a autora também discutiu a eficácia da desmagnetização por CMA para apagar componentes secundárias da MNR. Determinados os valores de pico H_{AF} necessários para completamente desmagnetizar as componentes viscosas nas amostras estudadas, a autora avaliou a dependência desse parâmetro como função do tempo de exposição das amostras para aquisição de MRV. Nos dados de Rimbert [35] as relações H_{AF} vs. t para diversos valores de campo são ajustadas por equações lineares em $\ln t$. Essa observação, que está de acordo com o que é previsto na teoria de Néel [40] para a evolução da VM em sistemas de grãos DM, tem algumas implicações do ponto de vista prático: a exposição das amostras por um tempo t induz o surgimento da componente viscosa, que por sua vez é totalmente apagada quando aplicado um campo magnético alternado cujo valor de pico é H_{AF} ; assim, conhecida (previamente) a relação $H_{AF} \propto t$, uma vez determinado experimentalmente H_{AF} é possível, portanto, estimar o tempo t necessário para a indução da MRV apagada.

Essa relação entre H_{AF} e tempo de aquisição de MRV foi explorada por Heller & Markert [9] para determinar a idade da muralha de Adriano, no norte da Inglaterra, construído pelos Romanos por volta dos anos 100 D.C. A ideia por de trás dessa tentativa consiste em considerar que, em construções desse tipo e dessa idade, os materiais utilizados foram retirados de afloramentos rochosos. O deslocamento das rochas para o local de construção da muralha é um mecanismo que, muito provavelmente, representou uma rotação do vetor magnetização daquela amostra (anteriormente paralela ao campo geomagnético quando ainda no afloramento). Essa alteração é, como visto até o momento, necessária para que inicie-se a formação de uma componente viscosa nas amostras utilizadas na construção da muralha. A "idade" da VRM dessas amostras, portanto, corresponde ao tempo t transcorrido desde que o artefato foi extraído do afloramento. Esse valor representa a idade

⁵A MRA será discutida formalmente no próximo capítulo na seção 4.3. A título de contextualização, a MRA consiste em uma magnetização artificial adquirida por materiais magnéticos submetidos a dois campos sobrepostos: um contínuo e outro alternado, com valor de pico decrescente no tempo.

aproximada da construção do monumento.

Baseados na teoria de Néel [40] para grãos de DM, os autores utilizaram a seguinte equação

$$H_{AF} - H_0 = S \ln \left(\frac{t}{\tau_0} \right) \quad (3.34)$$

para o estabelecimento da idade da muralha de Adriano. Nessa equação, H_{AF} corresponde ao valor de pico de CMA que apagou a MRV, e H_0 o campo indutor da MRV (*i.e.*, o campo geomagnético). Como H_0 ($\approx 50 \mu\text{T}$) é conhecido e H_{AF} é determinado experimentalmente, a datação da MRV exige apenas determinar os parâmetros S e τ_0 . A multiplicação da equação 3.34 pela susceptibilidade χ_{irr} ⁶ fornece a variação da magnetização do sistema:

$$M(t) = M(0) + \chi_{irr} S \ln \left(\frac{t}{\tau_0} \right). \quad (3.35)$$

Considerando S como sendo independente do tempo (o que nem sempre é válido [41]), a diferenciação da equação 3.35 com respeito a $\ln t$ permite concluir que $dM/d \ln t = \chi_{irr} S$. Assim, o cálculo de $\chi_{irr} S$ pode ser obtido a partir do coeficiente angular das curvas de aquisição de MRV para diferentes campos. Uma vez definido esse parâmetro, a equação 3.35 pode ser novamente resolvida, agora para determinar o parâmetro τ_0 .

Para as três amostras retiradas da muralha foram estimadas idades de 1600, 1800 e 2400 anos. Além disso, uma outra amostra foi retirada de um afloramento próximo à região da muralha, e a MRV dessa amostra foi datada em 818 000 anos. As três primeiras idades representam boas estimativas da real data de construção do muro (início em 122 e término em 126 D.C.), enquanto a terceira também representa uma boa estimativa da última inversão dos pólos geomagnéticos (inversão Brunhes-Matuyama), ocorrida em torno de 781 000 anos atrás [42]. Apesar da imposição de algumas simplificações, as previsões de Heller & Markert [9] indicaram a razoabilidade de se datar artefatos arqueológicos com base na viscosidade adquirida.

⁶A magnetização de um sistema pode alterar-se de maneira reversível e irreversível. Na teoria de Néel (1955) para grão de DM, a viscosidade magnética consiste na transição irreversível entre valores de equilíbrio até que seja alcançado o estado final. A transição entre cada estado é irreversível e, por isso, a susceptibilidade recebe o subíndice na equação 3.35

Como já mencionado, as curvas $T - \tau$ de Pullaiah et al. [29] incentivaram, de certa maneira, a adoção de métodos térmicos para o estudo da VM. Middleton & Schmidt [31] criaram nomogramas semelhantes aos de Pullaiah et al. [29], mas considerando como ponto de partida a equação 3.33 para a teoria da aquisição de VRM de Walton [30]. Eles amostraram rochas de dois corpos rochosos, que registraram o mesmo evento de aquecimento por um intervalo de tempo prolongado (adquirindo uma magnetização remanente termo-viscosa (MRTV)). A partir da desmagnetização térmica e conhecidas as mineralogias magnéticas das amostras como sendo basicamente magnetita e hematita, os autores resolveram a equação 3.33 para cada mineral. Embora as incertezas calculadas sejam altas, as estimativas de temperatura (200 a 300 °C) e tempo (da ordem de milhões de anos) foram razoáveis e concordavam com a determinação desses fatores por outros métodos investigativos. Um ponto duvidoso nessa análise consiste no fato de que a equação 3.33 é deduzida para o processo de aquisição, e não de decaimento da MRV, o que possivelmente mudaria a forma das linhas no nomograma.

Smith & Verosub [43] testaram as metodologias de datação de Pullaiah et al. [29] e Middleton e Schmidt [43] a partir da desmagnetização térmica de amostras de um deslizamento de Terra próximo ao Rio Columbia, que haviam sido previamente datadas por radiocarbono. As amostras eram mantidas por 30 minutos em cada valor de temperatura, e antes do aumento de T a magnetização resultante era medida. Medidas de histerese indicaram magnetita de DU como principal mineral magnético, favorecendo o uso da abordagem de Pullaiah et al. A temperatura ambiente de onde foi feita a amostragem foi estimada entre 0 a 40 °C, e forneceram uma estimativa razoável da idade do deslizamento (~ 800 anos).

Borradaile [10] investigou amostra de alvenaria de calcário de diversos locais históricos cuja idade fosse bem definida (6 a 1700 anos). A mineralogia magnética era basicamente constituída de magnetita de DU e PDU. Foi detectada uma distribuição de temperatura de desbloqueio muito maior do que previsto por Pullaiah et al. [29] ou Middleton & Schmidt [43], indicando que a teoria do SD não descreve bem o comportamento dos grãos PDU. No entanto, foram estabelecidas relações empíricas do tipo:

$$t = m(T_B)^b, \quad (3.36)$$

onde m e b são constantes para um determinado tipo de rocha. Essa relação foi usada calibrar a taxa de aquisição do MRV a partir do uso de artefatos arqueológicos de idade conhecida.

Sato *et al.* [11] usaram uma combinação de aquecimento térmico progressivo e medições em temperatura ambiente para datar pedaços rochosos, que abrigam corais nos dias de hoje, deslocados por tsunamis. Os blocos foram previamente datados por radiocarbono de modo a estabelecer um comparativo para idade da MRV estimada. Para um dos blocos a idade definida por radiocarbono foi de 243 anos, enquanto a MRV adquirida foi datada em aproximadamente 300 anos. A estimativa da MRV está de acordo com a medida feita por radiocarbono e também com o relato histórico do tsunami do grande tsunami de Meiwa, em 1771. Já o segundo bloco teve a MRV datada em 14000 anos, o que contraria a idade dos corais dos corais de 600 anos. Sato *et al.* [11] argumentam que a precisão dos dados do segundo bloco foi limitada por *i*) a resolução no processo de desmagnetização ser apenas de 5 °C entre cada passo e, também, devido a *ii*) condução desigual da temperatura interna nas amostras durante o aquecimento e *iii*) contribuições do PSD e MD.

Berndt & Muxworthy [12] propuseram uma metodologia de datação via MRV baseada na desmagnetização térmica contínua das amostras. Essa abordagem, diferentemente dos métodos de desmagnetização passo a passo, permite uma melhor caracterização das componentes ao longo da desmagnetização. As datações via MRV foram feitas em amostras coletadas de pedaços rochosos que deslizaram após eventos geológicos cataclísticos como tsunamis, inundações glaciais e deslizamentos de terra, na porção sul da Islândia. Os autores deduziram idades de 72 (entre 11 e 360 anos) e 290 (entre 80 e 2300) anos para as últimas inundações. Comparadas às idades já conhecidas de 155 e 288 anos, respectivamente, a datação via MRV se mostrou útil para estimação do tempo transcorrido desde a ocorrência dos eventos. Contudo, o amplo intervalo de incerteza dos resultados representa a baixa acurácia na determinação da idade correta.

4 Materiais e métodos

Neste capítulo serão apresentados o protocolo experimental adotado no presente estudo, bem como as formas de amostragem e de representação e análise dos dados. Mas, antes de apresentar formalmente toda a metodologia utilizada, será feita uma discussão sobre os procedimentos de desmagnetização progressiva. Essa discussão tem por objetivo realçar a importância desse procedimento para a caracterização das componentes de magnetização de uma amostra, além de justificar a adoção, neste estudo, pela desmagnetização por campos magnéticos alternados.

4.1 Desmagnetização progressiva

Do ponto de vista prático, estudos que envolvam a caracterização de diferentes componentes da magnetização das rochas seguem uma metodologia já bem estabelecida [3]. Essa metodologia envolve a desmagnetização gradual das amostras, associadas a medidas de intensidade a cada passo de desmagnetização.

As etapas de desmagnetização podem ser realizadas a partir de abordagens diferentes, todas diretamente relacionadas com a ativação/desativação de diferentes τ (da teoria de Néel, seção 3.3.1) em uma amostra. As abordagens predominantemente utilizadas em estudos de paleomagnetismo e magnetismo de rochas são por campos magnéticos alternados (CMA) e por tratamento térmico.

A desmagnetização térmica consiste na exposição das amostras a temperaturas progressivamente elevadas, associadas a medidas de intensidade durante cada etapa. Baseado na teoria de Néel, essa abordagem visa o desbloqueio progressivo dos minerais a medida em que a temperatura aumenta. Dessa forma, os minerais que contribuem para a composição de uma componente secundária e que, geralmente, apresentam uma temperatura de bloqueio menor, serão desbloqueados para meno-

res valores de T . Já os minerais mais resistentes e que, em tese, são responsáveis por comporem a componente primária, tendem a apresentar maiores valores de T_B , exigindo maiores temperaturas para sofrer o desbloqueio.

A desmagnetização por CMA é outra estratégia usual em estudos dessa natureza, que envolve a exposição das amostras a CMA com valores de pico progressivamente aumentados. Da definição de τ (equação 3.19), a coercividade H_c é outro fator importante no fenômeno da viscosidade magnética. De modo geral, os minerais que apresentam baixa coercividade são denominados macios (*soft*), enquanto minerais de alta coercividade são ditos duros (*hard*) [16]. Elevados valores de H_c aumentam o respectivo τ , de modo que os minerais ditos duros são os menos suscetíveis a sofrerem remagnetização. Consequentemente, minerais doces apresentam maior disposição a serem remagnetizados e passam a contribuir para a formação de uma componente secundária (e.g., MRV). Com base nisso, o processo de demagnetização por CMA busca, a medida em que os valores de pico são progressivamente aumentados, desbloquear os minerais (dos mais doces aos mais duros) atuando agora sobre a coercividade.

A cada passo de desmagnetização, independentemente da metodologia utilizada, é fundamental que sejam efetuadas medidas de intensidade. Essas medidas são importantes pois permitem avaliar, depois de representados graficamente os dados, as mudanças do sinal magnético da amostra durante cada etapa de desmagnetização.

Embora adequado para a desmagnetização de amostras de alta coercividade [1], o tratamento térmico pode induzir mudanças de ordem mineralógica nas amostras [17]. Isso significa que, a elevados valores de temperatura, novos minerais magnéticos podem ser formados, alterando de maneira fundamental a natureza da amostra estudada. Essas transformações podem ser identificadas, por exemplo, a partir de medidas da susceptibilidade magnética durante cada etapa de desmagnetização [17]. Alterações bruscas de χ (equação 2.3) são geralmente um indicativo de formação de novos minerais.

Baseado nessas ideias, o presente estudo adotou como metodologia de desmagnetização a utilização de CMA. A principal justificativa da escolha dessa abordagem consiste em justamente evitar a formação de novos minerais nas amostras, garan-

¹Minerais como a hematita e goethita apresentam H_c da ordem de 1 T [17]. A desmagnetização por CMA envolve ciclos de aplicação de campos com valores de pico cada vez mais elevados, geralmente encerrados com um campo de 100 mT. Portanto, do ponto de vista prático, a desmagnetização por CMA não é efetiva para amostras contendo minerais desse tipo. Para esses casos, a abordagem térmica é indispensável

tindo, portanto, a conservação das propriedades magnéticas em todas as etapas do estudo. Logicamente, essa abordagem só pôde ser utilizada pois as amostras estudadas responderam de maneira positiva (ou seja, foram completamente desmagnetizadas) aos CMA nas etapas de seleção.

Encerrada essa discussão inicial acerca dos processos de desmagnetização e da justificativa da adoção, neste estudo, dos métodos por CMA, a seguir serão apresentadas as formas de amostragem e o protocolo experimental, bem como os equipamentos utilizados em cada etapa.

4.2 Amostragem

Para a realização deste estudo foram utilizadas oito amostras de diferentes litotipos (figura 4.2), conforme indicado na tabela 4.1. As amostras apresentam três origens diferentes: uma parte é oriunda da litoteca do Laboratório de Paleomagnetismo (UNESPMag) da Unesp/Rio Claro, enquanto uma outra parcela foi coletada de rochas disponíveis na litoteca do Departamento de Geologia da mesma instituição. Há ainda uma terceira parcela de amostras que foram coletadas em trabalho de campo.

Tabela 4.1: Nome, litotipo/ tipo de rocha e local de origem das amostras utilizadas neste estudo.

Amostra	Litotipo/ Tipo de rocha	Origem
SG01	Diabásio/ Magmática	Rod. Bandeirantes
SG03	Diabásio/ Magmática	Rod. Bandeirantes
CO01	Argilito/ Sedimentar	Rod. Bandeirantes
AS02	Calcário/ Sedimentar	Pedreira
CC17	Siltito/ Sedimentar	UNESPMag
ZC2	Siltito/ Sedimentar	UNESPMag
D1	Metamórfica	Litoteca
L1	Metamórfica	Litoteca

O trabalho de campo foi realizado nas proximidades da cidade de Rio Claro/SP, com amostras extraídas de diferentes localidades. Às margens da rodovia dos Bandeirantes (SP-348), nas proximidades do município de Cordeirópolis (ponto B da figura 4.1), foram extraídas amostras de rochas magmáticas (SG01 e SG03) e também de rocha sedimentare (CO01), enquanto a amostra metamórfica AS02 (sedimentar) foi coletada em uma pedreira localizada no bairro da Assistência no município de Rio Claro/SP (ponto A na figura 4.1).

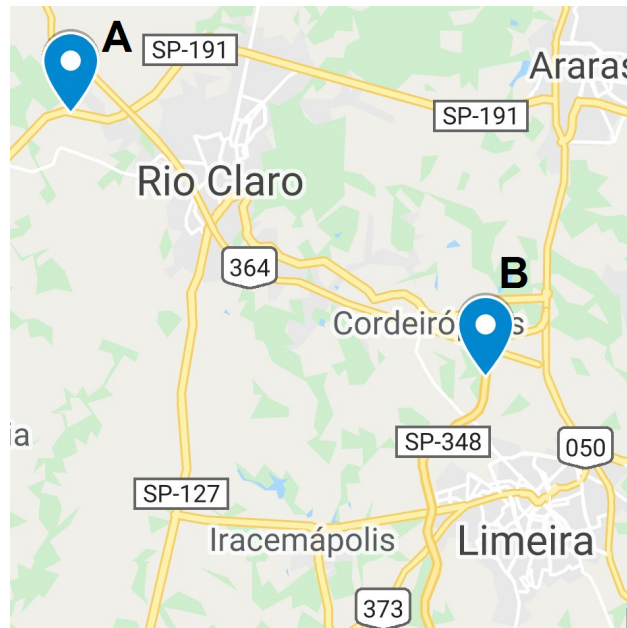


Figura 4.1: Mapa ilustrando os pontos de extração de parte das amostras estudadas. O ponto A corresponde à pedreira no bairro da Assistência, enquanto o ponto B representa a localização dos afloramentos basálticos de onde foram extraídas as amostras. Mapa feito no aplicativo *Google MyMaps*.



Figura 4.2: Amostras utilizadas no presente estudo (acervo próprio).

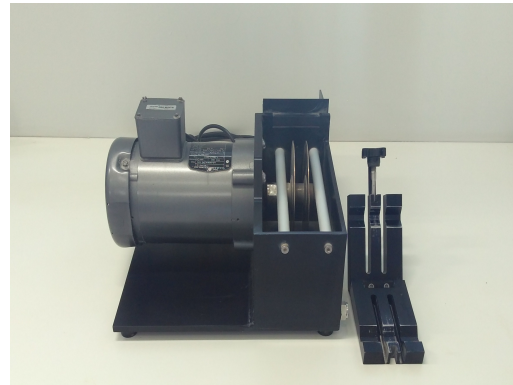
Para a extração das amostras foi utilizada uma furadeira da marca Makita, modelo Pomeroy DE-T3, feita de material diamagnético e ponta diamantada (figura 4.4a). O equipamento é utilizado para perfurar rochas e extrair os testemunhos cilíndricos de onde são cortadas as amostras. A partir dos testemunhos as amostras são cortadas, com o auxílio de uma serra dupla diamagnética da marca ASC Scientific (figura 4.4b), também em formatos cilíndricos (30 mm × 20 mm). Esse formato é o padrão para os compartimentos onde são colocadas as amostras para medidas de intensidade e desmagnetização nos magnetômetros e desmagnetizador, respectivamente.



Figura 4.3: Litoteca do departamento de Geologia (Unesp/Rio Claro) (acervo próprio).



(a) Furadeira.



(b) Serra dupla.

Figura 4.4: Instrumentos utilizados para extração e preparação das amostras coletadas em trabalho de campo e na litoteca do departamentod de Geologia (acervo próprio).

4.3 Procedimento experimental

O procedimento experimental adotado neste trabalho é descrito a seguir:

I - Total desmagnetização inicial das amostras: Essa etapa tem o objetivo de apagar quaisquer componentes de magnetização que por ventura existissem nas amostras selecionadas. Para isso as amostras foram sujeitas a CMA com valores de pico (H_{AF}) de 100 mT. Os equipamentos utilizados nessa etapa foram o desmagnetizador LDA-5 da marca Agico, (figura 4.5) e também o desmagnetizador da 2G-Enterprises acoplado ao magnetômetro criogênico *Squid* (*Superconducting Quantum Interference Device*) (figura 4.6). O LDA-5 desmagnetiza uma amostra por vez executando duas funções simultaneamente: a aplicação de CMA decrescente no tempo

(figura 4.7a), e a rotação constante da amostra nos três eixos. Isso garante que o processo de desmagnetização seja igual para as três componentes. Já o desmagnetizador 2G-Enterprises apresenta um sistema de três bobinas orientadas nos eixos x , y e z , que permitem a desmagnetização uniforme (i.e., igual nas três componentes) da amostra.



Figura 4.5: LDA-5 da Agico [44].



Figura 4.6: Sistema 2G-Enterprises com desmagnetizados AF e magnetômetro criogenico (acervo próprio).

II - Determinação do estado inicial: Essa etapa tem por objetivo a determinação de um estado inicial de magnetização (que será designado por MRA^0) nas amostras inicialmente desmagnetizadas. A aplicação de dois campos sobrepostos, um alterado e com valor de pico inicial de 100 mT decrescente no tempo, e outro contínuo (CC) de 0.05 mT (figura 4.7b), induz nas amostras uma magnetização artificial denominado magnetização remanente anisterética (MRA), adquirida na mesma direção do campo contínuo. Para isso foram utilizadas as funções de indução de MRA dos

equipamentos LDA-5 e magnetômetro *Squid*. A MRA foi induzida ao longo do eixo cilíndrico das amostras, definido neste trabalho como sendo o eixo z . O resultado da indução da MRA é a componente inicial MRA^0 . A etapa seguinte consistiu na caracterização desse estado inicial, que consiste na determinação completa do vetor MRA^0 (i.e., intensidade, declinação e inclinação). Para isso foram utilizados os magnetômetros *spinner* JR-6, da marca Agico, e o magnetômetro *Squid*.

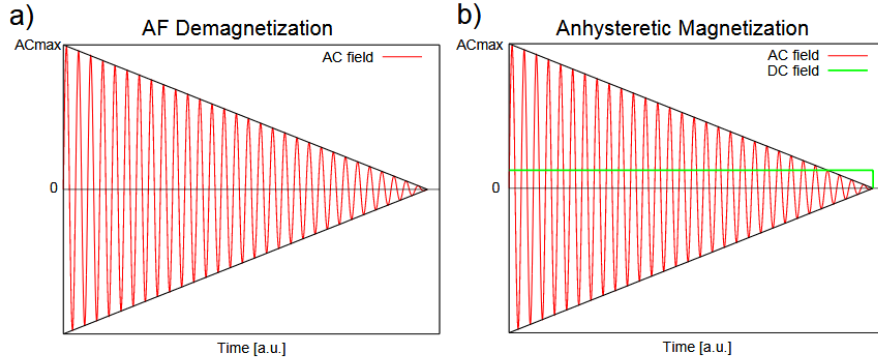


Figura 4.7: a) Comportamento do CMA durante o processo de desmagnetização e b) associação de CMA decrescente no tempo com CC para indução de MRA [44].



Figura 4.8: Magnetômetro *Spinner* da Agico [44].

III - Exposição a campos magnéticos contínuos: Essa etapa teve por objetivo a indução de MRV nas amostras a partir da exposição a campos magnéticos contínuos não-paralelos a MRA^0 . Para isso, as amostras foram alocadas em barcas diamagnéticas (Figura 4.9) e então inseridas no interior do solenoide longo (~ 1.70 m) de um forno desmagnetizador desativado (figura 4.10). O solenoide foi ligado a uma fonte de corrente contínua da marca B & K Precision, (figura 4.11) gerando então um campo magnético contínuo em seu interior na direção do eixo. Os campos foram medidos com uma sonda *fluxgate* da marca Applied Physics (figura 4.12).



Figura 4.9: Barca diamagnética onde foram alocadas as amostras para o experimento. O conjunto barca e amostras foi inserido no interior do solenoide para dar início ao processo de indução de MRV (acervo próprio).

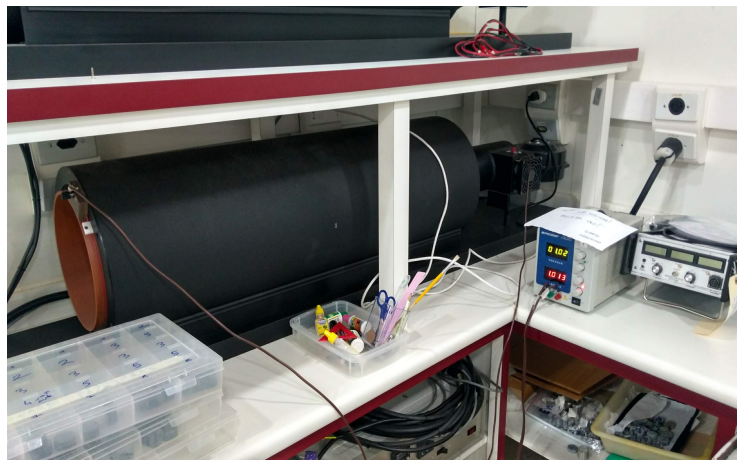


Figura 4.10: Forno desmagnetizador (desativado) utilizado no experimento. O solenóide gerador do campo se encontra no interior do forno (acervo próprio).



Figura 4.11: Fonte de corrente contínua da marca B & K Precision (acervo próprio).

A barca com as amostras foi então alocada no interior do solenoide, o mais próximas da região central do equipamento o possível para evitar efeitos de borda. As amostras foram posicionadas na barca de tal forma que a direção de $\mathbf{MRA}^0$ ficasse



Figura 4.12: Sonda *fluxgate* da marca Applied Physics (acervo próprio).

perpendicular a direção do campo aplicado (figura 4.13). Para avaliar a dependência da MRV em parâmetros como tempo e campo aplicado, esse procedimento foi realizado para dois valores de campo ($100 \mu\text{T}$ e $200 \mu\text{T}$), e janelas de tempo de 1, 3, 6, 15h; 1, 3, 6, 15, 30 e 60 dias².

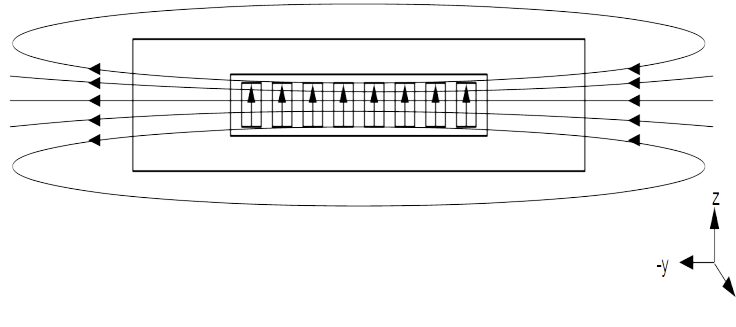


Figura 4.13: Ilustração da etapa de indução de MRV nas amostras a partir de uma vista superior. O retângulo maior representa a área transversal do solenoide responsável por gerar o campo na direção $-y$, cujas linhas são representadas na imagem. O conjunto barra+amostras ocupam a região central do interior do solenoide, onde as distorções das linhas de campo devido aos efeitos de borda são menores e, conseqüentemente, o campo é mais estável. As amostras, representadas pelos retângulos com setas no interior, são posicionadas com $\mathbf{MRA}^0$ (indicada pela seta) perpendicularmente às linhas de campo.

IV - Desmagnetização progressiva e medidas de intensidade: Ao final da janela de aquisição de MRV, as amostras foram submetidas a desmagnetização progressiva por CMA. Mas, antes de iniciar esse processo, foi realizada a medida do estado final, caracterizado por $\mathbf{MRA}^* + \mathbf{MRV}$, obtido ao final da etapa de aquisição de MRV. Esse vetor é composto pela componente viscosa $\mathbf{MRV}$, induzida no processo de exposição ao campo magnético, e pela componente $\mathbf{MRA}^*$, que corresponde à parcela de $\mathbf{MRA}^0$ que resistiu à remagnetização. A distinção entre as componentes $\mathbf{MRA}^*$ e $\mathbf{MRV}$, que será discutida com mais detalhes na seção seguinte, envolve necessariamente o processo de desmagnetização gradual das amostras juntamente com medidas de intensidade entre cada etapa de desmagnetização. Para isso foram novamente utilizadas as funções de desmagnetização do LDA-5 e

²A indução de MRV para o período de 60 dias foi realizada apenas para o campo de $100 \mu\text{T}$

do magnetômetro *Squid*. Os valores de pico (H_{AF}) dos CMA utilizados neste estudo foram: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 25, 30, 40, 50, 75 e 100 mT. Para medidas de intensidade das amostras de rochas magmáticas (SG01 e SG03) foi utilizado o magnetômetro *spinner*, e para o restante das amostras foi utilizado o magnetômetro *Squid*. A última etapa de desmagnetização ($H_{AF} = 100 \mu T$) corresponde também à etapa inicial do processo, e assim fecha-se o ciclo de medidas para um dado intervalo de tempo de aquisição. A figura 4.14 representa um fluxograma que resume todas as etapas do procedimento experimental discutido acima.

Todas as etapas de experimentos foram realizadas no Laboratório de Paleomagnetismo do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas (IAG), da Universidade de São Paulo. Este laboratório conta com uma blindagem magnética, responsável por diminuir substancialmente a interferência do campo geomagnético no interior da sala e, assim, isolar as amostras e as medidas de perturbações externas.

4.4 Diagramas ortogonais

O processo de desmagnetização gradual ocorre de maneira coordenada com medidas da magnetização remanente da amostra. A medida de intensidade corresponde a caracterização completa do vetor magnetização, *i.e.*, determinação da intensidade (M), inclinação (I) e declinação (D) (Figura 4.15). Com isso, cria-se um conjunto de valores (M, D, I) associados aos vetores de magnetização após cada etapa de desmagnetização. Esses dados, que representam uma quantidade vetorial tridimensional, são utilizados para avaliar as alterações do sinal magnético, tanto em termos de intensidade quando variações angulares, ao longo do processo de desmagnetização.

As chamadas projeções ortogonais (ou de Zijderveld) são representações planificadas dos dados tridimensionais coletados no processo de desmagnetização [45]. Para ilustrar o raciocínio que embasa a elaboração dos diagramas de Zijderveld, um exemplo de desmagnetização progressiva é ilustrado na figura ???. Nessa figura, o vetor MRN_0 é submetido a um processo qualquer de desmagnetização. Cada vetor MRN_i é representado com um subíndice i correspondente à etapa de desmagnetização; o vetor MRN_0 corresponde à etapa zero de desmagnetização, ou seja, medida da intensidade original do sinal magnético.

Durante cada etapa de desmagnetização, o sinal originário da amostra vai sendo

Etapas do procedimento experimental

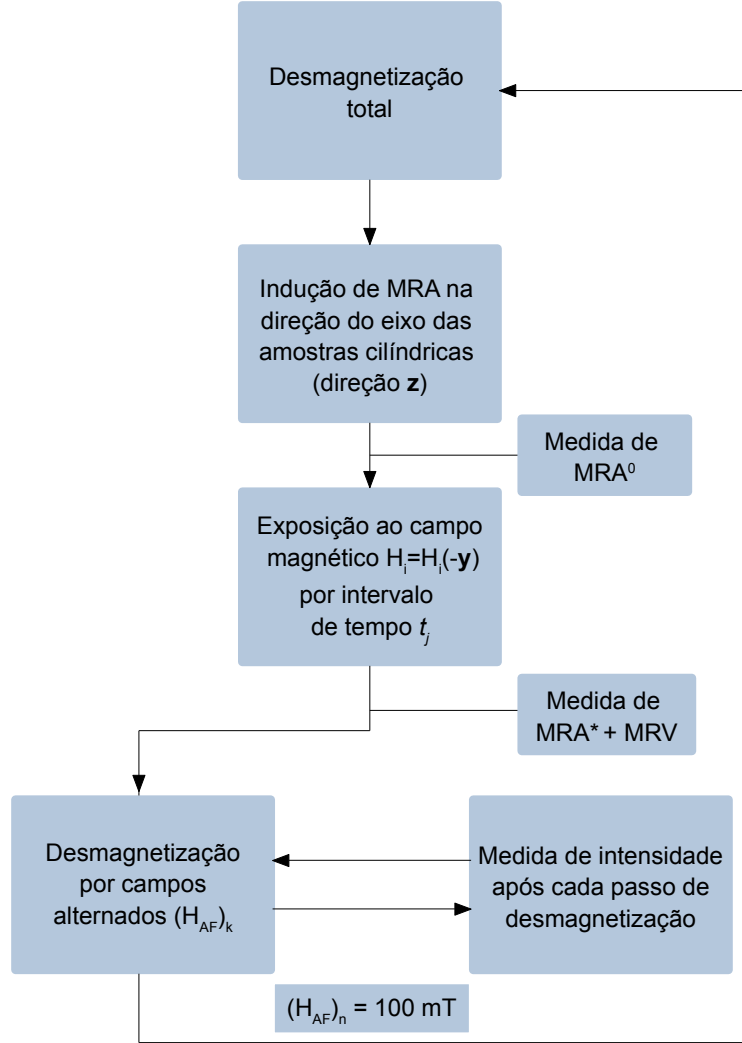


Figura 4.14: Fluxograma das etapas do protocolo experimental seguido neste estudo. O ciclo inicia-se com a desmagnetização total das amostras, seguida da caracterização do estado inicial $\mathbf{MRA}^0$ pela indução da MRA. As amostras são então inseridas no interior do solenóide, região onde atua o campo $\mathbf{H}_i = H_i \hat{y}$. Ao final da etapa de indução da MRV, o vetor $\mathbf{MRA}^* + \mathbf{MRV}$ é medido e, na sequência, desmagnetizado por CMA. Cada uma das k etapas de desmagnetização é executada durante esse processo, que se encerra na n -ésima etapa (i.e., $k=n$), quando $H_{AF}=100$ mT. Após a aplicação desse valor de campo, as amostras estão completamente desmagnetizadas e o processo é reiniciado, agora considerando um novo intervalo de tempo t_j de exposição.

progressivamente "apagado". O primeiro passo é responsável por destruir uma pequena parcela do vetor $\mathbf{MRN}_0$, o que resulta no novo vetor $\mathbf{MRN}_1$. O passo seguinte (aumento da temperatura ou do valor de pico do CMA, por exemplo), uma parcela do vetor resultante $\mathbf{MRN}_1$ é agora apagada, de modo a surgir um novo vetor resultante $\mathbf{MRN}_2$. Esse processo continua até o ponto 6, que corresponde ao último passo de desmagnetização. Como já mencionado, entre cada etapa

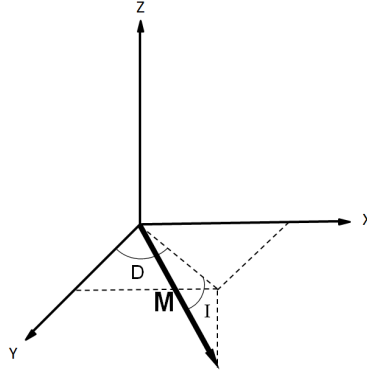


Figura 4.15: Vetor magnetização M , com coordenadas angulares D e I . A inclinação está contida no intervalo $+90^\circ \leq I \leq -90^\circ$, e a declinação $0 \leq D \leq 360^\circ$.

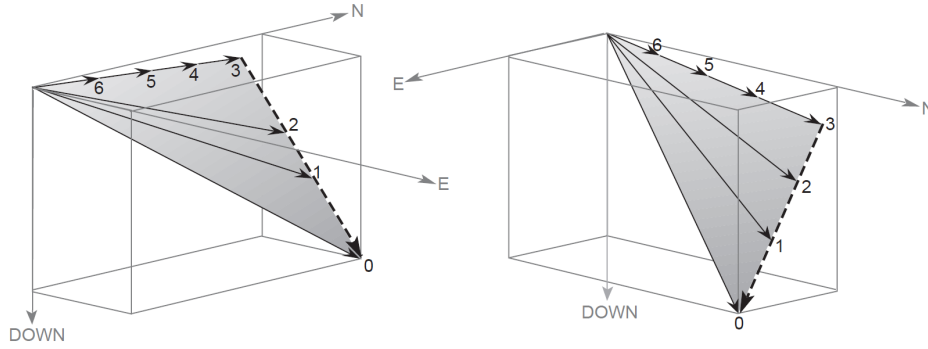


Figura 4.16: Representação gráfica de um processo de desmagnetização [3].

a determinação do vetor $\mathbf{MRN}_i$ é feita a partir da medição da magnetização da amostra.

Ao final do processo é esperado que o momento magnético total da amostra tenha sido reduzido à (ou esteja próximo de) zero. Assim, com base na Figura ??, considerando seis etapas de desmagnetização de $\mathbf{MRN}_0$, é possível escrever, em termos vetoriais, a seguinte relação:

$$\mathbf{MRN}_0 = \mathbf{MRN}_{0-3} + \mathbf{MRN}_{3-6}$$

onde $\mathbf{MRN}_{0-3}$ corresponde a uma componente de baixa estabilidade e apagada nas três primeiras etapas de desmagnetização, enquanto $\mathbf{MRN}_{3-6}$ representa uma componente de maior estabilidade.

É importante notar que durante as etapas de desmagnetização de 1 a 3, as componentes $\mathbf{MRN}_{1,2,3}$ sofrem alterações tanto angulares quanto de intensidade, o

que marca a destruição progressiva da componente de menor estabilidade $\mathbf{MRN}_{0-3}$. Já durante as etapas de 3 a 6, variações angulares não mais ocorrem, sendo aparentes apenas variações de intensidade, e consequentemente os vetores $\mathbf{MRN}_{4,5,6}$ dispõem-se sobre uma mesma linha de direção que tende assintoticamente à origem (i.e., a zero). Esse é o comportamento esperado durante o processo de desmagnetização de componentes mais estáveis.

Na figura 4.17 o mesmo processo de desmagnetização da componente $\mathbf{MRN}_0$ é analisado, agora utilizando a seguinte abordagem: cada um dos sete vetores ilustrados na figura 4.16 tem sua "ponta" projetada em dois planos ortogonais: (a) *North x East* (plano horizontal) e (b) *Down x East* (plano vertical). Na Figura 4.17a é possível observar que os pontos de 3 a 6 são colineares e sua trajetória tende à origem. Já os pontos de 0 a 3 também são colineares, porém não apresentam uma linha de tendência rumo à origem. Esse comportamento é ainda mais pronunciável na Figura 4.17b, evidenciando a presença de duas componentes (que estão representadas por setas), como inicialmente proposto na Figura 4.16.

A representação de Zijderveld consiste na sobreposição destes dois planos, vertical e horizontal, sobre uma mesma figura. O resultado dessa operação é apresentado na figura 4.17c, que representa o diagrama de Zijderveld construído durante o processo de desmagnetização da amostra fictícia. Assim, por meio dos diagramas de Zijderveld é possível avaliar as mudanças ocorridas na magnetização, tanto de ordem angular quanto de intensidade, durante o processo de desmagnetização.

4.5 Projeção de área igual

Uma outra maneira gráfica de detectar variações angulares do sinal magnético durante a desmagnetização é por meio das projeções estereográficas (ou de área igual). Nessas representações, os vetores de magnetização são "inseridos" no interior de uma esfera de raio unitário, como mostra a figura 4.18. Vetores com inclinação positiva (i.e., apontando para o hemisfério inferior da circunferência da figura 4.18) são projetados no plano horizontal mantendo como ponto fixo o ponto T, que representa a intersecção entre o eixo $-z$ e a superfície da esfera. Caso o vetor representado apresentasse inclinação negativa (i.e., apontando para o hemisfério superior), a projeção seria feita mantendo como ponto fixo um ponto T' que agora

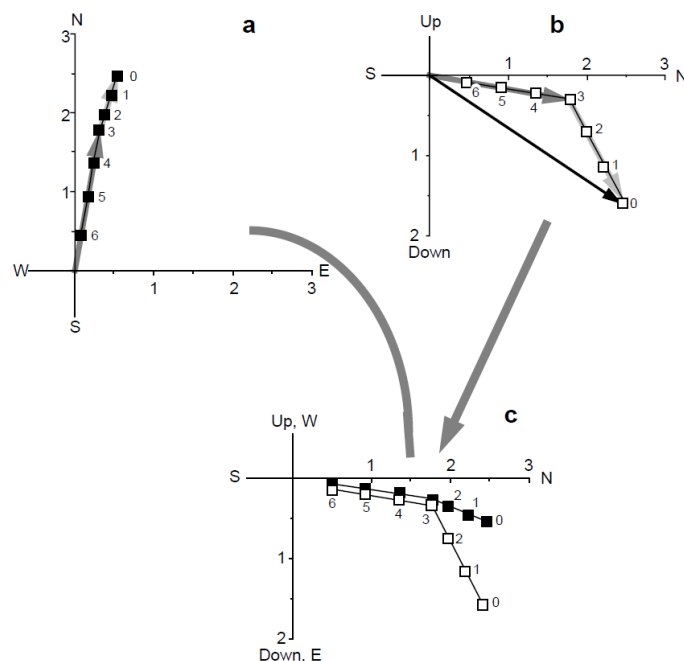


Figura 4.17: Representação gráfica de um processo de desmagnetização [3].

designa a intersecção da esfera com o eixo $+z$ [3, 46].

Esse tipo de representação tem a propriedade de, considerando dois vetores com a mesma declinação, mas inclinações opostas, a projeção dos mesmos no plano horizontal coincidir. Esse detalhe é contornado com o estabelecimento da seguinte convenção: vetores que apontam para o hemisfério inferior (inclinação positiva) são representados por símbolos sólidos, enquanto vetores que apontam na direção do hemisfério superior (inclinação negativa) são representados por símbolos abertos.

4.6 Análise da componente principal (ACP)

Como visto na seção anterior, os dados de intensidade dos vetores de magnetização medidos nos magnetômetros permitem a elaboração dos diagramas de Zijderveld. Essas representações, como discutido, representam a projeção de dados vetoriais tridimensionais em planos ortogonais sobrepostos.

Do ponto de vista estatístico, o procedimento usual em estudos de paleomagnetismo e magnetismo de rochas para a distinção e caracterização das componentes primárias e secundárias é a chamada análise da componente principal (ACP). A ACP consiste em uma transformação linear, que gera um novo sistema de coordenadas (x', y', z') a partir do sistema de coordenadas inicial (x, y, z) , ajustado à geometria da distribuição dos valores de cada coordenada. A origem do novo sis-

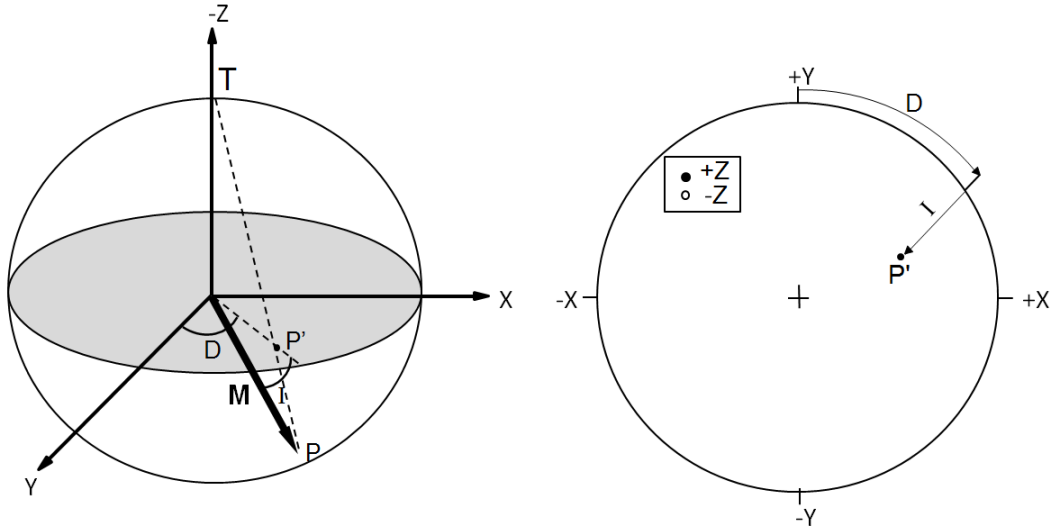


Figura 4.18: Fundamentos da projeção estereográfica. O ponto P representa a interseção entre o vetor e a esfera de raio unitário. O ponto P' representa a projeção do ponto P no plano equatorial da esfera quando mantido T como ponto de referência. A figura da esquerda representa a projeção estereográfica do ponto P. Adaptado de [3, 46].

tema de coordenadas corresponde ao "centro de massa", enquanto os novos eixos são posicionados pelo *best fit*, por mínimos quadrados, dos dados medidos (Figura 4.19) [47].

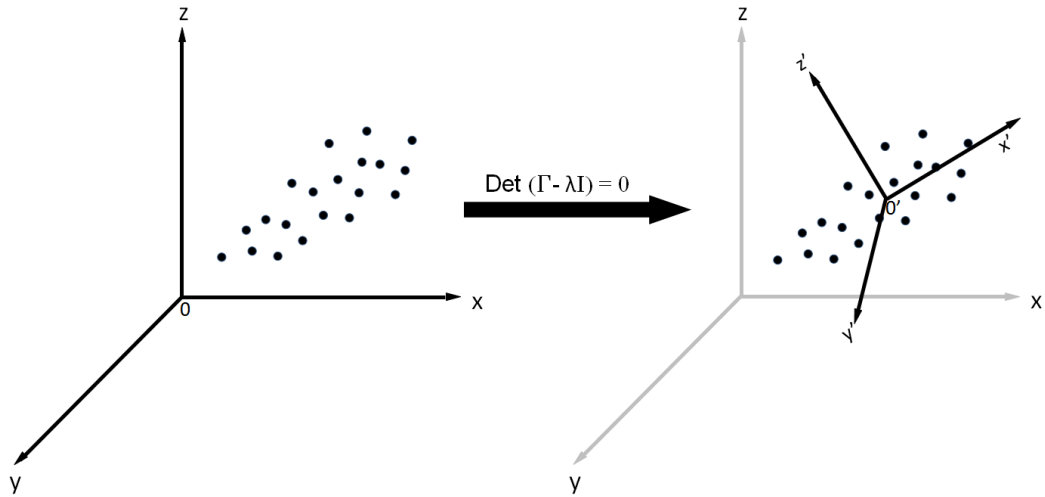


Figura 4.19: Translação do sistemas de coordenadas (x, y, z) de origem O para um sistemas (x', y', z') de origem O' , que corresponde ao "centro de massa" do sistema se considerando os pontos como massas pontuais. A translação dos sistemas coordenados é o resultado da diagonalização da matriz de cofatores Γ . O autovetor associado ao maior autovalor aponta para a direção da componente primária (que, nesse caso, é a direção x').

A partir dos valores de intensidade $M_i = (x_i, y_i, z_i)$ medidos entre cada passo de desmagnetização, é possível construída uma matriz de cofatores Γ como:

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \sum_i (x_i - \bar{x})^2 & \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) & \sum_i (x_i - \bar{x})(z_i - \bar{z}) \\ \sum_i (y_i - \bar{y})(x_i - \bar{x}) & \sum_i (y_i - \bar{y})^2 & \sum_i (y_i - \bar{y})(z_i - \bar{z}) \\ \sum_i (z_i - \bar{z})(x_i - \bar{x}) & \sum_i (z_i - \bar{z})(y_i - \bar{y}) & \sum_i (z_i - \bar{z})^2 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Os autovalores ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) associados a cada autovetor de Γ representam as variâncias dos dados com relação ao novo sistema de coordenadas. Para o caso em que os pontos todos jazem sobre uma mesma linha, por exemplo, dois dos autovalores (λ_1 e λ_2) de Γ serão zero, enquanto o terceiro (λ_3) será muito grande. Isso implica que o autovetor associado a λ_3 seja paralelo a linha sobre as quais os pontos estão dispostos, enquanto os outros dois autovetores apontem para direções arbitrárias (mas ortogonais entre si). Assim, a componente principal é aquela definida pela direção do autovetor (diretor) associado ao maior autovalor da matriz dos cofatores [48].

Do ponto de vista matemático esse procedimento é equivalente ao método de determinação de planos e linhas cristalográficos, via método dos mínimos quadrados, desenvolvido por Schomaker *et al.* [49]. Considerando os pontos experimentais como massas pontuais, o procedimento é análogo à determinação dos eixos de inercia do sistema, cujo centro de massa está centrado em $O' = (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ (ver figura 4.19).

Em paleomagnetismo, a componente primária é geralmente identificada, nos diagramas de Zijdeveld, a partir de pontos que dispõem-se sobre uma linha tendendo a origem do sistema. Essa hipótese se baseia no princípio físico de que, ao final do processo de desmagnetização, a amostra apresenta magnetização praticamente nula, o que acarreta em pontos dispostos na (ou muito próximos da) origem do diagrama de Zijdeveld. A partir desse princípio, uma prática geralmene adotada é a chamada ancoragem, que consiste na imposição de que a origem do novo sistema de coordenadas coincida com a origem do sistema inicial, de modo que $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) = (0, 0, 0)$. Isso garante que a componente principal seja também uma linha que tenda a origem.

O erro associado à determinação da componente primária é dado pelo máximo desvio angular (MDA):

$$MDA = \arctan \left(\sqrt{\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_3}} \right) \quad (4.2)$$

O MDA é um importante critério de seleção em estudos de paleomagnetismo e magnetismo de rochas. Quanto maior a colinearidade dos pontos, menores os valores de MDA e, conseqüentemente, mais bem definida é a componente principal.

Diagramas de Zijderveld tais como o ilustrado na figura 4.17c são casos ideais. Para amostras reais o caminho percorrido pelo vetor durante os passos de desmagnetização geralmente não são lineares, mas sim curvos (ver figura 4.22). A curvatura nos diagramas de Zijderveld ocorre devido a sobreposição de populações distintas $f(\tau)$ (ou $f(H_c)$) de minerais magnéticos [3].

A figura 4.20 ilustra o efeito da sobreposição das populações no diagrama de desmagnetização. Na Figura 4.20a as duas populações são completamente desmagnetizadas em diferentes etapas de desmagnetização. A componente J_A (que, nesse caso, pode ser encarada como uma componente viscosa) é desmagnetizada nos passos de 0 a 6. Somente a partir do passo 6 é que a componente J_B começa a ser desmagnetizada, o que resulta nas duas linhas distintas no diagrama de Zijderveld.

Na figura 4.20b é possível notar o início da curvatura do diagrama de desmagnetização devido a sobreposição das distribuições de grãos na região entre o quarto e sétimo passo de desmagnetização. Na figura 4.20a sobreposição quase completa das populações torna o caminho de desmagnetização bastante curvo, tornando inviável a distinção exata entre componentes primária e secundária.

Diversas propostas foram apresentadas de modo a lidar com essa incerteza associada à sobreposição de populações no espectro de τ (ou H_c). Considerando estudos que abordaram a MRV via métodos térmicos, a figura 4.21 ilustra exemplo de pontos adotados em diferentes estudos como sendo "o" valor de T_B que completamente apaga a MRV [23]. Contudo, nenhum estudo apresentou uma metodologia que distingua apuradamente as componentes associadas às diferentes populações. Isso torna a escolha desse parâmetro um tema em aberto e envolve, de certa forma, uma certa dose de subjetividade [23].

Na figura 4.22 é ilustrada a metodologia adotada no presente estudo para a determinação do valor de H_{AF} a partir dos dados de desmagnetização. Nessa figura 4.22 é representado o diagrama de Zijderveld da amostra ZC2 para a aquisição de MRV por 3 dias em um campo de 200 μ T. Implementando a ACP é possível determinar as direções das componentes de magnetização, cujos erros numéricos do ajuste são representados pelas faixas em cor cinza, que são o intervalo de 95% de confiabilidade do ajuste. Melhores ajustes estão naturalmente associados a faixas mais estreitas. O valor de pico de CMA mais próximo da intersecção entre as linhas

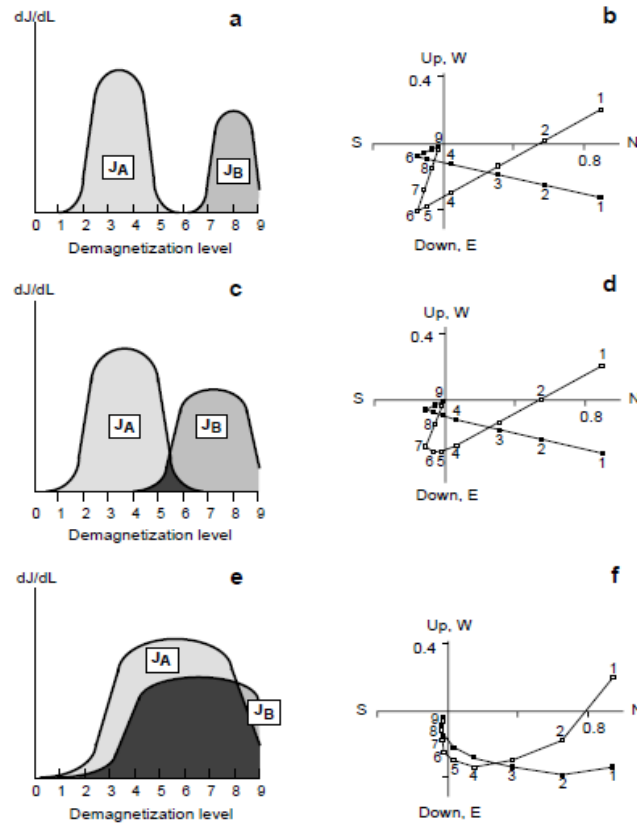


Figura 4.20: Influência da sobreposição das distribuições de $f(\tau)$ ou $f(H_c)$ nas representações de Zijderfeld para processo de desmagnetização. Explicação da imagem no texto [3].

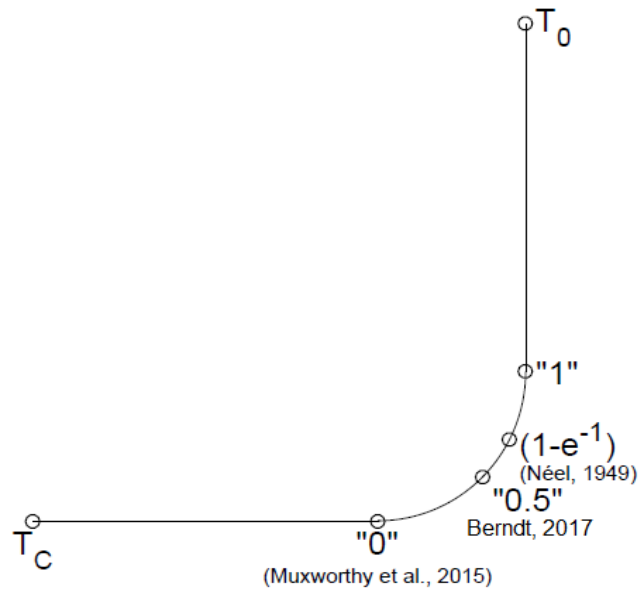


Figura 4.21: Possíveis valores de T_B para um diagrama de Zijderfeld fictício curvo, obtido pela desmagnetização térmica contínua, partindo de $T=T_0$ até $T=T_c$ [23].

diretoras das componentes $\mathbf{MRA}^*$ e $\mathbf{MRV}$ é definido como sendo o valor de H_{AF} (ponto vermelho na figura 4.22d). A partir desse ponto, os limites superior e inferior foram definidos como sendo os vizinhos mais próximos de H_{AF} dentro do intervalo de 95% de confiança do ajuste (pontos azuis na figura 4.22d).

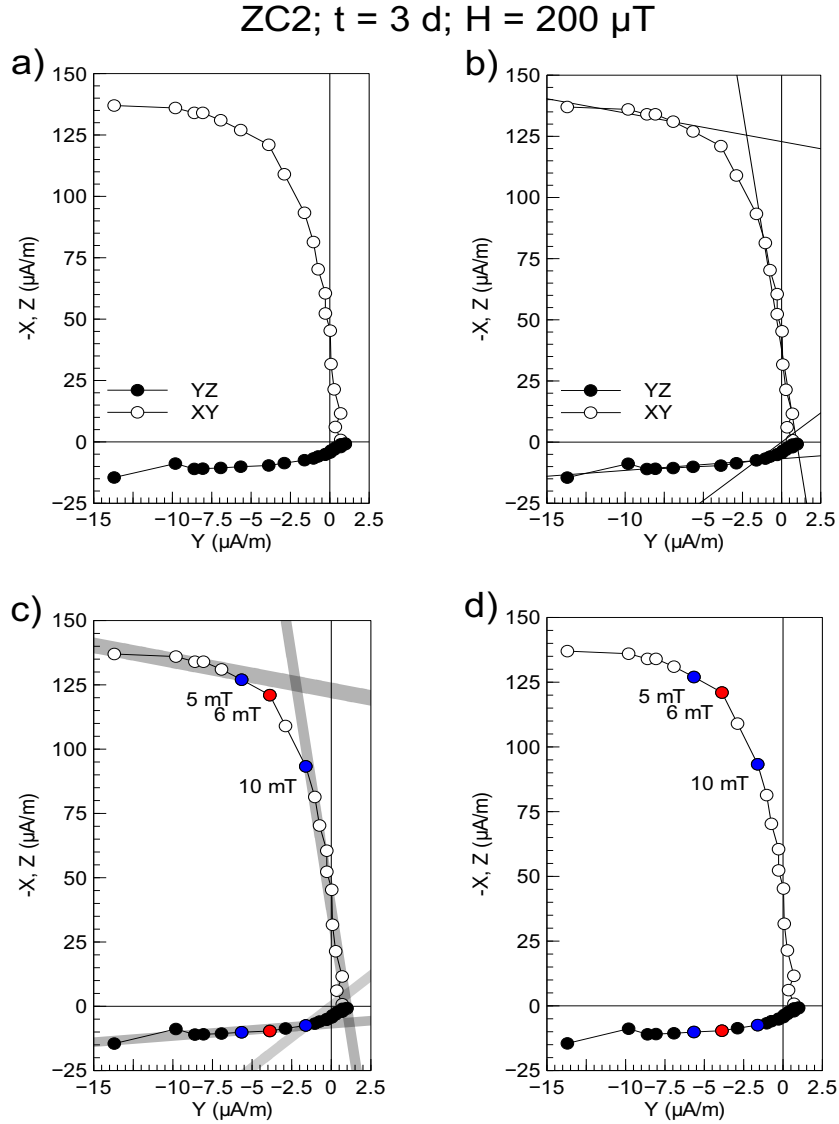


Figura 4.22: Procedimento para a determinação do valor de H_{AF} . Em (a) é ilustrado o diagrama de Zijderveld já com os pontos ilustrados em vermelho na projeção estereográfica em (b). Após a implementação da ACP, as faixas de 95% de confiabilidade do ajuste numérico foram geradas, como ilustrado em (c). Em (d) é ilustrado o resultado final da análise. As faixas foram suprimidas para melhorar a visualização do gráfico.

5 Resultados e análise dos dados

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os dados obtidos durante a etapa experimental. Como discutido no capítulo anterior, para cada intervalo de aquisição de MRV as amostras foram desmagnetizadas por CMA. Esses dados formam um conjunto de valores de intensidade, declinação e inclinação, a partir dos quais foram confeccionadas as projeções de área igual e de Zijderveld. De posse dessas representações, a implementação da ACP permitiu a caracterização das componentes de magnetização das amostras, o que foi fundamental para avaliar as relações de interesse nesse estudo.

5.1 Diagramas de Zijderveld

As figuras 5.1 a 5.6 ilustram alguns dos diagramas de Zijderveld construídos a partir dos dados de desmagnetização. As figuras 5.1 a 5.4 são exemplo de diagramas onde a distinção entre as duas componentes é clara. Embora a curvatura do caminho de desmagnetização, possivelmente devido a sobreposição de distribuições $f(\tau)$ (ou $f(H_c)$) distintas (ver seção 4.4), dificulte a determinação exata do valor de pico H_{AF} que completamente apaga a MRV, é notável a presença de duas componentes oblíquas entre si: uma predominantemente disposta na direção z (**MRA***), e outra na direção $-y$ (i.e., a direção do campo aplicado, **MRV**).

Já as figuras 5.5 e 5.6 ilustram exemplos de diagramas de Zijderveld de baixa resolução das componentes. Na figura 5.6, a intensidade do sinal magnético da amostra D1 é reduzido a 20% do valor inicial logo nos primeiros passos de desmagnetização ($H_{AF}=10$ mT). Embora os valores determinados pela ACP para H_{AF} e seus limites sejam baixo nesse caso, a clara distinção entre as componentes não ocorre.

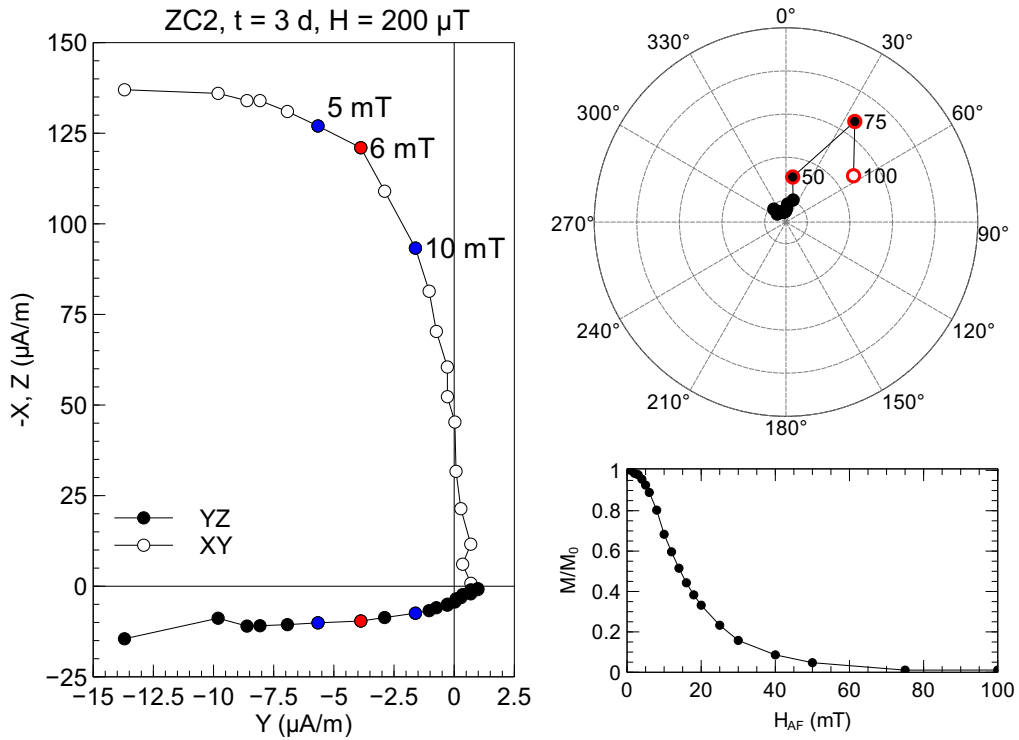


Figura 5.1: Diagrama de Zijderveld (à esquerda), projeção de área igual (direita acima) e curva de desmagnetização (direita abaixo) da amostra ZC2 para aquisição de MRV em campo $H = 200 \mu\text{T}$ por intervalo de tempo (t) de três dias. Na projeção de área igual os pontos marcados em vermelho foram excluídos da implementação da ACP na determinação na componente primária (MRA^{*}). Os valores correspondem às amplitudes dos campos H_{AF} , em mT, dos pontos excluídos.

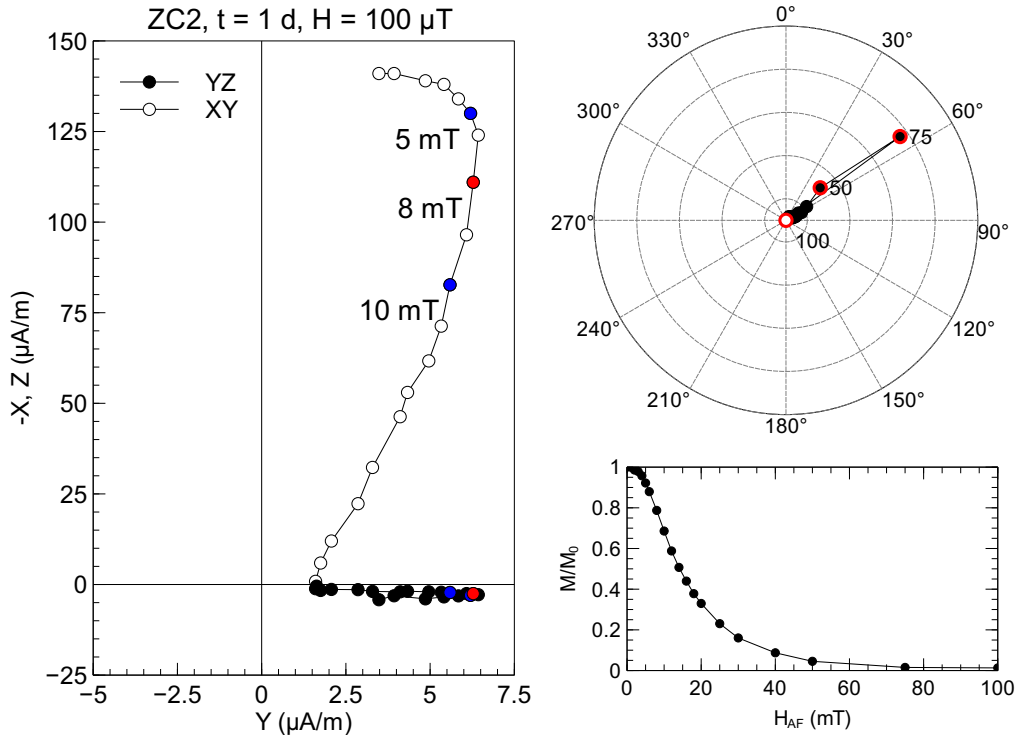


Figura 5.2: Idem para a amostra ZC2, $H = 100 \mu\text{T}$, $t = 1 \text{ dia}$.

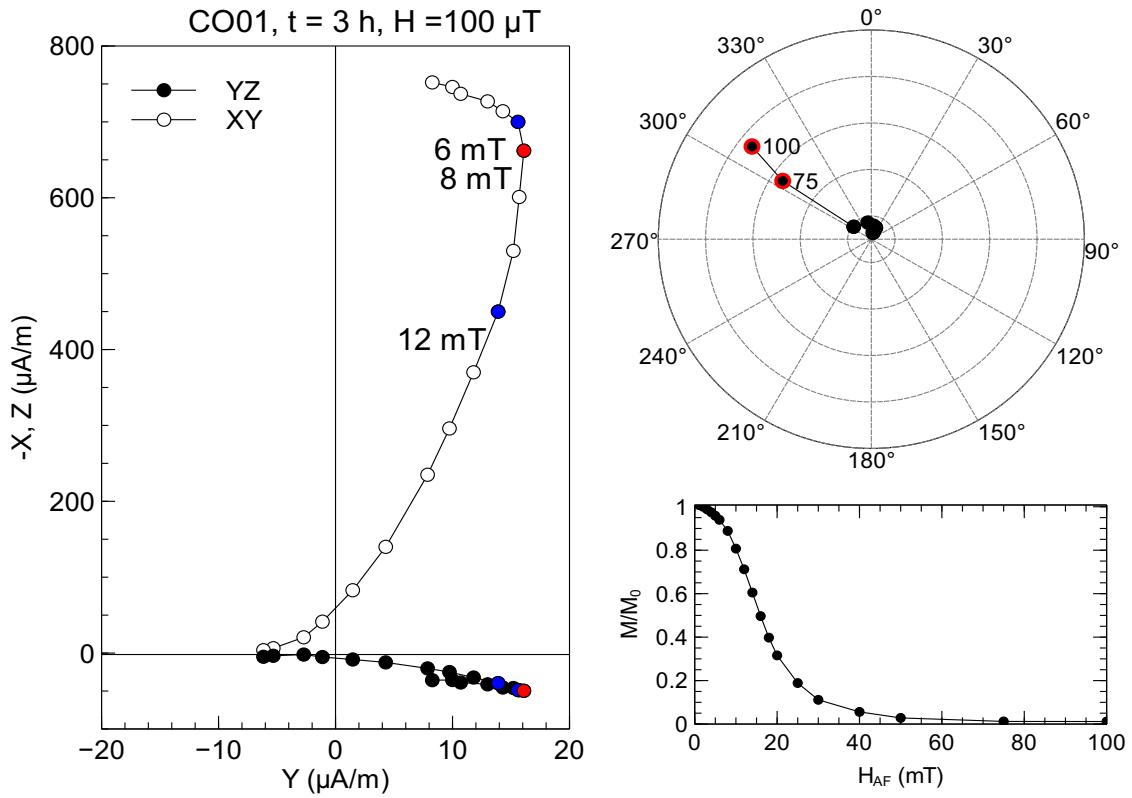


Figura 5.3: Idem para a amostra CO01, $H = 100 \mu\text{T}$, $t = 3$ horas.

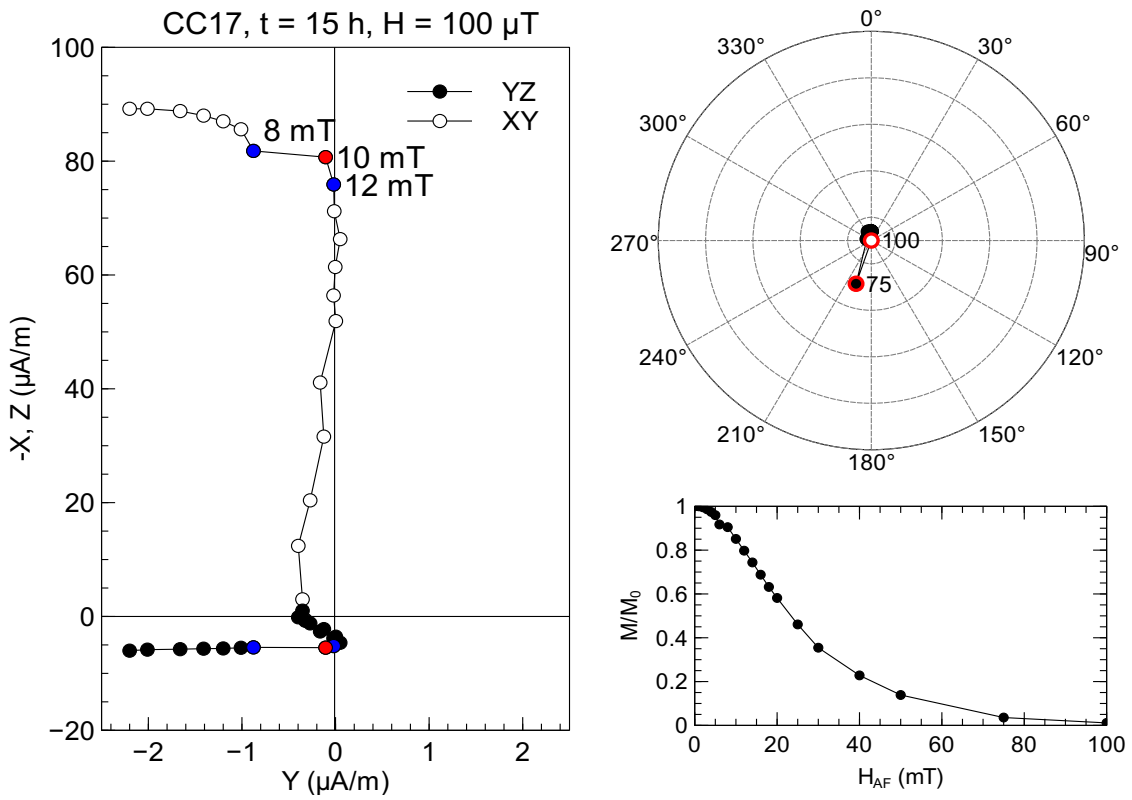


Figura 5.4: Idem para a amostra CC17, $H = 100 \mu\text{T}$, $t = 15$ horas.

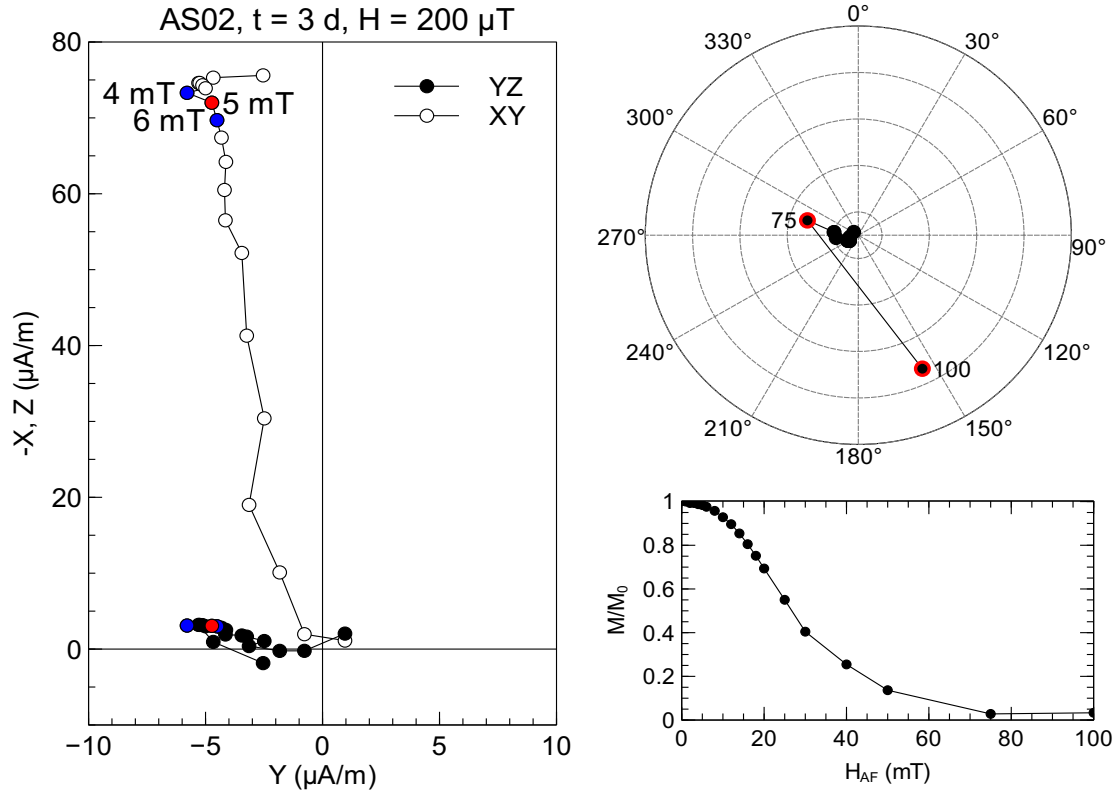


Figura 5.5: Idem para a amostra AS02, $H = 200 \mu\text{T}$, $t = 3$ dias.

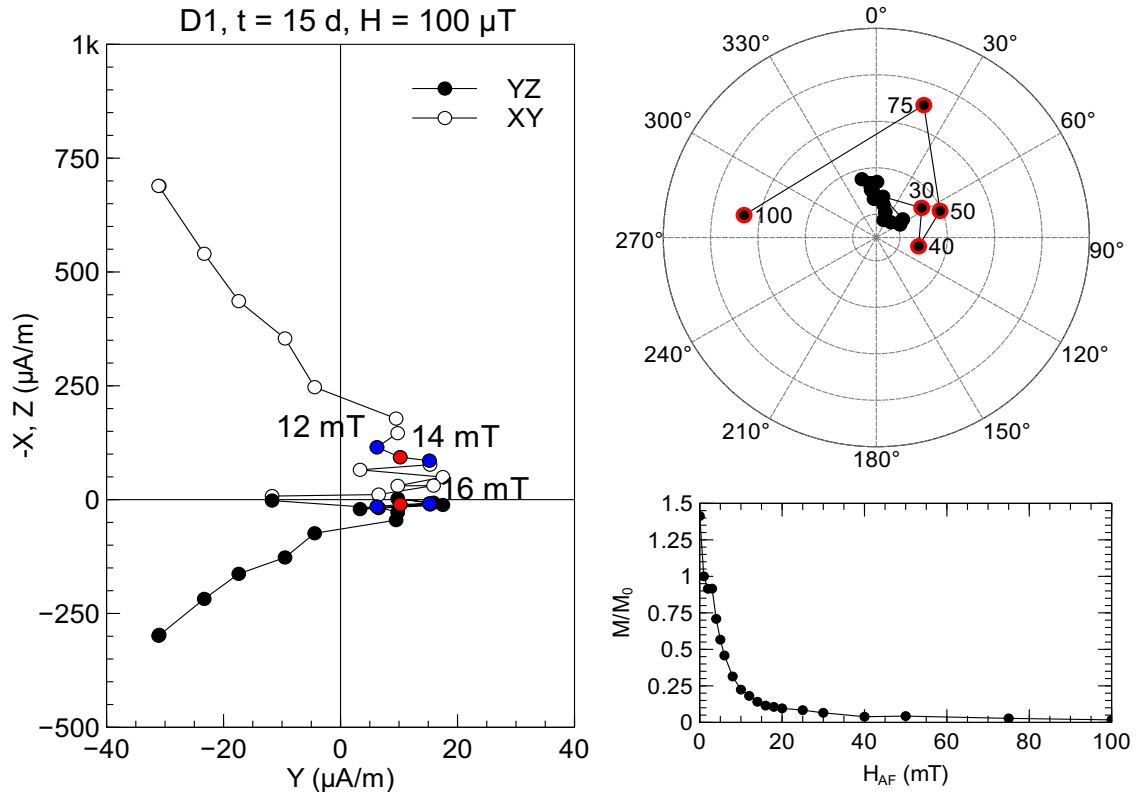


Figura 5.6: Idem para a amostra D1, $H = 100 \mu\text{T}$, $t = 15$ dias.

Na figura 5.5 os pontos associados a altos valores de H_{AF} para a amostra AS02 não apresentam o comportamento esperado para uma componente primária, que é a disposição sobre uma linha tendendo a origem. Esse caminho ‘tortuoso’ pode estar associado a uma alta anisotropia da amostra, tendo em vista que esse padrão se repetiu em outras projeções para a mesma amostra.

De posse dos diagramas de Zijderveld a etapa seguinte consistiu na implementação da ACP para a distinção e caracterização das componentes. Essa análise foi feita no software *Mathematica* 8.0, da *Wolfram* [50], para encontrar a componente principal que fosse formada por no mínimo cinco pontos e que apresentasse o menor MDA. Para a maioria das amostras foi incluído também o ponto $(0, 0, 0)$ para implementar a ancoragem, mas em alguns casos em que a ancoragem aumentava muito o erro associado, o método não-ancorado foi utilizado (figura 5.2).

Uma vez definida a componente principal, a componente secundária **MRV** foi também caracterizada via ACP, dessa vez adotando a quantidade mínima de três pontos para a determinação da linha de ajuste. Novamente o MDA foi utilizado como parâmetro a ser minimizado. O critério para distinção da componente MRA^* e MRV foi considerar como componente viscosa aquela cujo ângulo com MRA^* fosse maior do que o MDA desta última componente.

Uma vez definidas as direções de MRA^* e de **MRV**, o valor de H_{AF} foi determinado como sendo o ponto mais próximo à intersecção das linhas de ajustes das componentes. Os limites superiores e inferiores de H_{AF} foram escolhidos como sendo os primeiros vizinhos (superior e inferior) de H_{AF} dentro das faixas de 95% de confiabilidade de cada ajuste (ver seção 4.6).

As projeções estereográficas foram utilizadas principalmente para avaliar a dispersão do vetor magnetização ao longo do processo de desmagnetização. Para todas as amostras é possível reconhecer um padrão de desorientação do vetor a medida em que os campos H_{AF} de maior amplitude são atingidos. Na Figura 5.6 a amostra D1 apresenta desorientação a partir de $H_{AF}=30$ mT. Se analisada a curva de desmagnetização, nesses valores de pico a amostra já apresentava menos de 10% do sinal inicial. A partir desse valor de campo, o vetor resultante já apresentava magnitude muito baixa e a aplicação de novos CMA, além de reduzir ainda mais a intensidade, alterava as coordenadas angulares do vetor de maneira randômica. Enquanto nos diagramas de Zijderveld essas variações angulares são pouco perceptíveis, nas projeções estereográficas a dispersão é notável. Esses pontos desordenados foram excluídos da análise da ACP.

Essa etapa inicial de caracterização das componentes foi fundamental para construir as relações de interesse do estudo. A partir desses dados a primeira investigação feita foi a análise de conservação da magnetização total do sistema.

5.2 Conservação da magnetização total

A análise da conservação da magnetização total das amostras é feita a partir da comparação entre a intensidade dos vetores $\mathbf{MRA}^* + \mathbf{MRV}$ e $\mathbf{MRA}^0$. Para que haja conservação é esperado que a razão entre as normas desses vetores seja igual a um. Os resultados obtidos dessa análise são mostrados nas figuras 5.7 a 5.10.

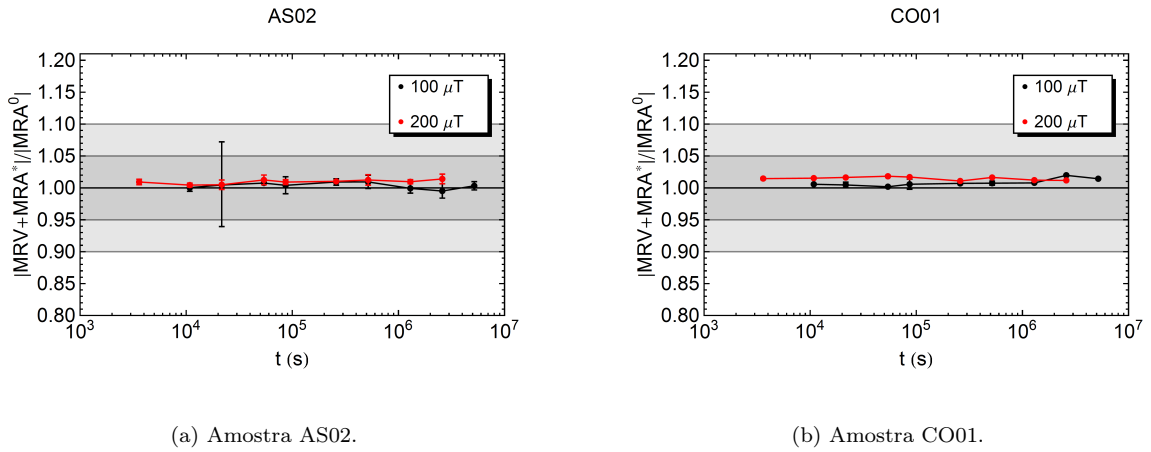


Figura 5.7: Curvas para avaliar a conservação da magnetização total das amostras.

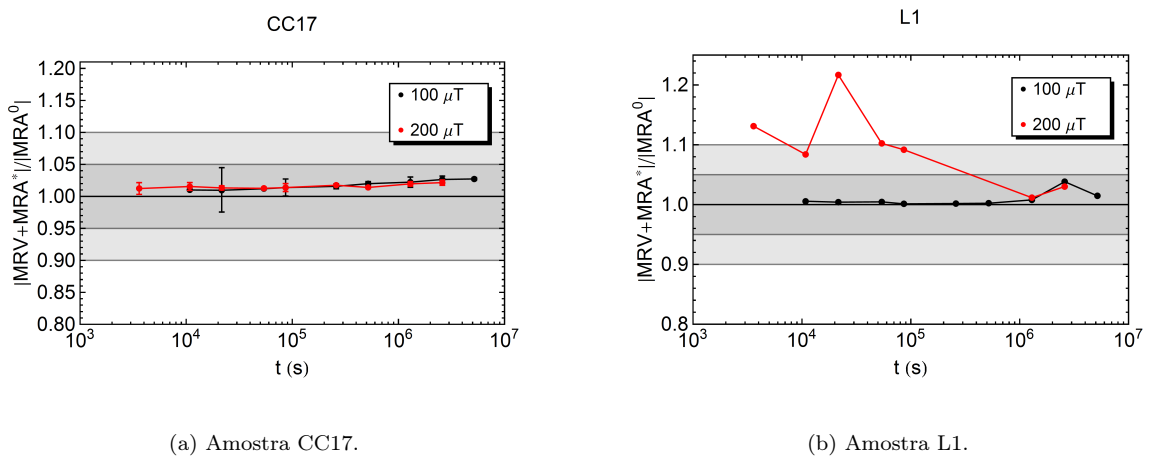
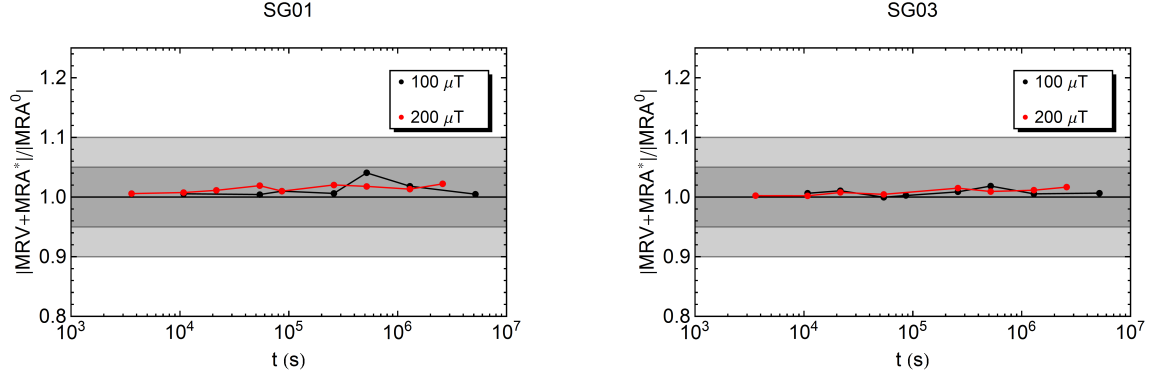


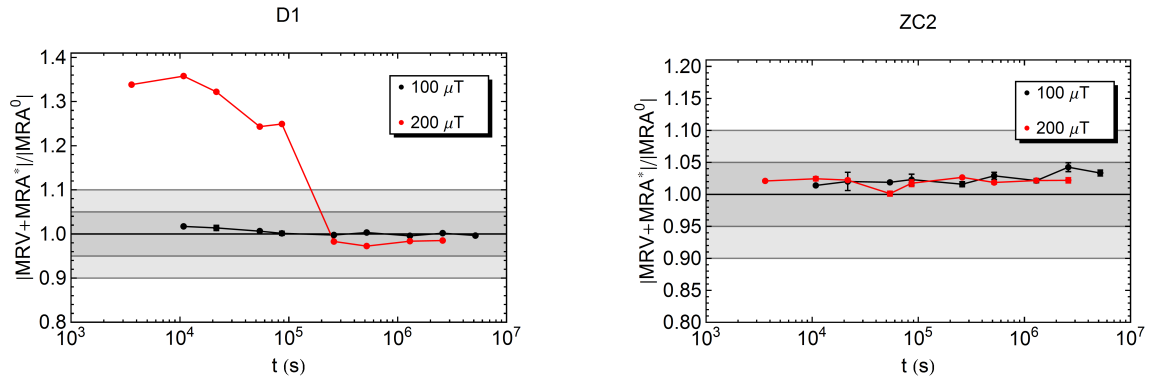
Figura 5.8: Idem.



(a) Amostra SG01.

(b) Amostra SG03.

Figura 5.9: Idem.



(a) Amostra D1.

(b) Amostra ZC2.

Figura 5.10: Idem.

Do ponto de vista geométrico a conservação da magnetização total representa a rotação do vetor $\mathbf{MRA}^0$. Para esses casos, a aquisição de $\mathbf{MRV}$ ocorreria de tal forma que a relação

$$\sqrt{|\mathbf{MRV}|^2 + |\mathbf{MRA}^*|^2} = |\mathbf{MRV} + \mathbf{MRA}^*| = |\mathbf{MRA}^0| \quad (5.1)$$

fosse sempre satisfeita. A linha contínua em $|\mathbf{MRA}^0|/|\mathbf{MRV} + \mathbf{MRA}^*| = 1$ representa essa condição de conservação.

Para a maioria dos casos obtidos o comportamento de conservação foi dominante. Embora oscilantes, os valores de $|\mathbf{MRV} + \mathbf{MRA}^*|/|\mathbf{MRA}^0|$ estão majoritariamente contidos dentro das faixas de ± 5 e $\pm 10\%$ de discrepância, como ilustrado nas figuras [5.7](#) a [5.10](#).

A oscilação em torno da faixa de $\mathbf{MRV} + \mathbf{MRA}^*/\mathbf{MRA}^0 = 1$ apresenta algumas

possíveis justificativas. A primeira é mais imediata é devido a possíveis erros sistemáticos inerentes ao procedimento experimental. Embora o experimento tenha sido idealizado para o caso em que a magnetização das amostras ficasse perfeitamente perpendicular à direção do campo, como mostrado na Figura 4.13, esse nível de precisão é, infelizmente, inalcançável. Possíveis pequenos deslocamentos ao inserir as amostras nas barcas, ou até mesmo pequenas rotações da barca ao inserí-la no solenoide, podem acarretar em distorções do caso idealmente definido. O resultado dessas distorções reflete na indução de uma componente **MRV** que não dispõe-se inteiramente sobre a direção y , mas sim como sendo um vetor com pequenas contribuições nas direções x e y .

Duas possíveis fontes das pequenas variação do momento total estão associadas à anisotropia das amostras. A primeira causa está relacionada à determinação do estado inicial **MRA**⁰. Embora a escolha da direção do campo CC tenha sido feita de tal forma que a magnetização induzida fosse predominantemente direcionada sobre o eixo z , contribuições nas componentes x e y são inevitáveis. Essas contribuições representam também pequenas distorções com relação ao caso ideal que podem contribuir para a pequena variação da magnetização total quando induzida a componente secundária.

A segunda causa possivelmente devido a fontes de anisotropia está relacionada ao processo de aquisição da componente viscosa. Grãos de geometria disforme geralmente apresentam diversos eixos fáceis, o que torna o processo de aquisição de magnetização mais complexo [17]. Devido à anisotropia, a aquisição da **MRV** pode representar a alteração da magnetização, de um eixo fácil para outro, em que a estabilidade final é alcançada quando a magnetização jaz sobre um eixo não paralelo ao campo externo. O conhecimento detalhado da estrutura da anisotropia da amostra permitiria identificar como os eixos fáceis estão dispostos e, assim, compreender melhor o surgimento e evolução da componente viscosa.

Baseados na tendência de conservação da magnetização total das amostras ao longo do processo de aquisição de **MRV**, o valor de intensidade **MRA**⁰ foi adotado como normalizador para as demais relações avaliadas.

5.3 MRV $\times$ t

5.3.1 Ajuste por funções cumulativas log-gaussianas

O ajuste de curvas de MRV por funções cumulativas log-gaussianas (CLG) é análogo ao procedimento de ajuste de curvas de magnetização remanente isotérmica (MRI) por funções desse tipo [51, 52]. Para o caso da MRV a aproximação por CLG pressupõe a existência de uma distribuição log-gaussiana $f(\tau)$ (ou, para casos mais gerais, combinações de N distribuições $f_j(\tau)$, com $j = 1, \dots, N$), que neste trabalho será denominada distribuição de tempos de relaxação. Essa distribuição é responsável por estabelecer a forma da dependência temporal da MRV.

Matematicamente essa modelagem assume que:

$$MRV(t, \tau) = \frac{M_{eq}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \exp \left[\frac{(\log t - \log \tau)^2}{2\sigma^2} \right] d(\log \tau). \quad (5.2)$$

onde M_{eq} representa o estado de equilíbrio da MRV, t representa o tempo, $\log \tau$ o valor médio e σ a dispersão da distribuição $f(\tau)$, cujos valores máximo e mínimo de τ são τ_{max} e τ_{min} , respectivamente.

Na equação [5.2] a integração é feita na variável τ , mas o termo $\log t$ explicita a dependência no tempo para a viscosidade. O cálculo da derivada dessa equação em relação à $\log \tau$ permite concluir que

$$\frac{dMRV}{d \log t} = \frac{M_{eq}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[\frac{(\log t - \log \tau)^2}{2\sigma^2} \right] d(\log \tau). \quad (5.3)$$

Da equação [5.3] é possível concluir que a taxa com a qual a MRV é adquirida tem a forma de uma distribuição log-gaussiana, o que está de acordo com a aproximação por CLG. Além disso, o vínculo entre t e τ em ambas as equações [5.2] e [5.3] evidencia que, em última análise, o processo de viscosidade pode ser reduzido à dependência nesses dois parâmetros.

Validade da aproximação por CLG

Uma maneira de estimar a validade da aproximação por CLG é comparar os resultados dessa metodologia com casos já bem estabelecidos na literatura. Incor-

porando a aproximação de bloqueio de Néel [22] ($t \approx \tau$) na equação 5.3 tem-se que

$$\frac{dMRV}{d \log t} \approx \frac{M_{eq}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[\frac{(\log \tau - \log t)^2}{2\sigma^2} \right] \approx \frac{M_{eq}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}, \quad (5.4)$$

A integração da equação 5.4 de $t = t_0$ a t , com $MRV(t_0) = MRV_0$, permite concluir que

$$MRV(t) = MRV_0 + \alpha \log(t/t_0). \quad (5.5)$$

com $\alpha = M_{eq}/(2\pi\sigma)^{1/2}$. Ou seja, o resultado de ambas as abordagens, de Néel e por CLG, quando consideradas no limite da aproximação de bloqueio apresentam as mesmas previsões de dependência linear da MRV em $\log t$ (ver equação 3.34).

Relação H_{AF} na aproximação por CLG

A relação entre o valor de campo H_{AF} e tempo também pode ser estimada a partir da aproximação por CLG das curvas da MRV (equação 5.2). Para um dado conjunto de grãos magnéticos (cuja viscosidade tenha sido induzida em todos os grãos com coercividade H_c menor ou igual ao campo externo H_0), a aplicação de um campo H_{AF} desmagnetiza todos aqueles minerais cuja microcoercividade H_k é igual ou menor do que o valor de H_{AF} . Da definição 2.3 a MRV induzida pelo campo H_0 e apagada por H_{AF} é:

$$M_{vrm} = \chi H_0 = \chi(H_k - H_f), \quad (5.6)$$

sendo H_f o campo associado às flutuações térmica. Considerando o fato de que o experimento realizado nesse estudo foi feito a temperaturas ordinárias (~ 20 °C), pode-se estimar H_f como sendo aproximadamente nulo [9]. Dessa forma, a equação 5.6 mostra que a relação temporal da H_{AF} ($\approx H_k$) tem a mesma forma da dependência da MRV no tempo. Definidas as curvas de aquisição da MRV em função do tempo via equação 5.2, um ajuste numérico permite estabelecer o valor de χ para ajustar dados de $H_{AF} \times t$. Na figura 5.11 esse procedimento é seguido para ajustar os dados de Rimbert [35]. Na figura a curva sólida representa o ajuste feito pela equação 5.6 enquanto a curva tracejada é a ajustada seguindo a abordagem linear, dada pela teoria de Néel (equação 3.34), seguida pela autora. A partir de aproxima-

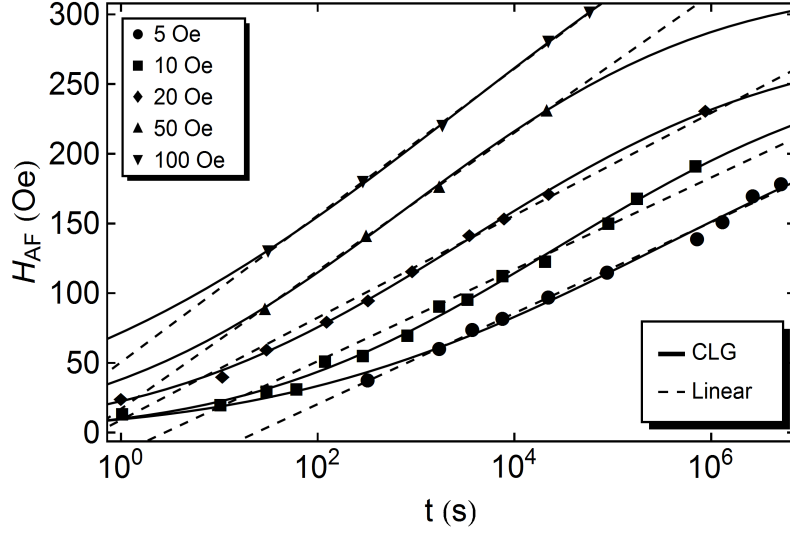


Figura 5.11: Ajustes dos dados $H_{AF} \times t$ de Rimbert [35] via equação 5.6 (linha sólida) e via equação 3.34 (linha tracejada). Para discussão sobre os dois ajustes ver o texto.

damente 10^1 s ambos os ajustes via CLG e linear aparentam visual correspondência. Divergências entre as metodologias são notáveis para menores valores de tempo, especialmente para os campos 10 e 20 Oe. Além disso, o ajuste via equação 5.6 e 5.2 novamente apresenta tendência de saturação para altos valores de tempo, o que satisfaz a condição física de finitude das quantidades MVR e H_{AF} .

5.3.2 Resultados teóricos

Como discutido na seção anterior, o ajuste de curvas de MRV em função do tempo pode ser abordado estatisticamente a partir do uso das funções CLG. Essa metodologia permite explorar a dependência da MRV em parâmetros como campo magnético e temperatura para justificar as diferentes formas de aquisição de MRV ao longo do tempo. Essa diferença de comportamento é, como será discutido a seguir, consequência da alteração de $f(\tau)$ em decorrência de mudanças em T e/ou $H(=B/\mu_0)$.

Para avaliar essa dependência da distribuição $f(\tau)$ no campo e na temperatura, considera-se a seguinte simulação, feita considerando um sistema composto por 10^4 grãos cúbicos de magnetita, com valor médio de comprimento da célula cúbica ($\bar{d}$) de aproximadamente 55 nm, tendo como base o trabalho de Yu & Tauxe [25]. A partir dessa distribuição de tamanhos é possível estimar uma distribuição de volumes dos grãos (como os grãos são cúbicos, $v = d^3$).

Para justificar a avaliar a abordagem estatística, tanto ao histograma de tamanho de grãos quanto ao de volumes foram associadas distribuições de probabilidade. Essas distribuições, obtidas numericamente, devem ser representativas dos dados quantitativos dos histogramas. As figuras 5.12 e 5.13 representam os histogramas e distribuições de tamanhos de grãos e volume, respectivamente. À esquerda são ilustrados os histogramas, enquanto à direita são expostas as distribuições de probabilidade. Nas duas figuras é possível ver que os valores $\bar{d}$ e σ dos histogramas coincidem com os valores $\bar{d}_c$ e σ_c , calculados numericamente, para as distribuições de probabilidade (linha vermelha nas figuras).

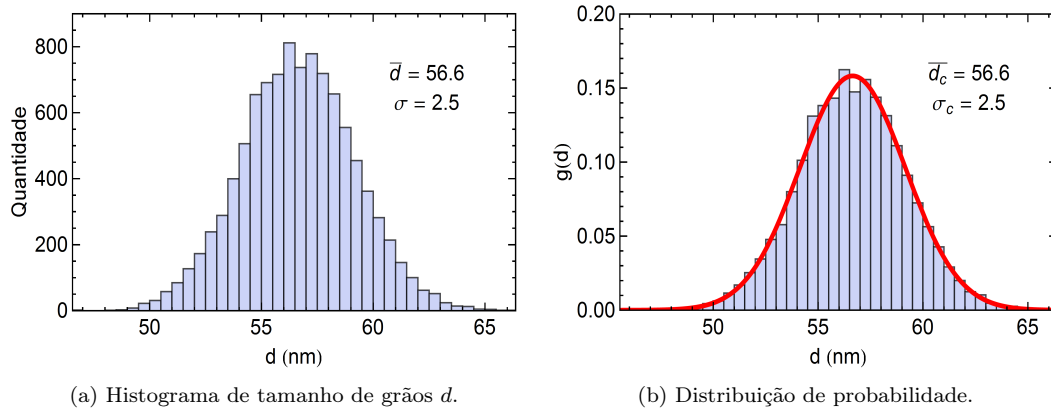


Figura 5.12: Histogramas de tamanho de grãos e distribuição de probabilidade associada.

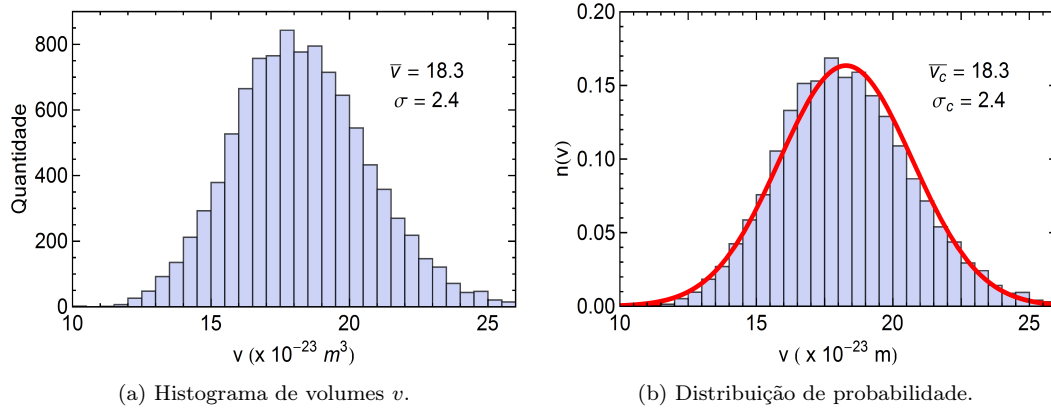


Figura 5.13: Distribuição de probabilidade associada ao histograma de volume de grãos.

Como indicado na figura 5.13b a distribuição $n(v)$ é do tipo gaussiana. De posse de $n(v)$ é possível construir $f(\tau)$ calculando τ (equação 3.19) para cada valor de v e avaliar como essa distribuição varia de acordo com alterações em B e T . A figura 5.14 ilustra a distribuição $f(\tau)$ para o caso em que o campo externo é zero (i.e., $B = 0$). Por simplicidade $B_c = 10$ mT é igual para todos os minerais nas simulações [25].

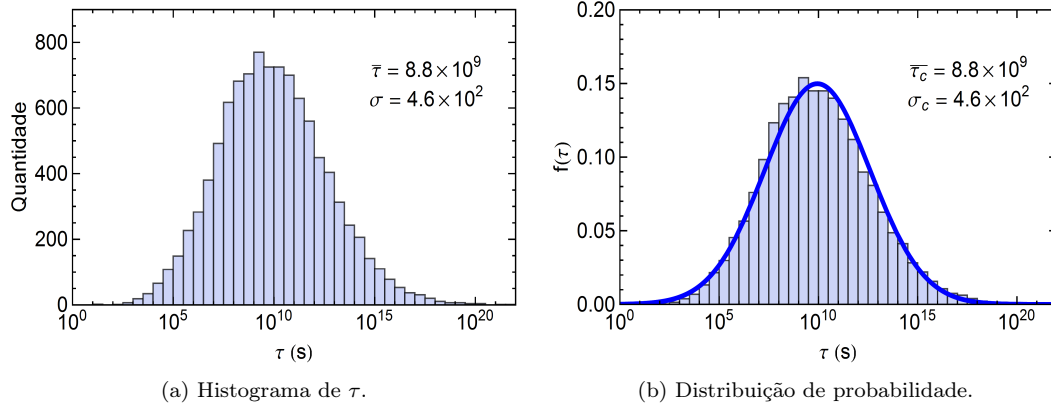


Figura 5.14: Distribuição de probabilidade associada ao histograma de tempos de relaxação.

Tendo em vista que a distribuição de volumes é do tipo gaussiana, a distribuição $f(\tau)$ é, por consequência, do tipo log gaussiana. Essa afirmação se baseia no fato de que, à luz da teoria da estatística e probabilidade, uma variável aleatória (neste caso, τ) é dita distribuída log normalmente quando seu logaritmo (i.e., $\log \tau$) é normalmente distribuído. Ao considerar a distribuição de volumes $n(v)$, o cálculo da função $\log$ em ambos os lados da equação 3.19 permite inferir que

$$\log \tau = \log \tau_0 + \left[\frac{M_s B_k v}{2k_B T} \left(1 - \frac{B}{B_k} \right)^2 \right] n(v) \approx \left[\frac{M_s B_k v}{2k_B T} \left(1 - \frac{B}{B_k} \right)^2 \right] n(v). \quad (5.7)$$

Como $\log \tau_0$ é um valor constante, a presença desse termo não altera a forma da distribuição de τ . Modificações na forma de $f(\tau)$ serão exclusivamente devido às mudanças no fator que multiplica $n(v)$ na equação 5.7.

Na figura 5.15 são ilustradas situações distintas mas que resultam em alterações da distribuição $f(\tau)$. Nas figuras 5.15a, 5.15b e 5.15c é possível notar o deslocamento de $f(\tau)$ para regiões de menores valores de τ a medida em que aumenta-se o campo magnético. Esse resultado está de acordo com o que é estabelecido pela teoria de Néel, que evidencia a dependência de τ no campo. A figura 5.15d ilustra a dependência de $f(\tau)$ para três valores de T : 300 K, 350 K e 400 K. Novamente é possível notar o deslocamento de $f(\tau)$ para regiões de menores valores de τ com o aumento de T .

A partir das distribuições obtidas numericamente é possível estimar, utilizando a equação 5.2, o comportamento de aquisição da MRV em função do tempo. Esse resultado é apresentado nas figuras 5.16 e 5.17. Novamente é possível notar a otimização do processo de aquisição de MRV com o aumento de T e B . Nessas figuras

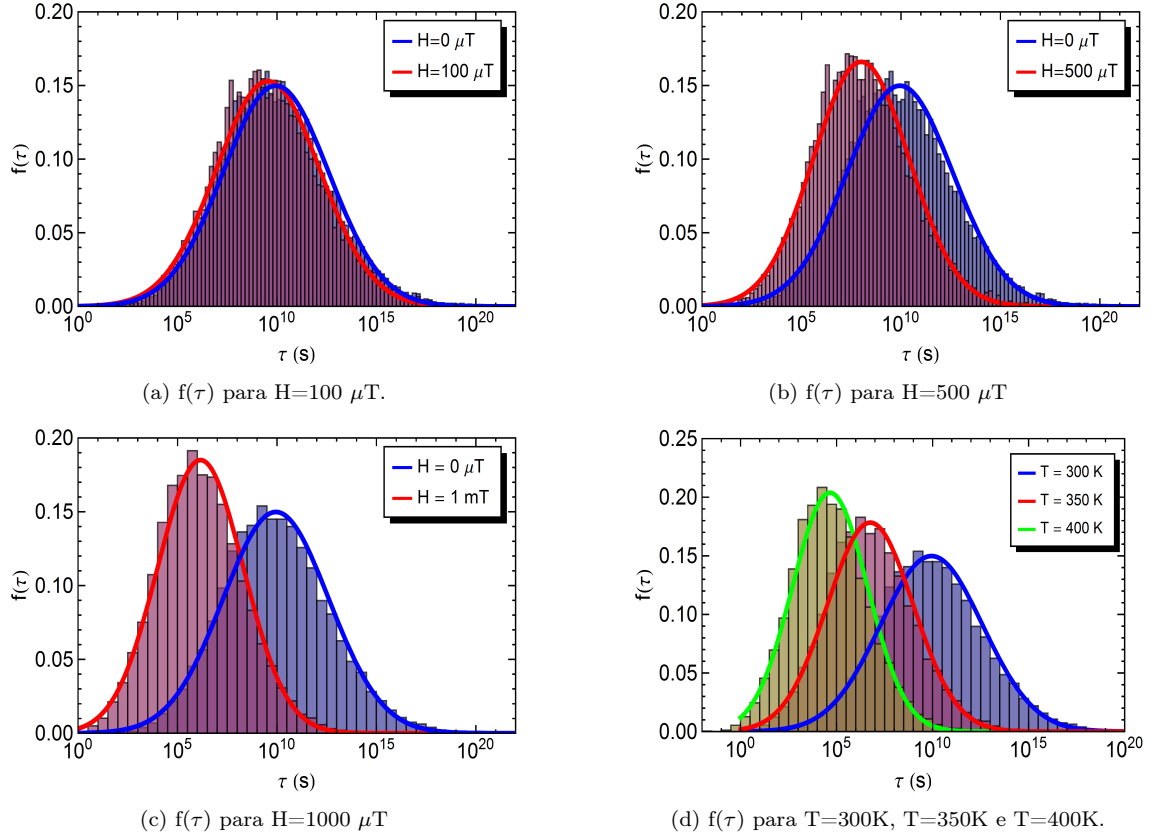


Figura 5.15: Variação da distribuição $f(\tau)$ em função do campo externo (H) e da temperatura (T).

a presença da curva para $B = 0$ ¹ é mantida para ilustrar comparativamente o efeito de mudanças desses parâmetros no processo de aquisição de viscosidade.

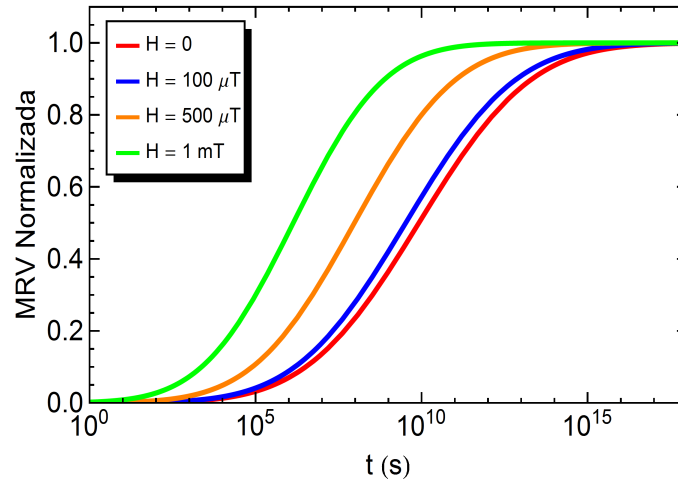


Figura 5.16: Curvas de aquisição de MRV para H igual a 0, 100 μT , 500 μT e 1 mT.

¹Rigorosamente essa curva representa a aquisição de MRV para um campo $B \approx 0$. Essa consideração implica que o termo $(1-B/B_c)^2$ na expressão de τ seja ≈ 1 , de modo que τ não dependa do campo. Nesses casos, a viscosidade pode ser descrita segundo a estatística de Boltzmann, com $M_{eq} \propto H$ (equação 3.9).

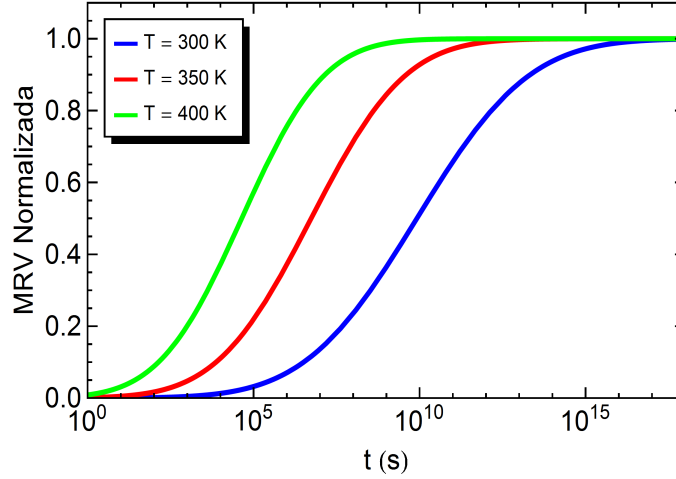


Figura 5.17: Curvas de aquisição de MRV para $T = 300$ K, 350 K e 400 K ($H = 100 \mu T$).

Conclusões sobre ajuste por CLG

O ajuste de curvas de aquisição de MRV por funções CLG proposto neste trabalho permitiu avaliar a dependência desse processo em parâmetros como campo externo e temperatura. Nessa abordagem, mudanças nesses dois parâmetros refletem em alterações da distribuição de tempos de relaxação, o que naturalmente modifica a forma como o sistema responde à aquisição de viscosidade ao longo do tempo.

Para justificar o emprego dessa abordagem e de suas suposições foi investigado o caso teórico de um sistema composto somente por grãos cúbicos de magnetita DU. Considerando uma distribuição normal de tamanho de grãos foi possível estimar uma distribuição log-normal de tempos de relaxação $f(\tau)$ associada ao sistema. O ajuste por CLG associa a $f(\tau)$ uma distribuição de probabilidade que determina a forma como a quantidade viscosidade (MRV) varia com o tempo e com os parâmetros que modificam $f(\tau)$.

Do ponto de vista teórico, essa abordagem satisfaz a condição física de finitude da MRV no limite $t \rightarrow \infty$, o que não ocorre no limite $t \approx \tau$ da teoria de Néel [22] ($MRV \propto \log(t)$, equação 3.34) e também nas abordagens empíricas de Heller & Markert [9] e Dunlop [34] ($MRV \propto (\log(t))^2$).

5.3.3 Resultados experimentais

Nessa seção serão apresentados os dados de aquisição de MRV obtidos durante a parte experimental. Com base nos resultados da análise de conservação da

magnetização total foi possível considerar esse parâmetro como sendo uma quantidade que se preservou ao longo do experimento. Assim, o processo de aquisição de MRV representa essencialmente em um rearranjo da magnetização inicial, que migra (viscosamente) de um estado inicial até um estado final (de equilíbrio) [23]. Essa consideração foi inserida dentro do ajuste por CLG dos dados experimentais ao normalizar os valores de MRV, de modo que para $t \rightarrow \infty$, $MRV \rightarrow 1$.

Os erros associados à determinação da MRV estão diretamente ligados às incertezas da determinação de H_{AF} . Assim sendo, o valor de H_{AF} define um valor crítico que separa as componentes MRA^* e MRV e também as intensidades de cada componente. Os limites superior e inferior do valor de H_{AF} definem também, portanto, os limites de intensidade das componentes primária e secundária. As barras de erros apresentadas nas figuras são a representação gráfica desses limites.

Além do ajuste por CLG, os dados experimentais foram ajustados, via método dos mínimos quadrados, por ajustes lineares [40, 35] e quadráticos [53, 34]. Os resultados estão ilustrados nas figuras 5.18 a 5.25.

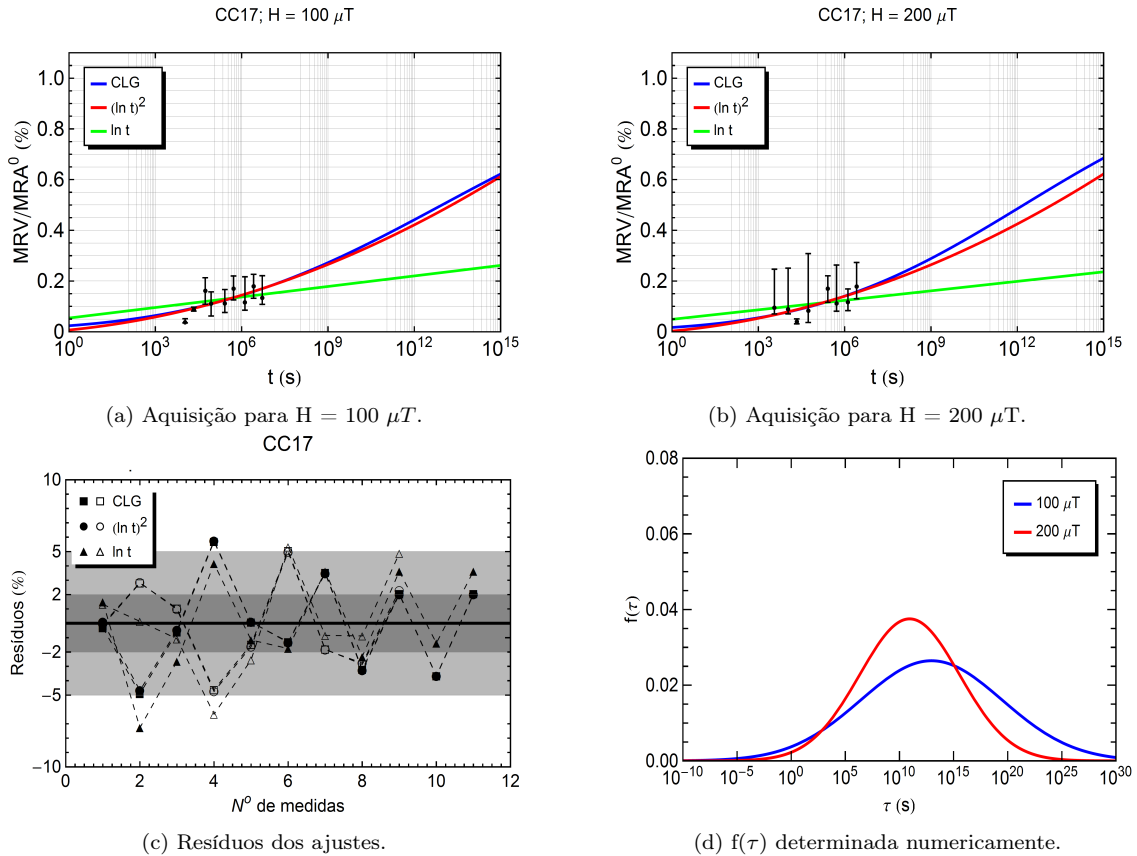


Figura 5.18: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de $100 \mu T$ e símbolos vazios para campos de $200 \mu T$).

A partir da CLG ajustada aos dados experimentais foi possível calcular a distri-

buição $f(\tau)$ usando a equação 5.3. Os resíduos são calculados para os três ajustes a partir da seguinte equação:

$$Residuo = \frac{V_{medido} - V_{calculado}}{V_{medido}} \times 100\%. \quad (5.8)$$

Em todos os gráficos de resíduos as faixas cinza escuro e claro representam os limites de $\pm 2\%$ e $\pm 5\%$, respectivamente.

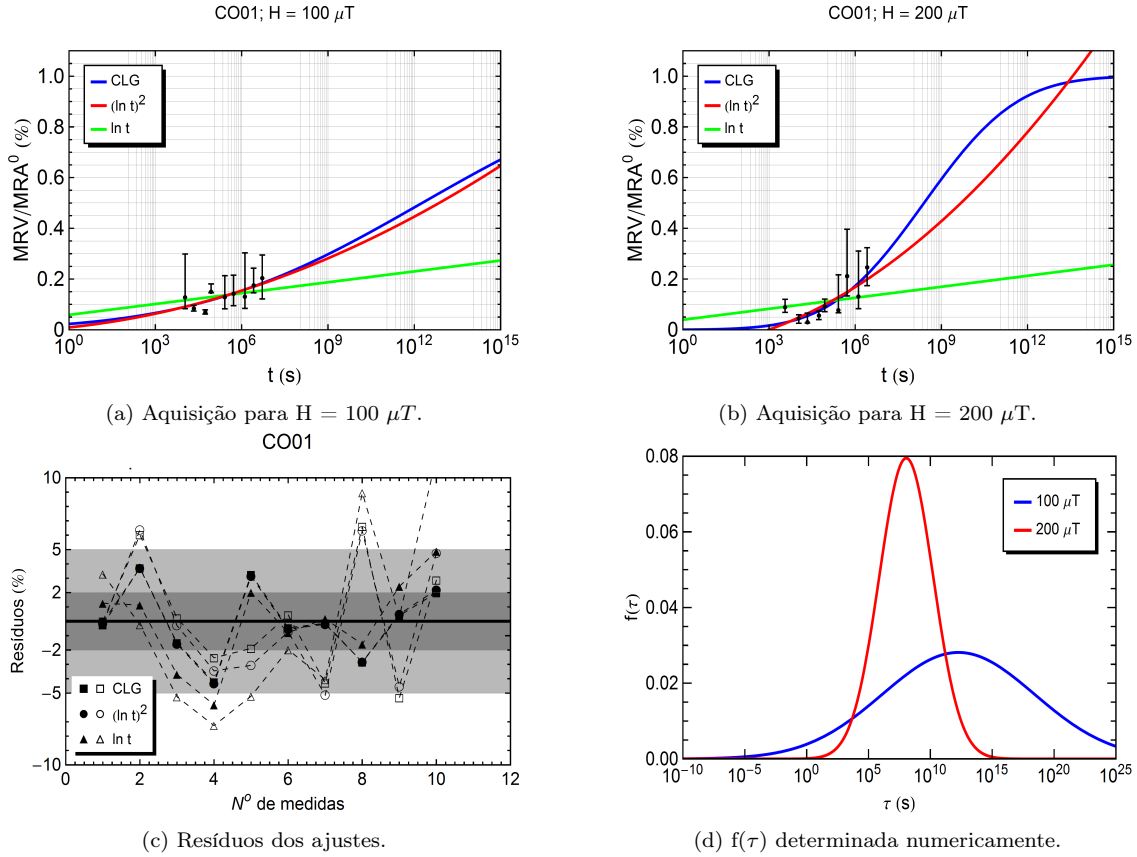


Figura 5.19: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de 100 μT e símbolos vazios para campos de 200 μT).

Nas amostras sedimentares CC17 e CO01 (figuras 5.18 e 5.19, respectivamente) é notável a otimização do processo de aquisição de MRV com o aumento de campo. Para $B = 200 \mu\text{T}$ as amostras mostraram comportamento semelhante ao proposto pelas simulações teóricas (seção 5.3.2), isto é, com deslocamento da distribuição $f(\tau)$ para regiões de menores valores de τ .

Do ponto de vista prático, o ajuste dos dados pelas três abordagens (linear, quadrática e CLG), apresentaram resultados razoavelmente próximos para as amostras CC17 e CO01. Isso por visto a partir dos gráficos de resíduos (figuras 5.18c e 5.19c), nos quais praticamente todos os pontos estão contido na região entre as faixas $\pm 5\%$. Isso indica que, para regimes de campos da ordem de 100 a 200 μT , intervalos de

tempo de até 60 dias não são suficientes para notar uma clara distinção entre as abordagens. Para resolver esse problemas existem duas opções: a utilização de campos externos mais intensos ou a realização do experimento para maiores intervalos de tempo. Obviamente uma combinação dessas duas medidas poderia otimizar ainda mais o experimento.

As amostras magmáticas SG01 e SG03 mostraram forte resistência à aquisição de MRV. Isso pode ser observado tanto pelas curvas de aquisição (5.20 e 5.21) quanto pelas distribuições de τ calculadas (figuras 5.20d e 5.21d), cujos valores médios estão entre 10^{25} s a 10^{40} s (a idade do universo é algo em torno de 10^{17} s). Uma possível explicação para esse tipo de comportamento nas amostras basálticas é a presença de minerais de DU compondo majoritariamente a mineralogia magnética. Da teoria de Néel, grãos de DU tendem a reter com maior fidelidade os registros magnéticos. A confirmação de minerais desse tipo carece, no entanto, da confirmação experimental através de metodologia de determinação mineralógica [51, 54].

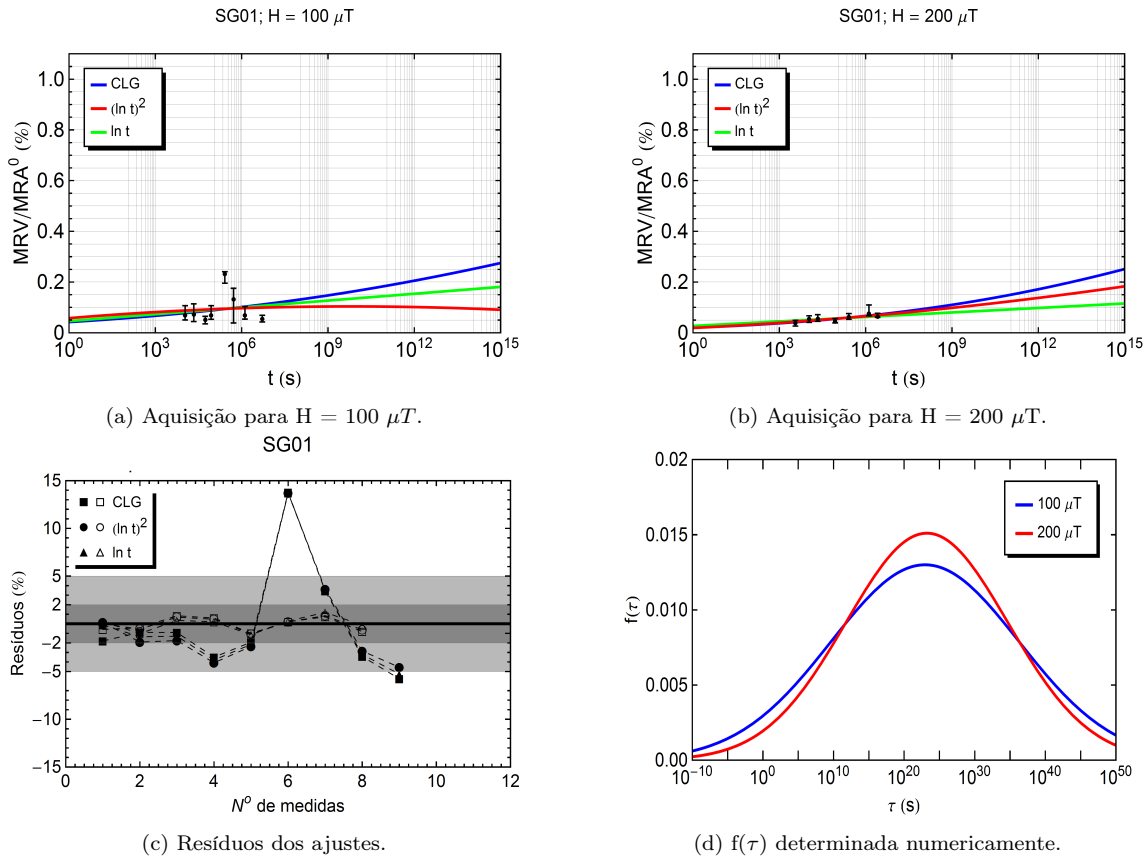


Figura 5.20: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de $100 \mu T$ e símbolos vazios para campos de $200 \mu T$).

Na amostra sedimentar ZC2 os ajustes via CLG (figura 5.22) mostram uma ligeira otimização no processo de aquisição da MRV, visto o pequeno deslocamento da distribuição $f(\tau)$ para menores valores de τ com o aumento do campo. Esse resul-

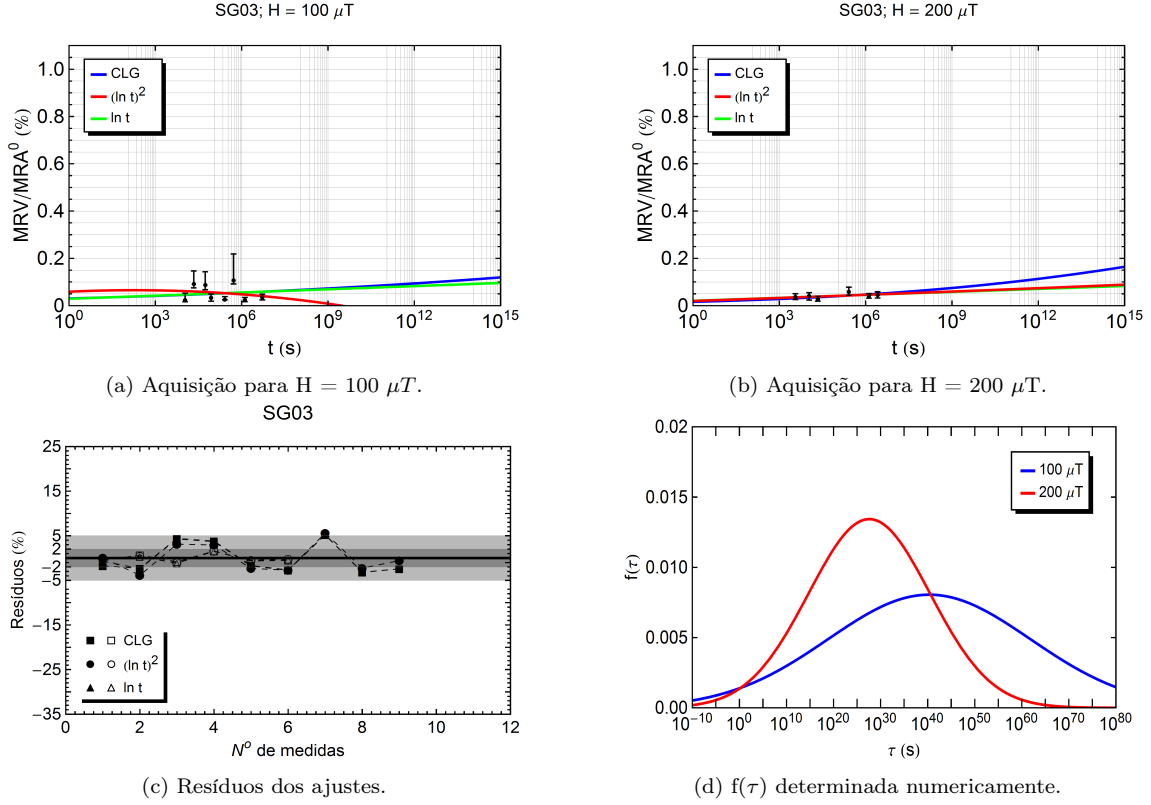


Figura 5.21: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de $100 \mu T$ e símbolos vazios para campos de $200 \mu T$).

tado, novamente em consonância com a investigação teórica, reforça a dependência da viscosidade na intensidade do campo externo. No entanto, devido aos erros associados às medidas os ajustes realizados mostram maior dispersão comparado às amostras anteriormente discutidas (figura 5.22c). Além disso, dentro da janela de tempo utilizada nesse estudo os ajustes quadrático e por CLG apresentam resultados muito próximos (5.22a e 5.22b).

As amostras de rochas metamórficas AS02, D1 e L1 apresentaram maiores divergência com relação aos padrões observados nas demais amostras. Na amostra AS02 as distribuições $f(\tau)$ calculadas numericamente apresentaram comportamento oposto ao esperado, i.e., deslocamento de $f(\tau)$ para maiores valores de τ com o aumento do campo. Esse padrão, que ocorre também para as amostras D1 e L1, contraria os resultados encontrado pelas simulações teóricas e pode estar associado a presença de minerais DM ou PDU que tornam o processo de aquisição de MRV mais complexo. Além disso, para a amostra AS02 é notável a não correspondência entre os três ajustes (linear, quadrático e por CLG) para a curva de aquisição para $H = 100 \mu T$, o que reflete também na alta dispersão dos resíduos dos ajustes (figura 5.23c).

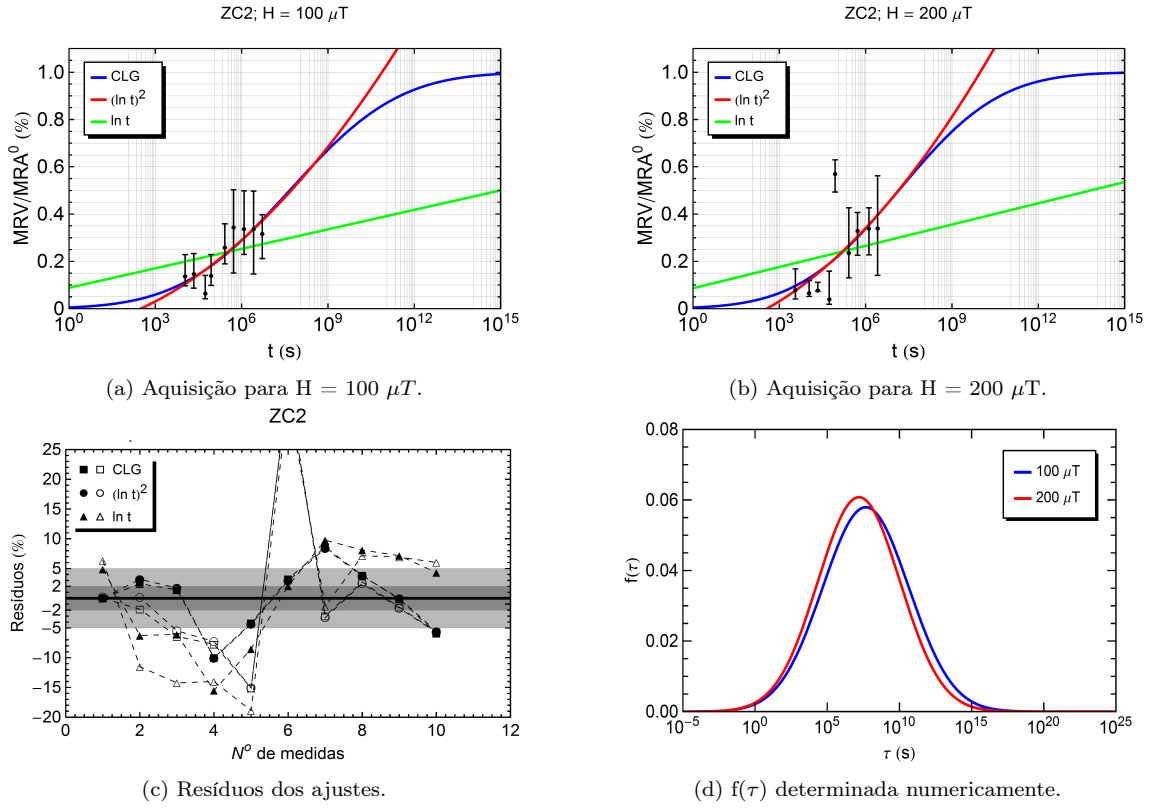


Figura 5.22: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de 100 μT e símbolos vazios para campos de 200 μT).

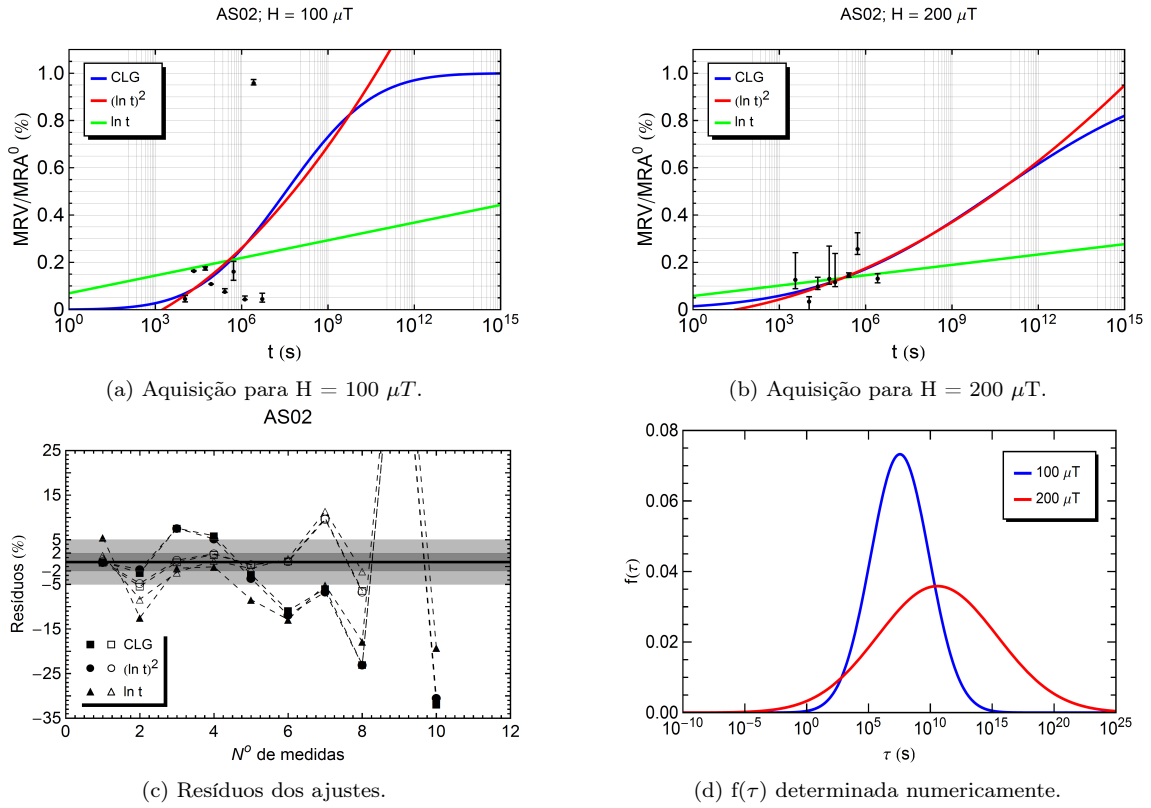


Figura 5.23: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de 100 μT e símbolos vazios para campos de 200 μT).

Nas amostras D1 e L1 o processo de aquisição apresentou comportamento complexo como indicado nas figuras 5.24 e 5.25 respectivamente. Para ambas as amostras é notável a dispersão dos resíduos (figuras 5.24c e 5.25c) para os três diferentes ajustes, além do já citado deslocamento de $f(\tau)$ com a diminuição do campo externo. Novamente a presença de minerais DM podem justificar a complexidade desse fenômenos nessas amostras, o que também justificaria a rápida saturação da MRV para a amostra D1 [25].

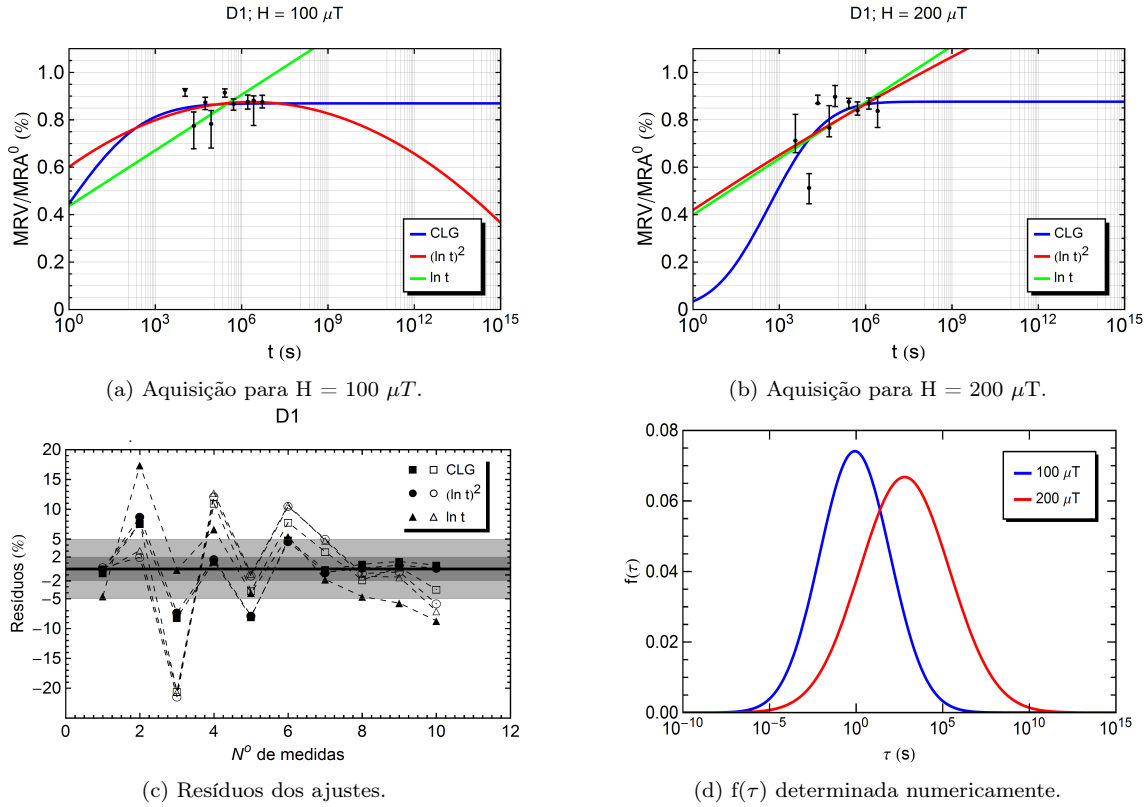


Figura 5.24: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de 100 μ T e símbolos vazios para campos de 200 μ T).

5.4 $H_{AF} \times t$

Da ACP nos diagramas de Zijderveld foi possível definir valores de pico H_{AF} , bem como seus limites superiores e inferiores, que completamente apagaram a componente viscosa. Esses valores foram obtidos para todas as amostras e para cada intervalo de aquisição de **MRV**. A partir desses valores foi possível avaliar graficamente a relação os parâmetros H_{AF} e tempo (t), como indicado nas Figuras 5.26 a 5.29. As barras de erros nas imagens são estão associadas aos limites superior e inferior.

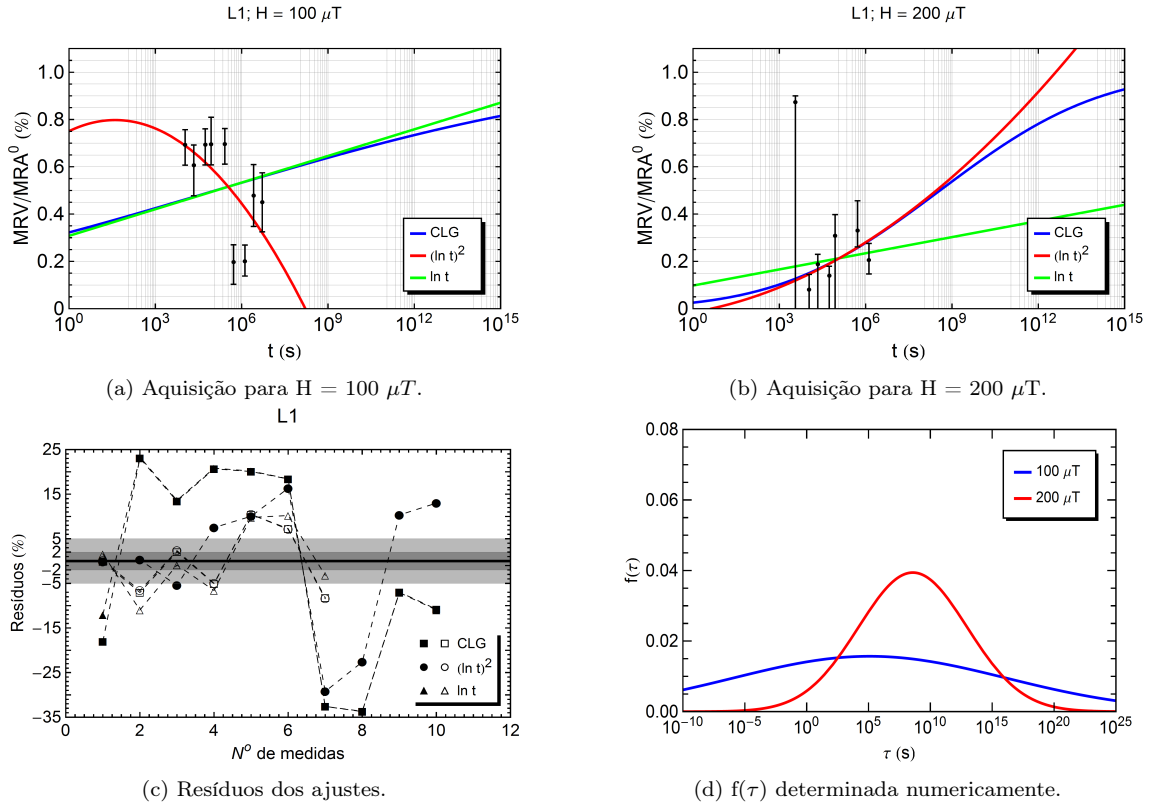


Figura 5.25: Resíduos dos ajustes numéricos dos pontos experimentais (símbolos sólidos são para campo de $100 \mu T$ e símbolos vazios para campos de $200 \mu T$).

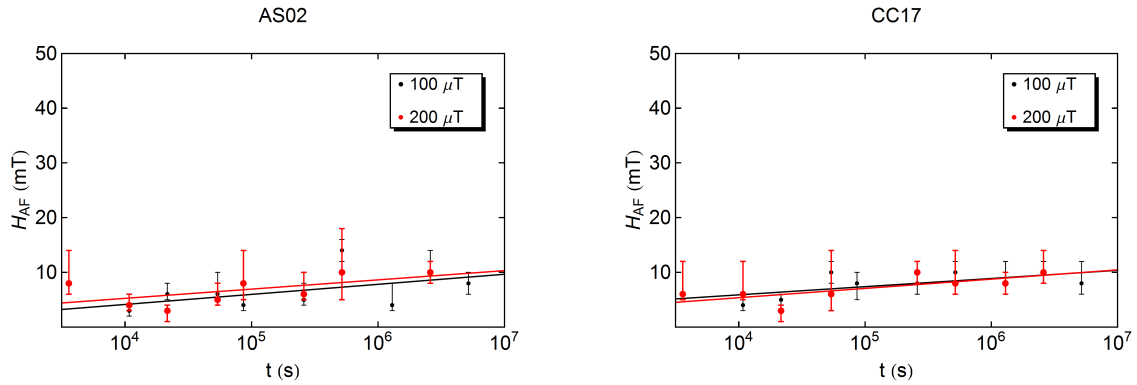


Figura 5.26: Idem.

Os pontos experimentais foram interpolados pelo método dos mínimos quadrados e ajustados a uma equação linear em $\ln t$ do tipo $H_{AF}(t) = A + B \ln t$, com A e B os parâmetros a serem encontrados pelo ajuste numérico. A tabela 5.1 mostra os valores calculados para as amostras representadas nas Figuras 5.26 a 5.29

De maneira geral as amostras apresentaram comportamento crescente entre H_{AF} e tempo t . Isso significa que para maiores valores de tempo, a componente MRV adquirida pelas amostras tende a ser mais intensa, o que exige um valor de pico H_{AF} maior para completamente apagar a componente viscosa. Além disso, a relação

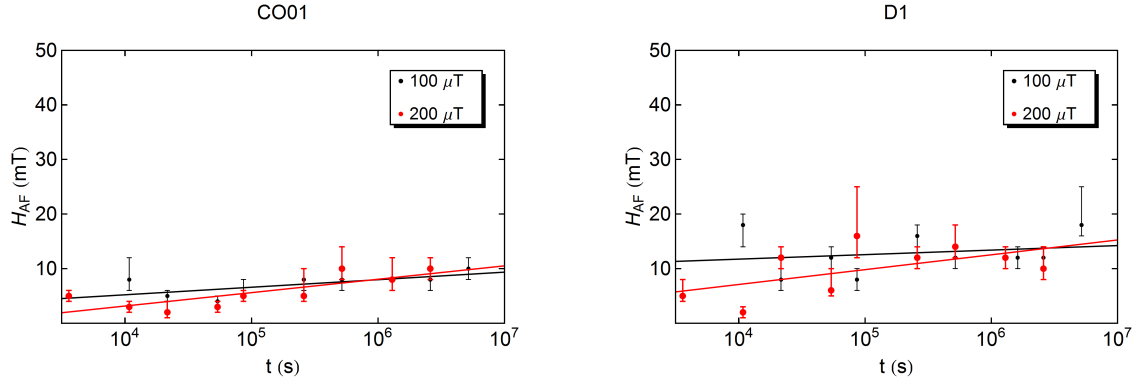


Figura 5.27: Idem.

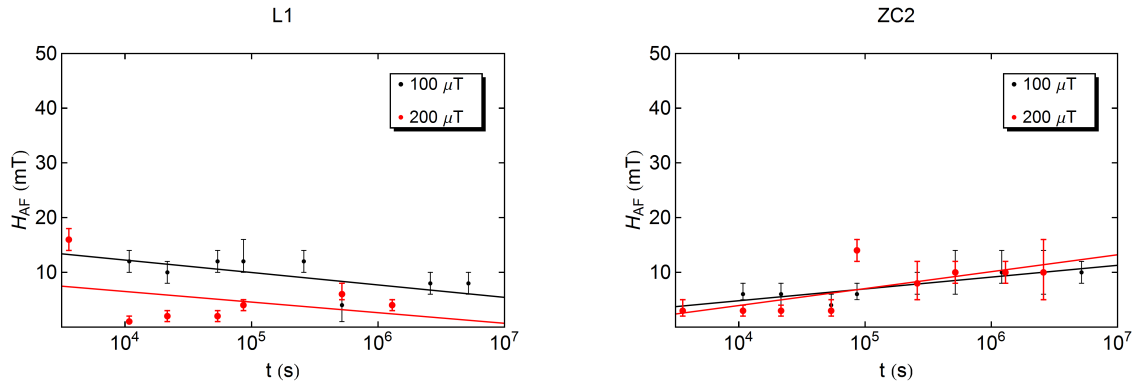


Figura 5.28: Idem.

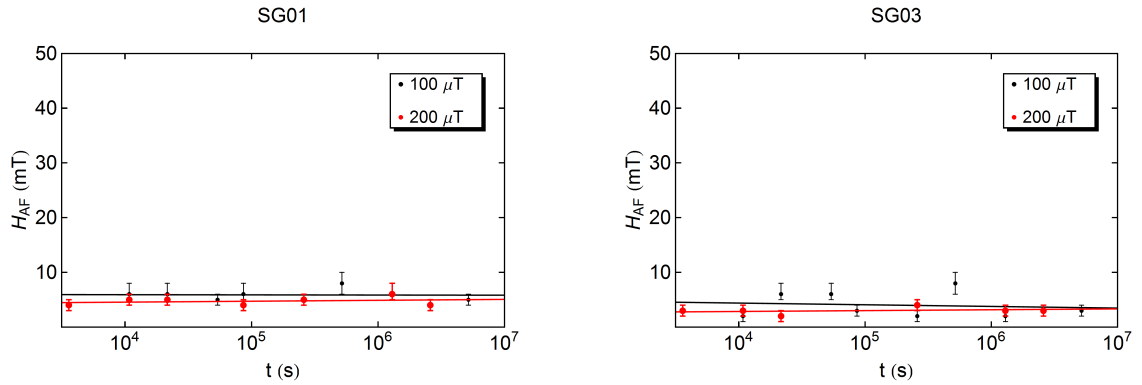


Figura 5.29: Idem.

entre esses dois parâmetros é ajustada por retas na variável $\ln t$, o que concorda com a teoria de Néel (1949) e com os dados experimentalmente obtidos de Rimbart [\[35\]](#) e Heller & Markert [\[53\]](#).

A investigação da relação entre H_{AF} e tempo é de grande importância do ponto de vista prático. Tendo em vista que H_{AF} pode ser determinado experimentalmente, o conhecimento prévio da dependência temporal desse parâmetro permite a estimação

Tabela 5.1: Tabela com os valores de A e B encontrados numericamente para o ajuste das curvas $H_{AF} \times t$.

Amostra	Intensidade do campo			
	100 uT		200 uT	
	A	B	A	B
AS02	-3.22	0.79	1.51	0.73
CC17	-0.08	0.64	1.41	0.73
CO01	-0.32	0.60	6.67	1.07
SG01	6.03	-0.01	3.88	0.07
SG03	5.60	-0.13	2.21	0.06
ZC2	-3.82	0.93	8.43	1.34
D1	8.42	0.35	3.77	1.1
L1	21.33	-0.98	12.25	-0.84

de um tempo de aquisição da **MRV**, ou seja, a idade da componente viscosa.

As amostras SG01 e SG03 apresentaram um comportamento de decrescimento de H_{AF} com o tempo para o campo de 100 μT , enquanto a amostra D1 apresentou o mesmo comportamento para os dois valores de campo. Na tabela 5.1 é possível ver que nestes casos o parâmetro B ajustado numericamente apresenta valor negativo, indicado que H_{AF} decresce ao longo do tempo. Esse comportamento é, de fato, não esperado, uma vez a viscosidade é função monotonicamente crescente no tempo (equações 3.16 e 3.32). É de se esperar, portanto, que maiores intensidades de **MRV** exijam maiores valores de campo H_{AF} para serem completamente apagadas.

Embora a dependência linear entre H_{AF} e tempo sejam notáveis nas figuras 5.26 a 5.28, os resultados obtidos para os dois valores de campo não apresentaram mudanças significativas. Isso impede que uma análise apurada da real influência do campo aplicado seja feita. Uma possível causa para esse resultado é o fato de que os campos utilizados neste estudo (100 μT e 200 μT) eram próximos e não muito intensos.

Outra maneira de avaliar a pouca variação das curvas $H_{AF} \times t$ devido aos campos próximos é ilustrada nas figuras 5.30a, 5.30b e 5.30c. Nessas figuras todas as amostras são computadas, primeiro separadamente para os dois campos (figuras 5.30a e 5.30b), e depois todas juntas em um só gráfico (figura 5.30c). Novamente é notável a pouca diferença do ajuste para os dois campos. Quando inseridas todas em um gráfico só, a reta ajustada apresenta pouca variação quando comparada com os gráficos dos campos separados. Esse fato reforça a necessidade da utilização de campos mais altos e distintos para melhor apurar a dependência de H_{AF} no tempo.

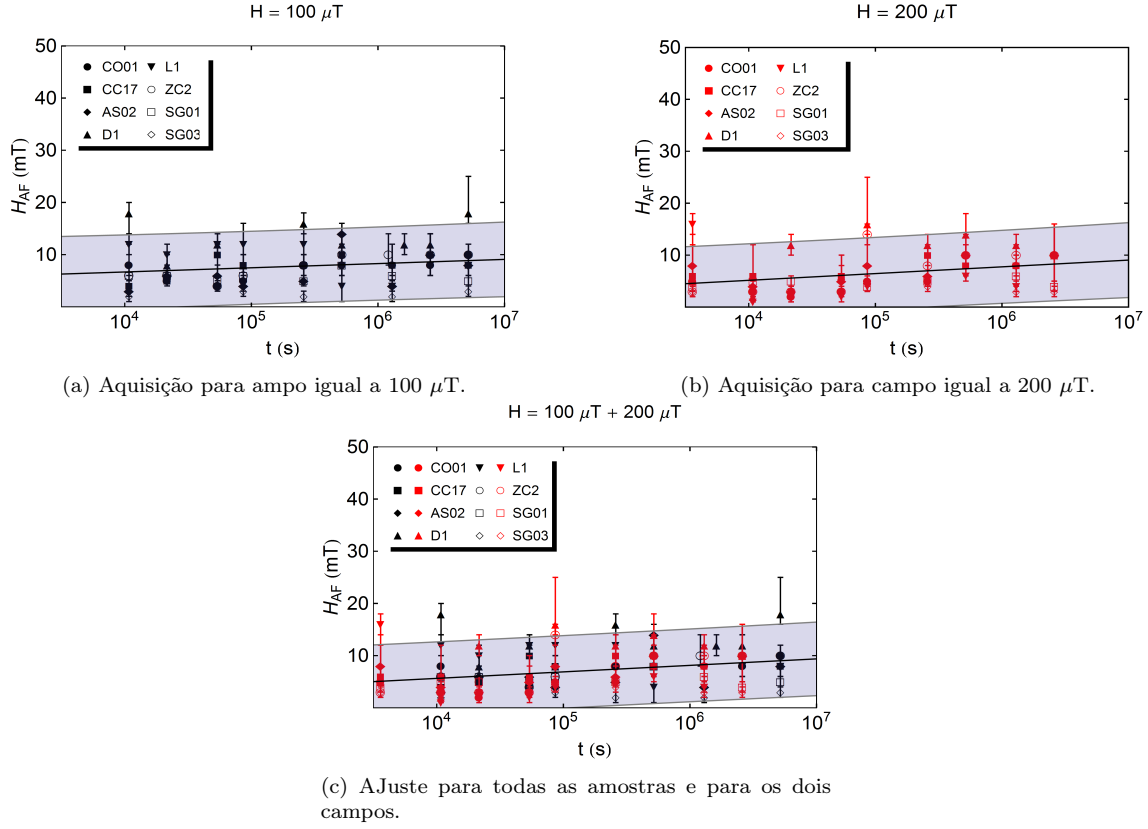


Figura 5.30: Ajuste dos dados H_{AF} como função do tempo. A proximidade dos dois campos não permitiu uma boa resolução na distinção do efeito do campo na relação $H_{AF} \times t$.

5.5 $MRV \times H_{AF}$

Ainda a partir dos dados obtidos pela ACP foi possível avaliar a relação entre a intensidade da componente viscosa MRV e campo H_{AF} para os diferentes intervalos de aquisição de MRV. Os resultados obtidos nessa análise estão representados nas figuras 5.31 a 5.36.

Os pontos experimentais foram ajustados por funções exponenciais do tipo ae^{kx} e por funções lineares do tipo $b + cx$. Em ambos os ajustes os parâmetros livres (i.e., o termo a no ajuste exponencial, termos b e c no ajuste linear) foram determinados numericamente via mínimos quadrados. Do ponto de vista prático as duas abordagens apresentaram resultados próximos, como é possível avaliar tanto nos gráficos de resíduos quanto nas representações das curvas ajustadas.

Das curvas de MRV em função do tempo (figuras 5.18 a 5.25, seção 5.3) é evidente que as janelas de exposição ao campo adotadas neste estudo correspondem apenas à porção inicial das curvas de aquisição. Consequentemente, os valores de MRV medidos estavam afastados do valor de equilíbrio. Isso não justifica, mas torna

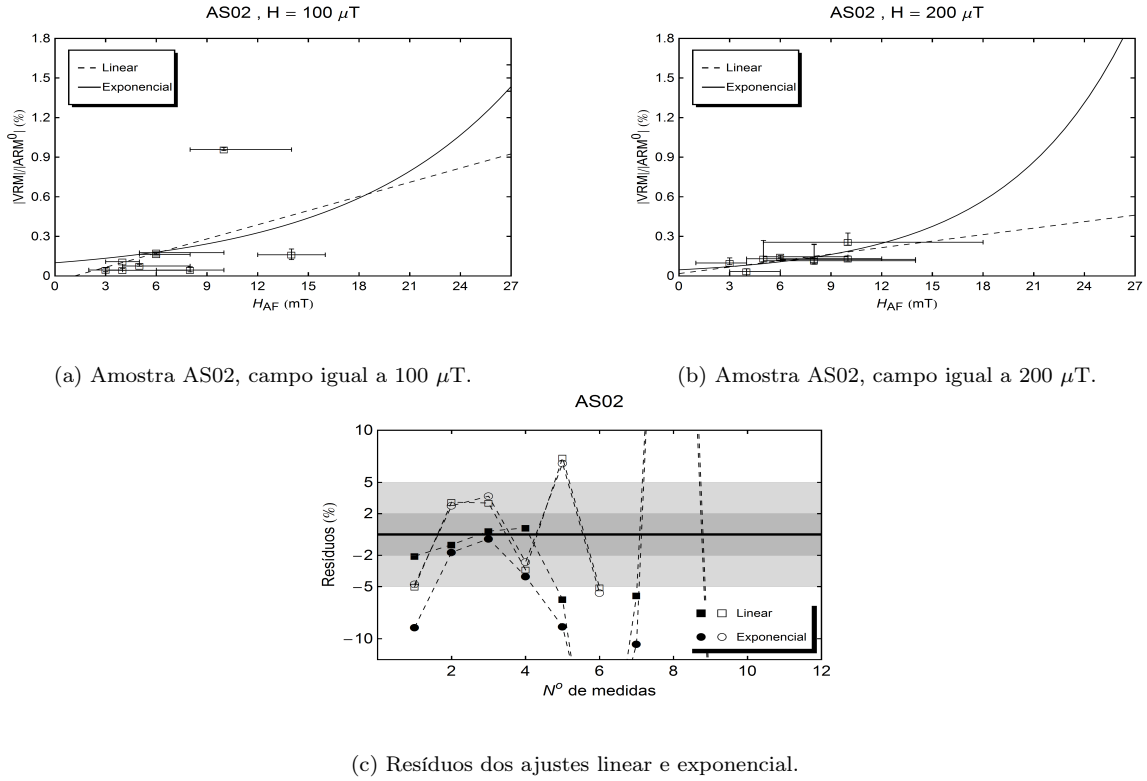


Figura 5.31: Dados de $\text{MRV} \times H_{\text{AF}}$ para a amostra AS02. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de 100 μT , enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em 200 μT .

possível o ajuste exponencial da relação entre H_{AF} e MRV. Sob essa óptica as curvas de ajustes lineares podem ser consideradas como o caso limite em que o intervalo de tempo de aquisição de MRV é curto. Matematicamente essa afirmação se baseia no fato de que, para pequenos valores de t , a expansão em série de Taylor da função exponencial resulta em

$$\exp(kx) \approx 1 + kx \quad (5.9)$$

ou seja, uma equação linear em x .

Para valores de MRV próximos a $M_{\text{mrv}}^{\text{eq}} (= 1)$ é de se esperar que o campo H_{AF} necessário para apagar a componente também estabilize-se. Com isso, o ajuste exponencial deverá ser substituído por uma outra função, que contemple o crescimento exponencial obtidos nesses gráficos, mas também à condição de saturação tanto de MRV quanto de H_{AF} .

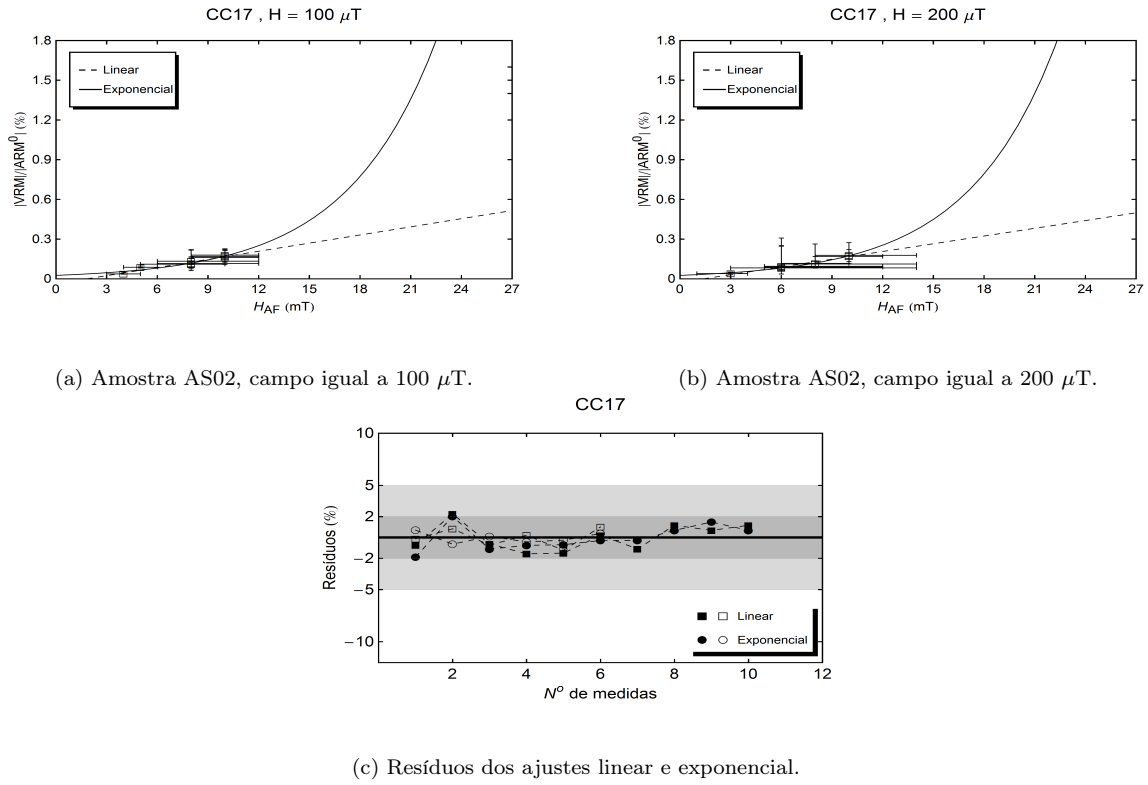


Figura 5.32: Dados de $MRV \times H_{AF}$ para a amostra CC17. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de $100 \mu T$, enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em $200 \mu T$.

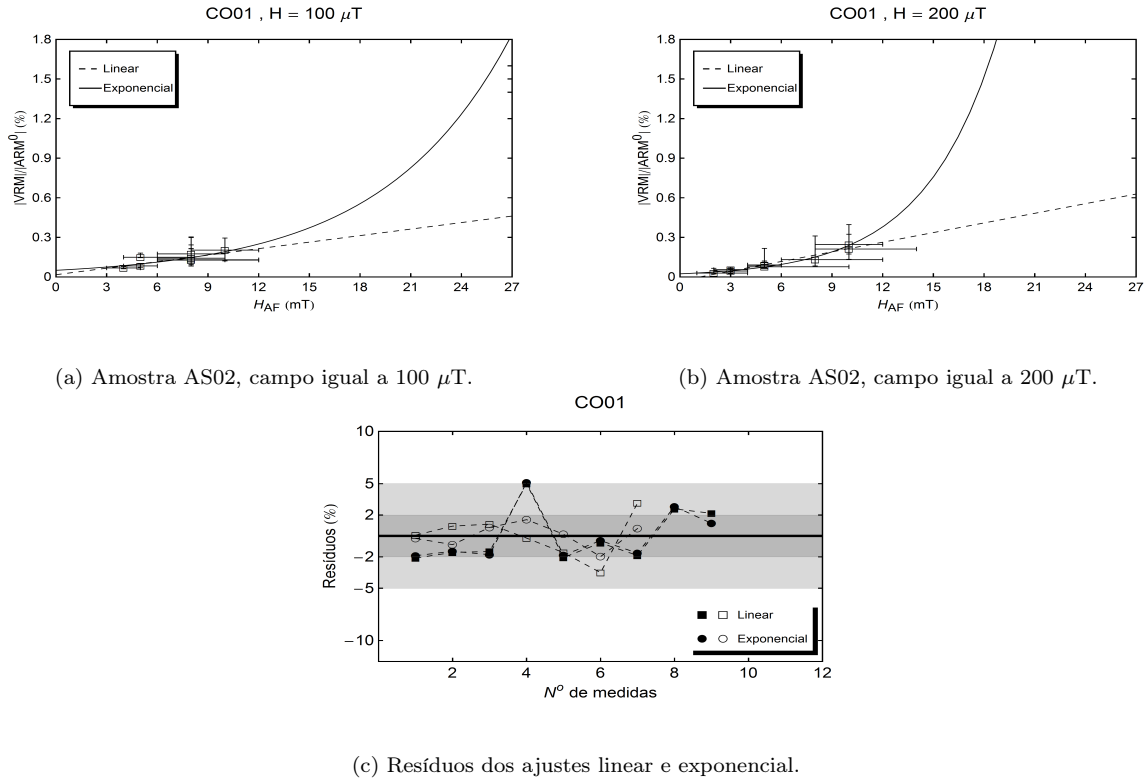
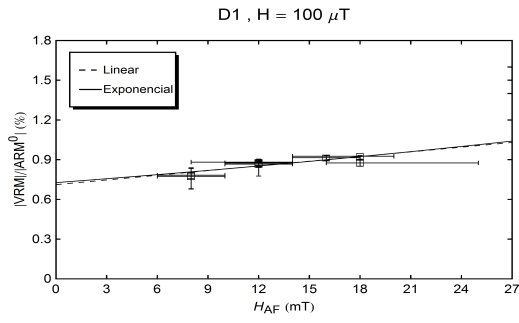
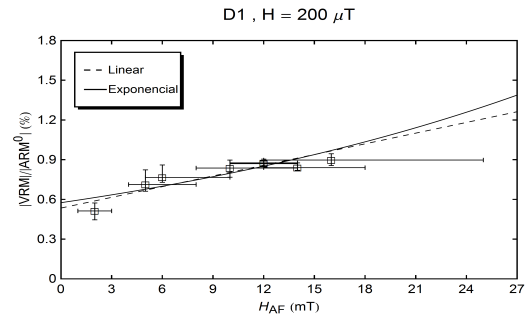


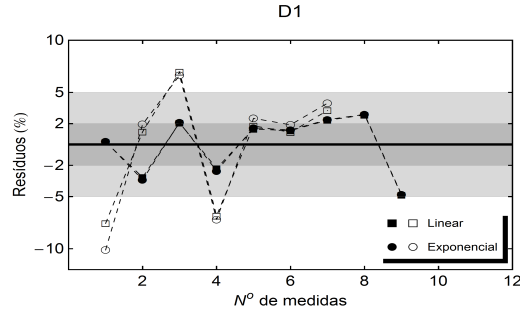
Figura 5.33: Dados de $MRV \times H_{AF}$ para a amostra CO01. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de $100 \mu T$, enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em $200 \mu T$.



(a) Amostra AS02, campo igual a 100 μT .

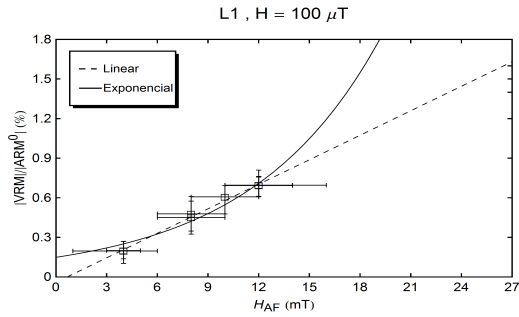


(b) Amostra AS02, campo igual a 200 μT .

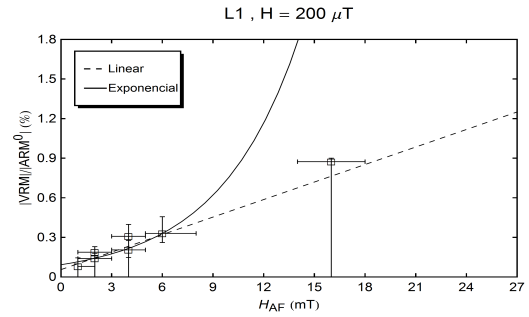


(c) Resíduos dos ajustes linear e exponencial.

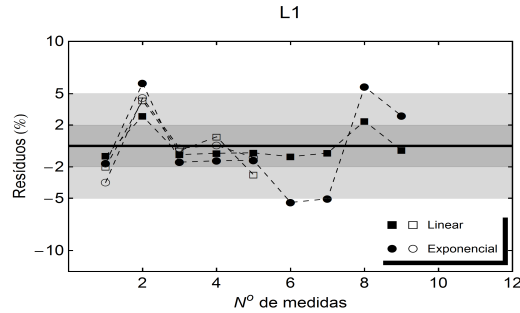
Figura 5.34: Dados de $\text{MRV} \times H_{\text{AF}}$ para a amostra AS02. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de 100 μT , enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em 200 μT .



(a) Amostra AS02, campo igual a 100 μT .

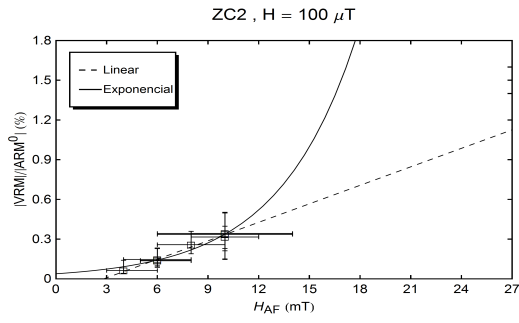


(b) Amostra AS02, campo igual a 200 μT .

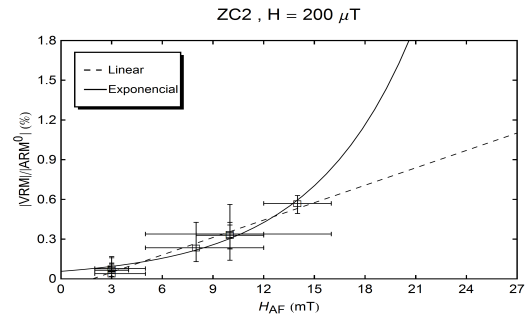


(c) Resíduos dos ajustes linear e exponencial.

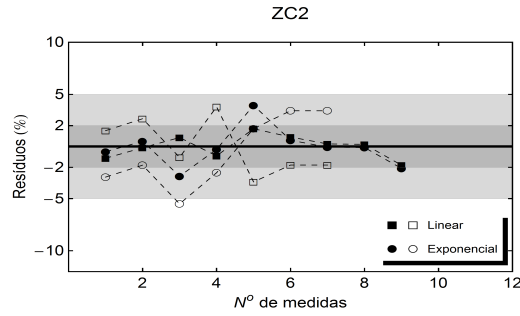
Figura 5.35: Dados de $\text{MRV} \times H_{\text{AF}}$ para a amostra AS02. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de 100 μT , enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em 200 μT .



(a) Amostra AS02, campo igual a 100 μT .

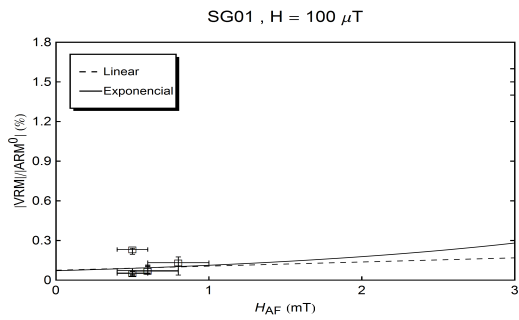


(b) Amostra AS02, campo igual a 200 μT .

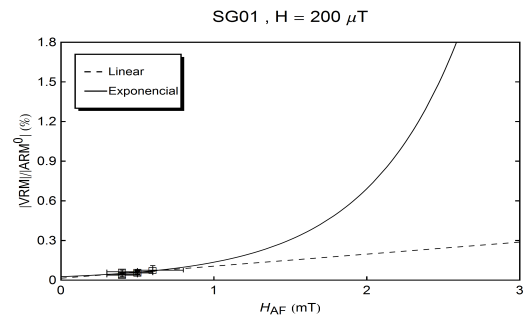


(c) Resíduos dos ajustes linear e exponencial.

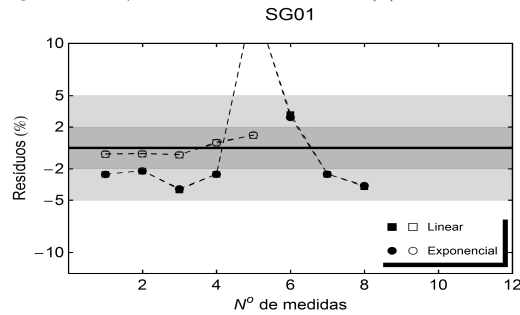
Figura 5.36: Dados de $\text{MRV} \times H_{\text{AF}}$ para a amostra ZC2. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de 100 μT , enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em 200 μT .



(a) Amostra AS02, campo igual a 100 μT .

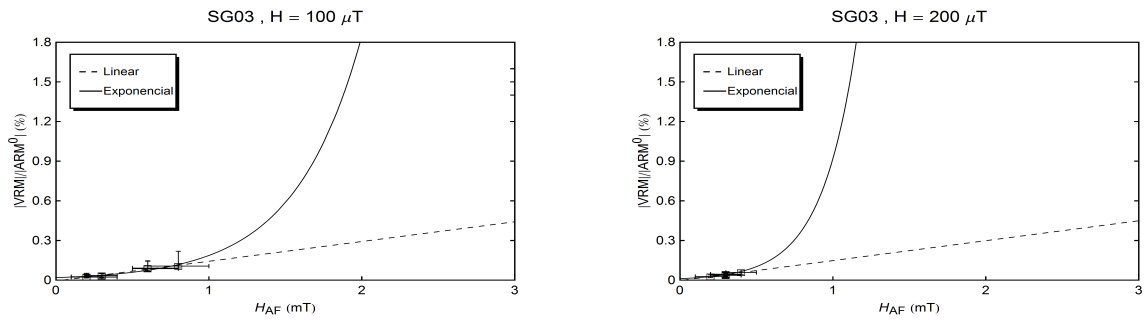


(b) Amostra AS02, campo igual a 200 μT .



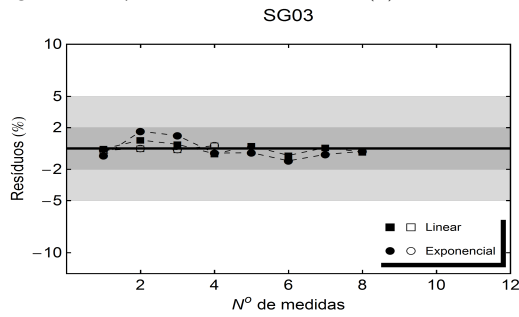
(c) Resíduos dos ajustes linear e exponencial.

Figura 5.37: Dados de $\text{MRV} \times H_{\text{AF}}$ para a amostra SG01. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de 100 μT , enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em 200 μT .



(a) Amostra AS02, campo igual a $100 \mu\text{T}$.

(b) Amostra AS02, campo igual a $200 \mu\text{T}$.



(c) Resíduos dos ajustes linear e exponencial.

Figura 5.38: Dados de $\text{MRV} \times H_{\text{AF}}$ para a amostra SG03. No gráfico de resíduos dos ajustes linear e exponencial os símbolos sólidos remetem à aquisição com campo de $100 \mu\text{T}$, enquanto os símbolos vazios associam-se à aquisição em $200 \mu\text{T}$.

6 Conclusões e perspectivas

A partir de uma metodologia essencialmente experimental, mas tendo como base as formulações teóricas disponíveis acerca das temáticas da viscosidade magnética e do magnetismo das rochas, o presente estudo teve por objetivo levantar relações empíricas entre a magnetização viscosa remanente e parâmetros como campo magnético aplicado, campo H_{AF} e tempo. Buscando diminuir as distorções entre experimento e caso real, o presente estudo adotou como ponto de partida a investigação da evolução da MRV em amostras previamente magnetizadas. Esse cenário é mais próximo daquele encontrado no meio geológico, no qual possíveis componentes viscosas da magnetização das rochas ocorrem sempre de maneira sobreposta ao sinal originário.

Uma vez determinados os estados iniciais de magnetização das amostras, a exposição a campos magnéticos contínuos em diferentes janelas de tempo foi a estratégia utilizada para induzir o surgimento da componente viscosa nas amostras. Uma vez encerrada o período de exposição, a desmagnetização por CMA e posterior implementação da ACP nos diagramas de Zijdeveld foram uma etapa fundamental para nortear as relações de interesse desse estudo. Como discutido, a determinação de um valor de pico H_{AF} é ainda alvo de estudo, e torna o assunto aberto para que possíveis propostas, desde que plausíveis, sejam apresentadas. Nesse contexto, o presente estudo adotou uma maneira estatística, essencialmente inerente à metodologia da ACP, para determinar tanto esse parâmetro quanto possíveis valores máximo e mínimo.

A análise da conservação da magnetização total mostrou predominância de conservação dessa quantidade. Isso implica que o processo idealizado de aquisição, em que campo aplicado e magnetização inicial estejam perpendiculares entre si, não ocorreu. Assim, o crescimento da componente viscosa ocasionou uma pequena diminuição do sinal magnético inicial, como resultado do surgimento de uma componente oblíqua à magnetização inicial. Essas pequenas distorções, no entanto, não foram suficientes para confirmar um comportamento de não conservação da magnetização

total.

Uma vez implementada a análise da componente principal foi possível avaliar a MRV em relação ao tempo de exposição e ao campo aplicado. Para o campo mais alto ($200 \mu\text{T}$), quatro das oito amostras estudadas apresentaram deslocamento tanto da curva de aquisição quanto da respectiva distribuição $f(\tau)$ para regiões de menores valores de τ . Isso implica que para campos mais elevados a MRV atinja o estado final de equilíbrio mais rápido, como é naturalmente esperado. Essa otimização do processo de aquisição da MRV está em consonância com os resultados obtidos na etapa computacional, na qual foi avaliada a partir de uma simulação numérica a dependência de $f(\tau)$ nos parâmetros campo magnético e temperatura. Embora considerando apenas um caso singular de grãos cúbicos, DU e não interagentes de magnetita, essa simulação permitiu avaliar o efeito do campo magnético e da temperatura no fenômeno da viscosidade.

Essa abordagem numérica de determinação de distribuições $f(\tau)$ a partir de curvas de aquisição de MRV pode representar uma metodologia alternativa para análises de mineralogia. Tendo em vista que esta abordagem não utilizou métodos térmicos, a coercividade dos minerais foi mantida inalterada durante todas as etapas. Assim, com base na equação 3.19, que relaciona τ e H_c , definida uma distribuição $f(\tau)$, é possível encontrar numericamente uma distribuição $g(H_c)$ associada. Uma vez estabelecida $g(H_c)$ esse resultado pode ser comparado com metodologias de caracterização mineralógica amplamente utilizadas como análise de curvas de magnetização remanente isotérmica [51], por exemplo.

As curvas numéricas ajustadas aos pontos de aquisição da MRV em função do tempo mostraram que, embora as janelas de exposição adotadas fossem grandes (até 60 dias para campo aplicado de $100 \mu\text{T}$), o processo de aquisição da MRV é lento quando realizado a temperatura ambiente ($\sim 20^\circ\text{C}$). Uma maneira de otimizar esse processo seria a utilização de campos mais intensos, o que permitiria avaliar mais detalhadamente a real influência do campo externo na viscosidade magnética.

O parâmetro H_{AF} , definido como sendo o valor de campo para o qual a componente viscosa é completamente apagada, também foi avaliado com relação ao tempo. Como enfatizado em alguns momentos no texto, essa relação é relevante se considerada a possibilidade de aplicação da MRV como um método alternativo de datação. Embora a proximidade dos campos aplicados não permitiu a clara visualização do efeito do campo nessa relação, é notável a tendência de ajuste linear entre H_{AF} e $\ln t$. Esse resultado, que vai de encontro com o que é previsto pela teoria de Néel

[22] para grão de DM e também com o que é experimentalmente obtido por Rimbert [35] e Heller & Markert [53], mostra a possibilidade de estimação de intervalos de tempo transcorrido para a formação da componente viscosa a partir do valor de H_{AF} necessário para completamente apagar a componente. Tendo em vista que H_{AF} é um parâmetro determinado experimentalmente, o conhecimento prévio da dependência temporal desse parâmetro permitiria o estabelecimento da "idade" da MRV apagada por H_{AF} .

Embora bastante explorada, tanto no âmbito teórico quanto experimental, a viscosidade magnética ainda apresenta diversos aspectos não compreendidos completamente. Apesar das formulações teóricas disponíveis serem, na realidade, simplificações do complexo contexto geológico em que se manifesta a viscosidade, muitos dados foram gerados para não somente testar essas teorias, mas também aplicá-las na resolução de problemas geológicos e arqueológicos.

Nesse contexto, o presente estudo visou contribuir, a partir de uma abordagem tipicamente empírica, para um melhor entendimento da viscosidade magnética em rochas. Dada a relevância e ubiquidade da viscosidade nas rochas, a importância de estudos que busquem ampliar o conhecimento dessa propriedade é imediata.

Perspectivas

O presente estudo representa o início de uma série de investigações acerca da viscosidade magnética nas rochas. A médio e longo prazo, as perspectivas incluem a repetição do experimento utilizando campos aplicados mais intensos e, dentro da disponibilidade de equipamento, para vários valores de campo, de modo a detalhar ainda mais o processo de aquisição dessa componente na magnetização das rochas.

A curto prazo as perspectivas incluem a realização de análises de mineralogia magnética. Essas análises teriam dois principais objetivos: *i*) investigar a dependência na MRV no tamanho e na estrutura de domínio dos minerais magnéticos, e *ii*) avaliar a aplicabilidade do método numérico de determinação do espectro de coercividade $g(H_c)$ a partir das distribuições de tempo de relaxação $f(\tau)$.

Referências Bibliográficas

- [1] MATTIS, D. C. *The Theory of Magnetism I*. Springer, 1981.
- [2] MUNDO VESTIBULAR, *Magnetismo*. disponível em: <https://www.mundovestibular.com.br/estudos/fisica/magnetismo>. Data de acesso: 01/06/2020.
- [3] BUTLER, R. F. *Paleomagnetism: Magnetic domains to geologic terranes*. Blackwell Science Inc, 1992.
- [4] GUIMARÃES, A. P. *Os 400 anos de De Magnete*. disponível em: <http://www.cbpf.br/~labmag/apg.pdf>. Data de acesso: 01/06/2020.
- [5] TEIXEIRA, W.; TOLEDO, C. M.; FAIRCHILD, T. R.; TAIOLI, F. *Decifrando a terra*. Editora Nacional, 2009.
- [6] LAVINA, E. L. Alfred wegener e a revolução copernicana da geologia. *Revista Brasileira de Geociências*, v. 40, n. 2.
- [7] DUNLOP, D.; ÖZDEMİR, O. *Rock magnetism: Fundamentals and frontiers*. Cambridge University Press, UK, 1997.
- [8] SCARDIA, G.; PARENTI, F.; MIGGINS, D. P.; GERDES, A.; ARAUJO, A. G.; NEVES, W. A. Chronologic constraints on hominin dispersal outside Africa since 2.48Ma from the Zarqa Valley, Jordan. *Quaternary Science Reviews*, v. 219, p. 1–19, 2019.
- [9] HELLER, F.; MARKERT, H. The Age of Viscous Remanent Magnetization. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, v. 31, n. 60, p. 395–406, 1973.

- [10] BORRADAILE, G. J. Viscous magnetization, archaeology and Bayesian statistics of small samples from Israel and England. *Geophysical Research Letters*, v. 30, n. 10, p. n/a–n/a, 2003.
- [11] SATO, T.; NAKAMURA, N.; GOTO, K.; KUMAGAI, Y.; NAGAHAMA, H.; MINOURA, K. Paleomagnetism reveals the emplacement age of tsunamigenic coral boulders on Ishigaki Island, Japan. *Geology*, v. 42, n. 7, p. 603–606, 2014.
- [12] BERNDT, T.; MUXWORTHY, A. R. Dating Icelandic glacial floods using a new viscous remanent magnetization protocol. *Geology*, v. 45, n. 4, p. 339–342, 2017.
- [13] KITTEL, C. *Introduction to solid state physics*. 8. ed. Jonh Wiley & Sons Inc., USA, 2005.
- [14] LEONEL, E. D. *Introdução à física estatística*. 1. ed. Editora Blucher, São Paulo, 2015.
- [15] REITZ, J. R.; MILFORD, F. J.; CHRISTY, R. W. *Fundamentos da teoria eletromagnética*. 1. ed. Elsevier, Rio de Janeiro, 1982.
- [16] MACHADO, K. D. *Teoria do eletromagnetismo*. Editora UEPG, Ponta Grossa, 202. v. 2.
- [17] TAUXE, L. *Essentials of paleomagnetism*. 1. ed. University of California Press, 2010.
- [18] WEISS, P. L’hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *J. Phys. Theor. Appl.*, v. 6, n. 1, p. 661–690, 1907.
- [19] STONER, E. C. The demagnetizing factors for ellipsoids. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, v. 36, n. 263, p. 803–821, 1945.
- [20] MOSKOWITZ, B. M. *Hitchhiker’s Guide to Magnetism*. disponível em: http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_index.html. Data de acesso: 01/06/2020.
- [21] NAGY, L.; WILLIAMS, W.; MUXWORTHY, A. R.; FABIAN, K.; ALMEIDA, T. P.; CONBHUI, P. Ó.; SHCHERBAKOV, V. P. Stability of equidimensional pseudo–single-domain magnetite over billion-year timescales. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 114, n. 39, p. 10356–10360, 2017.

- [22] NÉEL, L. Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains avec la applicatio aux terres cuites. *Annales de Géophysique*, , n. 5, p. 99–136, 1949.
- [23] BERNDT, T. *Theory of viscous remanent magnetization acquisition and its application to flood dating*. 2017. Tese (Doctor of Philosophy, PhD) - Imperial College London, 2017. 234p.
- [24] O'REILY, W. *Rock and mineral magnetism*. 1. ed. Blackie & Son Inc, Springer, US., 1984.
- [25] YU, Y. J.; TAUXE, L. Acquisition of viscous remanent magnetization. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, v. 159, n. 1-2, p. 32–42, Nov 2006. n/a.
- [26] EWING, J. A.; THOMSON, W. Experimental researches in magnetism. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, v. 176, p. 523–640, 1885.
- [27] RAYLEIGH, L. On the behaviour of iron and steel under the operation of feeble magnetic forces. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, v. 23, n. 142, p. 225–245, 1887.
- [28] DUNLOP, D. J. Theory of the magnetic viscosity of lunar and terrestrial rocks. *Reviews of Geophysics*, v. 11, n. 4, p. 855–901, 1973.
- [29] PULLAIAH, G.; E., I.; K., B.; J., D. D. Magnetization changes caused by burial and uplift. *Earth and Planetary Sciences Letters*, , n. 28, p. 133–143, 1975.
- [30] WALTON, D. Time-temperature relations in the magnetization of assemblies of single domain grains. *Nature*, London, , n. 286, p. 245–247, 1980.
- [31] MIDDLETON, M. F.; SCHMIDT, P. W. Paleothermometry of the sydney basin. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, v. 87, n. B7, p. 5351–5359, 1982.
- [32] DUNLOP, D. J.; ÖZDEMİR, Effect of grain size and domain state on thermal demagnetization tails. *Geophysical Research Letters*, v. 27, n. 9, p. 1311–1314, 2000.
- [33] WALTON, D. Viscous magnetization. *Nature*, London, , n. 305, p. 616–619, 1983.

- [34] DUNLOP, D. J. Viscous magnetization of 0.04–100 m magnetites. *Geophysical Journal International*, v. 74, n. 3, p. 667–687, 09 1983.
- [35] RIMBERT, F. Contribution à l'étude de l'action de champs alternatifs sur les aimantation rémanentes des roches. *Applications géophysiques: Rev. Institut Franc. Pétrole*, , n. 14, p. 17–54, 1959.
- [36] SHOLPO, Y. Regularities and methods of study of the magnetic viscosity of rocks. *Izvestiya, Physics Solid Earth*, , n. 6, p. 390–399, 1966.
- [37] SHIMIZU, Y. Magnetic viscosity of magnetite. *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, v. 11, n. 4, p. 125–138, 1960.
- [38] BOLSHAKOV, V. A. On the mechanism of viscous magnetization of rocks. *Izvestiya, Earth Physics*, , n. 4, p. 59–66, 1975.
- [39] LOWRIE, W.; KENT, D. V. Characteristics of vrm in oceanic basalts. *Journal of Geophysics*, , n. 44, p. 297–315, 1978.
- [40] NÉEL, L. Some theoretical aspects of rock-magnetism. *Advances in Physics*, London, v. 4, n. 14, p. 191–243, 1955.
- [41] WILLIAMS, W.; MUXWORTHY, A. R. Understanding viscous magnetization of multidomain magnetite. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, v. 111, n. B2, 2006.
- [42] GRANDSTEIN, F. M.; OGG, J. G.; SCHMITZ., M. *The geologic time scale*. 1. ed. Elsevier, 2012.
- [43] SMITH, R. T.; VEROSUB, K. L. Thermoviscous remanent magnetism of columbia river basalt blocks in the cascade landslide. *Geophysical Research Letters*, v. 21, n. 24, p. 2661–2664, 1994.
- [44] AGICO. Lda-5/pam1 user's manual. Technical report, 2018. Disponível em: <https://www.agico.com/downloads/documents/manuals/lda5-man.pdf>. Data de acesso: 01/06/2020.
- [45] ZIJDERVELD, J. D. A. Ac demagnetization of rocks: analysis of results, in *Methods in Paleomagnetism*, edited by d. collinson, k. creer and s. runcorn. p. 254–286, 1967.

- [46] STEELE, W. A graphics routine for stereographic projection of paleomagnetic data. *Computers Geosciences*, v. 11, n. 1, p. 91 – 94, 1985.
- [47] KIRSCHVINK, J. L. The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, v. 62, n. 3, p. 699–718, 1980.
- [48] GUBBINS, D.; HERRERO-BERVERA, E. *Encyclopedia of geomagnetism and paleomagnetism*. 1. ed. Springer, Dordrecht.
- [49] SCHOMAKER, V.; WASER, J.; MARSH, R. E.; BERGMAN, G. To fit a plane or a line to a set of points by least squares. *Acta Crystallographica*, v. 12, n. 8, p. 600–604, Aug 1959.
- [50] INC., W. R. Mathematica, Version 8.0.
- [51] KRUIVER, P. P.; DEKKERS, M. J.; HESLOP, D. Quantification of magnetic coercivity components by the analysis of acquisition curves of isothermal remanent magnetisation. *Earth and Planetary Science Letters*, v. 189, n. 3-4, p. 269–276, 2001.
- [52] HESLOP, D.; DEKKERS, M. J.; KRUIVER, P. P.; VAN OORSCHOT, I. H. Analysis of isothermal remanent magnetization acquisition curves using the expectation-maximization algorithm. *Geophysical Journal International*, v. 148, n. 1, p. 58–64, 2002.
- [53] MARKERT, H.; HELLER, F.; STEIGENBERGER, N. Parabolic field dependence of kinks occurring in the logarithmic time plots of viscous magnetization. *Journal of Geophysics*, , n. 42, p. 47–58, 1976.
- [54] LOWRIE, W. Identification of ferromagnetic minerals in a rock by coercivity and unblocking temperature properties. *Geophysical Research Letters*, v. 17, n. 2, p. 159–162, 1990.