UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP
305M810T3537

Efeito Kerr magnetoóptico espectral e Sperimagnetismo de filmes amorfos de terra rara–Co

Adriana Pedrosa Biscaia Tufaile

Orientador: Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3537
ex. 1

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos
Prof. Dr. Hercílio R. Rechenberg
Prof. Dr. Mário José de Oliveira
Profa. Dra. Maria José P. Santos Brasil
Prof. Dr. Waldemar Augusto de A. Macedo

São Paulo
2001

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

28/05/2001

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP
305M810T3537

Efeito Kerr magnetoóptico espectral e Sperimagnetismo de filmes amorfos de terra rara–Co

Adriana Pedrosa Biscaia Tufaile

Orientador: Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3537
ex. 1

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos
Prof. Dr. Hercílio R. Rechenberg
Prof. Dr. Mário José de Oliveira
Profa. Dra. Maria José P. Santos Brasil
Prof. Dr. Waldemar Augusto de A. Macedo

São Paulo
2001

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

28/05/2001

535
T914e
D
ex.1

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Tufaile, Adriana Pedrosa Biscaia
Efeito Kerr magnetoóptico espectral e sperimagnetismo de filmes amorfos de terra rara-Co.
São Paulo, 2001.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física – Departamento de Física dos Materiais e Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Antonio Domingues dos Santos
Área de Concentração: Materiais magnéticos e propriedades magnéticas

Unitermos: 1. Efeitos Kerr magnetoópticos; 2. Sperimagnetismo; 3. Filmes amorfos de terra rara-Co; 4. Modulação de fase; 5. Figura de mérito.

USP/IF/SBI-020/2001

Ao Alberto,
paixão da minha vida
e marido dedicado.

"Muito admirado pelos homens é o diamante e muitas são as alegrias que tesouros semelhantes trazem (...), mas para aquele que a essas delícias prefere o conhecimento dos fenômenos raros, não menos alegria lhe dará um novo corpo, a saber, um cristal transparente, que recentemente nos foi trazido da Islândia, que é talvez uma das maiores maravilhas que a natureza produziu (...)".

Erasmus Bartholinus (1625-1698)

Agradecimentos

Eu agradeço à FAPESP pela bolsa concedida.

E agradeço a todos que de alguma forma contribuíram para este trabalho e para minha formação:

Toninho e Yves, pela valiosa orientação, paciência, compreensão e amizade.

Frank, diretor do Laboratório de Materiais Magnéticos (LMM), onde realizamos a principal parte do trabalho.

Marcelo, Renato, Sérgio, Iram, Marco e Paulo, sem os quais este trabalho não se realizaria.

Os colegas do LMM: Taeko, Eliane, Valquíria, Gerardo, Carlos, Ivette, Carmen, Daniel, Regina, Ângela, Shintaro, César, Simone, Alessandro, Jeroen, Fernando, José, Hercílio, Ivanine, Telma, Leonardo.

Os colegas do Lab. Louis Néel: Márlio, Guida, Nora, Laurent, Jan, Letície, Tarik, Simone (do LEPES), Dominique Givord, Dominique Golansk, Alain Fontain, Stefania, Robert, Luana, Du Trémolet de Lacheisserie...

Da UNICAMP: Hugo e os professores Maria José Brasil e Marcelo Knobel.

Do DFMT: Prof. Becerra, Prof. Nei de Oliveira, Enza, o pessoal da Criogenia e da Oficina.

Do Lab. de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI): Manfredo, Rodrigo, Marcos e Cristina.

Do Grupo de Fluidos Complexos: Prof[a] Elisabeth.

Do Lab. Nacional de Luz Síncrotron (LNLS): Hélio e Flávio.

Do Instituto de Química: Prof. Hermi e Carlos.

O pessoal da Biblioteca, da Seção de Cópias e da Comissão de Pós-Graduação.

A minha família: Alberto, meu marido, Cleuza e Roberto, meus pais, Jamil e Alaíde, meus sogros, Lincoln, meu irmão, Thiago, meu sobrinho, Midori, Elisangela, Onassis, Linda e Susy, meus cunhados, e aos outros membros da minha grande família: meus tios, meus primos e meus amigos...

Índice

Resumo **7**

Abstract **8**

1. Introdução **9**

2. Teoria **20**

2.1. Efeitos Magnetoópticos 21

2.1.1. Tensor Permissividade 23

2.1.2. Efeitos Kerr Magnetoópticos 27

2.1.3. Figura de Mérito 39

2.1.4. Modulação 41

2.1.4.1. Modulação de Amplitude 43

2.1.4.2. Modulação de Fase 45

2.2. Ligas amorfas de TR – MT 52

2.2.1. Sperimagnetismo 52

2.2.2. Transição de fase de reorientação de spin 57

3. Parte experimental **60**

3.1. Preparação das amostras 61

3.2. Aparatos 64

3.2.1. Magnetômetro a efeito Kerr baseado em leds (MEK-led) 66

3.2.2. Magnetômetro a efeito Kerr para baixos λ (MEK-bλ) 68

3.2.3. Magnetômetro a efeito Kerr em baixas temperaturas (MEK-bt) 71

3.2.4. Magnetômetro espectral a efeito Kerr 73

3.2.5. Magnetômetro a efeito Kerr com ângulo de incidência variável 75

4. Resultados e Análise **77**

4.1. Comportamento espectral 78

4.2. Constantes ópticas do Co e figura de mérito 84

4.3. Comportamento térmico 87

4.3.1. $Ho_{36}Co_{64}$ 87

4.3.2. $Ho_{33}Co_{67}$ 91

4.3.3. $Gd_{20}Co_{80}$ 99

5. Conclusões **111**

6. Apêndices **114**

6.1. Cálculos da modulação de fase 115

6.2. Medida da defasagem máxima 120

6.3. Publicações 122

7. Referências **123**

Resumo

Observamos o comportamento espectral do efeito Kerr transversal, para filmes amorfos de terra rara – cobalto na região do espectro visível e ultravioleta próximo (comprimento de onda, λ, entre 325 nm e 670 nm), onde o sinal magnetoóptico apresentou um máximo na região azul do espectro. Concluímos que, para esta região espectral, a variação relativa de refletividade é proporcional à magnetização do cobalto e a constante de proporcionalidade depende da composição da liga e do comprimento de onda da luz.

Desenvolvemos uma técnica de modulação de fase, própria para medir o efeito Kerr transversal e a comparamos com a técnica de modulação de amplitude. Montamos um magnetômetro a efeito Kerr que opera com a modulação de fase e utiliza um laser de He-Cd (λ = 325 nm e 442 nm) ou um diodo laser vermelho (λ = 670 nm).

Fazendo uma analogia com a figura de mérito para os efeitos Kerr longitudinal e polar (F_θ), nós propusemos uma figura de mérito para o efeito Kerr transversal (F_t). Mostramos que sua dependência do ângulo de incidência é semelhante à da variação relativa de refletividade e, comparando medidas da figura de mérito do efeito Kerr longitudinal com a figura de mérito para o efeito transversal, comprovamos que a grandeza proposta é um bom parâmetro para medida de qualidade magnetoóptica de materiais.

Observamos os efeitos do sperimagnetismo de ligas com anisotropia local fraca (Gd-Co) e forte (Ho-Co), através do comportamento térmico dos ciclos de histerese magnética e magnetoóptica. Dentre os fenômenos observados estão os efeitos da compensação, o crescimento hiperbólico do campo coercivo e os efeitos da reorientação de spin. Para a liga de $Gd_{20}Co_{80}$, a transição observada foi uma inversão de spin, cujo o campo magnético aplicado, no qual ocorre a transição, cresce exponencialmente com o aumento da temperatura da amostra.

Abstract

We have observed the spectral behavior of the transverse magneto-optical Kerr effect (TMOKE) in thin films of rare earth – cobalt amorphous alloys for the visible and the near-ultraviolet ranges of spectrum (wavelength λ from 325 nm up to 670 nm). The relative change of reflectivity has shown a maximum at the blue wavelength. We have concluded that this magneto-optical signal is proportional to the cobalt magnetization and the proportionality constant depends on the alloy composition and on the wavelength.

Besides developing an apparatus and a new phase modulation technique for the TMOKE, we have compared it to the more usual amplitude modulation TMOKE technique. This apparatus operates using either a He-Cd laser (λ = 325 nm and 442 nm) or a red diode laser (λ = 670nm).

We have proposed the figure of merit for the transverse Kerr effect (F_t) by analogy with the figure of merit for the longitudinal and polar Kerr effect (F_θ). We have measured F_t as a function of the angle of incidence and we have shown that F_t has the same behavior of the magneto-optical signal. A comparison between F_t and F_θ has shown that F_t is as good parameter as well as F_θ for the characterization of the materials magneto-optical quality.

We have studied the sperimagnetism of thin films of amorphous alloys with weak (Gd-Co) and strong (Ho-Co) random local anisotropy by the thermal behavior of the magnetic and magneto-optical hysteresis loops. The phenomena of compensation, coercivity and spin-reorientation phase transitions were observed. The comparison between magnetic and magneto-optical hysteresis loops for $Gd_{20}Co_{80}$ has shown that the transition occurs from a colinear phase to an opposite collinear phase. In this case, the transition magnetic field grows exponentially when the temperature increases.

1. Introdução

Objetivos, motivações e um pouco da história

O trabalho desenvolvido para esta tese é uma continuação do trabalho feito no meu mestrado, mas neste capítulo eu vou escrever um pouco mais sobre as minhas motivações e também citar um pouco da história dos fenômenos tratados nesta tese.

Nossos objetivos são caracterizar magneto e magnetoopticamente ligas amorfas de terra-rara – cobalto (TR-Co) utilizando comprimentos de onda na região azul do espectro. Para tanto, uma grande parte do trabalho foi o desenvolvimento de aparatos experimentais que utilizam os efeitos Kerr magnetoópticos e comprimentos de onda na região visível e ultra-violeta próximo. Inclusive, nós desenvolvemos uma nova técnica para medir o efeito Kerr transversal utilizando a modulação de fase.

O interesse neste tipo de material (ligas amorfas de TR-Co) ocorre porque nos dias de hoje os meios (mídia) magnetoópticos para gravação de informações digitais mais comuns são filmes amorfos de $(Tb, Gd)_x(Fe, Co)_{1-x}$ com $0,2<x<0,3$ que dão uma boa rotação Kerr (da ordem de 0,2° a 0,4°) para comprimentos de onda da ordem de 633nm [ScS99]. Para este tipo de mídia, a gravação é feita termomagneticamente e a leitura utiliza os efeitos magnetoópticos Kerr polar e Faraday.

O comprimento de onda (λ) da luz utilizada é fator limitante para a densidade de informação armazenada. Atualmente utiliza-se diodos laser com comprimentos de onda na região do infra-vermelho, mas um grande esforço vem sendo feito para se utilizar um comprimento de onda menor, na região do azul; pois no limite de difração, o menor diâmetro no qual se pode focalizar a luz (diâmetro do disco de Airy, ϕ_A) é proporcional ao comprimento de onda utilizado ($\phi_A=1,22\lambda/NA$, onde NA é a abertura numérica da objetiva) [Man95].

Filmes amorfos de TR-Co apresentam comportamentos magnéticos variados, dependendo dos elementos envolvidos, por exemplo se TR = La, Ce temos ligas ferromagnéticas, se TR = Gd temos ligas ferrimagnéticas, se TR = Pr, Nd as ligas são speromagnéticas e se TR = Dy, Tb, Ho, Er, Tm temos ligas sperimagnéticas. Este dois últimos ocorrem apenas em materiais amorfos. O sperimagnetismo foi descoberto e batizado em 1973 por Coey e Readman [CoR73]. Neste trabalho eles estudavam a estrutura de spin de um gel férrico amorfo e concluíram que a distribuição das direções dos spins era aleatória. Eles escolheram o nome do arranjo inspirados no termo grego speri (espalho em todas as direções). A estrutura dos momentos magnéticos atômicos (ou spins) é definida pela interação de troca (*exchange*) e os campos de anisotropia dos íons, além do campo magnético aplicado. No sperimagnetismo das ligas de TR-Co, sem campo externo aplicado e em baixas temperaturas, as direções dos spins dos íons de R se distribuem aleatoriamente dentro de um cone ou uma semi-esfera, os spins de Co estão alinhados em relação ao eixo do cone de spins de R, mas no sentido oposto. Este tipo de liga pode apresentar, além da temperatura de Curie (T_C), uma temperatura de

compensação (T_{comp}), como ocorre para os materiais ferrimagnéticos; nestas temperaturas críticas a magnetização do material atinge um valor mínimo. A gravação ocorre a uma temperatura próxima ou a T_C ou a T_{comp}, dependendo da liga utilizada. A temperatura crítica não pode ser maior que 100°C da temperatura ambiente, pois esta é aproximadamente a diferença de temperatura que o laser pode submeter o material [BrW90].

A natureza amorfa do material permite que sua composição seja variada continuamente, sem obedecer as regras de estequiometria; como as principais propriedades dependem da composição, elas podem ser variadas até se conseguir uma boa combinação. Por exemplo, a temperatura crítica pode ser variada com uma pequena variação de composição [Man95]. Outra vantagem do filme amorfo (para utilização como mídia magnetoóptica) é a ausência de grãos e contornos de grãos, que ocorrem nos filmes policristalinos, onde estes elementos espalham a luz causando ruído. Os filmes amorfos são lisos e substancialmente livres de ruído [Man95][CCG73].

Ainda que haja um interesse de fundo tecnológico para se estudar ligas sperimagnéticas utilizando os efeitos Kerr magnetoópticos, a minha maior motivação vem da curiosidade natural do ser humano. Apesar dos efeitos Kerr magnetoópticos não terem feito muita história[1], estes efeitos unem duas áreas muito interessantes da Física. Eu ainda me lembro do dia que, pela primeira vez, brinquei com ímãs e quando me mostraram uma lupa focalizando a luz do Sol num ponto.

O Magnetismo dos materiais e a Óptica tratam de fenômenos que maravilham o ser humano até os dias atuais, mesmo se conhecendo muitas das explicações da Ciência para estes fenômenos. Todos que vêem as imagens de domínios magnéticos feitas com efeito Kerr acham muito interessante. Os efeitos da magnetização de um material sobre a polarização da luz refletida me fascinam. Ao contrário do que disse o Professor Fleming[2], eu gostaria de ser sensível à polarização da luz para poder ver os efeitos Kerr a olho nu. Na literatura sobre Física eu encontrei apenas um texto

---

[1] A descoberta de 1876 do escocês John Kerr (1824-1907) dos efeitos sobre a polarização na reflexão da luz na superfície de um ímã, parece ter sido ofuscada pela descoberta do efeito Faraday em 1845, que ocorre na transmissão da luz num meio material sob a ação de um campo magnético aplicado. Pois a descoberta de Kerr não aparece nas seções de história que figuram nos livros de Magnetismo e de Óptica.

[2] No simpósio comemorativo de 100 anos de Física Quântica, IFUSP 14/12/2000, o professor Fleming falava da radiação de equilíbrio termodinâmico dentro de uma cavidade, quando ele mencionou o fato desta radiação não ser polarizada, minutos depois ele disse "Um observador dentro da cavidade (...) não vê luz polarizada, mas isso não faz falta a ninguém".

que afirma que o olho humano é sensível à polarização da luz [ShB64], mas as condições para que isso ocorram são muitos especiais.

O estudo da polarização da luz começou com a descoberta, em 1669, por Erasmus Bartholinus (1625-1698) do fenômeno de dupla refração (birrefringência) num cristal de calcita (carbonato de cálcio, $CaCO3$) [Col93]. Bartholinus era médico e professor de Matemática na Universidade de Copenhague, ficou maravilhado pela birrefringência da calcita, em suas palavras [Hec87]:

"Muito admirado pelos homens é o diamante e muitas são as alegrias que tesouros semelhantes trazem (...), mas para aquele que a essas delícias prefere o conhecimento dos fenômenos raros, não menos alegria lhe dará um novo corpo, a saber, um cristal transparente, que recentemente nos foi trazido da Islândia, que é talvez uma das maiores maravilhas que a natureza produziu (...).

À medida que os meus estudos sobre um tal cristal prosseguiram, um fenômeno maravilhoso e extraordinário se revelou: os objetos observados através do cristal não aparecem, como no caso de outros corpos transparentes, com uma imagem refratada única, mas sim com uma imagem dupla."

Pouco depois veio o trabalho de Christian Huygens (1629-1695), que interpretou a dupla refração assumindo que na calcita há, além da onda esférica primária, uma onda elipsoidal secundária. Em 1690, Huygens fez uma descoberta fundamental: cada um dos feixes luminosos que saem refratados pela calcita podem ser extintos pela passagem através de um segundo cristal de calcita, se este segundo cristal for girado no eixo do feixe de luz [BoW93].

A teoria ondulatória da luz, desenvolvida por Augustim Jean Fresnel (1786-1853) e seus sucessores era um completo sucesso, na metade do século XIX. Esta teoria explicava a maior parte dos fenômenos ópticos de interferência, difração, refração e polarização. Mas desde 1817, Fresnel e seu colega Dominique François Arago (1786-1853) tentavam determinar a influência da polarização da luz nos experimentos de interferência de Tomas Young (1773-1829). Eles fizeram muitos progressos, até enunciaram suas quatro leis de interferência, mas não alcançaram seu objetivo principal de explicar matematicamente suas leis de interferência utilizando a teoria ondulatória da luz. Isto ocorreu porque na prática eles trabalhavam com luz parcialmente polarizada, ou não polarizada, mas nas suas representações teóricas a luz era completamente polarizada [Col93].

Em 1852, 25 anos depois da morte de Fresnel, Sir George Gabriel Stokes (1819-1903) publicou seus principais trabalhos. Um destes trabalhos apresenta a formulação matemática para se descrever qualquer estado da luz polarizada e, mais importante, uma formulação para a luz não polarizada, que permitiu o tratamento matemático das quatro leis de Fresnel – Arago. Stokes mostrou, finalmente, que a luz não polarizada e parcialmente polarizada poderiam ser descritas dentro da estrutura da teoria ondulatória da luz.

O sucesso de Stokes ocorreu porque ele desenvolveu um tratamento completamente novo. Ele abandonou as tentativas frustradas de seus predecessores de descrever a luz em termos de amplitudes e, ao invés disto, ele recorreu a uma definição experimental da luz não polarizada. Em outras palavras, Stokes inventou uma formulação para a luz em termos de quantidades mensuráveis, observáveis, isto é, as intensidades. Este era um ponto de vista completamente único para o século XIX. A idéia de observáveis só foi reaparecer na Física em 1925 por Werner Heisenberg (1901-1976) na Mecânica Quântica. Depois deste trabalho Stokes se concentrou no problema de explicar a fluorescência, ele até enunciou sua lei para fluorescência, mas passou o resto de sua vida tentando explicá-la matematicamente, como ocorreu com Fresnel e a interferência. Dois anos depois da morte de Stokes, 1905, Albert Einstein (1879-1955) publica um trabalho que mostrou que a lei de fluorescência de Stokes podia ser explicada e entendida com base na hipótese quântica de Max Planck (1858-1947) [Col93].

O grande trabalho sobre a polarização da luz de Stokes foi praticamente esquecido, porque no final do século XIX os físicos achavam que a Óptica Clássica estava completa e voltaram suas atenções para as investigações sobre o campo eletromagnético e a Mecânica Estatística das moléculas. Este trabalho de Stokes esteve praticamente enterrado na literatura científica por quase um século. Sua importância foi finalmente reconhecida nos anos 1940, quando Subrahmaya Chandrasekhar (laureado com o prêmio Nobel de Física em 1983) o "descobriu" e utilizou os parâmetros de Stokes para incluir os efeitos da luz polarizada nas equações de transferência radioativa [Col93].

Em 1935, R. A. Beth na Universidade de Princeton enfrentou um problema que os físicos estavam evitando a décadas. Em 1899, os físicos haviam usado a teoria ondulatória da luz para calcular o torque que a luz circularmente polarizada deveria exercer num corpo que absorve essa luz. Quando a Física Quântica veio com a

geração seguinte, novos cálculos foram feitos com o mesmo resultado geral. Os físicos falavam 'confidencialmente' do spin e do momento angular do fóton circularmente polarizado, mas até 1935 ninguém havia medido este torque. A magnitude do torque que Beth encontrou foi de aproximadamente 10^{-9} dyna cm, valor próximo das previsões. A confiança dos físicos no seu entendimento da polarização circular foi altamente fortalecido [ShB64].

Em 1941, um físico norte-americano de 25 anos de idade chamado R. Clark Jones inventou uma notação matricial compacta e apropriada para se tratar da luz polarizada [ShB64], notação que utilizamos neste trabalho. A base das matrizes de Jones (ou matrizes de coerência) é a mesma das matrizes de W. Pauli que foram introduzidas na Mecânica Quântica para se descrever o comportamento do spin do elétron. O primeiro a observar esta similaridade foi U. Fano em 1954 [Col93].

Ainda na história da polarização da luz, os primeiros dispositivos polarizadores eram feitos com cristais inorgânicos naturais birrefringentes, como a calcita, mas na primeira metade do século XX, surgiram os polaróides. Em 1928, Edwin Herbert Land, então um jovem estudante de 19 anos no Harvard College, inventou a primeira folha polaróide J, com base numa substância dicróica sintética chamada herapatite, ou sulfato periodídico de quinino. É interessante seguir as origens do que constitui hoje o grupo de polarizadores mais largamente utilizado. Nas palavras de Land [Hec87]:

"Na literatura referem-se alguns momentos importantes no desenvolvimento dos polarizadores, particularmente o trabalho de William Bird Herapath, um médico de Bristol, na Inglaterra, cujo aluno um Sr. Phelps, constatara que, quando deitava iodo na urina de um cão a quem havia sido administrado quinino, se formavam pequenos cristais verdes cintilantes. Phelps foi ter com seu professor e Herapath fez algo que eu penso ser curioso naquelas circunstâncias; observou os cristais ao microscópio e verificou que várias zonas de superposição eram claros e noutras eram escuros. Foi suficientemente arguto para reconhecer que estava perante um fenômeno extraordinário, um novo material polarizante (hoje conhecido como herapatite) (...)

O trabalho de Herapath chamou a atenção de Sir David Brewster, que, nesses dias felizes, trabalhava no desenvolvimento do caleidoscópio (...). Brewster, inventor do caleidoscópio, escreveu um livro acerca do assunto, mencionando que

gostaria de utilizar cristais de herapatite na ocular. O meu interesse pela herapatite nasceu em 1926 e 1927, ao ler o livro de Brewster."

Já a história do Magnetismo é bem mais antiga, que a história da polarização da luz. No século XX a.C., no 'Livro Amarelo do Imperador de Medicina Interna' (China) já havia referência da utilização do magnetismo juntamente com a prática da acupuntura. Ainda na antigüidade, as escrituras hindu, a história egípcia e persa e as práticas dos monges tibetanos também indicavam o uso terapêutico de ímãs (magnetita) [Dun98]. A interação da magnetita e o ferro foi documentada pela primeira vez em relatos da Grécia antiga, que falavam sobre as maravilhosas propriedades de uma pedra que tinha alma de origem divina. Esta pedra, encontrada por um pastor chamado Magnes, originou o seu nome, magnetita, embora outros digam que este nome tem origem em Magnésia, uma região da Turquia onde a pedra teria sido encontrada. O conhecimento desta época era dominado pelos filósofos animistas e mais tarde pelos mecanicistas, caracterizado por superstições metafísicas que prevaleceram até a renascença. Já nesta época surgiu a primeira grande aplicação tecnológica do magnetismo: a bússola [Nov98]. A bússola logo se espalhou pela Europa e Cristóvão Colombo a utilizou, em 1492, na sua travessia do Oceano Atlântico para chegar à América. Colombo notou que a agulha desviava ligeiramente do norte definido pelas estrelas e que o desvio variava durante a viagem. O primeiro a explicar o mecanismo pelo qual funciona a bússola foi William Gilbert, médico da rainha Elizabeth I da Inglaterra. No trabalho De Magnete, de 1600, ele propôs que a Terra era um ímã gigante com os pólos magnéticos e geográficos separados por uma certa distância [Dun98]. Mas a primeira teoria publicada por Descartes, eliminou a idéia de 'eflúvio' (emanações) e passou atribuir a partes 'enroscadas' que penetram em canais existentes nos ímãs e na Terra, indo de um pólo para outro [Nov98].

Com o surgimento do método científico e a substituição da metafísica pela matemática entre 1600 e 1700, os conhecimentos evoluíram muito. Mas até 1821, somente um tipo de magnetismo era conhecido, aquele produzido pelos ímãs. Então um cientista dinamarquês, Hans Christian Oersted, professor de Ciência na Universidade de Copenhague, convidou amigos e estudantes para uma demonstração científica em sua casa. Ele planejava demonstrar o aquecimento de um fio por uma corrente elétrica e mostrar como o campo ao redor de um ímã influencia uma bússola. Enquanto, fazia a demonstração elétrica, Oersted notou que cada vez que ligava a corrente elétrica, a agulha da bússola se movia. Nos meses seguintes ele se empenhou para interpretar a sua

observação, mas fez poucos progressos e eventualmente publicou seus achados em latim, mas sem nenhuma explicação.

Na França, Andrè-Marie Ampère tomou como desafio explicar a experiência de Oersted. Ele considerou que se uma corrente num fio exercia uma força magnética na agulha de uma bússola, então dois fios com corrente também deveriam interagir magneticamente. Numa série de experimentos simples, ele mostrou que essa interação era simples e fundamental: correntes paralelas se atraem e correntes antiparalelas se repelem. Ampère também descobriu que esta força é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre os fios. Então há dois tipos de forças associadas com a eletricidade: elétrica e magnética.

Michael Faraday propôs o método mais popular para representação do campo magnético. Ele imaginava o espaço ao redor do ímã (ou corrente) preenchido de linhas de campo e desenvolveu a intuitiva e intrigante noção de que o espaço é modificado pelo ímã, mesmo se este estiver no vácuo [Dun98].

Em 1864, um contemporâneo mais jovem que Faraday, James Clark Maxwell (1831-1879), formulou matematicamente as observações de Faraday e deu toda a base da Eletrodinâmica. Ele demonstrou que as interações elétricas e magnéticas eram apenas projeções ortogonais de uma entidade fundamental, o eletromagnetismo. As famosas equações de Maxwell envolvem a velocidade da luz, c, que está ligada às propriedades elétricas, via permissividade elétrica, ε, e magnéticas via permeabilidade magnética, μ, através da relação: $c = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$. A teoria de Maxwell foi confirmada pelas experiências de Heinrich Rudolf Hertz publicadas em 1888 [Dun98].

Em 1898, Valdemar Poulsen, um engenheiro da companhia de telefone de Copenhague, inventou o telegrafone, pensando que as pessoas poderiam querer gravar mensagens telefônicas. O telegrafone era um dispositivo que gravava magneticamente a voz humana em fios ou fitas de aço. Esse foi o primeiro dispositivo patenteado de gravação de informação em material magnético [Liv98].

Em 1845, Faraday fez o primeiro experimento que demonstrou a interdependência da luz e do magnetismo. O fenômeno que leva o seu nome, ocorre quando o plano de polarização da luz linearmente polarizada é girado pela passagem da luz através de um meio material transparente (vidro) submetido a um forte campo magnético aplicado ao longo da direção de propagação do feixe luminoso.

Em 1875, o reverendo John Kerr, descobriu o efeito eletroóptico e no ano seguinte (1876) se deparou com um efeito magnetoóptico. Kerr observou que luz elipticamente polarizada, quando refletida na superfície de um ferromagneto, sofria uma rotação no plano de polarização; mas não notou que também havia uma mudança na excentricidade da luz refletida. A explicação de Kerr do efeito foi que a magnetização do ferromagneto aumenta a componente do campo elétrico da luz, que oscila na direção perpendicular ao plano de polarização do feixe incidente (e em fase com este).

Se a luz incidente é polarizada no plano de incidência (polarização *p*), a luz refletida tem sua componente forte no mesmo plano, por causa das leis ordinárias de reflexão. Entretanto, há outra componente no feixe refletido, polarizado no plano da superfície (polarização *s*) e perpendicular ao primeiro. Se, como Kerr assumiu, as duas componentes estão em fase, a simples adição vetorial daria uma polarização que também é linear, mas com a direção de polarização girada de um ângulo θ_K (o ângulo de Kerr) a partir da direção *p*.

De fato as duas componentes não estão em fase, e a luz refletida é então elipticamente polarizada. Num experimento típico, o eixo principal da elipse é girado por uns poucos minutos de arco da direção original (da ordem de 10' para o efeito Kerr longitudinal e aproximadamente 40' para o efeito Kerr polar), e a excentricidade, razão entre o eixo menor e o eixo maior, para luz originalmente polarizada linearmente-*p*, é da ordem de 0,001. Efeitos pequenos mas facilmente detectáveis [Kan95].

No final do século XIX, muitas pessoas procuravam efeitos de campos aplicados em fontes de luz, quando em 1896, Zeeman, usando lâmpadas espectrais, observou que na presença de campo magnético ocorre uma divisão de linhas espectrais em duas componentes circularmente polarizadas, se a observação for ao longo da direção do campo magnético aplicado. As linhas têm o mesmo deslocamento da linha original, sendo uma de freqüência maior e a outra, menor, e uma é circularmente polarizada direita e a outra, esquerda [Fre68]. Zeeman explicou o fenômeno em termos da teoria eletrônica clássica de Lorentz, como foi reproduzido por Sokolov [Sok67].

Na época reconheceram a conexão entre os efeitos Faraday e Zeeman, ou seja, o deslocamento das freqüências na emissão, implica num correspondente deslocamento na absorção [Fre68]. Então, a divisão da raia de emissão, no efeito Zeeman longitudinal, em duas componentes circularmente polarizadas, implica em birrefringência circular.

Quando o espectro de emissão é observado na direção perpendicular ao campo magnético aplicado, efeito Zeeman transversal, ocorre divisão de uma linha espectral em três componentes, uma central sem deslocamento de freqüência, sendo linearmente polarizada com campo elétrico paralelo ao campo magnético aplicado. As outras duas componentes, igualmente espaçadas da linha central, uma de cada lado, sendo linearmente polarizadas com campo elétrico perpendicular ao campo magnético aplicado. Esse fenômeno corresponde à birrefringência linear para luz se propagando através de um meio na direção transversal ao campo magnético aplicado. Essa birrefringência é chamada efeito Voigt.

Voigt, em 1908, desenvolveu uma teoria fenomenológica dos efeitos Kerr magneto-ópticos em ferromagnetos. Porém, uma teoria completa que inclui a derivação dos coeficientes de Fresnel, só foi apresentada a partir da metade do século XX, por Argyres [Arg55], Robinson [Rob63], Metzger, Pluvinage e Torguet [MPT65] e Hunt [Hun67].

O interesse tecnológico em relação os efeitos Kerr magnetoópticos cresceu muito na segunda metade do século XX. A densidade de informação dos discos magnéticos foi multiplicada por 10^6 desde o primeiro disco rígido lançado no mercado pela IBM, em 1957. A gravação óptica com interesse nos discos removíveis e sem contato com a cabeça de leitura, apareceu mais recentemente, com os diferentes tipos de discos pré-gravados: som, vídeo, CD-ROM. A mídia magnetoóptica combina as características da mídia magnética e da mídia óptica, resultando em processos ilimitados de regravação de informações não voláteis, sem contato com a cabeça de gravação e leitura, que focaliza a luz na mídia a milímetros de distância [GSP98]. Em 1988, entraram no mercado os primeiros discos magnetoópticos e em 1992 chegaram os minidiscos graváveis [Kan95].

Nós temos presenciado uma grande velocidade nos avanços tecnológicos, principalmente naqueles relacionados às mídias de gravação de informações. Os discos magnetoópticos, hoje no mercado, possuem apenas uma camada magnetoóptica e as técnicas hoje utilizadas para gravação e leitura limitam a densidade de informação através do limite de difração da luz. Mas a rota em direção a ultra alta densidade foi aberta no início dos anos 90 por duas tecnologias chaves relacionadas às técnicas de campo próximo e as bi, tri e multicamadas *exchange coupled* de terra rara e metal de transição. A primeira demonstração de gravação magnetoóptica de campo próximo, estável, foi relatada em 1992 por Betzig e colaboradores. Eles utilizaram multicamadas

de Co/Pt e os processos de gravação e leitura foram realizados com a luz evanescente de comprimento de onda de 780 nm [GSP98]. Uma das propostas mais promissoras para o futuro da mídia magnetoóptica é o que se chama *magnetic amplifying magneto-optical system* (MAMMOS). Este tipo de mídia é composta de duas camadas magnetoópticas, uma de gravação e uma de leitura, separadas por uma camada de dielétrico [LWA00].

Naturalmente também cresceu muito o número de pesquisadores que utilizam estes fenômenos magnetoópticos. Mas a utilização destes efeitos não se limita à leitura de informações digitais; eles também são utilizados no estudo de materiais, através da magnetometria e das imagens de domínios magnéticos.

Uma grande parte deste trabalho foi o desenvolvimento de aparatos para magnetometria a efeito Kerr magnetoóptico. Este tipo de magnetometria não apresenta efeitos de substrato e porta-amostra, funciona como sonda local (pois o feixe de luz pode ser focalizado na superfície da amostra), permite uma medida rápida (quando comparada a outros métodos), apresenta uma dependência espectral (que em certos casos, permite se observar apenas um tipo de elemento presente no material), apresenta um sinal que é proporcional à magnetização. Este tipo de magnetometria não permite uma calibração para se fazer uma medida absoluta da magnetização, por isto a magnetometria a efeito Kerr é geralmente associada a métodos convencionais de medidas magnéticas, tais como magnetômetro de amostra vibrante (MAV) e *superconductor quantum interference device* (SQUID), que também utilizamos neste trabalho.

No próximo capítulo apresentamos os aspectos e desenvolvimentos teóricos. No capítulo 3, apresentamos os magnetômetros a efeito Kerr (MEKs) que utilizamos. Os resultados e análises estão no capítulo 4 e as conclusões, no capítulo 5. Depois temos os apêndices, onde colocamos alguns cálculos detalhados e os artigos publicados. As referências utilizadas fecham este texto.

2. Teoria

Neste capítulo apresentamos os aspectos teóricos relacionados aos efeitos magnetoópticos, aos dois tipos de modulação que utilizamos nos aparatos experimentais e uma descrição qualitativa das propriedades físicas do tipo de material que estudamos.

2.1. Efeitos Magnetoópticos

Os efeitos magnetoópticos são devidos à influência da magnetização de um meio material sobre o estado de polarização e a intensidade do feixe luminoso que interage com este meio material. Para os materiais sólidos os efeitos mais comuns são os efeitos Faraday e Voigt, na transmissão da luz e os efeitos Kerr, na reflexão da luz.

O Magnetismo é um fenômeno eletrônico, portanto suscetível ao estudo via efeitos ópticos. Porém é um fenômeno fraco quando comparado com os efeitos eletrostáticos ou de dipolo elétrico e muito mais difícil de detectar. É também muito sutil em suas manifestações. Suas origens são puramente quânticas, com seus fundamentos no princípio de exclusão de Pauli e a existência do elétron [Fal93]. Assim os efeitos magnetoópticos são ainda mais fracos.

Os efeitos ópticos que ocorrem em meios materiais são geralmente resultantes da interação dos elétrons do material com o campo eletromagnético da luz incidente. Nós poderíamos pensar, por analogia, que os efeitos magnetoópticos seriam devidos à interação direta e muito fraca entre o campo magnético da luz incidente e o momento magnético do material, mas, em primeira ordem, os efeitos magnetoópticos são devidos à interação entre o campo elétrico da luz e as cargas elétricas dos elétrons cujas trajetórias são modificadas pelo campo magnético local resultante [Arg55].

Os efeitos magnetoópticos podem ter magnitudes muitos diferentes dependendo da natureza do material considerado [Per67]. Nos materiais diamagnéticos, o momento magnético induzido é devido à modificação das trajetórias eletrônicas sob o efeito do campo magnético aplicado. Os efeitos magnetoópticos associados são muitos fracos.

Nos materiais paramagnéticos, o momento magnético resulta da redistribuição dos elétrons nos estados orbitais, cuja degenerescência é quebrada pelo campo magnético aplicado, efeito Zeeman. Esta quebra de degenerescência ocorre devido à ação do campo magnético diretamente sobre o momento orbital ou de spin e indiretamente devido ao acoplamento entre o momento do spin ligado ao momento orbital pela interação spin-órbita. Os efeitos magnetoópticos nos materiais paramagnéticos podem ter magnitude importante e são muito dependentes da temperatura, como ocorre com o momento magnético do qual eles resultam.

Nos materiais ferromagnéticos, as interações magnéticas entre os momentos dos spins são muito fortes. Neste caso, a interação spin – órbita é a principal responsável pelos efeitos magnetoópticos, que são de grande magnitude quando comparado como os efeitos nos outros tipos de materiais. O campo magnético aplicado não age diretamente sobre as propriedades microscópicas do sistema porque a energia associada é muito fraca frente à energia de troca. O papel do campo aplicado é de favorecer o alinhamento da magnetização segundo a sua direção de aplicação pelo deslocamento de paredes e rotação dos momentos magnéticos [Cug91].

2.1.1. Tensor permissividade

O tensor permissividade caracteriza opticamente o meio e para nós compreendermos um pouco como isto ocorre, vamos partir das Equações de Maxwell e chegar ao tensor permissividade para um sólido amorfo magnetizado, que é o caso que nos interessa. Tomamos um meio eletricamente neutro, com permeabilidade igual a do vácuo, ou seja, nós assumimos que o meio pode ter uma magnetização estática, mas ela não acompanha as oscilações rápidas do campo eletromagnético que age no meio; o que é sempre verdadeiro, para as freqüências das ondas ópticas. Para tal meio escrevemos as Equações de Maxwell:

$$\begin{aligned} &\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_o} && \vec{\nabla}\cdot\vec{H} = 0 \\ &\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\mu_o\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} && \vec{\nabla}\times\vec{H} = \varepsilon_o\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Neste caso, que só temos polarização de cargas elétricas, escrevemos a densidade de cargas e a equação da conservação da carga:

$$\rho = -\varepsilon_o\vec{\nabla}\cdot\vec{P} \qquad \frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\vec{J} = 0 \tag{2.2}$$

Segue das duas últimas equações:

$$\vec{\nabla}\cdot\left(-\varepsilon_o\frac{\partial\vec{P}}{\partial t} + \vec{J}\right) = 0 \quad\Rightarrow\quad \vec{J} = \varepsilon_o\frac{\partial\vec{P}}{\partial t} \tag{2.3}$$

Mas sabemos que $\vec{P} = \hat{\alpha}\,\vec{E}$, onde $\hat{\alpha}$ é o tensor polarizabilidade, então escrevemos o vetor densidade de corrente como $\vec{J} = \varepsilon_o\hat{\alpha}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ e as equações iniciais tornam-se:

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = -\vec{\nabla}\cdot\vec{P} \tag{2.4}$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{H} = 0 \tag{2.5}$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\mu_o\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \tag{2.6}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon_o (1 + \hat{\alpha}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2.7}$$

Definimos agora o tensor (relativo) de permissividade, como $\hat{\varepsilon} = 1 + \hat{\alpha}$. Tomando o rotacional da equação 2.6 e substituindo o resultado da equação 2.7, chegamos em:

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = -\mu_o \varepsilon_o \hat{\varepsilon} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \Rightarrow \quad \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}\right) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_o \varepsilon_o \hat{\varepsilon} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \tag{2.8}$$

Essa equação diferencial tem como solução funções que representam ondas planas e progressivas:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_o e^{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t\right)}, \quad \text{onde } \vec{k} \in \mathbb{C}, \tag{2.9}$$

se o meio for absorvente, como são os metais em relação às ondas ópticas. Substituindo essa função na equação 2.8 e usando aproximação de ondas transversais, $\vec{k} \perp \vec{E}$, resulta:

$$k^2 \vec{E} = \varepsilon_o \mu_o \omega^2 \hat{\varepsilon}\, \vec{E} \tag{2.10}$$

Lembrando que $\varepsilon_o \mu_o \omega^2 = k_o^2$, no vácuo, e introduzindo o índice de refração do meio $n = k/k_o$, podemos rescrever a equação 2.10:

$$n^2 E_i - \sum_j \varepsilon_{ij} E_j = 0, \qquad i, j = (x, y, z) \tag{2.11}$$

Temos aqui um sistema de equações que dá a relação entre o índice de refração do meio n e as componentes do tensor permissividade $\hat{\varepsilon}$ do meio. Demonstrando o que já falamos, o tensor permissividade caracteriza opticamente o meio. Esse sistema de equações é homogêneo nas componentes de $\vec{E}$, então n resultará da resolução da equação secular associada. Mas não faremos essa resolução aqui, precisamos apenas do tensor permissividade, $\hat{\varepsilon}$, para descrever os efeitos Kerr magnetoópticos, na seção seguinte.

Entretanto, vamos ver o que acontece com a onda luminosa. Como $\vec{k}$ é complexo, então $n = n' + i.n''$, onde n' e n'' são reais, assim:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_o e^{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t\right)} = \vec{E}_o e^{i\left(n\vec{k}_o \cdot \vec{r} - \omega t\right)} = \vec{E}_o (e^{-n''\vec{k}_o \cdot \vec{r}})\, e^{i\left(n'\vec{k}_o \cdot \vec{r} - \omega t\right)} \tag{2.12}$$

então, a amplitude da onda é exponencialmente amortecida na sua propagação no meio material em questão.

Para um meio isotrópico, por exemplo, um sólido amorfo, ou um cristal com simetria cúbica, ambos sem magnetização, o tensor permissividade é simplesmente um escalar,

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij}\varepsilon \tag{2.13}$$

e a equação 2.11 torna-se: $n^2 E_i - \varepsilon E_i = 0,\ \ i = (x, y, z)$, portanto

$$n^2 = \varepsilon \tag{2.14}$$

que caracteriza meios isotrópicos.

Agora, vamos assumir que o meio material tem uma magnetização estática $\vec{M}$, espontânea ou induzida por um campo magnético externo, então o meio deixa de ser isotrópico.

O princípio de Onsager da Física Estatística diz que a simetria $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ só ocorre quando o sistema apresenta simetria de reversão temporal. Nos corpos magnetizados a reversão temporal se traduz na inversão de sentido da magnetização. Como a anisotropia é originada apenas na magnetização do meio material, que gera os termos não diagonais no tensor permissividade [ScS99], portanto temos que o tensor permissividade é anti-simétrico:

$$\varepsilon_{ij}(\vec{M}) = \varepsilon_{ji}(-\vec{M}), \qquad \mathrm{i} \neq \mathrm{j} \tag{2.15}$$

Sabe-se, dos fatos experimentais, que as mudanças das propriedades ópticas, introduzidas pela magnetização, são muito pequenas. Assim podemos usar como boa aproximação [Par86]:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon\delta_{ij} + \Delta\varepsilon_{ij}(\vec{M}) \tag{2.16}$$

onde supomos que a magnetização introduz uma pequena diferença na permissividade do meio e se não houvesse a magnetização o meio seria isotrópico.

Se escolhermos o eixo z na direção da magnetização, ou seja, $\vec{M} = (0,0,M)$. $\Delta\varepsilon_{ij}$,em primeira ordem é proporcional à magnetização do meio material assim $\Delta\varepsilon_{ij}$=KM (K é uma constante pequena), então:

$$\hat{\varepsilon}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon & K_{12}M & K_{13}M \\ -K_{12}M & \varepsilon & K_{23}M \\ -K_{13}M & -K_{23}M & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

Mas nosso sistema tem simetria cilíndrica, ou seja, todos os planos paralelos ao eixo de anisotropia z, não devem sofrer mudanças, então, podemos escrever [Fre68]:

$$\hat{\varepsilon}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon & KM & 0 \\ -KM & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

O coeficiente K é um número complexo, mas nos casos de nosso interesse sua parte real é desprezível [Hun67] e geralmente se escreve o tensor permissividade para um material amorfo (ou cristal com simetria cúbica) magnetizado na direção do eixo z:

$$\hat{\varepsilon}(Q) = \begin{pmatrix} \varepsilon & iQ\varepsilon & 0 \\ -iQ\varepsilon & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

Observamos que a magnetização gerou elementos não diagonais, cujas conseqüências são os efeitos magnetoópticos, que veremos na próxima seção. E ainda, Q é a constante magnetoóptica complexa que caracteriza o material e é proporcional à sua magnetização. Como exemplo, temos para o ferro espesso com a magnetização de saturação: $Q = 0{,}0214\text{-}0{,}0016i = 0{,}0215e^{-i0{,}073}$ e $n = 2{,}36\text{-}3{,}21i$ para o dubleto amarelo do sódio[3] [Voi08]. Os efeitos magnetoópticos dependem da magnetização e portanto, das grandezas que fazem variar a magnetização, como a temperatura, mas além disso, eles dependem do comprimento da luz utilizada, assim Q deve depender também de λ. Na seção seguinte, veremos como esta constante é responsável pelos efeitos magnetoópticos.

[3] Também para o ferro, mas para o laser de He-Ne ($\lambda = 632{,}8$ nm) Heim e Scheinfein relataram $n = 2{,}87 + 3{,}36\,i$ e $Q = 0{,}0376 + 0{,}0066\,i$ [HeS96].

2.1.2. Efeitos Kerr Magnetoópticos

Os efeitos Kerr magnetoópticos são observados na reflexão da luz na superfície de materiais magnéticos (ferro-, ferri-, antiferro- e sperimagnéticos). Cada um dos três tipos de Efeitos Kerr magnetoópticos é sensível a uma componente da magnetização, cuja referência é o plano luminoso. Temos os efeitos Kerr polar, longitudinal e transversal. O efeito Kerr polar é devido à componente da magnetização perpendicular à superfície de reflexão da luz, o efeito Kerr longitudinal é devido à componente da magnetização que é paralela à superfície do material e paralela ao plano de incidência da luz e o efeito Kerr transversal é sensível à componente da magnetização que é paralela à superfície do material e perpendicular ao plano de incidência da luz (**figura 2.1**).

Nesta seção, veremos os coeficientes de reflexão de Fresnel para os materiais caracterizados pelo tensor permissividade já calculado (equação 2.19), consequentemente, escrevemos o ângulo de rotação de Kerr, θ_K e a excentricidade Kerr, η_K.

Uma montagem experimental para se detectar os efeitos Kerr, inclui uma fonte de luz monocromática, um polarizador, um polarizador analisador e um detetor de luz, além da amostra magnética, na qual o feixe de luz é refletido, e do campo magnético aplicado a ela. Um feixe laser monocromático pode ser representado pelo campo elétrico de uma onda plana:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_o e^{i\left(\vec{k}_o \cdot \vec{r} - \omega t\right)} \tag{2.20}$$

onde $k_o^2 = \varepsilon_o \mu_o \omega^2$, no vácuo.

Essa onda passa pelo polarizador, que está orientado formando um ângulo θ_p com a direção p, então o vetor $\vec{E}_o$ será:

$$\vec{E}_o = E_{os}\vec{s} + E_{op}\vec{p} = E_o \operatorname{sen}\theta_p \vec{s} + E_o \cos\theta_p \vec{p} \tag{2.21}$$

onde $\vec{s}$ e $\vec{p}$ são os versores das direções perpendicular e paralela ao plano de incidência da luz, respectivamente, representados na **figura 2.1**.

Depois de passar pelo polarizador a luz incide na amostra e é refletida. A reflexão é representada pela matriz de Fresnel **R** e a onda refletida será:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}^r = \mathbf{R} \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}^i \tag{2.22}$$

onde r significa refletido, i, incidente, p significa componente na direção p e s, na direção s.

O campo elétrico da onda refletida, após sua passagem pelo analisador, será:

$$\vec{E}_d = E_p^r \cos\theta_a \vec{p} + E_s^r \operatorname{sen}\theta_a \vec{s} \tag{2.23}$$

onde θ_a é o ângulo do analisador em relação à direção p. A intensidade normalizada da onda que chega ao detetor, depende de $\mathbf{R}$ e das orientações dos polarizadores, e se calcula:

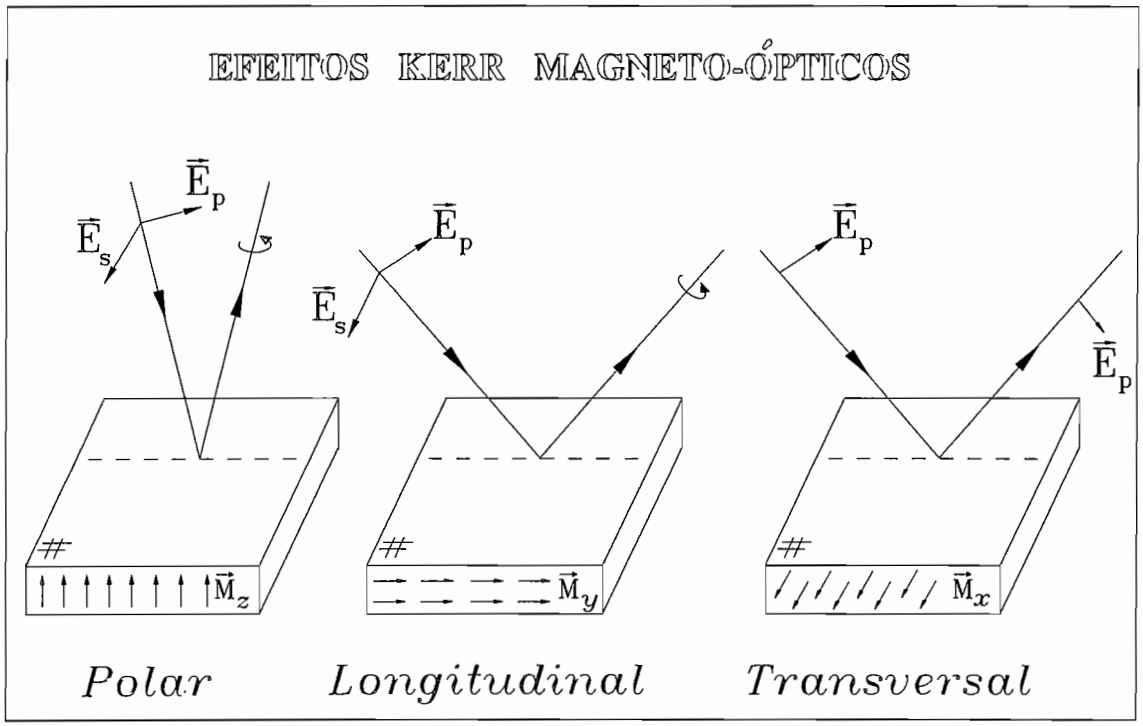

Figura 2.1. Efeitos Kerr magnetoópticos ocorrem na reflexão da luz em superfícies de materiais magnéticos. O efeito Kerr *polar* é sensível à componente da magnetização da amostra, que é perpendicular à superfície de reflexão (M_z); o *longitudinal* é sensível à componente da magnetização paralela à superfície da amostra e ao plano de incidência da luz (M_y) e o efeito *transversal* é devido à componente, que é paralela à superfície da amostra e perpendicular ao plano de incidência (M_x).

$$I = \frac{\left|\vec{E}_d\right|^2}{\left|\vec{E}_o\right|^2} \tag{2.24}$$

Para encontrarmos a matriz de Fresnel relacionamos as componentes da direção da magnetização da amostra, com a direção do campo aplicado, para um plano de incidência numa direção arbitrária. Temos na **figura 2.2** [YaS93] os sistemas de coordenadas, a superfície da amostra e os feixes incidente, refletido e refratado. O plano *y-z* é paralelo ao plano de incidência, e o plano *x-y* é paralelo à superfície da amostra.

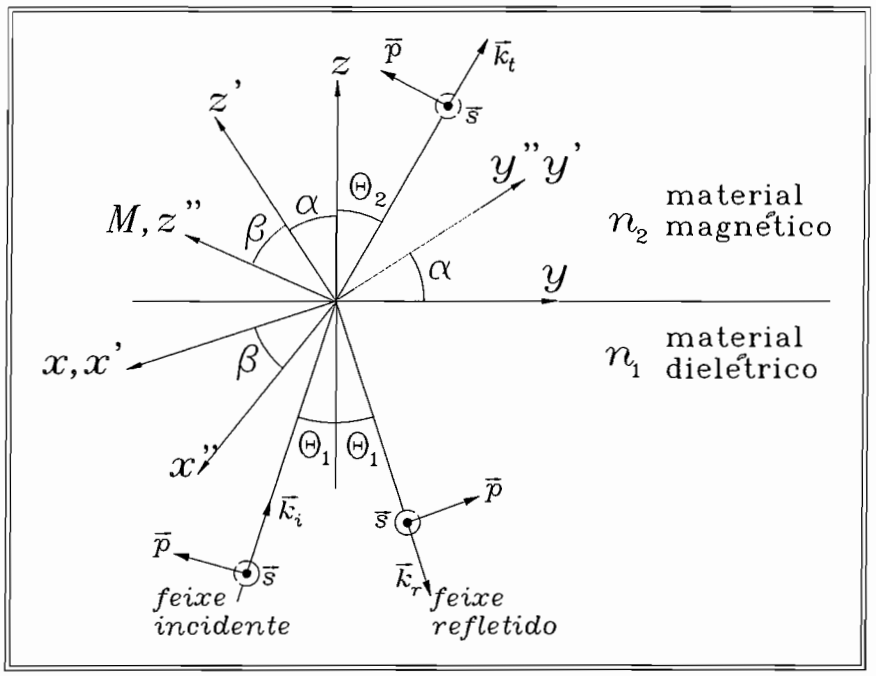

Figura 2.2. O sistema de coordenadas *xyz* é escolhido de tal forma que o plano *x-y* seja paralelo à superfície da amostra de material magnético e o plano *y-z* seja paralelo ao plano de incidência da luz. O sistema *x'y'z'* é a rotação do *xyz* de ângulo α, em torno do eixo *x*. O sistema *x"y"z"* é a rotação do *x'y'z'* de ângulo β, em torno do eixo *y'*. Essas rotações devem satisfazer a condição de paralelismo do eixo *z"* em relação à magnetização do material.

O sistema (*xyz*) se refere às componentes do campo magnético aplicado $\vec{H}$, que são H_x, H_y, H_z, o sistema (*x"y"z"*) refere-se aos eixos principais da amostra. As componentes do campo aplicado são escolhidas de tal forma que H_y é paralelo ao plano de incidência e à superfície de reflexão, H_x é perpendicular ao plano de incidência e paralelo à superfície de reflexão e H_z é paralelo ao plano de incidência e perpendicular à superfície do material. A magnetização $\vec{M}$ e o tensor permissividade são definidos no sistema (*x"y"z"*). Para fixar a notação, rescrevemos a equação 2.19:

$$\hat{\varepsilon}'' = \begin{pmatrix} \varepsilon & iQ\varepsilon & 0 \\ -iQ\varepsilon & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.25}$$

A matriz de transformação de coordenadas, que relaciona os sistemas (xyz) e $(x''y''z'')$, chamamos de $\mathbf{T}$ e é dada por

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathbf{T}\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & 0 & \operatorname{sen}\beta \\ \operatorname{sen}\alpha\cos\beta & \cos\alpha & -\operatorname{sen}\alpha\cos\beta \\ -\cos\alpha\operatorname{sen}\beta & \operatorname{sen}\alpha & \cos\alpha\cos\beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} \tag{2.26}$$

Agora, escrevemos o tensor permissividade para uma direção arbitrária da magnetização com o auxílio da matriz $\mathbf{T}$:

$$\hat{\varepsilon} = \mathbf{T}\varepsilon''\mathbf{T}^{-1} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q\cos\alpha\cos\beta & -i\varepsilon Q\operatorname{sen}\alpha\cos\beta \\ i\varepsilon Q\cos\alpha\cos\beta & \varepsilon & -i\varepsilon Q\operatorname{sen}\beta \\ i\varepsilon Q\operatorname{sen}\alpha\cos\beta & i\varepsilon Q\operatorname{sen}\beta & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.27}$$

Mas, temos os co-senos diretores dados por:

$$m_x = \frac{M_x}{M} = \operatorname{sen}\beta \quad m_y = \frac{M_y}{M} = -\operatorname{sen}\alpha\cos\beta \quad m_z = \frac{M_z}{M} = \cos\alpha\cos\beta \tag{2.28}$$

Assim,
$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q m_z & i\varepsilon Q m_y \\ i\varepsilon Q m_z & \varepsilon & -i\varepsilon Q m_x \\ -i\varepsilon Q m_y & i\varepsilon Q m_x & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.29}$$

Podemos escrever
$$\hat{\varepsilon} = m_x^2\varepsilon^x + m_y^2\varepsilon^y + m_z^2\varepsilon^z, \tag{2.30}$$

onde

$$\hat{\varepsilon}^x = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & -i\varepsilon\dfrac{Q}{m_x} \\ 0 & i\varepsilon\dfrac{Q}{m_x} & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \hat{\varepsilon}^y = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & i\varepsilon\dfrac{Q}{m_y} \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ -i\varepsilon\dfrac{Q}{m_y} & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \hat{\varepsilon}^z = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon\dfrac{Q}{m_z} & 0 \\ i\varepsilon\dfrac{Q}{m_z} & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

são os tensores permissividade para os efeitos Kerr transversal, longitudinal e polar, respectivamente. Esse conjunto de tensores formam uma base, ou seja, o tensor

permissividade para magnetização numa direção arbitrária, pode ser escrito como uma combinação linear dos tensores permissividade para magnetização nas direções x, y e z. Assim escrevemos $\hat{\varepsilon}^x = \hat{\varepsilon}^t$, $\hat{\varepsilon}^y = \hat{\varepsilon}^l$ e $\hat{\varepsilon}^z = \hat{\varepsilon}^p$.

A matriz de reflexão de Fresnel pode ser escrita como aproximação de primeira ordem em Q [YaS93]:

$$\mathbf{R} = m_x^2 r^x(Q) + m_y^2 r^y(Q) + m_z^2 r^z(Q) \tag{2.32}$$

Portanto, temos também uma base para escrever a matriz de reflexão, para uma direção arbitrária da magnetização, como combinação linear das matrizes referentes à magnetização na direção dos eixos cartesianos. Os coeficientes da combinação linear, assim como no caso do tensor permissividade, são os co-senos diretores que satisfazem à relação: $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$

Ressaltamos aqui que a onda refletida é representada por:

$$\vec{E}^r = (r_{pp}E_p^i + r_{ps}E_s^i)\vec{p} + (r_{sp}E_p^i + r_{ss}E_s^i)\vec{s} \tag{2.33}$$

Os elementos da matriz de reflexão, $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix}$, foram calculados por Metzger, Pluvinage e Torguet [MPT65]:

$$\begin{aligned}
r_{pp} &= \frac{n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2} + \frac{2in_1n_2\cos\theta_1\,\mathrm{sen}\,\theta_2 m_x Q}{\left(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2\right)^2} \\
r_{ss} &= \frac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2} \\
r_{ps} &= -\frac{in_1n_2\cos\theta_1(m_y\,\mathrm{sen}\,\theta_2 + m_z\cos\theta_2)Q}{\cos\theta_2(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2)(n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2)} \\
r_{sp} &= \frac{in_1n_2\cos\theta_1(m_y\,\mathrm{sen}\,\theta_2 - m_z\cos\theta_2)Q}{\cos\theta_2(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2)(n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2)}
\end{aligned} \tag{2.34}$$

onde n_1 e n_2 são os índices complexos de refração dos meios 1 e 2, respectivamente. O tensor permissividade é usado para o cálculo de n_2 que é do material magnético, como já citamos na seção anterior. Os ângulos dos feixes incidente e refratado são θ_1 e θ_2, respectivamente, vistos na **figura 2.2**, mas $\mathrm{sen}\,\theta_2$ e $\cos\theta_2$ são números complexos definidos pela Lei de Snell-Descartes: $n_1\mathrm{sen}\,\theta_1 = n_2\mathrm{sen}\,\theta_2$, $\cos^2\theta_2 + \mathrm{sen}^2\theta_2 = 1$ e $\mathrm{Re}(n_2\cos\theta_2) > 0$.

É interessante observar, que nas expressões 2.34, as componentes m_y e m_z, responsáveis pelos efeitos Kerr longitudinal e polar, aparecem simultaneamente em ambos os coeficientes r_{ps} e r_{sp}. Assim, apenas a incidência normal ($\theta_1=\theta_2=0$) permite observar exclusivamente o efeito Kerr polar. Mas, nenhuma condição de incidência permite observar apenas o efeito Kerr longitudinal (sem a presença do efeito polar), exceto quando a magnetização está no plano paralelo à superfície da amostra, ou seja, $m_z=0$.

Agora podemos escrever as matrizes de reflexão para os efeitos Kerr transversal, longitudinal e polar, respectivamente:

$$r^x = r^t = \begin{pmatrix} r^t_{pp} & r^t_{ps} \\ r^t_{sp} & r^t_{ss} \end{pmatrix} \qquad r^y = r^l = \begin{pmatrix} r^l_{pp} & r^l_{ps} \\ r^l_{sp} & r^l_{ss} \end{pmatrix} \qquad r^z = r^p = \begin{pmatrix} r^p_{pp} & r^p_{ps} \\ r^p_{sp} & r^p_{ss} \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

cujos elementos são dados por Yang e Scheinfein [YaS93]. Para o efeito Kerr polar:

$$\begin{gathered} r^p_{pp} = \frac{n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2} \\ r^p_{ss} = \frac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2} \\ r^p_{sp} = r^p_{ps} = -\frac{in_1n_2\cos\theta_1\left(Q/m_z\right)}{(n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2)(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2)} \end{gathered} \tag{2.36}$$

Para o efeito Kerr longitudinal, temos:

$$\begin{gathered} r^l_{pp} = r^p_{pp} = \frac{n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2} \\ r^l_{pp} = r^p_{ss} = \frac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2} \\ r^l_{sp} = -r^l_{ps} = -\frac{in_1n_2tg\theta_2\cos\theta_1\left(Q/m_y\right)}{(n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2)(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2)} \end{gathered} \tag{2.37}$$

Finalmente, para o efeito Kerr transversal:

$$\begin{gathered} r^t_{pp} = \frac{n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2} + \frac{i2n_1n_2\cos\theta_1\,\mathrm{sen}\,\theta_2\left(Q/m_x\right)}{\left(n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2\right)^2} \\ r^t_{ss} = r^p_{ss} = \frac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2} \\ r^t_{sp} = r^t_{ps} = 0 \end{gathered} \tag{2.38}$$

Observamos aqui que o efeito Kerr transversal não introduz elementos não diagonais à matriz de reflexão, mas acrescenta à reflexão metálica, um termo proporcional à constante magnetoóptica Q e, portanto, à magnetização da amostra na direção x, significando que não há rotação do plano de polarização, nem mudança de excentricidade durante a reflexão, mas ocorre uma variação na refletividade da amostra. Já para os efeitos Kerr polar e longitudinal, temos elementos não diagonais na matriz de reflexão, portanto há rotação do plano de polarização e variação da excentricidade na reflexão. Para esses efeitos, o ângulo de rotação Kerr, θ_K, e a excentricidade Kerr, η_K, para feixes incidentes linearmente polarizados nas direções s e p, são dados por [MPT65]:

$$\theta_{Ks} = \mathrm{Re}\left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right) \qquad \theta_{Kp} = -\mathrm{Re}\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)$$
$$\eta_{Ks} = \mathrm{Im}\left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right) \qquad \eta_{Kp} = \mathrm{Im}\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right) \tag{2.39}$$

Esses ângulos são muito pequenos, então, usou-se a aproximação que a tangente de um pequeno arco é igual ao próprio arco, no cálculo das equações acima. Revendo as equações 2.36 e 2.37, notamos que esses ângulos são proporcionais à constante magnetoóptica Q.

Neste trabalho, o efeito que mais nos interessa é o efeito Kerr transversal, porque os aparatos que montamos utilizam principalmente este efeito Kerr. Neste caso, o efeito é uma variação da amplitude do campo elétrico, que pode ser sentida pelo detetor através da variação da intensidade da luz. Vamos escrever a intensidade normalizada de luz coletada pelo detetor para o efeito transversal, supondo que a magnetização é paralela à superfície da amostra, ou seja, m_z=0. Para o polarizador alinhado à direção p, θ_p=0, usando os resultados das matrizes de reflexão para os efeitos Kerr transversal, equação 2.38, e longitudinal, 2.37 e as equações 2.21 a 2.24, 2.32, [FlD90] temos:

$$\begin{aligned} I = & \left|m_y^2 r_{pp}^l + m_x^2 r_{pp}^t\right|^2 \cos^2\theta_a + \left|m_y^2 r_{ps}^l\right|^2 sen^2\theta_a - \\ & \left\{\left|m_y^2 r_{pp}^l + m_x^2 r_{pp}^t\right| m_y^2 (r_{ps}^l)^* + \text{complexo conjugado}\right\} \cos\theta_a sen\theta_a \end{aligned} \tag{2.40}$$

Se alinharmos o analisador à direção s (θ_a=90°), então teremos um sinal que depende apenas do efeito Kerr longitudinal:

$$I_l = R_{ps} = \left| m_y^2 r_{ps}^l \right|^2 \tag{2.41}$$

Para detectarmos apenas o efeito Kerr transversal, usamos o analisador alinhado à direção p, θ_a=0, nesse caso a intensidade normalizada será:

$$I_t = R_p = \left| m_x^2 r_{pp}^t \right|^2 \tag{2.42}$$

Portanto, a intensidade normalizada só depende do co-seno diretor da magnetização da amostra e do coeficiente de Fresnel que é afetado pela magnetização. Aqui a intensidade normalizada é igual à refletividade p, R_p, que é definida como a razão da intensidade refletida pela intensidade incidente para luz incidente p polarizada.

Vejamos agora como o efeito transversal depende do ângulo de incidência da luz na superfície do material (θ_1). Como vimos nas equações 2.34, 2.36, 2.37 e 2.38, os elementos da matriz de reflexão dependem do ângulo de incidência, portanto os efeitos descritos pelas equações 2.39 e 2.42 devem também apresentar uma dependência de θ_1.

Hunt calculou os coeficientes de reflexão de Fresnel em função do ângulo de incidência, para um filme magnético espesso recoberto com uma camada de material dielétrico, como são as nossas amostras. O ângulo de incidência para o qual a intensidade é máxima, depende do material magnético, do material dielétrico e da espessura da camada de dielétrico. Este ângulo está por volta de 60° em relação à direção normal à amostra [Hun67].

A refletividade, R_p, da interface metal – ar para uma polarização incidente p é tal que:

$$R_p = \left| r_{pp} \right|^2 = r_{pp} . r_{pp}^*, \tag{2.43}$$

onde r_{pp} é dado pela equação 2.34. A equação 2.43 é equivalente a 2.42. O segundo termo de r_{pp} é o termo magnetoóptico proporcional a Q e é muito pequeno quando comparado com o primeiro termo responsável pela reflexão metálica. Num primeiro momento tomemos apenas este termo metálico, desprezando o segundo termo:

$$r_{pp} = \frac{n_2 \cos\theta_1 - n_1 \cos\theta_2}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2} \tag{2.44}$$

Como o meio 1 é o ar podemos aproximar o índice de refração n_1=1, então:

$$r_{pp} = \frac{n_2 \cos\theta_1 - \cos\theta_2}{n_2 \cos\theta_1 + \cos\theta_2} \tag{2.45}$$

O índice de refração do metal não magnetizado, n_2, como já vimos na equação 2.14: $n_2^2 = \varepsilon$. Também sabemos que n_2 é complexo, $n_2=n'+i.n''$, ou $n_2=n+i.k$, para simplificar a notação.

O valor da parte real do índice de refração dos metais é em geral elevado, portanto o ângulo de refração, θ_2, é pequeno. Supondo-se que $\cos\theta_2 \approx 1$, pode-se chegar a [ClG71]:

$$R_p = \frac{\left(n - \frac{1}{\cos\theta_1}\right)^2 + k^2}{\left(n + \frac{1}{\cos\theta_1}\right)^2 + k^2} \tag{2.46}$$

Esta equação relaciona a refletividade com o ângulo de incidência, através das constantes ópticas do metal. A refletividade em p passa por um valor mínimo no ângulo de Brewster. O significado do "ângulo polarizante" foi notado pela primeira vez em 1815 por Sir David Brewster (1781-1868) para os materiais dielétricos. Ele descreveu o fenômeno: *"Se a luz incide sob este ângulo, o vetor elétrico da luz refletida não tem componente no plano de incidência"* [BoW93]. No caso dos metais, R_p não chega a zero como nos dielétricos, mas atinge um mínimo; por isso é as vezes chamado de pseudo ângulo de Brewster [Col93]. Como veremos nos resultados experimentais, para um filme de cobalto este mínimo ocorre próximo de 80°.

Utilizando a equação 2.44, podemos ajustar uma curva teórica aos dados experimentais de refletividade p em função do ângulo de incidência para acharmos os valores das constantes ópticas do material. Então os elementos diagonais do tensor permissividade são:

$$\varepsilon = n_2^2 = n^2 - k^2 - i2nk \tag{2.47}$$

Considerando-se agora a propriedade magnetoóptica do material, ou seja $Q \neq 0$ e conhecendo-se as constantes n e k, podemos achar os elementos não diagonais $-iQ\varepsilon$ e $iQ\varepsilon$, a partir de dados experimentais do sinal magnetoóptico do efeito transversal (variação relativa de refletividade, $\Delta R/R$) em função do ângulo de incidência. Para tanto podemos ajustar aos dados a expressão de $\Delta R/R$ dada pela referência [MND65]:

$$\frac{\Delta R}{R}=$$

$$4\text{sen}2\theta_1\frac{P_1\left\{2nk\left[2(n^2-k^2)\cos^2\theta_1-1\right]\right\}+P_2\left\{\left[(2nk)^2-(n^2-k^2)\right]\cos^2\theta_1+(n^2-k^2)-\text{sen}^2\theta_1\right\}}{\left\{2nk\left[2(n^2-k^2)\cos^2\theta_1-1\right]\right\}^2+\left\{\left[(2nk)^2-(n^2-k^2)\right]\cos^2\theta_1+(n^2-k^2)-\text{sen}^2\theta_1\right\}^2} \tag{2.48}$$

onde P_1 e P_2 são as partes real e imaginária de $-Q\varepsilon$, ou seja:

$$-Q\varepsilon=P_1+iP_2 \tag{2.49}$$

Então podemos achar a constante magnetoóptica, utilizando os parâmetros ajustados n, k, P_1 e P_2:

$$Q=\frac{-P_1-iP_2}{n^2-k^2-i2nk} \tag{2.50}$$

Como veremos nos resultados experimentais, a variação relativa de refletividade apresenta um valor máximo pouco antes do ângulo de Brewster e um valor mínimo logo após.

Para facilitar o nosso tratamento matemático dos tipos de modulação utilizados para se medir os efeitos Kerr magnetoópticos, vamos rescrever a refletividade p da equação 2.43. Para isto, vamos escrever o coeficiente r_{pp}, dado pelas equações 2.34 ou 2.38, em dois termos, o termo da reflexão metálica não magnético r_p^{nm} e o termo magnetoóptico r_p^m. Assim:

$$R_p=r_{pp}r_{pp}^*=\left(r_p^{nm}+r_p^m\right)\left(r_p^{nm*}+r_p^{m*}\right) \tag{2.51}$$

Agora utilizando a notação polar escrevemos os termos em função de seus módulos ρ_p^{nm}, ρ_p^m e suas fases, ϕ_p^{nm}, ϕ_p^m:

$$R_p=\left(\rho_p^{nm}e^{i\phi_p^{nm}}+\rho_p^m e^{i\phi_p^m}\right)\left(\rho_p^{nm}e^{-i\phi_p^{nm}}+\rho_p^m e^{-i\phi_p^m}\right) \tag{2.52}$$

Trabalhando um pouco esta expressão chega-se a:

$$R_p=\left(\rho_p^{nm}\right)^2+\left(\rho_p^m\right)^2+2\rho_p^{nm}\rho_p^m\cos(\phi_p^m-\phi_p^{nm}) \tag{2.53}$$

Nós sabemos que o módulo do termo magnetoóptico é muito menor que o módulo do termo não magnético, portanto $\left(\rho_p^m\right)^2 << \left(\rho_p^{nm}\right)^2$, então podemos como boa aproximação, desprezar $\left(\rho_p^m\right)^2$ na equação 2.53.

Quando aplicamos um campo magnético externo e a magnetização inverte seu sentido, a fase do termo magnetoóptico ϕ_p^m sofre uma variação de π [STS01]. Assim, entre os dois estados saturados possíveis (↑↓) o termo magnetoóptico tem uma diferença de fase:

$$\Delta\phi_p^m = \phi_p^{m\uparrow} - \phi_p^{m\downarrow} = \pi \qquad \Rightarrow \qquad \phi_p^{m\downarrow} = \phi_p^{m\uparrow} - \pi \tag{2.54}$$

Mas o módulo do termo magnetoóptico é o mesmo para os dois estados saturados e o termo não magnético não varia, nem em fase, nem em módulo.

Para visualizarmos esta variação de fase, podemos ver o diagrama de Fresnel (**figura 2.3**), que consiste em representar os coeficientes da matriz de reflexão no plano de Argand-Gauss.

Observando este diagrama, podemos perceber que o módulo de r_{pp} varia entre os estados de saturação, ou seja, a amplitude do campo elétrico e a intensidade luminosa variam entre os estados ↑↓, mas esta variação de amplitude tem origem numa variação de fase do campo elétrico da luz. A variação de ϕ_p^m de π entre os estados saturados provoca uma variação na fase de r_{pp}, já que ϕ_p^{nm} é constante.

Vamos calcular a variação da refletividade entre os dois estados de saturação:

$$\Delta R = R_p^{\uparrow} - R_p^{\downarrow} = (\rho_p^{nm})^2 + 2\rho_p^{nm}\rho_p^m \cos(\phi_p^{m\uparrow} - \phi_p^{nm}) - (\rho_p^{nm})^2 - 2\rho_p^{nm}\rho_p^m \cos(\phi_p^{m\downarrow} - \phi_p^{nm}) \tag{2.55}$$

onde substituímos a equação 2.54 e chegamos a:

$$\Delta R = 4\rho_p^{nm}\rho_p^m \cos(\phi_p^{m\uparrow} - \phi_p^{nm}) \tag{2.56}$$

Já temos a variação de refletividade, para calcularmos a variação relativa de refletividade precisamos do valor médio da refletividade entre os estados saturados:

$$\langle R \rangle = \frac{R_p^{\uparrow} + R_p^{\downarrow}}{2} \tag{2.57}$$

onde substituímos a equação 2.53 e a equação 2.54 e obtemos:

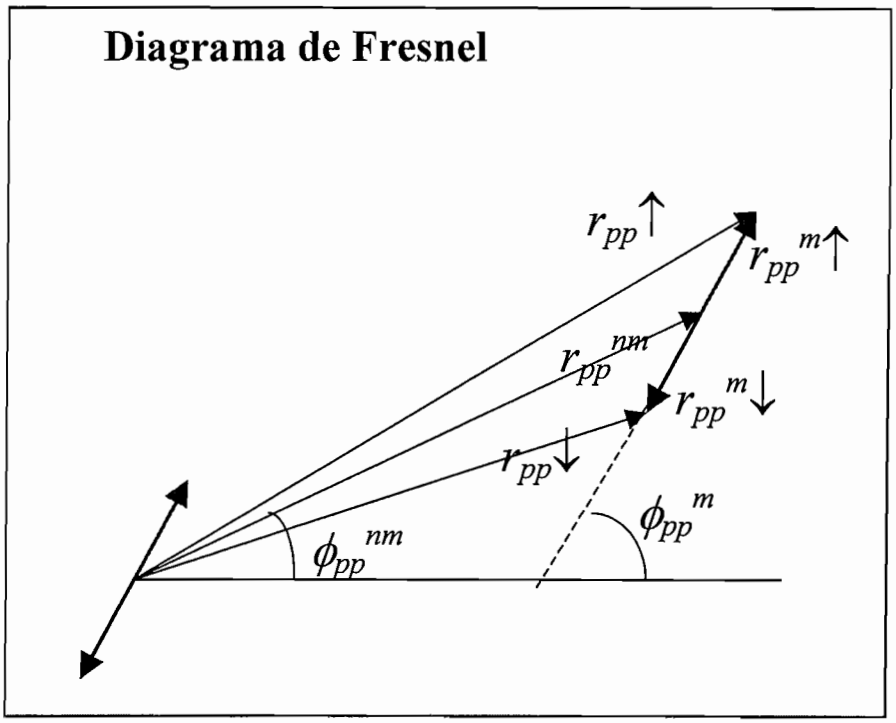

Figura 2.3. Diagrama de Fresnel: o coeficiente da matriz de reflexão r_{pp} para os dois estados saturados possíveis $\uparrow\downarrow$ como a soma de seus termos não magnético r_{pp}^{nm} e magnetoóptico r_{pp}^{m}.

$$\langle R\rangle = \left(\rho_p^{nm}\right)^2 \tag{2.58}$$

Com as equações 2.56 e 2.58 podemos escrever a grandeza importante para o efeito Kerr transversal:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta R_p}{\langle R\rangle} = 4\frac{\rho_p^m}{\rho_p^{nm}}\cos(\phi_p^{m\uparrow} - \phi_p^{nm}) \tag{2.59}$$

Aqui vemos explicitamente que a variação relativa de refletividade é proporcional ao módulo do termo magnetoóptico que por sua vez é proporcional à magnetização do material.

A equação 2.59 apresenta $\Delta R/R$ na forma mais conveniente para falarmos sobre a figura de mérito dos efeitos magnetoópticos, que apresentamos na seção seguinte.

2.1.3. Figura de Mérito

A mídia magnetoóptica é geralmente composta de várias camadas e é chamada de multicamadas. As multicamadas são projetadas para otimizar a absorção da luz incidente pela criação de uma estrutura anti-refletora, com a qual uma boa fração da intensidade óptica incidente é absorvida pela camada ativa (filme magnetoóptico). Enquanto a refletividade de filmes metálicos simples é tipicamente maior que 50%, uma estrutura de multicamadas pode facilmente reduzir para 20% ou menos se desejado. As multicamadas podem também ser desenhadas para controlar o fluxo de calor gerado pela absorção da luz [Man95]. O sinal magnetoóptico de uma multicamada pode ser aumentado, sem a troca do filme magnetoóptico, assim utiliza-se uma grandeza mais apropriada para medir a qualidade de filmes magnetoópticos. Esta grandeza é chamada figura de mérito e para os casos onde ocorrem rotação da polarização, como os efeitos Kerr longitudinal e polar, ela é definida como:

$$F_\theta = \theta_K \sqrt{R} \tag{2.60}$$

onde θ_K é dado pelas equações 2.39. Se tomarmos o caso da luz incidente p polarizada:

$$F_\theta = \mathrm{Re}\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)\sqrt{R_p} \tag{2.61}$$

Utilizando a notação polar, a refletividade pode ser escrita como:

$$R_p = r_{pp} r_{pp}^* = \rho_p e^{i\phi_p} \rho_p e^{-i\phi_p} = \rho_p^2 \tag{2.62}$$

e o ângulo de rotação da polarização rescrevemos como:

$$\theta_{Kp} = \mathrm{Re}\left(\frac{\rho_{sp} e^{i\phi_{sp}}}{\rho_p e^{i\phi_p}}\right) = \mathrm{Re}\left(\frac{\rho_{sp}}{\rho_p} e^{i(\phi_{sp}-\phi_p)}\right) = \frac{\rho_{sp}}{\rho_p}\cos\left(\phi_{sp} - \phi_p\right) \tag{2.63}$$

Podemos rescrever a figura de mérito dada pela equação 2.60, utilizando as equações 2.62 e 2.63:

$$F_\theta = \rho_{sp}\cos\left(\phi_{sp} - \phi_p\right) \tag{2.64}$$

Nós propusemos, no trabalho da referência [STS01], uma figura de mérito para o caso do efeito Kerr transversal. Se rescrevemos a equação 2.59, utilizando

a equação 2.62 e fazendo a aproximação $\rho_p \cong \rho_p^{nm}$; ou se utilizamos a equação 2.58, temos:

$$\frac{\Delta R}{R} = 4\frac{\rho_p^m}{\sqrt{R}}\cos\left(\phi_p^m - \phi_p^{nm}\right) \tag{2.65}$$

Assim, por analogia com a figura de mérito para os efeitos longitudinal e polar (equação 2.64), definimos a figura de mérito para o efeito Kerr transversal como sendo:

$$F_t = \rho_p^m \cos\left(\phi_p^m - \phi_p^{nm}\right) = \frac{\Delta R_p}{4\sqrt{R_p}} \tag{2.66}$$

No capítulo de resultados experimentais, veremos que, para um filme simples metálico a figura de mérito F_t apresenta um comportamento idêntico ao comportamento da variação relativa de refletividade $\Delta R/R$, demonstrando que ambos são critérios satisfatórios das propriedades magnetoópticas, pelo menos no caso de um filme espesso simples. Também comparamos as figuras de mérito F_t e F_θ, para algumas amostras.

A seguir apresentamos os métodos de modulação utilizados para as medidas dos efeitos magnetoópticos.

2.1.4. Modulação

Os métodos de medida dos efeitos magnetoópticos, em geral, utilizam detecção síncrona, ou seja, a luz incidente é de alguma forma modulada e o sinal do detetor é sincronizado com a modulação da luz. Como a luz possui duas características básicas (intensidade e polarização) podemos modular a luz de duas formas, variando a sua intensidade (ou amplitude), fazendo a modulação de amplitude, ou variando sua polarização, fazendo a modulação de polarização, também chamada modulação de fase.

Na modulação de amplitude temos uma variação periódica da intensidade do feixe luminoso. Geralmente esta variação é na forma de uma onda quadrada ou senoidal. Quando utilizamos dispositivos semicondutores como fontes de luz, por exemplo, diodo laser e *light emitting diode* (led), nós podemos alimentá-los como um sinal variável. Se a alimentação for uma onda quadrada o diodo irá alternar entre dois estados 'ligado' e 'apagado', ou se a alimentação for uma função harmônica a intensidade de luz emitida pelo diodo irá variar harmonicamente. Temos na **figura 2.4**, gráficos representando estas funções de modulação.

Também pode-se modular a luz fazendo-a passar por dispositivos chamados moduladores. O modulador mais fácil de compreender é o *chopper*, que corta o feixe de forma periódica, isto corresponde a uma onda quadrada, a intensidade que a fonte de luz está emitindo é constante mais, ora ela é obstruída pelo *chopper* e ora ela passa livremente por ele. Então a intensidade incidente na amostra fica variando entre dois valores. Como exemplo de trabalho no qual se utiliza o *chopper* para modulação da luz em medidas magnetoópticas temos o trabalho de Florczak e Dan Dahlberg [FlD90], que medem simultaneamente os efeitos Kerr transversal e longitudinal.

Existem outros tipos de moduladores ópticos que utilizam efeitos eletroópticos e magnetoópticos. Estes efeitos correspondem a uma modificação da anisotropia dos materiais que são submetidos a campos elétricos ou magnéticos. Como estes campos podem ser variados a freqüências elevadas (até alguns GigaHertz), se utiliza estes efeitos em dispositivos birrefringentes dinâmicos que agem sobre os estados de polarização da luz que transmitem [Hua94].

Os efeitos eletroópticos mais utilizados em moduladores são os efeitos Kerr e Pockels, que são utilizados nos dispositivos conhecidos como célula Kerr e célula Pockels. No efeito Kerr eletroóptico a birrefringência gerada é proporcional ao

quadrado do campo elétrico aplicado ao material. Já o efeito Pockels é linear com o campo aplicado [Hec87]. O efeito Faraday é o efeito magnetoóptico mais comum para modulação (célula Faraday), este efeito é linear com o campo magnético aplicado. Como exemplos temos o aparato experimental do trabalho de Robinson [Rob63], cujo modulador é uma célula Faraday e uma célula Pockels foi usada no trabalho de Bland et al [BPB89] para estabilizar a intensidade de um laser de He-Ne em medidas de efeitos Kerr magnetoópticos.

A birrefringência gerada pelo modulador gera variações na polarização da luz transmitida, estes moduladores geralmente têm polarizadores nas extremidades, assim eles podem ser moduladores de amplitude ou de polarização dependendo dos detalhes da montagem e da operação. Temos ainda os moduladores fotoelásticos, que produzem uma birrefringência no meio óptico através de uma tensão mecânica. Veremos mais detalhes sobre este tipo de modulador, quando apresentarmos o método de modulação de fase.

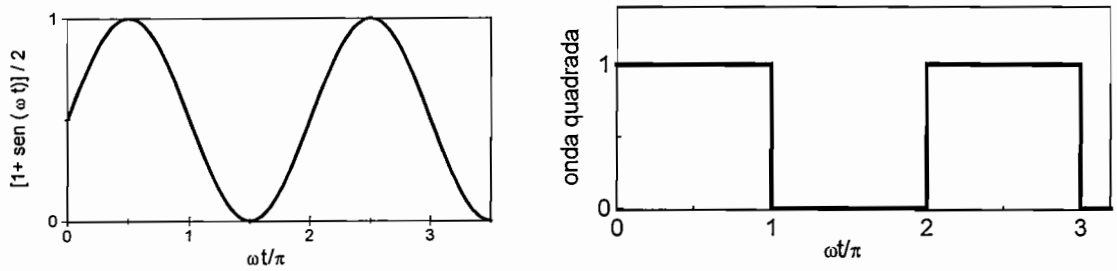

Figura 2.4. As duas funções de modulação, $F(\omega\ t)$, mais usadas: função harmônica e função quadrada.

2.1.4.1. Modulação de Amplitude

Na modulação de amplitude, a intensidade é modulada pela função de modulação, $F(\omega t)$, assim a intensidade da luz que incide na amostra será:

$$I_{inc} \propto I_{max} F(\omega t) \tag{2.67}$$

I_{max} é a intensidade máxima de saída da fonte luminosa. O sinal de proporcionalidade é usado, porque no nosso caso temos um polarizador entre a fonte luminosa e a amostra e outro entre esta e o detetor. Os polarizadores introduzem fatores multiplicativos, que não são relevantes neste momento.

A intensidade refletida pela amostra será:

$$I_{refl} = R I_{inc} \tag{2.68}$$

esta é a própria definição da refletividade R, que no caso do efeito Kerr transversal, onde trabalhamos com a polarização p será R_p.

Nas medidas magnetoópticas, a detecção síncrona é feita pelo detetor e o *lock-in amplifier*. Os detetores de luz utilizados fornecem um sinal elétrico, que é proporcional à intensidade luminosa que chega até eles e o *lock-in amplifier* detecta este sinal usando como referência a freqüência f ($f = \omega/2\pi$) da função de modulação. O *lock-in amplifier* fornece sinais proporcionais às amplitudes dos primeiros termos da decomposição harmônica (série de Fourier) do sinal proveniente do detetor.

Da decomposição em série de Fourier de $F(\omega t)$, temos que a amplitude do primeiro harmônico da intensidade que é detectada será:

$$\begin{aligned} I_f &= R\frac{I_{max}}{2} \quad \text{para} \quad F(t) = \frac{1+\text{sen}(\omega t)}{2} \\ I_f &= R\frac{4I_{max}}{\pi} \quad \text{para} \quad F(t) = \textit{onda quadrada} \end{aligned} \tag{2.69}$$

Então o sinal de saída do *lock-in amplifier* para o primeiro harmônico, S_f, será proporcional a I_f, que por sua vez é proporcional à refletividade da amostra:

$$S_f \propto I_f \propto R \tag{2.70}$$

Assim a variação relativa de refletividade, $\Delta R/R$, pode ser medida pela variação relativa de S_f:

$$\frac{\Delta S_f}{S_f} = \frac{\Delta R}{R} \tag{2.71}$$

Se trabalharmos com o polarizador e o analisador alinhados à direção p, como fizemos nos trabalhos: [Tuf96], [TSS99] e [TuS99], então a variação relativa de refletividade será proporcional à componente da magnetização que é normal ao plano luminoso, efeito Kerr transversal.

A modulação de amplitude também pode ser usada para medir os efeitos Kerr longitudinal e polar. No caso do efeito longitudinal, a equação 2.41, mostra que podemos medir este efeito usando o polarizador alinhado a p e o analisador alinhado à direção s, ou seja os polarizadores cruzados. Esta configuração experimental produz uma pequena relação sinal/ruído, pois neste caso a refletividade será igual ao módulo ao quadrado do coeficiente r_{ps}, que é não diagonal e é devido apenas ao efeito magnetoóptico, portanto, muito pequeno. Na prática uma curva de efeito Kerr longitudinal utilizando a modulação de amplitude é conseguida subtraindo-se duas curvas experimentais, uma com o ângulo do analisador a 45° e outra a -45°, como foi feito por Santos *et al* [SMM96]. A contribuição da componente transversal da magnetização é igual nas duas curvas e desaparece na subtração, restando apenas a componente longitudinal. O sinal resultante é proporcional a esta componente da magnetização, mas não é igual ao ângulo de rotação da polarização θ_{Ks} dado pela equação 2.39. O sinal resultante também será proporcional a θ_{Ks}.

Uma técnica semelhante foi utilizada por Santi [San00] para medir o efeito Kerr polar utilizando a modulação de amplitude. Neste caso, o ângulo de incidência é quase normal, o que garante que apenas a componente da magnetização que é normal à superfície da amostra contribui para o sinal resultante da subtração das curvas experimentais.

2.1.4.2. Modulação de Fase

A técnica de modulação de fase, feita através de um modulador fotoelástico (*photo-elastic modulator*, PEM), foi introduzida, em 1969, por Jasperson e Schnatterly [JaS69], como uma boa alternativa para medidas de elipsometria de materiais com alta refletividade, como são os metais. No início, o interesse neste tipo de medida era o estudo da estrutura eletrônica dos sólidos. Alguns anos depois, este tipo de modulador passou a ser bastante utilizado também nas medidas de dicroísmo circular magnético (efeitos Kerr longitudinal e polar e efeito Faraday) [Sat81][4]. Este tipo de modulador, em geral, consegue alta precisão, grande faixa espectral e baixa sensibilidade a efeitos birrefringentes parasitas, quando comparado aos outros tipos de moduladores [KDK84][4].

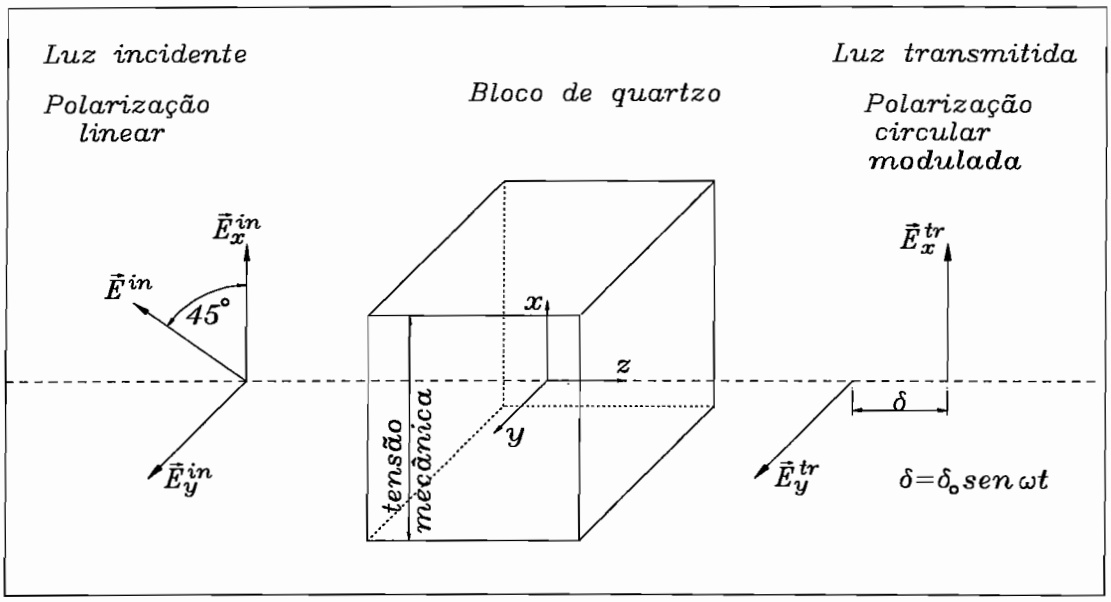

Figura 2.5. Modulação de fase. A luz que incide no modulador é linearmente polarizada a 45° em relação a direção de aplicação da tensão mecânica. A luz é transmitida com uma diferença de fase entre as suas componentes, δ, que é modulada à freqüência $f = \omega/2\pi$.

[4] Encontra-se na literatura, vários trabalhos que utilizam a modulação de fase para medir os efeitos Kerr longitudinal e polar e efeito Faraday, mas nenhum, até o momento, para medir o efeito Kerr transversal. Muitos destes trabalhos utilizam $\Delta R/R$ para representar uma grandeza que é proporcional a $\tan\eta_K$, mas não é a variação relativa de refletividade.

A modulação da polarização de um feixe luminoso é efetuada pela modulação em alta freqüência (f = 50 kHz) das propriedades ópticas de um bloco de quartzo fundido estacionário e normalmente isotrópico pelo qual a luz atravessa [JaS69].

Observando-se a **figura 2.5**, se o campo elétrico da luz que incide no bloco tiver componentes nas direções x e y, então a aplicação de uma tensão mecânica uniaxial senoidal (em relação ao tempo) ao longo do eixo x (ou y) causa uma diferença de fase, δ, entre as componentes x e y, que varia senoidalmente com o tempo ($\delta = \delta_0$ senωt).

Quando a luz incidente é linearmente polarizada, a luz transmitida tem a polarização variando entre elíptica ($\delta \neq 0$) e linear ($\delta = 0$). Se, como na **figura 2.5**, a luz incidente é linearmente polarizada a 45° em relação aos eixos x e y e a defasagem máxima, δ_0, é igual ou maior que 90°, então a luz transmitida tem a polarização variando entre circular ($\delta = 90°$) e linear ($\delta = 0$), passando por todos os estados elípticos intermediários.

A freqüência de ressonância natural do bloco de quartzo fundido depende de suas dimensões; no trabalho de Jasperson e Schnatterly, o bloco tem 10 x 20 x 50 mm e a tensão mecânica é aplicada ao longo da maior dimensão, neste caso, a freqüência de ressonância é de 50 kHz. O esforço mecânico é efetuado por um transdutor piezelétrico colado no bloco de quartzo [JaS69].

O fenômeno físico que torna o modulador fotoelástico possível é a criação de uma birrefringência num objeto transparente quando este sofre uma tensão, o que transforma num retardador óptico. Os dois eixos do retardador indicam diretamente os dois eixos principais do esforço, isto é, as direções paralela e perpendicular à direção da tensão mecânica. A magnitude da defasagem é proporcional à magnitude da tensão mecânica. Este fenômeno físico é atribuído à distorção da estrutura eletrônica do material [ShB64].

Para o desenvolvimento da modulação de fase nós utilizamos o formalismo das matrizes de Jones, que já foi usado de maneira simples da seção 2.1.2. A equação 2.23 está escrita neste formalismo, onde o campo elétrico da luz é representado por uma matriz 2x1, com suas componentes paralela e perpendicular ao plano luminoso. Os objetos que interagem com o feixe luminoso são representados por matrizes 2x2, como exemplo temos a matriz de reflexão de Fresnel **R**, na equação 2.35

temos exemplos deste tipo de matriz. O efeito de uma série de objetos que interagem com o feixe luminoso é descrito pela multiplicação das matrizes correspondentes a estes objetos. Esta multiplicação deve ser feita na ordem correta, pois elas não comutam. As matrizes dependem da orientação dos objetos.

No nosso caso, o feixe luminoso começa atravessando um polarizador, **P**, a 45° em relação a s ($\equiv x$), em seguida atravessa o bloco de quartzo fundido (modulador), **M**. O feixe é então refletido pela amostra, **R**, e passa por um compensador, **C**, que é uma lâmina de um quarto de onda (retardador de 90°) orientada a 45° em relação a s. Finalmente, a luz atravessa um analisador, **A**, com a mesma orientação do polarizador (**A** = **P**) e chega ao detetor. Esta configuração é descrita pela equação:

$$E_r = \mathbf{A.C.R.M.P.}E_i \tag{2.72}$$

onde E_r representa a luz que chega ao detetor e E_i, a luz que sai da fonte luminosa.

Aqui vamos considerar a amostra magneticamente saturada na direção normal ao plano luminoso, ou seja temos apenas o efeito Kerr transversal e, portanto, a matriz de reflexão é diagonal:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{pp} & 0 \\ 0 & r_{ss} \end{pmatrix} \quad \begin{cases} r_{pp} = \rho_p^{nm} e^{i\phi_p^{nm}} + \rho_p^{m} e^{i\phi_p^{m}} \\ r_{ss} = \rho_s e^{i\phi_s} \end{cases} \tag{2.73}$$

onde escrevemos os coeficientes de reflexão na forma polar e separamos as componentes não magnética (nm) e magnetoóptica (m) de r_{pp}.

As matrizes de Jones que representam os outros objetos são:

$$\mathbf{A} = \mathbf{P} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \qquad \mathbf{C} = \frac{\sqrt{2}}{2}\begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \tag{2.74}$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{pmatrix} \quad \{\delta = \delta_0 \sin(2\pi f t) \tag{2.75}$$

Desenvolvendo a equação 2.72, chegamos ao campo elétrico da luz detectada, mas a grandeza observável é a intensidade luminosa, que é proporcional ao módulo ao quadrado do campo elétrico:

$$I_{refle} \propto |E_r|^2 \tag{2.76}$$

Os detalhes destes cálculos são apresentados na seção 6.1. Aqui vamos escrever a intensidade de uma maneira simples:

$$I_{refle} = I_A + I_B \operatorname{sen}\delta + I_C \cos\delta \tag{2.77}$$

na qual aplicamos as fórmulas de expansão em série de funções de Bessel:

$$\begin{aligned} \operatorname{sen}\delta &= \operatorname{sen}\big(\delta_0 \operatorname{sen}(\omega t)\big) = 2J_1(\delta_0)\operatorname{sen}(\omega t) + \ldots \\ \cos\delta &= \cos\big(\delta_0 \operatorname{sen}(\omega t)\big) = J_0(\delta_0) + 2J_2(\delta_0)\cos(2\omega t) + \ldots \end{aligned} \tag{2.78}$$

onde $J_n(x)$ é a função de Bessel de ordem n e $\omega = 2\pi f$. Assim podemos escrever a intensidade detectada em termos dos harmônicos em relação à freqüência de modulação, f:

$$I_{refle} = I_0 + I_f \operatorname{sen}(\omega t) + I_{2f} \cos(2\omega t) \tag{2.79}$$

Esta intensidade luminosa é proporcional à refletividade da amostra, então podemos escrever:

$$R = R_0 + R_f \operatorname{sen}(\omega t) + R_{2f} \cos(2\omega t) \tag{2.80}$$

Se utilizamos os coeficientes de Fresnel dados pela equação 2.73, então podemos escrever o termo de segundo harmônico da refletividade como:

$$R_{2f} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm} - \phi_s) + \rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m} - \phi_s)\right] \tag{2.81}$$

Procedendo de modo semelhante àquele no qual obtivemos a equação 2.59, usando o fato que a diferença de fase do termo magnetoóptico entre os dois estados saturados é π e calculando a diferença de R_{2f} entre os dois estados saturados obtemos:

$$\Delta R_{2f} = R_{2f}^{\uparrow} - R_{2f}^{\downarrow} = 4J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow} - \phi_s) \tag{2.82}$$

Fazendo o mesmo para calcular o valor médio do segundo harmônico da refletividade, temos:

$$\left\langle R_{2f} \right\rangle = 2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm} - \phi_s) \tag{2.83}$$

Agora dividimos a equação 2.82 pela 2.83:

$$\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f} \rangle} = 2\frac{\rho_p^m \cos(\phi_p^{m\uparrow} - \phi_s)}{\rho_p^{nm} \cos(\phi_p^{nm} - \phi_s)} \tag{2.84}$$

Calculamos numericamente o $\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)$ para a superfície de cobalto, que é um caso típico. Este resultado é mostrado na **figura 2.6**. Podemos observar neste gráfico, que $\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s) = 1$ é uma boa aproximação para ângulos de incidência até 45°, como também $\phi_p^{nm} = \phi_s$ é uma boa aproximação. Então, para esta condição:

$$\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f} \rangle} = 2\frac{\rho_p^m}{\rho_p^{nm}} \cos(\phi_p^{m\uparrow} - \phi_p^{nm}) \tag{2.85}$$

que é metade da variação relativa de refletividade dada pela equação 2.59, portanto:

$$\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f} \rangle} = \frac{1}{2}\frac{\Delta R}{R} \tag{2.86}$$

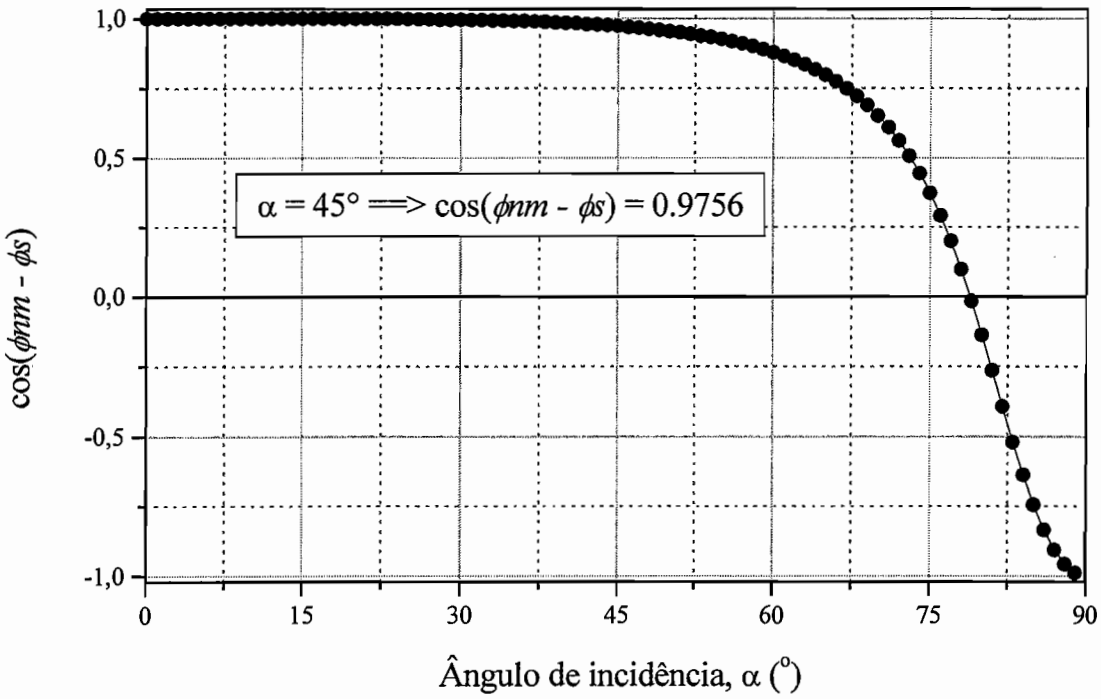

Figura 2.6. Resultado do cálculo do co-seno da diferença de fase entre os coeficientes da reflexão metálica em função do ângulo de incidência para uma superfície de cobalto.

Já que o segundo harmônico da intensidade luminosa medida (I_{2f}) é proporcional ao segundo harmônico da refletividade da amostra, então, podemos obter o sinal do efeito Kerr transversal através de:

$$\frac{\Delta R}{R} = 2\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f} \rangle} = 2\frac{\Delta I_{2f}}{\langle I_{2f} \rangle} \tag{2.87}$$

que é válido para ângulos de incidência de até 45°.

Nós também utilizamos o método de modulação de fase mais comum para medir o ângulo de rotação do efeito Kerr longitudinal. O campo magnético é aplicado paralelo ao plano luminoso e à superfície do filme. Neste caso, a configuração dos elementos ópticos é semelhante à anterior, mas o compensador é retirado e o analisador é alinhado à direção s. Vários autores trabalharam nesta configuração e apresentam a intensidade detectada como [NeM85] [KAK93] [Sat81] [SHI93] [KPT96]:

$$I_{refle} = I_0 + I_f \operatorname{sen}(\omega t) + I_{2f} \cos(2\omega t) \tag{2.79}$$

onde:

$$I_0 = \rho_s^2 + \rho_{sp}^2 + 2J_0(\delta_0)\rho_{sp}\rho_s \cos(\phi_s - \phi_{sp}) \tag{2.88}$$

$$I_f = 4J_1(\delta_0)\rho_{sp}\rho_s \operatorname{sen}(\phi_s - \phi_{sp}) \tag{2.89}$$

$$I_{2f} = 4J_2(\delta_0)\rho_{sp}\rho_s \cos(\phi_s - \phi_{sp}) \tag{2.90}$$

$$r_{sp} = \rho_{sp} e^{i\phi_{sp}} = -r_{ps} \tag{2.91}$$

Sempre podemos dizer que $\rho_{sp}^2 << \rho_s^2, \rho_p^2$. E se pudermos escolher o valor da defasagem máxima igual ao primeiro zero de J_0, ou seja, $\delta_0 = 2{,}41 = 138°$, então a equação 2.88 se torna:

$$I_0 = \rho_s^2 \tag{2.92}$$

Se dividirmos a equação 2.90 pela equação 2.92:

$$\frac{I_{2f}}{I_0} = 4J_2(\delta_0)\frac{\rho_{sp}}{\rho_s}\cos(\phi_s - \phi_{sp}) = 4J_2(\delta_0)\operatorname{Re}\left(\frac{r_{sp}}{r_s}\right) \tag{2.93}$$

que, usando a equação 2.39, chegamos a:

$$\frac{I_{2f}}{I_0} = 4J_2(2{,}41)\theta_{Ks} = 1{,}73\theta_{Ks} \tag{2.94}$$

Então, utilizando a defasagem máxima $\delta_0 = 2{,}41$ e medindo a parcela constante e o segundo harmônico da luz que chega ao detetor, temos o ângulo de rotação Kerr.

Este método é válido para qualquer ângulo de incidência, mas a defasagem máxima deve ser igual ao primeiro zero de J_0. O método para medir o efeito Kerr transversal (equação 2.87) é válido para o ângulo de incidência até 45° e qualquer valor da defasagem máxima.

Na próxima seção apresentamos as propriedades do tipo de material que estudamos, as ligas amorfas de terra rara – metal de transição.

2.2. Ligas amorfas de TR–MT

As ligas magnéticas que estamos interessados são ligas amorfas de terra rara (TR) e metal de transição (MT). Os constituintes desse tipo de liga ficam submetidos a interações de troca (*exchange*) e campos de anisotropia, além do campo magnético aplicado. A atuação desses elementos sobre os íons magnéticos presentes na liga, juntamente com o fato da liga ser amorfa, dão origem a vários tipos de ordenamento de spins, dependendo dos elementos presentes na liga. Como já dissemos na introdução, uma liga amorfa de TR–MT pode ser ferro-, ferri-, spero- ou sperimagnética. Como estes dois últimos tipos ainda são pouco conhecidos, vamos discutir alguns de seus detalhes importantes.

2.2.1. Sperimagnetismo

O sperimagnetismo que se apresenta em ligas amorfas de terra rara e metal de transição é um arranjo especial de spins, no qual as direções dos spins correspondentes aos íons de terra rara se distribuem aleatoriamente dentro de um cone ou uma semi-esfera, enquanto os spins do metal de transição estão todos alinhados em relação ao eixo do cone de spins de terra rara. Esse tipo de arranjo está representado na **figura 2.7** [ACC76], onde na parte ***(a)***, os círculos escuros representam os íons de TR (Dy, Tb, Ho, Er, Tm, Gd), e os círculos claros, os íons de Co; na parte ***(b)***, temos uma representação esquemática do arranjo, mostrando a distribuição aleatória dos spins de TR e o alinhamento do Co. Essa representação corresponde ao estado fundamental, ou seja, temperatura igual a zero Kelvin. Vejamos agora, o que causa um arranjo desse tipo.

É importante observar que, em materiais amorfos, os átomos são congelados em posições e orientações aleatórias, diferentemente de uma estrutura cristalina, onde as posições e orientações dos átomos, ou íons, são periodicamente ordenadas. Então, nas ligas amorfas a direção da anisotropia para cada íon é aleatória.

A interação responsável pelo ordenamento de spins no material, e portanto, pela existência de uma magnetização espontânea, foi reconhecida por Heisenberg, em 1926, e denominada interação de troca. O tipo de interação de troca que

ocorre entre dois átomos depende da estrutura eletrônica dos átomos interagentes. Então, vejamos como é a estrutura eletrônica das terras raras e dos metais de transição.

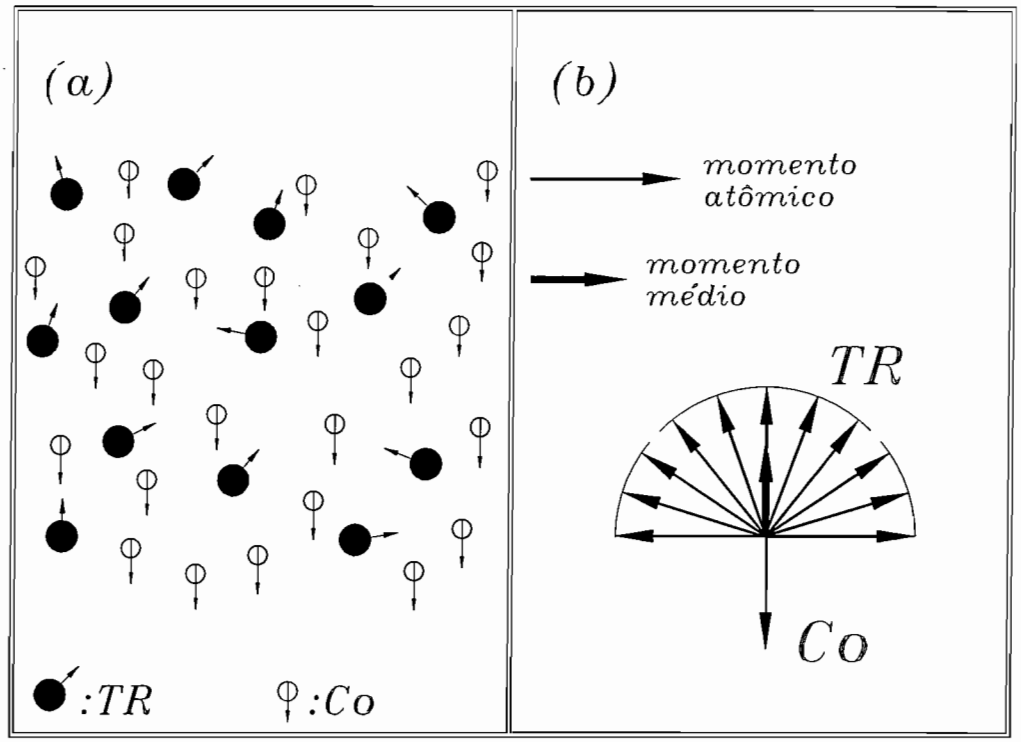

Figura 2.7. Sperimagnetismo: Na parte ***(a)***, temos uma representação espacial da liga amorfa Dy-Co, onde vemos que as posições e orientações dos íons são aleatórias, sendo que para o Dy a anisotropia local é dominante, assim as orientações de seus spins são aleatórias. Porém, para o Co a interação dominante é a interação de troca, que promove o alinhamento perfeito dos spins desses íons. Em ***(b)***, temos uma representação esquemática das direções dos spins, onde vemos que o momento magnético médio de TR é no sentido oposto ao do Co, pois há um acoplamento anti-ferromagnético.

Os elementos de terra rara possuem a estrutura eletrônica das camadas mais energéticas representadas por: $\mathbf{4f^{N}\ 5s^{2}\ 5p^{6}\ 5d^{1}\ 6s^{2}}$, onde N=0 até 14, correspondendo aos elementos de La até Lu. Para Ho, N = 10, pois seu número atômico é 66, para o Dy, N = 9 e para o Gd, N = 7 [Chi64]. O magnetismo das terras raras provém dos elétrons desemparelhados da camada 4f, sendo que numa liga eles geralmente estão sob a forma de íon 3+, ou seja, os elétrons das camadas 5d e 6s são elétrons de condução. A camada 4f é dita profunda, pois possui um raio médio de aproximadamente 0,3 Å, enquanto o raio iônico está por volta de 1,8 Å [Mar67]. Assim a superposição da camada 4f de íons vizinhos é desprezível, e portanto, não há uma interação de troca direta entre esses íons.

Com raras exceções, as propriedades magnéticas dos metais de terras raras podem ser entendidos em termos do que se chama modelo padrão, de acordo com o qual, os elétrons magnéticos 4f no metal têm os mesmos números quânticos de momento angular do íon livre [JeM91]. Entretanto, eles interagem com seus vizinhos e com o campo cristalino. Esta é uma interação de troca indireta, representada pela teoria originalmente desenvolvida por Ruderman e Kittel (1954) em conexão com a ressonância nuclear magnética em metais, posteriormente adaptada por Kasuya (1956) e Yosida (1957), agora conhecida por Teoria RKKY [Tay71]. Essa teoria considera que a interação magnética entre os íons se dá através de uma troca indireta envolvendo a polarização dos elétrons de condução. Esse tipo de interação é considerada isotrópica, seu alcance, geralmente, é de longa distância e possui um caráter oscilatório em relação ao espaçamento dos íons. Porém, no caso de materiais amorfos, o livre caminho médio finito dos elétrons de condução causa um amortecimento muito forte na intensidade da interação para longas distâncias [Cha82]. Então, para ligas amorfas a interação de troca entre as terras raras não é de grande alcance e sua intensidade é pequena, comparada com interações de troca que ocorrem de forma direta, com superposição de orbitais.

Para os metais de transição, que apresentam ferromagnetismo, ferro Z = 26, cobalto Z = 27 e níquel Z = 28, a estrutura eletrônica corresponde a 18 elétrons preenchendo as camadas de 1s a 3p, depois temos 2 elétrons na camada 4s, que correspondem a elétrons de condução e, finalmente, a camada 3d, que é incompleta, cujo desemparelhamento dos elétrons dá um saldo de spin não nulo. Para tais elementos a camada 3d é mais exposta, e há uma superposição razoável dos orbitais dessa camada para átomos vizinhos, dando origem a uma interação de troca direta; entretanto, essa superposição também dá origem a uma banda de energia 3d. A teoria de banda do ferromagnetismo foi proposta primeiramente por Stoner em 1933 e depois por Slater em 1936 [Chi64]. Essa interação de troca direta tem intensidade maior que todas as outras interações, as quais os elementos de metal de transição são submetidos, e é responsável pelo grande acoplamento magnético que os metais de transição apresentam.

Enquanto que para os metais de transição a interação dominante é a interação de troca [Tay71], para algumas terras raras como Pr, Nd, Dy, Ho, Er, Tm, a estrutura atômica e a presença de uma distribuição de carga fortemente não esférica da camada 4f dão origem a uma forte anisotropia local, denominada 'anisotropia de um íon' [Coe78]. Em muitos materiais a anisotropia magnética é devida ao acoplamento entre o spin de um elétron, que é associado a um momento magnético, e o seu momento

angular orbital. Como a direção do momento angular orbital é determinada pelo arranjo local via campos eletrostáticos, esse acoplamento resulta na existência de direções preferenciais para os momentos magnéticos, isto é os eixos fáceis locais. A energia da interação spin – órbita é mínima se o momento magnético está alinhado com um eixo fácil. Em monocristais os eixos fáceis e difíceis são idênticos para todos os elementos de volume e eles coincidem com as direções de anisotropia macroscópicas. A energia da anisotropia macroscópica é definida pelo trabalho necessário para girar a magnetização de uma amostra magnetizada homogeneamente do eixo fácil para o eixo difícil pela aplicação de um campo externo. Devido à invariância translacional a energia de anisotropia por átomo é igual a energia de anisotropia local dentro de cada célula de Wigner-Seitz, que é dada pela diferença na energia do acoplamento spin – órbita local para o alinhamento com o eixo difícil e fácil, respectivamente [EFB88].

No caso das ligas amorfas a direção da anisotropia local é distribuída aleatoriamente [Coe78]. Isso explica o fato do momento magnético da TR se alinhar em direções aleatórias, na liga amorfa, pois, a interação de troca entre os íons de TR é fraca, quando comparada à anisotropia. E os íons de Co se alinham uns em relação aos outros, pois a interação de troca é dominante neste caso.

Temos, ainda, o fato que os momentos magnéticos das terras raras leves, como Pr, Nd, Sm, e os momentos dos metais de transição são acoplados ferromagneticamente, enquanto que para as terras raras pesadas, como Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, o acoplamento com os metais de transição é anti-ferromagnético [HRM94]. Assim, no caso da liga Ho-Co o momento magnético resultante da sub-rede de Ho se alinha no sentido oposto ao momento do Co. Para se ter uma idéia da relação entre as interações de troca presentes nesse tipo de liga, temos que a integral de *exchange* da interação entre dois íons de terra rara é, tipicamente, uma ordem de grandeza menor que entre íons terra rara e metal de transição, que, por sua vez, é uma ordem de grandeza menor que aquela entre íons de metal de transição [Uch95].

Devido a estas relações entre as integrais de *exchange* das interações, a magnetização da TR cai muito mais rapidamente que a magnetização do MT, quando a temperatura aumenta. Assim pode ocorrer que a magnetização da TR seja maior que a magnetização do MT para baixas temperaturas, mas aumentando-se a temperatura, podemos chegar a um ponto onde a magnetização das duas sub-redes são iguais, em módulo. Se, ainda, o acoplamento entre TR e MT é anti-ferromagnético, ou seja, têm

sentidos opostos, então a magnetização da liga será mínima. Este ponto é denominado temperatura de compensação (T_{comp}).

Além do sperimagnetismo, ligas amorfas de terra rara metal de transição podem apresentar outros arranjos de spin. Para terras raras de momento magnético nulo como La e Ce, as ligas são ferromagnéticas.

O sperimagnetismo foi observado pela primeira vez e batizado por Coey e Readman em 1973 [CoR73], num trabalho no qual estudavam a estrutura de spin de um gel férrico amorfo, examinando espectros de efeito Mössbauer e propuseram distribuições de probabilidade de campo hiperfino. Nos anos seguintes Coey e colaboradores examinaram o sperimagnetismo nas ligas amorfas de terra rara-metal de transição (referências [Coe78], [CCR76] e [ACC76]) e no trabalho de 1976 [CCR76], eles observaram espectros de efeito Mössbauer, fizeram medidas de magnetização da liga $DyCo_{3,4}$ e comprovaram que essa liga amorfa é sperimagnética. Além disso Coey, no seu trabalho de 1978 [Coe78], trocou o nome da estrutura de spin de seu gel férrico para speromagnética e classificou outro arranjo de spins de asperomagnetismo, esses arranjos estão representados na **figura 2.8**. Ainda nesta figura, temos representado outro tipo de sperimagnetismo, que ocorre, por exemplo, na liga amorfa de $Dy_{21}Fe_{79}$, neste caso, não temos um alinhamento perfeito das direções dos spins dos íons de metal de transição [Cha82].

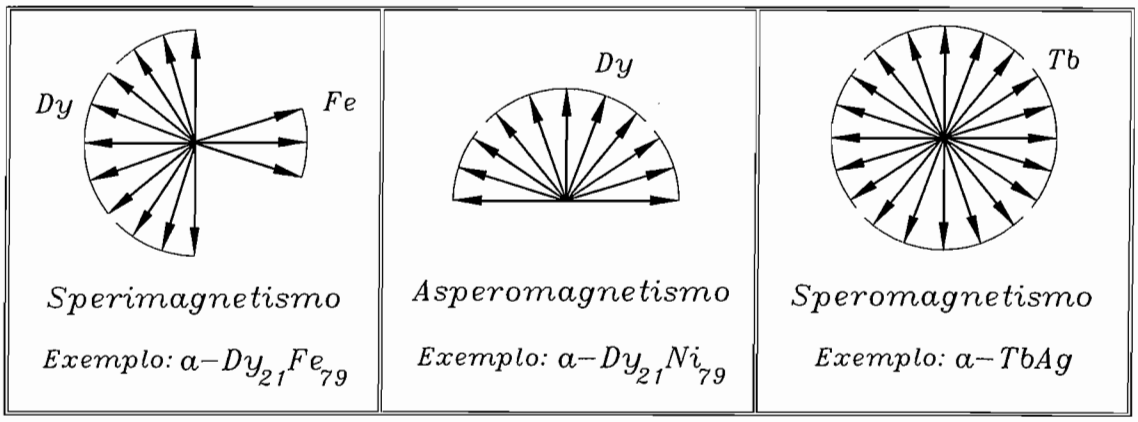

Figura 2.8. Outras distribuições de spins. ***Asperomagnetismo***: as direções dos spins são distribuídas aleatoriamente numa semi-esfera, ou cone, ex.: a liga amorfa $Dy_{21}Ni_{79}$, o Ni não apresenta momento magnético nesta liga. ***Speromagnetismo***: não há acoplamento anti-ferromagnético, assim os spins se distribuem em todas as direções. Outra configuração possível do ***sperimagnetismo*** é apresentada pela liga amorfa $Dy_{21}Fe_{79}$, na qual o alinhamento dos íons de ferro não é completo.

Alguns meses antes do trabalho de Coey e Readman ser aceito para publicação, Harris, Plischke e Zuckermann publicaram um trabalho no qual eles desenvolveram um modelo novo, partindo de uma hamiltoniana de Heisenberg, para magnetismo de ligas amorfas de terra rara-metal de transição [HPZ73]. Trabalho que já continha as suposições de anisotropia local dominante e aleatória. Esse modelo explica qualitativamente o comportamento de propriedades magnéticas do tipo de liga estudada e tem bom acordo com dados experimentais, sendo assim uma observação indireta do sperimagnetismo.

2.2.2. Transição de fase de reorientação de spin

Em 1986, Chudnovsky, Saslow e Serota desenvolveram um modelo teórico para o estado magnético de um sistema com anisotropia local aleatória como função do campo aplicado, da intensidade da interação de troca e da intensidade da anisotropia local, considerando que as ligas amorfas têm uma ordem estrutural de curta distância [OLF90].

Em 1991, Zvezdin, Saiko e Utochkin consideraram, além da anisotropia local aleatória, a influência da anisotropia devido à superfície do filme e apresentaram os diagramas de fase do arranjo de spins em função do campo magnético aplicado ($\perp$ e // ao eixo fácil) e da temperatura [ZSU91]. No ano seguinte, os mesmos autores refinaram seu modelo. Eles estudaram as vizinhanças da temperatura de compensação, T_{comp} e apresentaram os diagramas de fase das **figuras 2.9** e **2.10** [SUZ92].

O modelo de Zvezdin, Saiko e Utochkin trata a sub-rede de TR como paramagnética imersa em uma matriz ferromagnética de MT e o eixo fácil como sendo normal à superfície do filme. No caso de nossas amostras o eixo fácil está no plano do filme.

O fenômeno chamado de reorientação de spin é a mudança de direção dos momentos magnéticos médios de cada sub-rede, em relação à direção do campo aplicado. Esta reorientação de spin é uma transição de segunda ordem. O valor do campo magnético aplicado no qual ocorre esta reorientação é chamado de campo de transição (H_t). Isto ocorre porque a anisotropia local se torna mais importante perto da compensação, pois a magnetização total é pequena. As reorientações de spin causam dobras e saltos nas curvas de magnetização. Uma dobra na curva de magnetização

determina o valor do campo de transição de fase colinear para fase não colinear [Zve95].

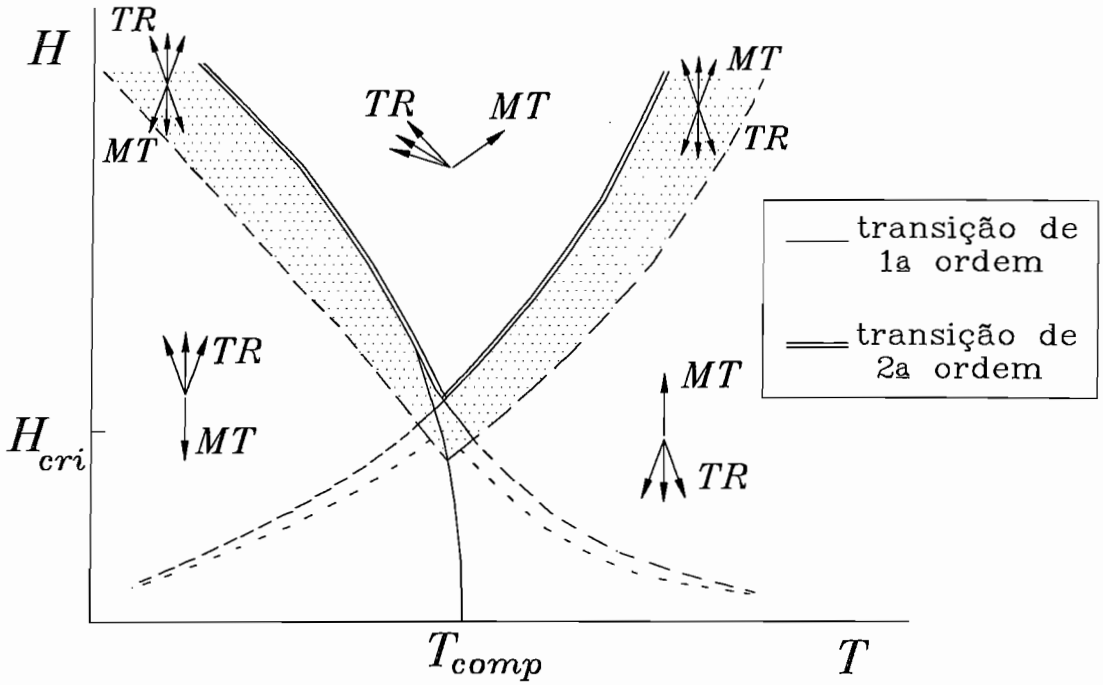

Figura 2.9. Diagrama de fase para filmes amorfos de TR-MT, para o campo magnético aplicado na direção do eixo de fácil magnetização. As linhas pontilhadas representam o comportamento da coercividade. As linhas tracejadas de correspondem à perda de estabilidade das fases colineares.

O diagrama de fase para o caso de campo aplicado paralelo ao eixo fácil do filme, o diagrama da **figura 2.9**, mostra que quando o campo aplicado é fraco, temos arranjos sperimagnéticos colineares[5] antes e depois da temperatura de compensação; esta transição de fase é de primeira ordem. Mas se o campo magnético aplicado é maior que o campo crítico, H_{cri}, para temperaturas próximas a T_{comp}, então os momentos magnéticos das duas sub-redes passam a ter uma projeção na direção do campo aplicado, formando uma estrutura não colinear. Esta transição de fase é de segunda ordem. Antes da reorientação de spin, temos pequenas regiões sombreadas que correspondem às fases não colineares, onde o metal de transição também apresenta uma distribuição aleatória das direções dos spins[6].

[5] Zvezdin e seus colaboradores chamaram estas fases de colinearres, se referindo ao momento médio das sub-redes.
[6] Estas fases foram chamadas de asperomagnéticas nos trabalhos de Zvezdin e colaboradores.

No caso de campo aplicado na direção perpendicular ao eixo fácil, temos o diagrama da **figura 2.10**, onde nas regiões sombreadas de transição de segunda ordem (indicadas por **A**) podem ocorrer dois tipos de arranjos nos quais MT também tem uma distribuição aleatória de spins. Um arranjo onde os momentos médios das sub-redes estão em sentidos contrários e outro onde eles apontam no mesmo sentido. Também para valores altos de campo magnético e temperaturas, temos um arranjo onde os momentos médios das duas sub-redes se alinham ao sentido do campo magnético aplicado, mas o MT está com alinhamento ferromagnético.

Este modelo é totalmente justificado para filmes amorfos contendo íons de terra rara com anisotropia local fraca, como Gd^{3+} e Eu^{3+}, para outros íons, onde a anisotropia local é mais intensa, a região de transição de fase de reorientação de spin traz características adicionais no diagrama de fase. A transição da fase colinear para a fase não colinear ocorre via formação de uma estrutura estocástica de domínios (do tipo Ymry-Ma [ImM75]) e então por uma contínua reorientação de spin [ZSU91].

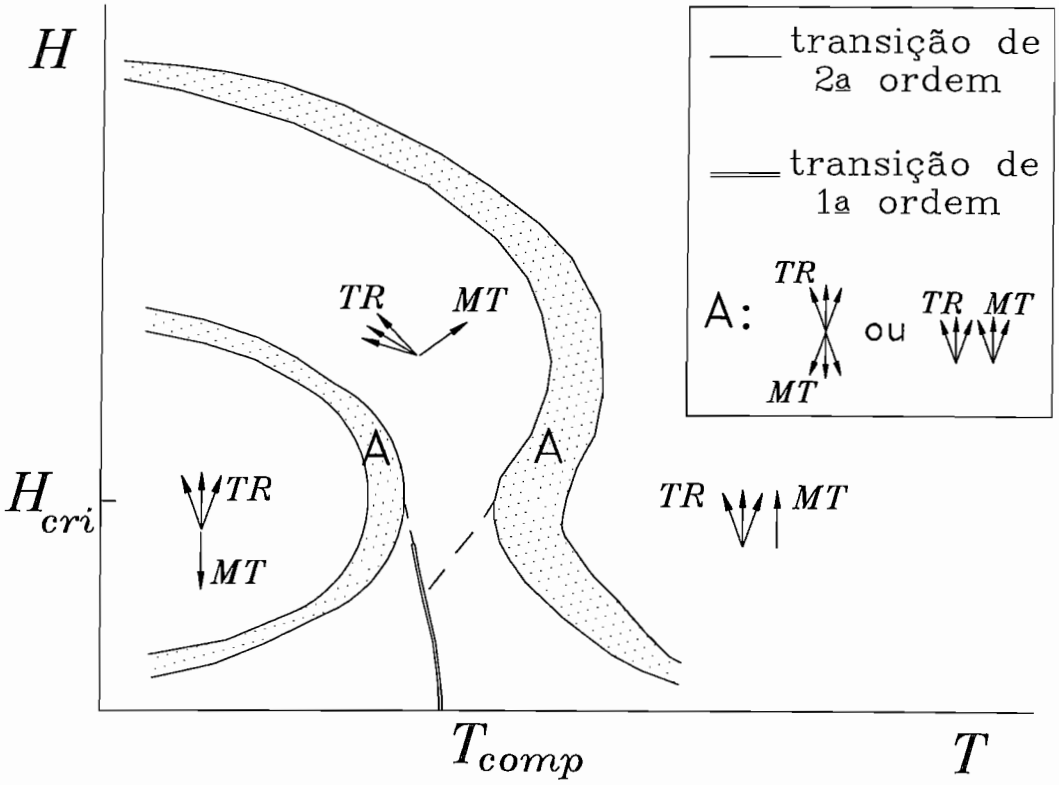

Figura 2.10. Diagrama de fase para filmes amorfos de TR-MT, para o campo magnético aplicado na perpendicular ao eixo de fácil magnetização. As linhas tracejadas indicam transição de segunda ordem devido ao efeito da superfície do filme.

3. Parte experimental

Neste capítulo temos a preparação das amostras, comentários curtos sobre os aparatos de caracterização magnética e apresentamos os cinco equipamentos utilizados na caracterização magnetoóptica das amostras: os magnetômetros a efeito Kerr (MEK).

3.1. Preparação das amostras

As amostras que foram caracterizadas neste trabalho são todas de TR-Co, para produzi-las, utilizamos o sistema de *sputtering* ATC-2000 AJA. Este sistema possui quatro fontes *magnetron sputtering* que podem ser alimentadas por fontes de tensão elétrica contínua, dc, ou com freqüência de rádio (13,56 MHz), rf.

Cada amostra foi depositada simultaneamente sobre substrato de vidro e silício ou carbono amorfo. Para proteger a camada metálica contra oxidação, nós utilizamos duas camadas de nitreto de silício, que também funcionam como camadas anti-refletoras. Sobre os substratos depositamos a primeira camada de nitreto de silício, Si_3N_4, a seguir, o filme metálico e a segunda camada de Si_3N_4. As camadas metálicas foram depositadas utilizando-se duas fontes *magnetron sputtering* simultaneamente (codeposição), cada uma com um elemento puro, alimentada por uma fonte dc. A composição da liga depositada é determinada pela relação entre as potências utilizadas nas fontes dc. Em geral, nós escolhemos a composição numa região que corresponda à temperatura de compensação próxima da temperatura ambiente ou abaixo, de tal forma que nós possamos observar o comportamento térmico na região da temperatura de compensação, utilizando os aparatos descritos na seção seguinte.

As camadas de Si_3N_4 foram produzidas fazendo-se *sputtering* de silício na presença de um plasma de nitrogênio. Como o silício se comporta como um dielétrico, utilizamos uma fonte rf. Durante a deposição, os substratos foram resfriados com nitrogênio líquido para garantir o estado amorfo da camada de TR-Co. E o porta-substratos girava constantemente (20 rpm) para que o filme fosse depositado de forma homogênea. A pressão de argônio durante as deposições foi de 5 mTorr, exceto para amostra $Gd_{20}Co_{80}$ (780.3) que foi depositada por Yonamine a 1 mTorr de argônio. Esta amostra também foi utilizada por Yonamine na sua tese [Yon00], onde foi denominada G5P1.

A pressão de base da câmara de deposição era igual ou menor que 10^{-7} Torr, as taxas de deposição das camadas metálicas estiveram por volta de 0,2 nm/s e de nitreto de silício, 0,01 nm/s. O grau de pureza dos materiais utilizados (alvos e gases) são maiores que 99,8%.

O processo de *sputtering* é descrito como uma transferência de momento de partículas energéticas para os átomos da superfície de um alvo. Essas partículas são

íons que se chocam com a superfície de um material, o alvo, e provocam uma sucessão de colisões, o que resulta em alguns efeitos, dentre os quais o que mais nos interessa é o arrancamento de átomos da superfície [Ohr92]. No nosso caso, os íons são um plasma de argônio (ou argônio e nitrogênio), que utilizamos para arrancar átomos dos alvos, parte destes átomos se depositam no substrato formando um filme.

A caracterização estrutural dos filmes produzidos por *sputtering* foi feita pela simulação de espectros de *Rutherford backscattering spectrometry* (RBS) [CMN78], que obtivemos no Laboratório de Análises de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI – IFUSP). Como resultado desse tipo de simulação, temos a informação sobre a composição e a espessura de cada camada que constitui a amostra.

O equipamento que utilizamos foi um acelerador linear eletrostático da National Eletrostatics Corporation, modelo 5SDH; que é um acelerador tipo Pelletron com arranjo *tandem*, a tensão máxima em seu terminal é 1,7 MV. Com esse equipamento obtivemos espectros de RBS com incidência normal do feixe de $4He^+$ de 2,4MeV. Os espectros foram analisados e simulados utilizando-se o programa RUMP, distribuído por Computer Graphics Service (CGS) e elaborado por Larry Doolittle e Mike Thompson, da Cornell University [Doo85].

Em geral, utilizamos os filmes sobre substrato de vidro para fazer as caracterizações magnetoópticas e aqueles sobre substrato de silício ou carbono amorfo, para fazer análise de RBS, pois estes tipos de substrato não contém elementos pesados que aparecem no espectro e atrapalham a análise do filme, como ocorre com o vidro. Apresentamos os resultados das análises de RBS para as amostras utilizadas, na **tabela 3.1**.

Todas as amostras sofreram um tratamento térmico com um campo magnético de 5kOe aplicado paralelamente à superfície da amostra. Elas foram submetidas a temperaturas muito inferiores à temperatura de cristalização. A temperatura máxima utilizada foi 550K e o tempo de tratamento foi aproximadamente 3 horas, exceto a amostra $Gd_{20}Co_{80}$ (780.3) que sofreu um tratamento de 1 hora. Os objetivos deste procedimento foram aliviar as possíveis tensões, já que as amostras foram produzidas a baixa temperatura, e induzir uma anisotropia no plano do filme, pois este tipo de liga tem uma tendência a ter eixo fácil perpendicular à superfície do filme.

Composição da camada metálica	Espessura das camadas (nm)			Identificação da amostra
	Camada metálica	1ª de Si_3N_4	2ª de Si_3N_4	
$Ho_{33}Co_{67}$	108	32	31	139.3
$Ho_{36}Co_{64}$	116	32	31	139.1
$Ho_{37}Co_{63}$	140	38	38	235.1
$Dy_{37,7}Co_{62,3}$	123	32	33	136.3
$Dy_{38}Co_{62}$	113	32	33	136.1
$Dy_{41}Co_{59}$	125	32	33	136.2
$Gd_{20}Co_{80}$	153	55	55	780.3
$Gd_{38}Co_{62}$	70	33	33	Q92
$Gd_{40}Co_{60}$	67	30	30	Q91
$Y_{38}Co_{62}$	78	31	31	Q93
$Y_{43}Co_{57}$	62	35	50	L90

Tabela 3.1. Composição e espessura das camadas das amostras. Dados obtidos pela análise dos espectros de RBS, tomados no LAMFI-IFUSP.

3.2. Aparatos

A caracterização magnética das amostras, isto é, as medidas de momento magnético total, foram feitas utilizando-se principalmente o *superconducting quantum interference device* (SQUID), modelo *Magnetic Property Measurement System* (MPMS) da Quantum Design. Este equipamento tem sensibilidade para medir momentos magnéticos da ordem de 10^{-7} emu, para temperaturas entre 2K e 800K e campo magnético de até 70 kOe.

O princípio de operação do SQUID é baseado no efeito Josephson e na quantização do fluxo magnético em um circuito supercondutor fechado. O efeito Josephson se caracteriza por uma corrente crítica, abaixo da qual uma barreira de potencial, ou junção, é supercondutora. No estado supercondutor o circuito apresenta resistência nula, consequentemente, mesmo quando polarizado por uma corrente elétrica a tensão verificada nos seus terminais é nula. Para um valor de corrente superior a corrente crítica, a junção transita para o estado normal, e passamos a detectar um nível de tensão não nulo. Para um SQUID, a corrente crítica é função do fluxo magnético aplicado, apresentando uma periodicidade equivalente ao quantum de fluxo $h/2e$, onde h é a constante de Planck e e é a carga do elétron. A medida da variação da corrente crítica permite determinar a variação do fluxo que atravessa o dispositivo com alta resolução [Gal76]. Desta maneira, este dispositivo pode ser entendido como um conversor, de extrema sensibilidade, de variação de fluxo magnético em variação de corrente crítica, que são amplificadas e detectadas.

Para caracterizar uma amostra com temperatura de compensação próxima à ambiente, nós utilizamos um magnetômetro de amostra vibrante (MAV) EG&G modelo 4500, cuja escala mais sensível é 10^{-3} emu. Este opera à temperatura ambiente num eletroímã que aplica um campo magnético de até 20kOe.

O MAV utiliza o método de indução, no qual medimos o sinal induzido pelo movimento da amostra num conjunto de bobinas sensoras. Então, medimos o campo elétrico ac produzido pelo momento magnético da amostra vibrante, essa é uma medida relativa, que requer calibração do sinal das bobinas sensoras com uma amostra de momento magnético conhecido. A força eletromotriz induzida nas bobinas sensoras é proporcional a variação temporal do fluxo magnético (Lei de Faraday). Pode ser verificado, como no trabalho de Zieba e Foner [ZiF82], que essa força eletromotriz é

proporcional ao produto da amplitude de vibração, pela freqüência de vibração, pelo momento da amostra e pela função sensibilidade, que representa a dependência da tensão induzida em relação à posição da amostra.

As técnicas de medidas de momento magnético, como a de amostra vibrante e de SQUID, são sensíveis ao momento total, o que inclui o porta-amostra e o substrato. No caso de filmes finos como os nossos, que possuem pouca massa, o momento do conjunto porta-amostra e substrato pode ser comparável ao momento do filme magnético. Por isto, nós também obtivemos curvas deste conjunto, que nos gráficos do capítulo 4 são indicados como curvas do porta-amostra ou substrato.

As caracterizações magnetoópticas foram feitas utilizando-se vários magnetômetros a efeito Kerr (MEK), que descrevemos a seguir.

3.2.1. Magnetômetro a efeito Kerr baseado em leds (MEK-led)

Nosso laboratório dispunha de um magnetômetro a efeito Kerr (MEK), que operava com um diodo laser vermelho (λ = 670 nm) como fonte de luz. Nós fizemos algumas modificações na parte óptica, para que este equipamento pudesse operar com um *light emitting diode* (led) de alta intensidade (/ 0,2 cd), pois estes elementos são hoje facilmente encontrados com vários comprimentos de onda na região do visível. Usar leds como fonte luminosa em medidas de elipsometria com comprimento de onda fixo foi sugerido por Callegaro e Puppin [CaP95], que constataram que este tipo de fonte apresenta melhor estabilidade da intensidade emitida que os diodos laseres e os laseres de He-Ne.

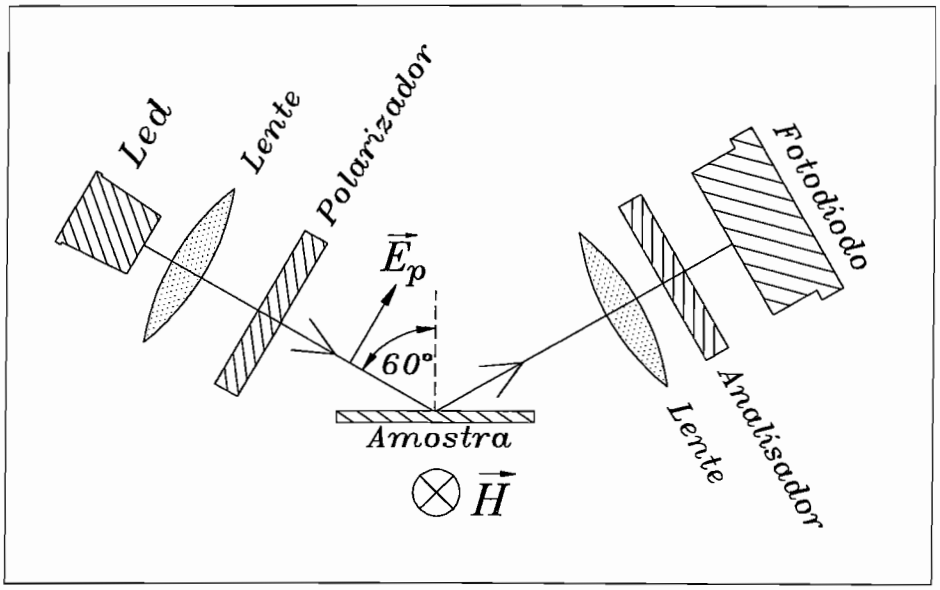

Figura 3.1. Elementos ópticos do MEK-led. O led pode ser facilmente trocado, os leds disponíveis têm os comprimentos de onda: 450 nm, 563 nm, 585 nm e 660 nm. O ângulo de incidência do eixo óptico de 60°.

Apesar de utilizarmos uma fonte de luz mais simples que a anterior, nós aumentamos a informação que o equipamento fornece, pois o magnetômetro a efeito Kerr baseado em leds (MEK-led) opera com quatro comprimentos de onda diferentes: azul (450 nm, 0,60 cd), verde (563 nm, 0,20 cd), amarelo (585 nm, 0,16 cd) e vermelho (660 nm, 1,2 cd). A parte óptica do MEK-led, que é apresentada na **figura 3.1**, contém

dois polarizadores, duas lentes, o led e o fotodiodo. A primeira lente focaliza a luz do led na superfície da amostra e a segunda focaliza a luz refletida no detetor. Nós utilizamos os polarizadores alinhados na direção p, pois trabalhamos com o efeito Kerr transversal e a modulação de amplitude. O campo magnético $\vec{H}$ é aplicado por bobinas de Helmholtz, na direção paralela ao plano do filme e o seu valor máximo é 180 Oe.

Temos na **figura 3.2**, um diagrama de blocos representando o MEK-led [TSS99]. O led é alimentado por um gerador de funções (onda quadrada ou senoidal), que também fornece o sinal de referência ao *lock-in amplifier*. O primeiro harmônico do sinal do fotodiodo sai do *lock-in amplifier* é enviado a um multímetro e via interface GPIB chega ao microcomputador para a tomada de dados. A fonte de corrente, que alimenta as bobinas de Helmholtz, fornece um sinal proporcional a esta corrente, que é medido por outro multímetro e enviado ao microcomputador. O programa de aquisição de dados constrói uma curva do ciclo de histerese com o sinal magnetoóptico e do campo magnético aplicado.

Nós fizemos um sistema de água para controlar a temperatura da amostra do MEK-led. A temperatura pode ser controlada entre 300K e 340K. Um controlador Eurotherm 818P4 utiliza o sinal de um termopar chromel-alumel localizado no porta-amostra e através de um relê de estado sólido controla a potência dissipada num ebulidor, que se encontra num reservatório de água.

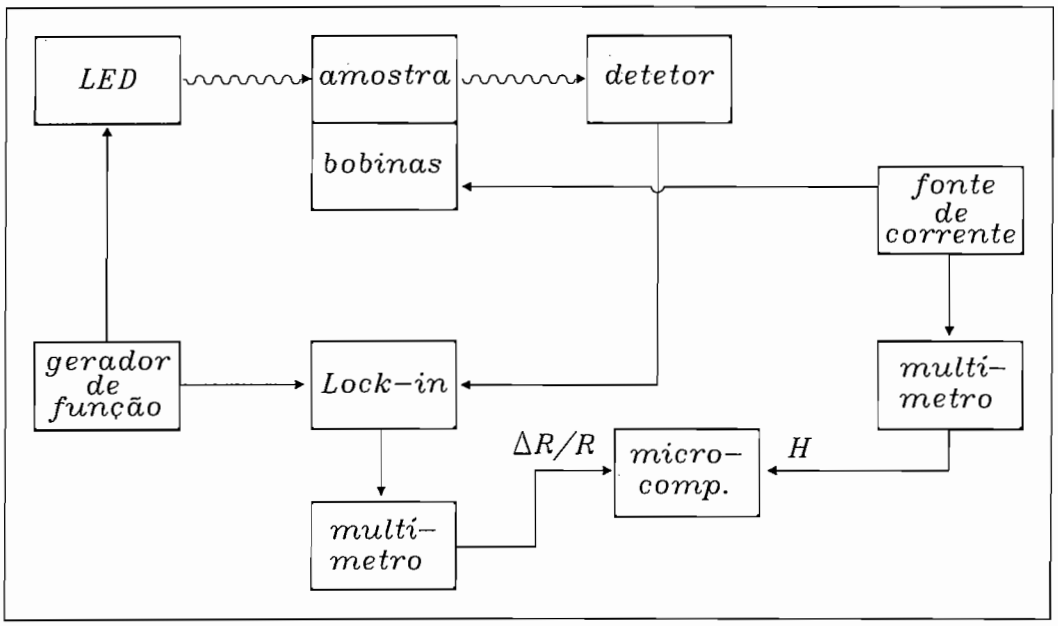

Figura 3.2. Diagrama de blocos do MEK-led. Os ciclos de histerese são construídos pelo programa de aquisição de dados com o sinal proporcional ao campo magnético aplicado e o sinal magnetoóptico. Este MEK trabalha com a modulação de amplitude.

3.2.2. Magnetômetro a efeito Kerr para baixos λ (MEK-bλ)

Nós desenvolvemos o MEK-bλ, para ser utilizado com um laser de He-Cd, que emite em dois comprimentos de onda: 325 nm (ultravioleta próximo) e 442 nm (azul). Para usar este tipo de laser nós fizemos um modulador fotoelástico para trabalhar com a modulação de fase, já que a intensidade emitida por este tipo de laser não é suficientemente estável para se trabalhar com a modulação de amplitude. Mas, além disto, nós também operamos o MEK-bλ com um diodo laser: 670 nm (vermelho).

Os princípios básicos de operação do MEK-bλ foram apresentados na seção **2.1.4.2.** Modulação de fase. Temos na **figura 3.3** um diagrama do aparato na configuração usada para medir o efeito Kerr transversal. O campo magnético é aplicado por um eletroímã na direção paralela à superfície da amostra e seu valor máximo é próximo de 1kOe. O *lock-in amplifier* 1 fornece o sinal do segundo harmônico (2*f*), tendo como referência a freqüência da modulação (50 kHz). Este sinal é enviado para dois equipamentos, para o multímetro, no qual fazemos a leitura do sinal proporcional a I_{2f} e para o *lock-in amplifier* 2, que fornece o sinal proporcional a ΔI_{2f}, pois ele tem como referência a freqüência de variação do campo magnético aplicado (8 Hz).

Quando trabalhamos com o efeito Kerr longitudinal, o multímetro é utilizado para medir I_0, neste caso o sinal do detetor é enviado para o *lock-in amplifier* 1 e para o multímetro e a saída do *lock-in amplifier* 1 vai apenas para o *lock-in amplifier* 2.

Para calcular as razões $\Delta I_{2f} / I_{2f}$ (equação 2.87, efeito transversal) e I_{2f} / I_0 (equação 2.94, efeito longitudinal), devemos levar em conta os fatores de escala dos equipamentos e o fator $4/\pi$ referente ao primeiro harmônico da expansão em série de Fourier de uma onda quadrada, que é o tipo de sinal na entrada do *lock-in amplifier* 2. Esta onda quadrada ocorre quando a variação do campo magnético é uma onda quadrada ou quando esta variação é uma onda senoidal, mas a amostra tem o salto brusco no campo coercivo.

Os resultados que apresentamos no próximo capítulo foram obtidos com dois moduladores fotoelásticos diferentes, um que nós montamos e um Hinds PEM-

90_{TM} que foi emprestado pela Prof[a] Elisabeth Andreoli de Oliveira do Grupo de Fluidos Complexos.

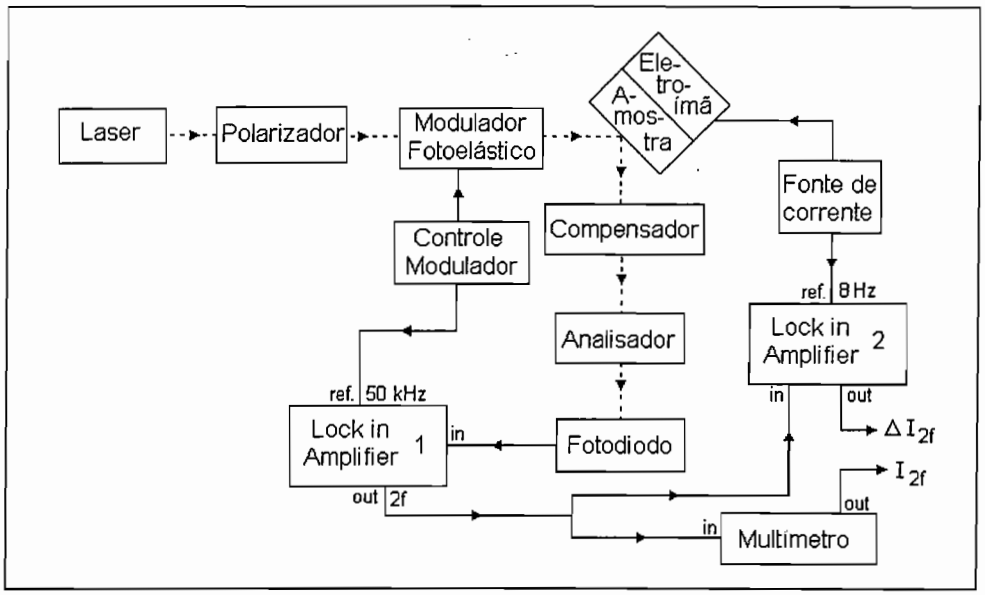

Figura 3.3. Diagrama de blocos do MEK-bλ, na configuração usada para medir o efeito Kerr transversal.

O modulador Hinds possui uma unidade de controle, que permite a escolha da defasagem máxima δ_0, neste caso podemos escolher o primeiro zero da função de Bessel (J_0) e utilizar a equação 2.94 para medir o efeito Kerr longitudinal. Nas medidas de efeito longitudinal, o eletroímã foi reposicionado para que o campo fosse aplicado paralelamente ao plano luminoso.

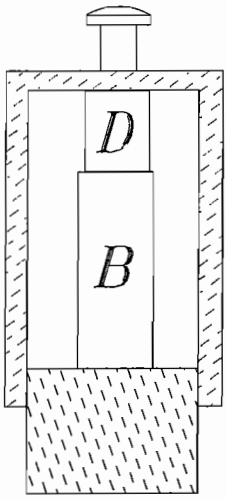

Figura 3.4. O modulador fotoelástico. **D**: dispositivo piezelétrico, **B**: bloco de quartzo. A tensão mecânica é aplicada verticalmente.

Para o modulador que nós montamos, a parte mecânica está representada na **figura 3.4**. A fixação do bloco de quartzo e do dispositivo piezelétrico é feita por um parafuso vertical, no topo da montagem.

Nós usamos um gerador de funções para alimentar o piezelétrico, com uma função senoidal cuja amplitude e a freqüência são ajustadas para se

obter as melhores condições de ressonância, ou seja, maior amplitude e menor ruído possíveis. Estas condições estão por volta de 40 V e 50 kHz. A altura do bloco de quartzo é 5 cm e foi escolhida de tal forma que a freqüência de ressonância seja 50 kHz.

Nós utilizamos este modulador para medir o efeito Kerr transversal, assim não é imprescindível saber o valor da defasagem máxima, mas podemos utilizar o método descrito na seção **6.2** para medir o seu valor.

3.2.3. Magnetômetro a efeito Kerr em baixas temperaturas (MEK-bt)

Nós desenvolvemos este aparato no meu trabalho de mestrado [Tuf96] [TuS99], onde pode-se encontrar uma descrição detalhada do MEK-bt. Aqui nós o apresentaremos brevemente.

O MEK-bt opera em um eletroímã, que fornece o campo magnético de até 20 kOe, a amostra fica dentro de um criostato de fluxo contínuo de hélio líquido, sua temperatura pode ser controlada entre 7 K e 300 K.

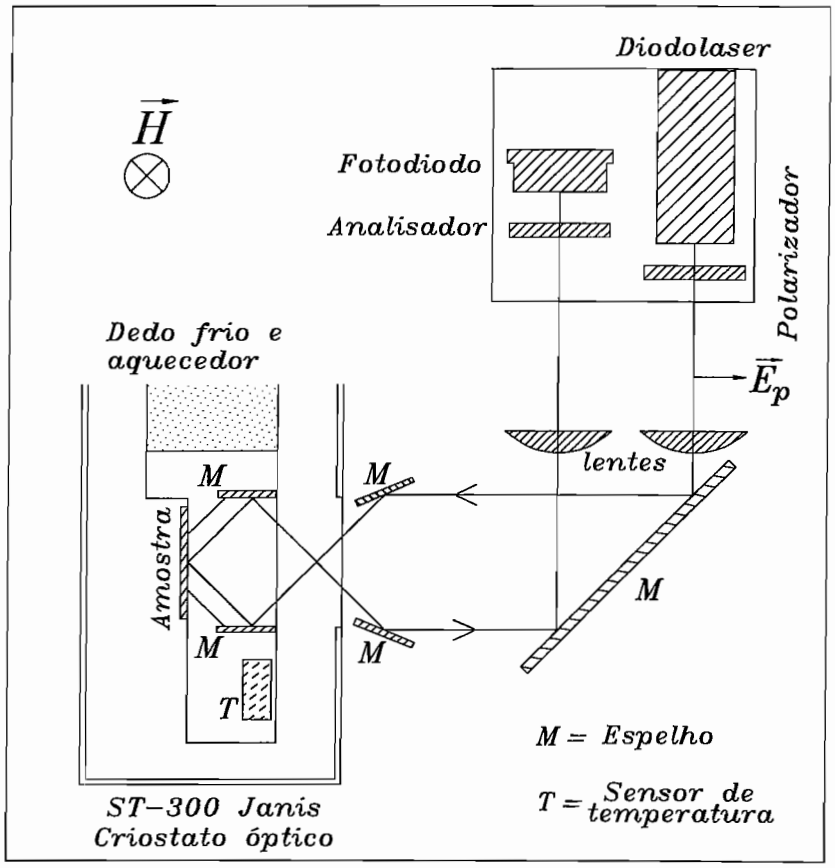

Figura 3.5. O sistema óptico do MEK-bt utiliza a modulação de amplitude. A amostra fica numa câmara de vácuo e é resfriada pelo dedo frio. O diodo laser tem comprimento de onda vermelho de 670 nm.

Na **figura 3.5**, temos o sistema óptico. Os elementos da metade direita desta figura ficam dentro de uma calha de 50 cm de comprimento, para que o diodo laser (670nm) e o fotodiodo permaneçam o mais longe possível da região de campo

magnético máximo e ainda fiquem presos ao criostato, para evitar os efeitos de vibração do sistema de vácuo e do fluxo de He líquido. A luz incide na amostra a 45°, depois de ser refletida por três espelhos. A amostra fica dentro da câmara de vácuo do criostato, embaixo do dedo frio, por onde passa o He líquido. O MEK-bt é operado com a modulação de amplitude da mesma forma que o MEK-led, assim a parte eletrônica e a aquisição de dados são semelhantes.

Na **figura 3.6** temos um esquema geral do MEK-bt. No controlador de temperatura escolhemos a temperatura da amostra, este controla a potência dissipada no aquecedor, mas o fluxo de hélio líquido deve ser compatível com a região de temperatura. Este fluxo é definido por uma válvula, que está depois da saída do criostato, e pela pressão dentro do tanque de He líquido.

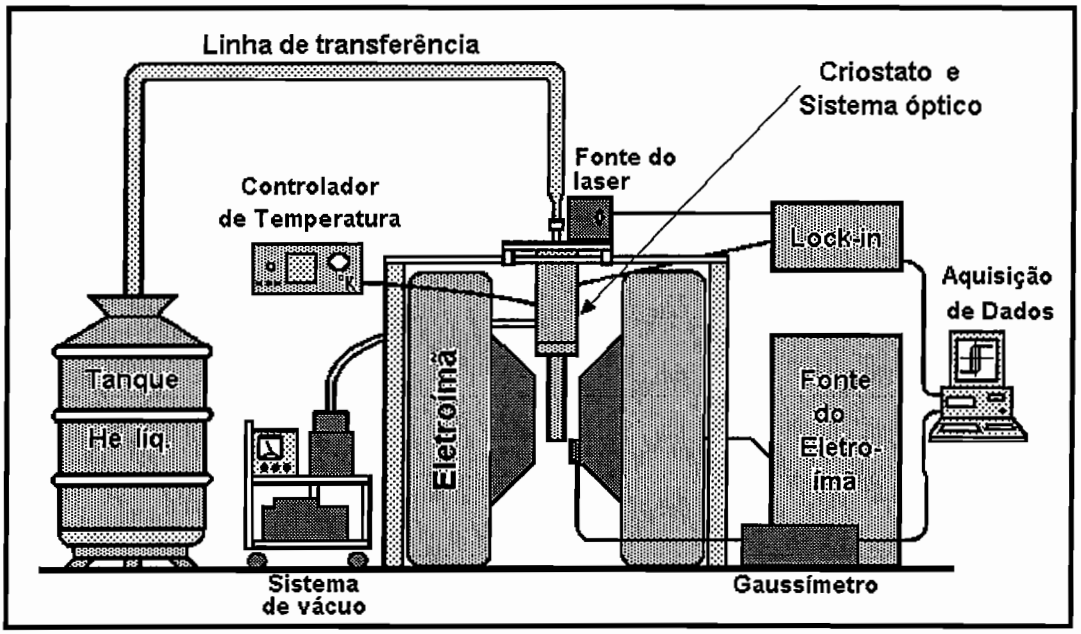

Figura 3.6. As várias partes do MEK-bt que opera com um eletroímã de até 2 kOe, temperatura entre 7 K e 300 K.

No meu trabalho de mestrado [Tuf96], nós utilizamos o MEK-bt para caracterizar um filme amorfo de Dy-Co (liga sperimagnética). Onde observamos que, para o comprimento de onda utilizado (vermelho), o sinal magnetoóptico é devido principalmente ao cobalto.

3.2.4. Magnetômetro espectral a efeito Kerr

Este aparato foi montado no laboratório do Grupo de Propriedades Ópticas (GPO) do Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade de Campinas (UNICAMP) com a colaboração dos professores Maria J. P. Brasil e Marcelo Knobel e do estudante de mestrado Hugo Bonette.

O magnetômetro espectral a efeito Kerr opera com comprimento de onda entre 350 nm e 650 nm à temperatura ambiente para campo magnético até 112 Oe aplicado por bobinas de Helmholtz. Ele opera com o efeito Kerr transversal e modulação de amplitude, portanto o polarizador e o analisador são alinhados na direção *p* e o campo magnético é aplicado paralelamente à superfície da amostra e perpendicularmente ao plano luminoso. Os polarizadores são do tipo Glan-Thompson.

Na **figura 3.7** temos um diagrama do aparato, que foi montado sobre uma mesa óptica. A fonte luminosa deste magnetômetro a efeito Kerr é uma lâmpada de xenônio, Oriel 150 W, cujo espectro de emissão é bastante largo, os elementos que restringem o intervalo de comprimento de onda de trabalho são o monocromador (espectrômetro Spex) e o filtro. Dependendo da região do espectro, nós usamos a primeira ou a segunda ordem de difração, assim o filtro é necessário para cortar a ordem não desejada.

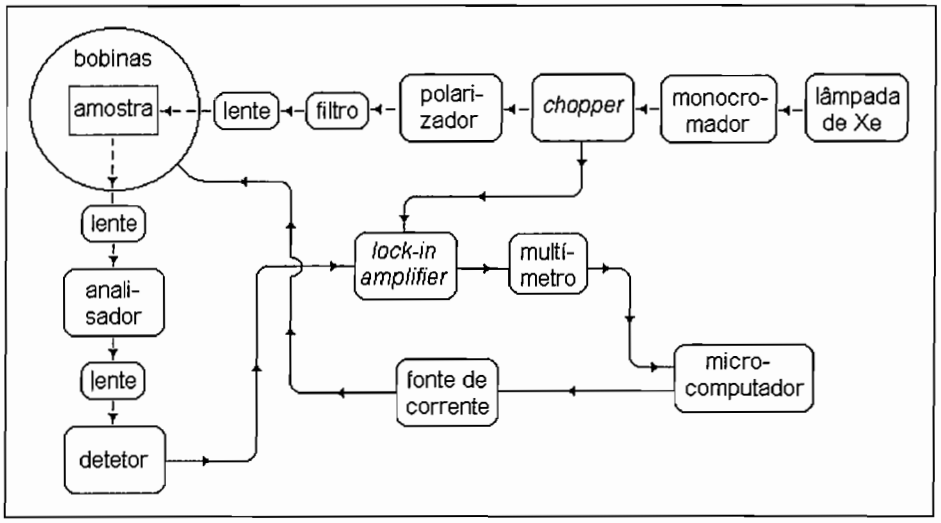

Figura 3.7. O magnetômetro espectral a efeitoKerr montado no laboratório do GPO – IFGW – UNICAMP. Ele opera com λ entre 350 nm e 650 nm à temperatura ambiente e usa a modulação de amplitude para medir o efeito Kerr transversal.

A modulação de amplitude é feita por um *chopper* a 500 Hz, o sinal de referência para o *lock-in amplifier* sai da unidade de controle do *chopper* (Stanford Research Systems - SRS40). O programa de aquisição de dados controla o campo magnético aplicado e lê o sinal magnetoóptico proveniente do detetor de silício, que é sincronizado pelo *lock-in amplifier*. Várias lentes são usadas para focalizar a luz nos diversos elementos, mas o ângulo de incidência do eixo óptico é de 45°.

Para operação, fixamos o número de onda (inverso do comprimento de onda) no monocromador e escolhemos o valor máximo do campo magnético no programa de aquisição, que adquire os dados de um ciclo de histerese.

3.2.5. Magnetômetro a efeito Kerr com ângulo de incidência variável

Nós utilizamos este MEK no Laboratório Louis Néel do *Centre National de la Recherche Scientifique*, CNRS localizado na cidade de Grenoble na França com a colaboração do Dr. Yves Souche.

Este aparato, representado na **figura 3.8**, mede o efeito Kerr transversal através da modulação de intensidade, utiliza um diodo laser vermelho (670 nm) como fonte de luz e opera à temperatura ambiente. Novamente o campo magnético é aplicado na direção paralela à superfície da amostra e perpendicular ao plano luminoso e é aplicado por um eletroímã. O *lock-in amplifier* fornece o sinal para modulação, lê o sinal do detetor sincronizadamente e envia este sinal magnetoóptico para a aquisição de dados. A fonte de corrente controla o campo magnético e envia um sinal proporcional ao campo para o microcomputador. O programa de aquisição toma os ciclos de histerese magnetoópticos.

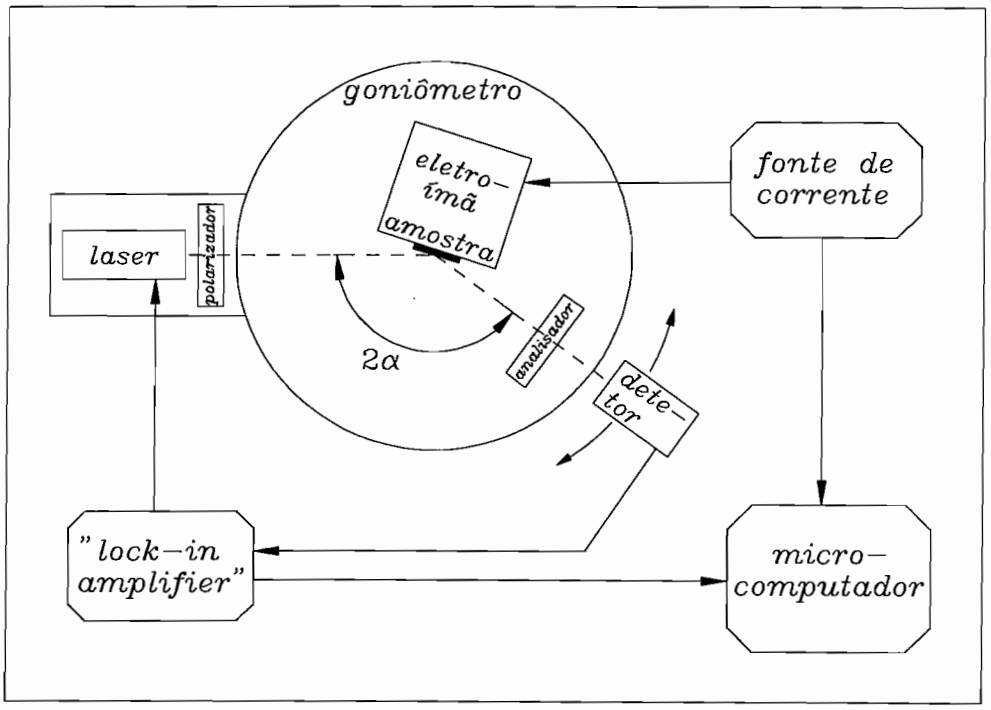

Figura 3.8. Magnetômetro a efeito Kerr com ângulo de incidência variável do Laboratório Louis Néel - CNRS, que opera com o efeito Kerr transversal, modulação de amplitude, diodo laser vermelho (670 nm), à temperatura ambiente.

Os elementos ópticos são montados em um goniômetro, que permite fixarmos o ângulo de incidência (α) em qualquer valor. O laser e o polarizador são fixos, a amostra, o analisador e o detetor giram, sendo que o ângulo de rotação da amostra é independente do ângulo de rotação do analisador e do detetor.

Além de tomar os ciclos de histerese (para medir $\Delta R/R$) para cada ângulo de incidência, nós medimos a refletividade R_p, ou seja medimos a intensidade incidente e a intensidade refletida pela amostra para a luz *p* polarizada. Depois de cada medida da intensidade refletida para um dado ângulo de incidência, a intensidade incidente era medida posicionando-se o detetor e o analisador em $\alpha = 180°$ e deslocando-se a amostra, de modo que a luz do laser passava pelos polarizadores e atingia o detetor. Com os dados da variação relativa de refletividade e da refletividade em função do ângulo de incidência, nós pudemos ajustar as funções das equações 2.46 e 2.50 e achar os valores do índice de refração complexo e da constante magnetoóptica para amostras ricas em cobalto.

Com o objetivo de medir a figura de mérito, nós também fizemos medidas de refletividade com o MEK-bλ, mas apenas para o ângulo de incidência de 45°.

Pode-se perceber que estes MEKs possibilitam a observação de vários aspectos dos efeitos magnetoópticos como: comprimento de onda, temperatura, ângulo de incidência e campo magnético. No próximo capítulo são apresentados os resultados obtidos com os aparatos aqui descritos, para filmes de Fe e Co e filmes amorfos de TR - Co.

4. Resultados e Análise

Neste capítulo apresentamos e discutimos os resultados experimentais, primeiramente o sinal magnetoóptico para diferentes comprimentos de onda, em seguida a refletividade e o sinal magnetoóptico em função do ângulo de incidência, os resultados sobre a figura de mérito e depois as caracterizações magnéticas e magnetoópticas em função da temperatura.

4.1. Comportamento espectral

Nós obtivemos vários ciclos de histerese magnetoóptica ($\Delta R/R$ x H) para nossas amostras, referentes aos vários comprimentos de onda utilizados e observamos uma grande variação no valor do sinal magnetoóptico. Temos como exemplo, na **figura 4.1**, os ciclos obtidos com o MEK-led para amostra de $Gd_{40}Co_{60}$ com três comprimentos de onda: azul, verde e vermelho. Nesta figura também representamos a amostra em corte e a luz incidindo pelo lado do substrato de vidro transparente, como foram obtidos todos os resultados desta seção e como é comumente encontrado na literatura.

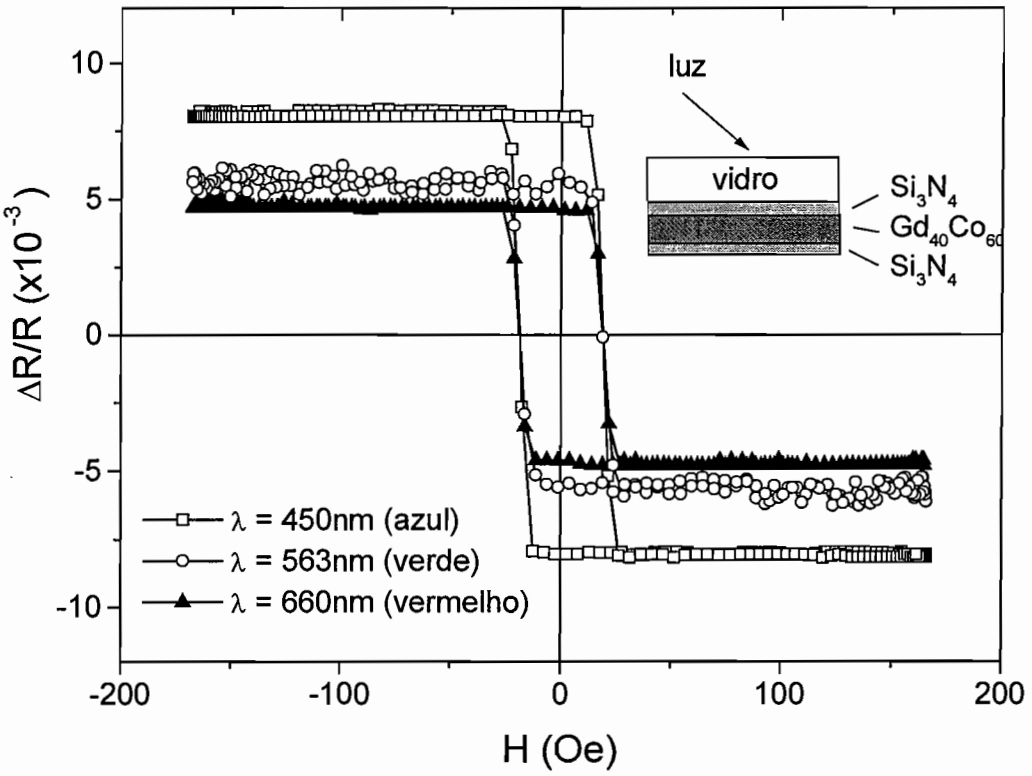

Figura 4.1. Ciclos de histerese magnetoóptica para o efeito Kerr transversal da amostra de $Gd_{40}Co_{60}$, para três comprimentos de onda. Os dados referentes à luz verde apresentam mais ruído que os outros, mas o formato do ciclo é o mesmo para as três cores.

Dos ciclos de histerese obtidos com o MEK-led (Kerr transversal) obtivemos o sinal magnetoóptico, que apresentamos na **figura 4.2** [TSS99], onde as amostras de Fe e Co são filmes policristalinos com camadas de proteção semelhantes às das amostras amorfas de TR-Co. Estes resultados experimentais mostram que o sinal magnetoóptico para os filmes amorfos aumenta com a diminuição do comprimento de

onda. Este resultado é oposto à dependência espectral do efeito Kerr polar para o mesmo tipo de filmes que se apresenta nas referências [HKC91], [Gan] e [HoY88]. Do ponto de vista da aplicação, é um resultado interessante, pois os filmes finos amorfos de TR-MT são considerados inadequados para baixos comprimentos de onda [Man95].

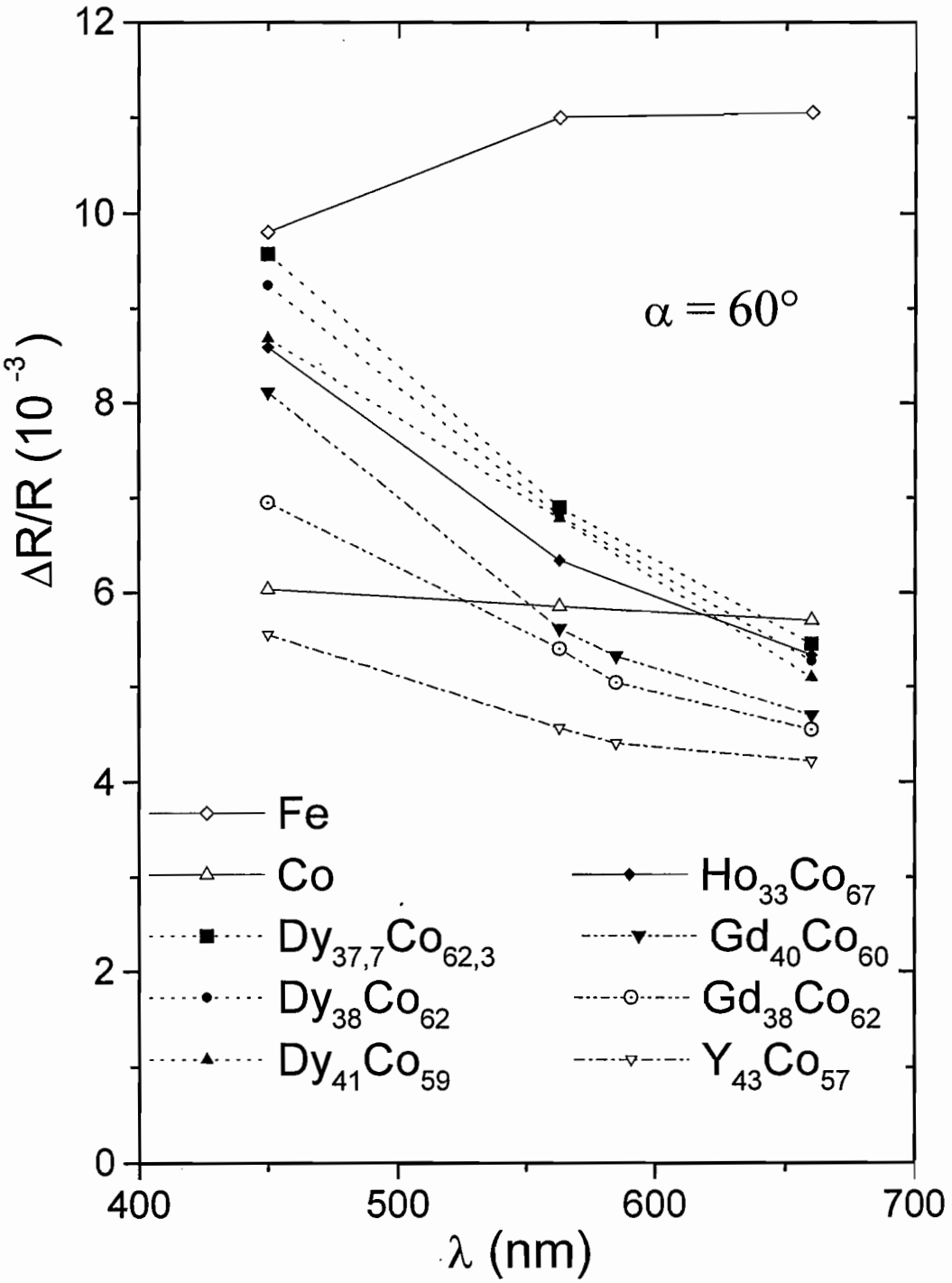

Figura 4.2. Resultados obtidos com o MEK-led à temperatura ambiente, ângulo de incidência de 60°.

Os resultados do Fe concordam com resultados da literatura também obtidos para o efeito Kerr transversal e α = 60° [FeR69]. Ainda nesta referência podemos ver comportamentos espectrais distintos para diferentes ângulos de incidência.

Voltando aos resultados para as amostras de TR-Co da **figura 4.2**, a luz vermelha tem energia suficiente para excitar os elétrons magnéticos do Co, mas esta não é suficiente para interagir com os elétrons magnéticos 4f das terras raras, que são profundos. Para este comprimento de onda a redução de 73% do sinal magnetoóptico relativo ao Co, pode ser considerado aproximadamente correspondente a algum tipo de média volumétrica da contribuição dos átomos de Co para o sinal dos filmes amorfos de terra rara–Co. A variação relativa de refletividade é quase constante com o aumento do comprimento de onda para a amostra de Co; mas para o Fe, este sinal aumenta.

Também podemos concluir que para composição por volta de 60% de Co o sinal de saturação diminui do Dy-Co para o Gd-Co e é menor ainda para a amostra de Y-Co. Este comportamento também foi observado por Hansen e colaboradores [HKC91]. Outro comportamento que já fora observado por Ganshina [Gan], para ligas amorfas de $Gd_{33}Co_{67}$ é que a diferença entre o sinal magnetoóptico das ligas amorfas em relação ao Co puro aumenta quando o comprimento de onda diminui. Isto indica que a contribuição da terra rara, direta ou indiretamente, aumenta na região azul do espectro visível [CTK87]. Este acréscimo pode corresponder a um sinal proveniente diretamente da terra rara, talvez devido a transição eletrônica interbandas d-p [HoY88] ou pode ser um efeito da terra rara sobre o Co, como por exemplo, transferência de carga ou um aumento da polarização atômica.

Utilizando o MEK-bλ, obtivemos o sinal magnetoóptico para a luz vermelha (diodo laser), azul e ultravioleta (laser de He-Cd), para amostras de Gd-Co e Dy-Co, que apresentamos na **figura 4.3**. Os resultados para o azul (442 nm) e o vermelho (670 nm) concordam com aqueles obtidos com o MEK-led, da **figura 4.2**, se levarmos em conta a diferença de ângulo de incidência. Na próxima seção apresentamos o sinal magnetoóptico do Co em função do ângulo de incidência (**figura 4.5**), onde podemos observar uma diferença de 30% entre os valores de $\Delta R/R$ para 45° e 60°, que é a diferença observada entre os resultados das **figuras 4.2** e **4.3**. Estes dados comprovam experimentalmente a validade do nosso método de modulação de fase para medir o efeito Kerr transversal. Os dados obtidos para ultravioleta próximo (λ = 325nm)

mostram que a variação relativa de refletividade das ligas de Gd-Co e Dy-Co é bem menor que para o azul.

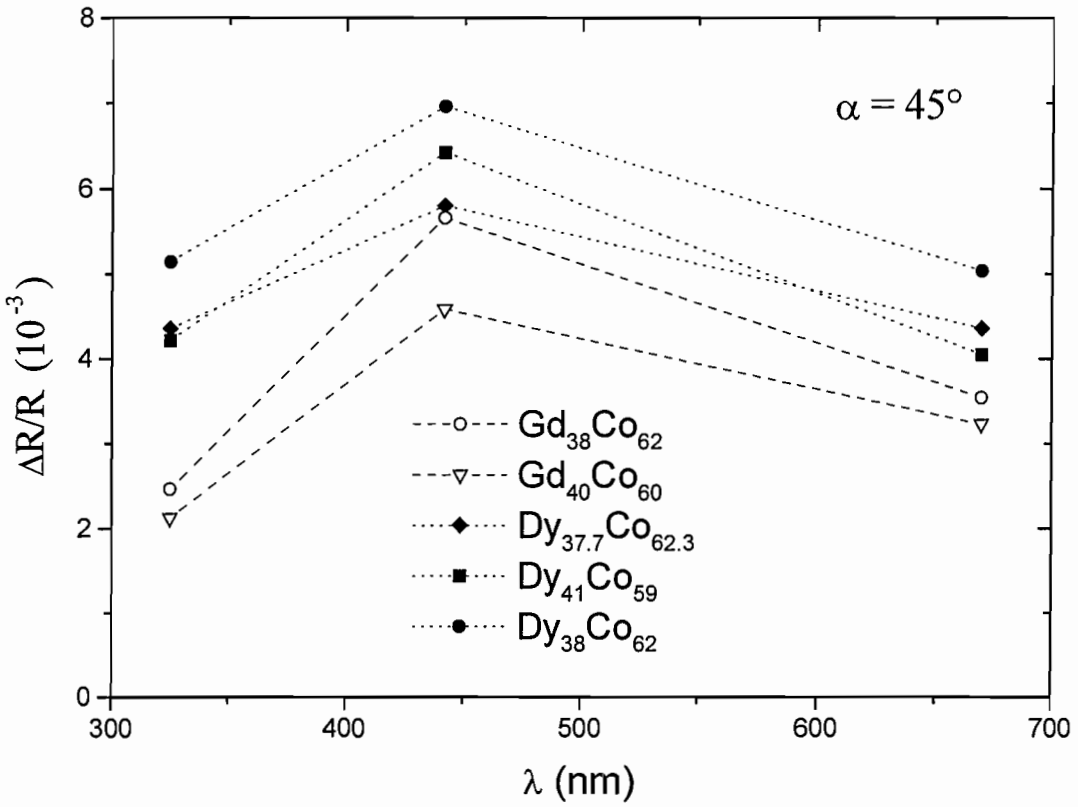

Figura 4.3. O sinal magnetoóptico obtido com o MEK-bλ. Os dados para o vermelho (670nm) e o azul (442nm) concordam com os dados obtidos com o MEK-led.

Nós utilizamos o magnetômetro espectral a efeito Kerr para medirmos um número maior de comprimentos de onda na região do ultravioleta próximo e visível do espectro já que as possíveis transições ópticas das terras raras são bastante estreitas em energia [CGR88]. Na **figura 4.4**, estão os dados obtidos juntamente com a indicação das raias do Dy e do Ho, que são os únicos elementos envolvidos que possuem possíveis transições na região medida do espectro. A queda do sinal magnetoóptico na região ultravioleta para ligas de Y-Co, Gd-Co e Ho-Co foi observado para o efeito Kerr polar nos trabalhos [LCT87] e [CTK87]. Os dados da **figura 4.4** confirmam o comportamento de máximo no sinal magnetoóptico na região azul do espectro e a amostra $Y_{38}Co_{62}$ apresentou um mínimo local em 410 nm.

Os efeitos magnetoópticos dos sistemas magnéticos metálicos têm origem em transições intrabandas (5d pata TR e 3d para MT) que ocorrem na região infravermelha do espectro e interbandas (d-p, d-f) que ocorrem na região visível e ultravioleta do espectro [HCM89].

A maioria dos autores que tratam dos efeitos magnetoópticos espectrais descrevem a rotação Kerr ou Faraday como uma soma das contribuições das sub-redes de TR e MT, ou subtração nos casos onde as magnetizações das sub-redes (M_{TR} e M_{MT}) têm sentidos opostos:

$$|\theta_K| = K_{MT}(\lambda) M_{MT} - K_{TR}(\lambda) M_{TR} \tag{4.1}$$

onde a dependência espectral está nas constantes de proporcionalidade $K_X(\lambda)$.

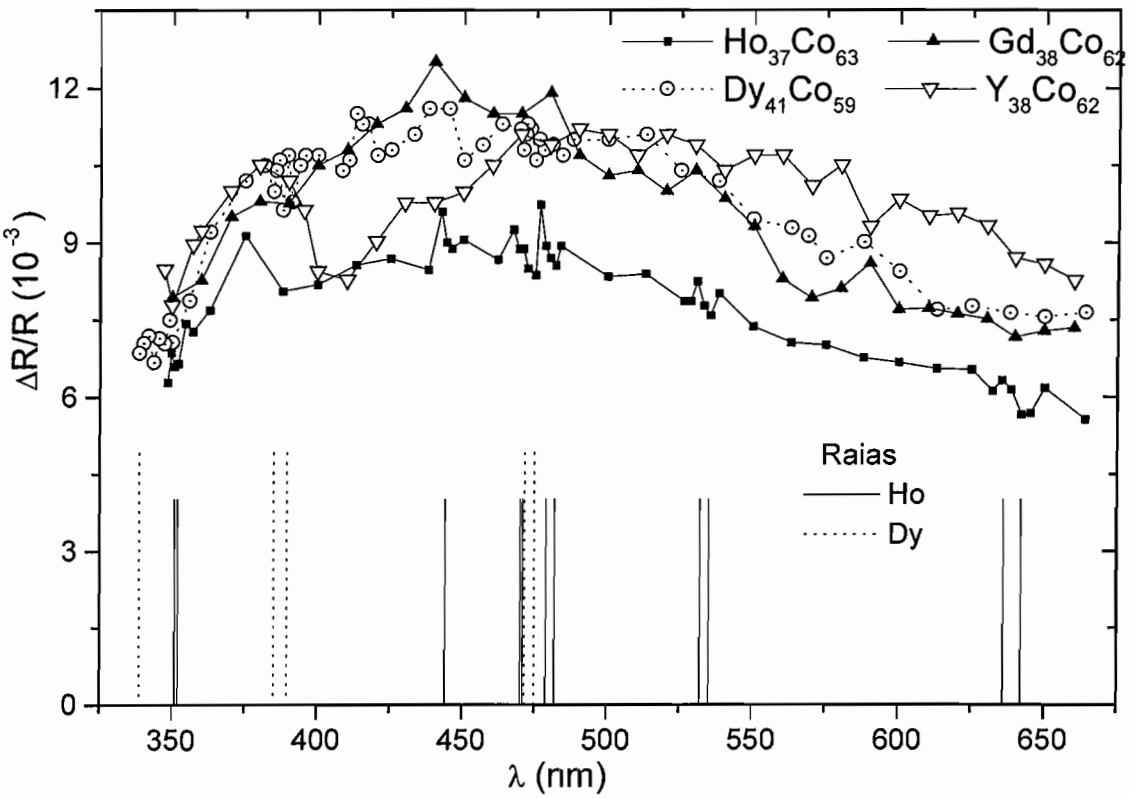

Figura 4.4. Com o magnetômetro espectral a efeito Kerr do GPO-UNICAMP, obtivemos ciclos de histerese magnetoóptica, dos quais tomamos ΔR/R em função do comprimento de onda. As raias do Ho e do Dy correspondem às transições ópticas relatadas por Carnall e colaboradores [CGR88].

Segundo Honda e Yoshiyama, a constante de proporcionalidade para o cobalto, K_{Co}, de modo geral coincide com a do Co puro, independentemente do elemento de TR, enquanto K_{TR}, depende significativamente de TR. [HoY88]. Em geral os autores relatam que K_{Gd} é negativo, ou seja θ_K é resultado de uma soma e K_{TR} (para as outras terras raras pesadas) é positivo, então θ_K é resultado de uma subtração [KaH81] [UYT95] [HoY88] [CTK87] [HKC91]. No caso do disprósio, Honda e Yoshiyama afirmam que K_{Dy} é desprezível na região visível do espectro, mas Uchiyama e colaboradores afirmam que K_{Dy} é positivo [UYT95]. Podemos observar outras

diferenças entre estes autores, por exemplo, K_{Nd} (neodímio) é negativo em [UYT95] e positivo em [HoY88].

Em relação aos nossos resultados, que são para o efeito Kerr transversal ($\Delta R/R$), nós poderíamos tentar explicar o sinal magnetoóptico de forma semelhante à equação 4.1, mas a ausência de comportamentos marcantes nos comprimentos de onda das transições possíveis, a semelhança dos comportamentos para diferentes terras raras e a semelhança dos ciclos de histerese para todos os comprimentos de onda, nos leva a crer que o comportamento espectral apresentado é devido ao efeito da TR sobre o Co. Assim o sinal magnetoóptico do efeito Kerr transversal é proporcional à magnetização do Co, mas a constante de proporcionalidade deve depender do elemento de TR:

$$\frac{\Delta R}{R} = K(TR,\lambda)\, M_{Co} \tag{4.2}$$

onde K(TR, λ) depende das constantes ópticas e magnetoópticas da liga. K(TR, λ) é positivo e o sinal da variação relativa de refletividade é igual ao sinal da magnetização do cobalto.

4.2. Constantes ópticas do Co e figura de mérito

Utilizando o magnetômetro a efeito Kerr com ângulo de incidência variável (λ = 670 nm) caracterizamos um filme feito por *sputtering* de Co de 80 nm de espessura e sem nenhuma camada de proteção. Para cada ângulo de incidência nós medimos a refletividade e tomamos um ou mais ciclos de histerese magnetoóptica, dos quais tiramos a variação relativa de refletividade, com estes dois conjuntos de dados calculamos a figura de mérito do efeito Kerr transversal dado pela equação 2.66. Estes resultados são apresentados na **figura 4.5**, onde também vemos os resultados dos ajustes feitos para refletividade e para o sinal magnetoóptico.

Utilizando o programa Microcal Origin™, ajustamos as equações 2.46 e 2.48 aos dados experimentais acrescidos dos pontos $\alpha = 90°$ que correspondem à luz paralela à superfície da amostra, ou seja, $R = 1$ e $\Delta R/R = 0$, que foram acrescentados para melhorar o ajuste. Os resultados do ajuste da refletividade foram $n = 2{,}72 \pm 0{,}02$ e $k = 4{,}47 \pm 0{,}02$, que comparados com os dados de Johnson e Christy para filmes evaporados de 30 nm de espessura em média: $n = 2{,}27$ e $k = 4{,}32$ [JoC74] mostram uma diferença que pode ser devida ao tipo de amostra. Os resultados deste ajuste foram usados no ajuste de $\Delta R/R$, que resultou em $P_1 = -0{,}145 \pm 0{,}001$ e $P_2 = 1{,}007 \pm 0{,}005$. Com os quatro parâmetros dos ajustes podemos calcular a constante magnetoóptica usando a equação 2.50:

$$Q = 0{,}0302 \pm 0{,}0004 + (0{,}0216 \pm 0{,}0003)i.$$

Encontramos no trabalho de Krinchik e Artem'ev para uma amostra *bulk*: $P_1 = -0{,}5$ e $P_2 = 1{,}75$ (números aproximados extraídos de gráficos em função do comprimento de onda) [KrA68]. Os nossos resultados concordam com estes apenas em ordem de grandeza e sinal.

Quanto à figura de mérito apresentada em função do ângulo de incidência na **figura 4.5.c)** observamos que o comportamento é semelhante ao do sinal magnetoóptico **b)**, mostrando que para um filme sem proteção as duas grandezas são critérios satisfatórios para as propriedades magnetoópticas.

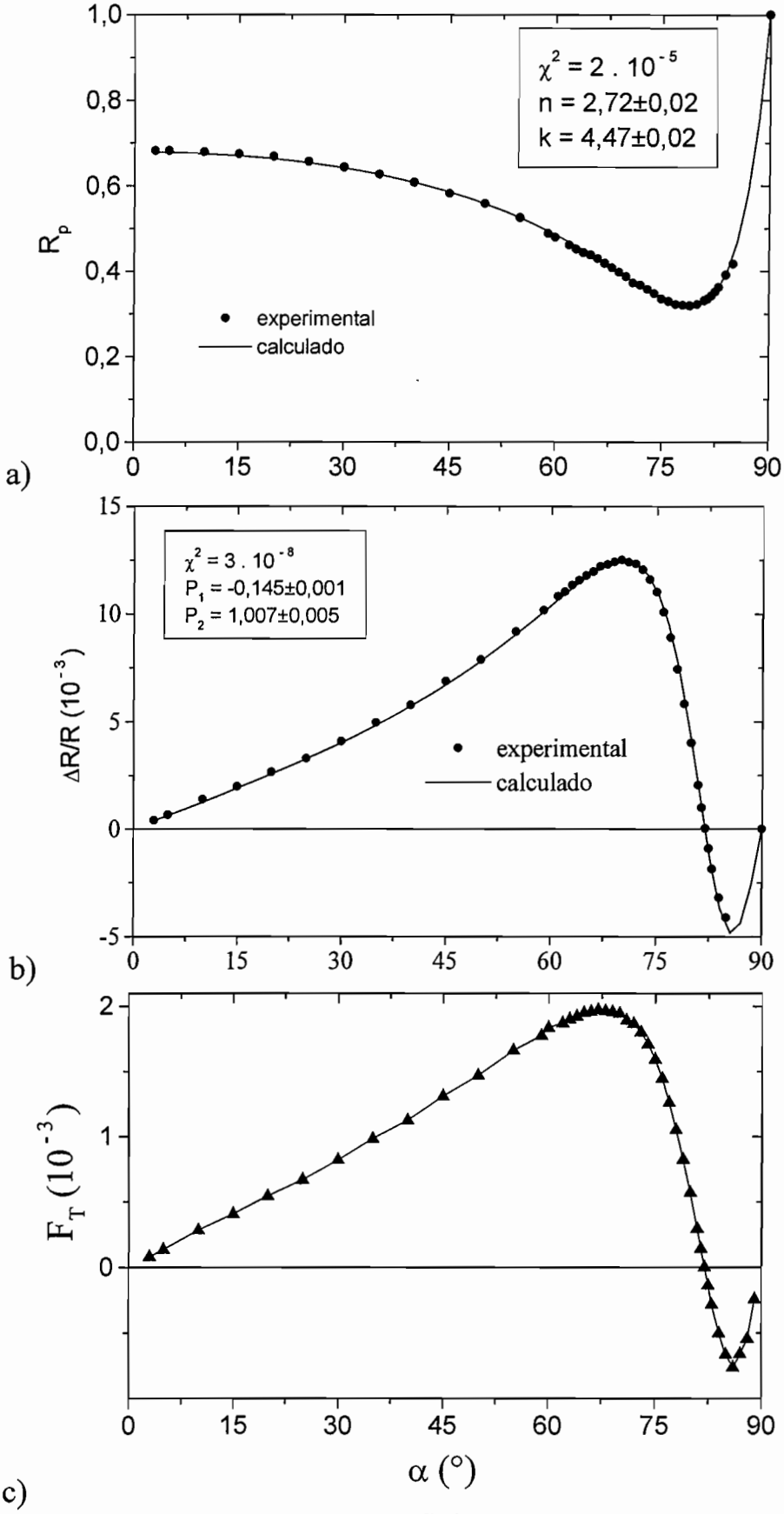

Figura 4.5. **(a)** A dependência angular da refletividade para luz *p* polarizada, **(b)** do sinal magnetoóptico **(c)** e da figura de mérito para o efeito Kerr transversal. Obtidos no Laboratório Louis Néel em Grenoble, utlizando comprimento de onda de 670 nm.

	Efeito Kerr transversal		Efeito Kerr longitudinal	
Amostra	$\Delta R/R$ (10^{-3})	F_t (10^{-4})	θ_K (10^{-3})	F_θ (10^{-4})
$Y_{38}Co_{62}$	3,8	5,1	1,0	5,3
$Y_{43}Co_{57}$	5,0	5,9	1,5	7,0
$Gd_{38}Co_{62}$	3,2	5,0	0,86	5,3
$Dy_{37,7}Co_{62,3}$	4,4	5,0	1,7	7,6
$Dy_{38}Co_{62}$	5,0	5,6	1,4	6,4
$Dy_{41}Co_{59}$	4,0	4,7	1,2	5,4

Tabela 4.1. Os sinais magnetoópticos e suas respectivas figuras de mérito, obtidos com o MEK-bλ usando o diodo laser vermelho (λ = 670nm) e α=45°.

Utilizando o MEK-bλ, medimos a refletividade e os efeitos Kerr transversal e longitudinal para amostras de Y-Co, Gd-Co e Dy-Co (protegidas com nitreto de silício), para ângulo de incidência de 45° e comprimento de onda vermelho 670nm. Com estes dados calculamos a figura de mérito F_θ para o efeito longitudinal, utilizando a equação 2.60, e F_t, a figura de mérito para o efeito transversal, que propomos neste trabalho através da equação 2.66. Estes resultados estão na **tabela 4.1**. Podemos perceber que os valores da figura de mérito do efeito Kerr transversal são semelhantes aos da figura de mérito para o efeito longitudinal, mais uma vez comprovando que F_t é um bom parâmetro para medida de qualidade magnetoóptica dos materiais.

4.3. Comportamento térmico

O hólmio é a terra rara com maior momento angular orbital (L) e consequentemente apresenta uma grande anisotropia local, o que faz as ligas Ho-Co serem sperimagnéticas. O gadolínio é o mais magnético dos metais de terra rara, seu íon Gd^{3+} é esfericamente simétrico (L = 0) e, nas ligas de Gd-Co, o gadolínio tem uma fraca anisotropia local [ZSU91]. Nós estudamos o comportamento térmico de dois filmes de Ho-Co, o primeiro tem T_{comp} próxima da ambiente e foi medido com o MEK-led e o MAV, o segundo tem T_{comp} = 220K e foi medido com o MEK-bt e o SQUID. Também com estes dois aparatos, caracterizamos um filme de $Gd_{20}Co_{80}$ com T_{comp} = 92K.

4.3.1. $Ho_{36}Co_{64}$

Nós obtivemos vários ciclos de histerese magnetoóptica da amostra de $Ho_{36}Co_{64}$, utilizando o MEK-led com luz azul (λ = 450nm) e luz vermelha (λ = 660nm), para temperaturas entre 304K e 342K. O comportamento do sinal magnetoóptico em função do campo magnético aplicado foi o mesmo para os dois comprimentos de onda; na **figura 4.6**, apresentamos alguns ciclos de histerese tomados com o led azul. Como o sinal magnetoóptico é proporcional à magnetização do Co, temos o ciclo invertido, isto é, saturação positiva para campo negativo, quando a temperatura é menor que T_{comp}, por exemplo T = 305K, pois o momento magnético da sub-rede de Ho é maior que o da sub-rede de Co, assim a magnetização do Co se alinha no sentido oposto ao do campo aplicado. Para temperaturas maiores que T_{comp} (T = 338K, por exemplo) o ciclo é normal, não invertido, pois a magnetização da sub-rede de Co é dominante e se alinha ao campo magnético aplicado.

Quando nos aproximamos de T_{comp} por baixo o sinal magnetoóptico de remanência ($\Delta R/R$ para $H = 0$) vai diminuindo em módulo e aparecem picos depois do salto do campo coercivo, T = 315K. Estes picos não alcançam os valores de saturação dos ciclos a 305K e 338K (4.10^{-3}), então eles podem corresponder às regiões sombreadas do diagrama da **figura 2.9**, antes da reorientação de spin, onde os spins do Co também apresentam uma distribuição de direções aleatórias [SUZ92].

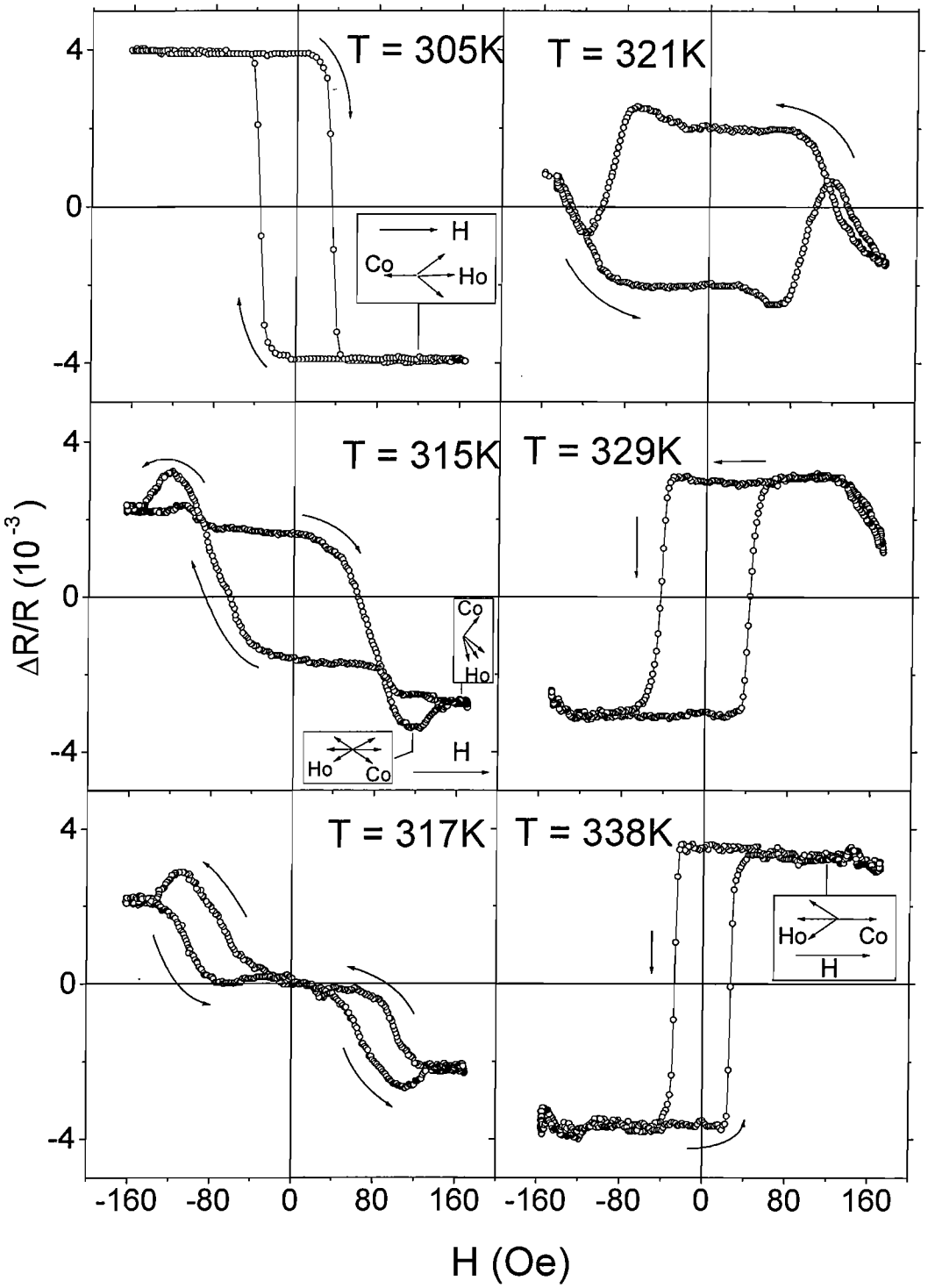

Figura 4.6. Ciclos de histerese magnetoóptica obtidos com o efeito Kerr transversal para luz azul na região da temperatura de compensação.

Para T = 317K, o sinal de remanência se anula, o que pode significar que não há componente da magnetização da sub-rede de Co na direção do campo aplicado ou que houve a formação de domínios magnéticos de tal forma que magnetização total do Co seja nula, mais adiante voltaremos a esta discução, quando pudermos fazer uma

comparação entre os ciclos de histerese magnetoópticos e magnéticos. Subindo ainda mais a temperatura (T = 321K), o sinal de remanência aumenta e os picos aparecem antes do campo coercivo, *Hc*. Estes picos vão sumindo com o aumento da temperatura e o ciclo vai se invertendo (T = 329K), até chegar a um ciclo normal (T = 338K).

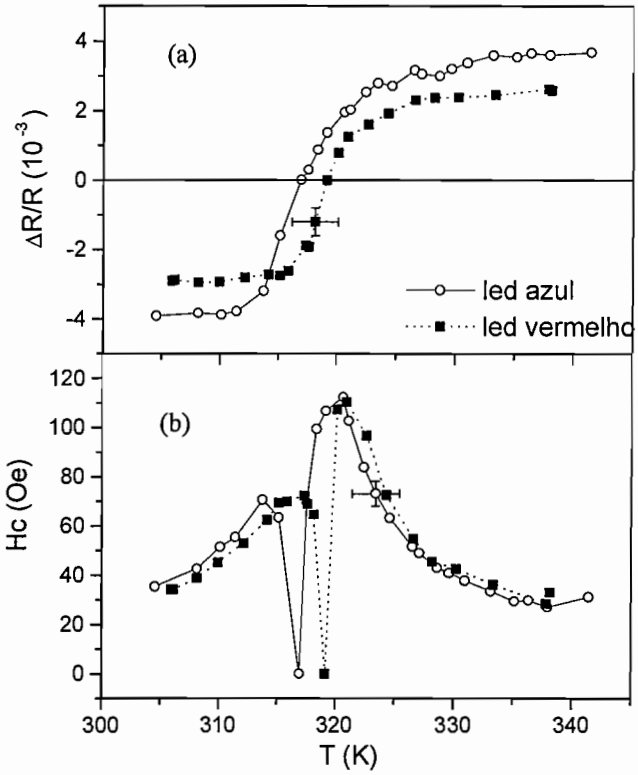

Figura 4.7. O comportamento térmico do **(a)** sinal magnetoóptico de remanência e do **(b)** campo coercivo *Hc*. Temos um erro sistemático de 2K na medida da temperatura.

Podemos notar, ainda na **figura 4.6**, que o campo coercivo aumenta quando nos aproximamos de T_{comp}. Na **figura 4.7**, temos o sinal magnetoóptico de remanência e o campo coercivo em função da temperatura, para as duas séries de ciclos de histerese com o led azul e com o led vermelho. Na **figura 4.7a)**, o sinal negativo representa o ciclo de histerese invertido e o sinal positivo representa o ciclo normal. A diferença no sinal magnetoóptico entre o azul e o vermelho, foi discutido na seção **4.1**. Já a deslocamento de 2K entre os dados das duas séries está dentro da incerteza do termopar, o sensor de temperatura. Por simplicidade, apresentamos as barras de erro de apenas um ponto, porque os erros de todos os pontos são semelhantes.

Obtivemos a compensação em 317K com o led azul e 319K com o led vermelho, assim podemos dizer que T_{comp} = 318K, para nossa amostra de $Ho_{36}Co_{64}$. O que concorda com os valores relatados por Hansen e colaboradores: T_{comp} = 300K para

um filme de $Ho_{38}Co_{62}$ feito por evaporação térmica [HKC91] e Matsushita e colaboradores utilizando o efeito Kerr polar, encontram T_{comp} = 318K para filmes de $Ho_{35}Co_{65}$ feitos por evaporação [MSS75]. O módulo de $\Delta R/R$ é praticamente constante e igual antes e depois da região da temperatura de compensação, Matsushita e colaboradores observaram o sinal magnetoóptico θ_K diminuir depois de T_{comp}, mas afirmam que filmes produzidos por *sputtering* de Ho-Co e Gd-Co o comportamento é igual ao que nós observamos.

Para medidas feitas com efeito Kerr polar, o comportamento térmico típico do campo coercivo é um aumento hiperbólico na região de T_{comp}, ou seja, o inverso do campo coercivo é dado por uma reta descendente antes de T_{comp} e outra ascendente depois de T_{comp} [MSS75]; o que verificamos na **figura 4.8**. Apenas os pontos mais próximos de T_{comp} não acompanham este comportamento, provavelmente porque o campo máximo aplicado não é suficiente para saturar a amostra.

Utilizando o MAV, medimos o momento magnético total à temperatura ambiente (T ≈ 300K), cujo resultado está na **figura 4.9**, na qual vemos uma transição de segunda ordem para H = 180 Oe, quando o momento, aparentemente saturado, começa a aumentar. O que deve ser devido à reorientação de spin, onde as duas sub-redes passam a ter projeções na direção do campo aplicado [ZSU91]. Aprofundaremos esta discussão na próxima seção quando comparamos ciclos de histerese magnética e magnetoóptica.

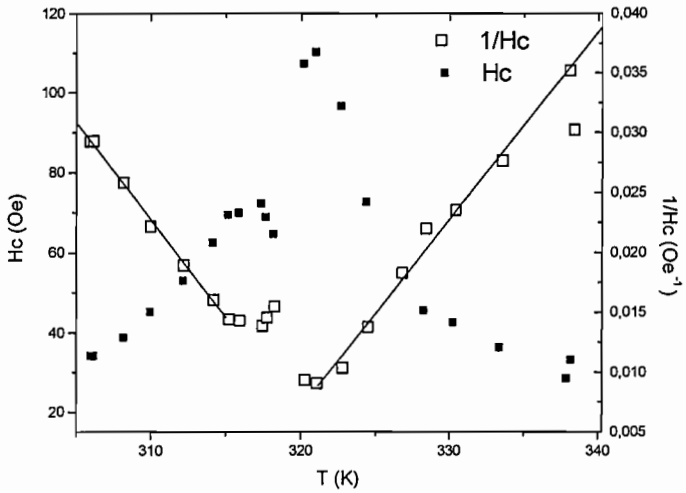

Figura 4.8. O campo coercivo e seu inverso em função da temperatura. Apenas os pontos mais próximos de T_{comp} não acompanham o comportamento típico de *Hc*, indicado pelas linhas retas.

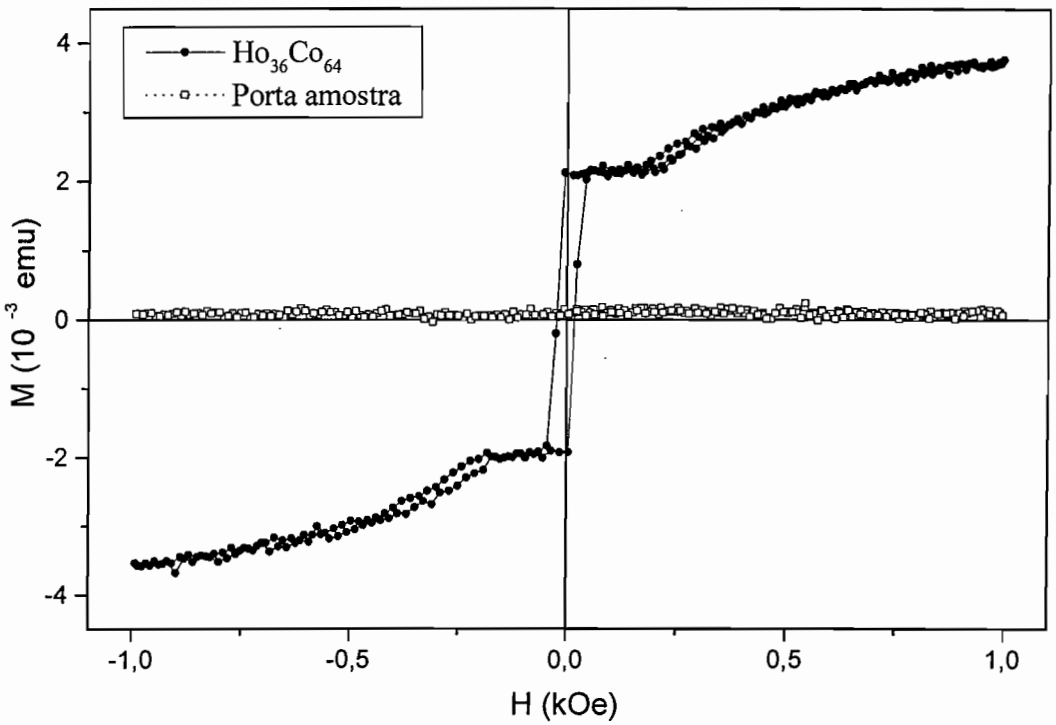

Figura 4.9. Ciclo de histerese magnética obtido com o MAV à temperatura ambiente (T ≈ 300K). Podemos ver uma transição de segunda ordem, devido à reorientação de spin.

4.3.2. $Ho_{33}Co_{67}$

Utilizando o MEK-bt, nós obtivemos ciclos de histerese para várias temperaturas, entre 50K e 295K, da amostra de $Ho_{33}Co_{67}$. Na **figura 4.10** temos alguns ciclos que representam bem o comportamento observado. Comparando os ciclos de histerese do lado esquerdo, vemos que ocorre a diminuição do módulo do sinal de saturação até T = 100K, quando $\Delta R/R$ de saturação muda de sinal e volta a crescer em módulo (T = 140K). Vamos chamar de campo de transição (H_t) o valor do campo magnético no qual ocorre, depois do campo coercivo, a mudança da derivada do sinal magnetóptico. Podemos ver que para o módulo do campo magnético menor que H_t, temos os três primeiros ciclos invertidos. Antes do sinal de saturação atingir o valor de remanência, observamos novamente, um pico depois do campo coercivo (T = 200K). Para T = 224K temos novamente um ciclo com sinal de saturação bem menor que o de remanência, mas ele vai subindo, até que o ciclo se torna normal (T = 295K). A transição que observamos em H_t é devido à reorientação de spin, porque a sinal

magnetoóptico depois da transição é menor que na remanência, indicando que o momento do Co não está paralelo ao campo magnético aplicado.

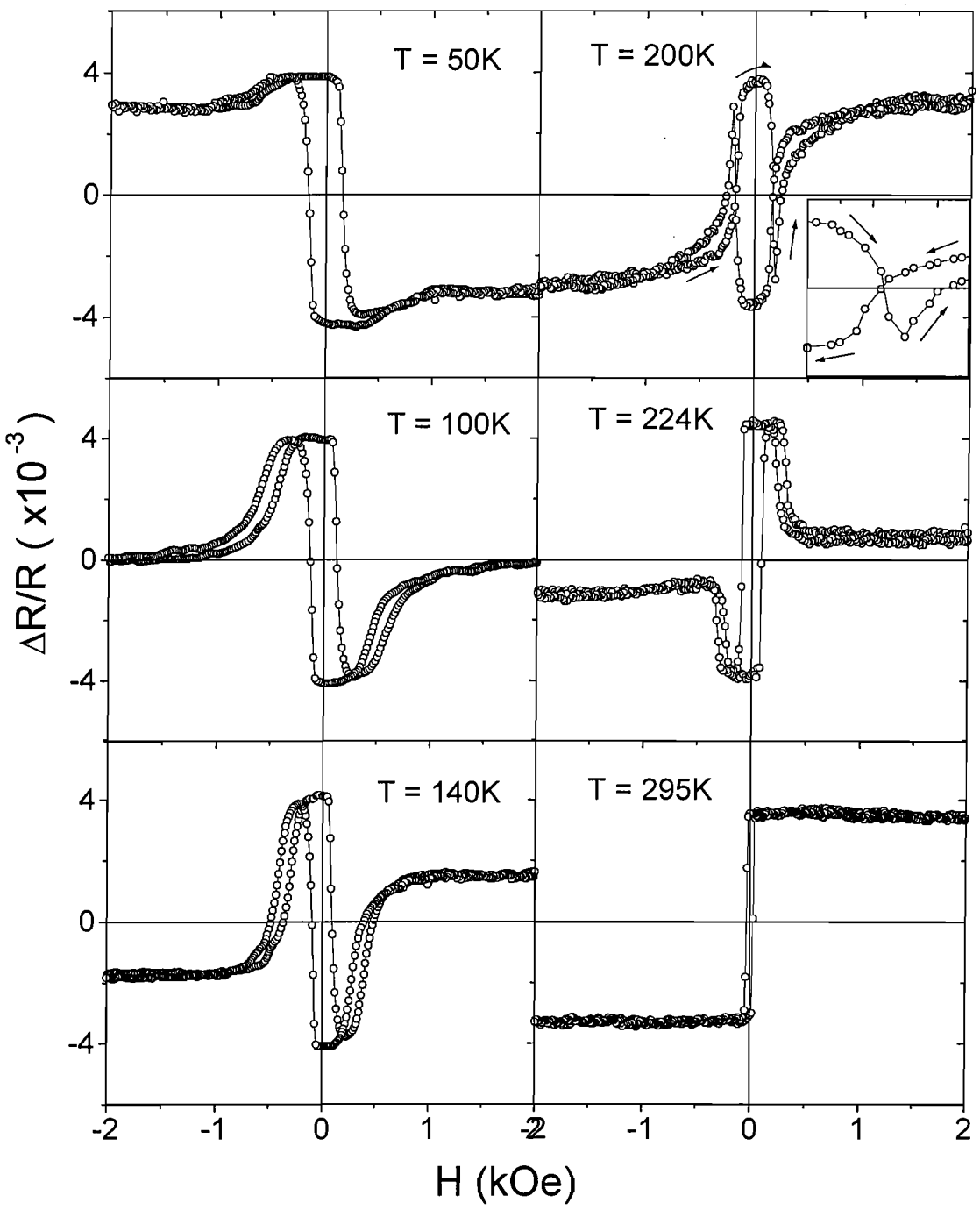

Figura 4.10. Ciclos de histerese magnetoóptica, obtidos com o MEK-bt, que opera com diodo laser vermelho e com o efeito Kerr transversal. Para o ciclo a 200K temos uma ampliação para campo positivo, as setas indicam o sentido dos dados.

Nós medimos o momento magnético da mesma amostra com o SQUID e os resultados estão na **figura 4.11**. As medidas do substrato de vidro foram feitas apenas para T = 40K e 300K e também estão na **figura 4.11**. Podemos perceber que, com o aumento da temperatura, o momento de remanência cai até T = 212K e depois cresce. Também vemos o efeito da transição de reorientação de spin, como o que ocorreu na **figura 4.9**, mas aqui a subida do momento ocorre em seguida do campo coercivo e é mais pronunciada.

Na **figura 4.12**, temos os momentos magnéticos para campo nulo (momento de remanência) e para campo de 2kOe, retirados dos ciclos de histerese magnética, graficados contra a temperatura. M_r se anula na temperatura de compensação entre 212K e 225K. O momento a 2kOe (do qual foi subtraído o sinal do substrato) tem o mínimo para temperatura maior que T_{comp}, que na literatura é chamado de pseudocompensação.

Agora podemos comparar ciclos de histerese magnética e magnetóptica na região da temperatura de compensação. Na **figura 4.13**, temos ciclos obtidos para temperaturas muitos próximas, T = 225K e T = 224K. Devemos lembrar que $\Delta R/R$ é proporcional à magnetização da sub-rede de Co e o momento da amostra, M, é proporcional à magnetização da liga, resultante das duas sub-redes.

Podemos notar que a transição ocorre nas duas curvas experimentais, para o mesmo valor de campo magnético. Mas depois da transição a magnetização do Co é praticamente constante, enquanto o momento magnético da liga vai aumentando suavemente mas não atinge a saturação até o campo máximo aplicado. Zvezdin, Saiko e Utochkin afirmam que quando a anisotropia local é forte, como o caso do Ho, a transição da fase colinear para fase não colinear ocorre via formação de uma estrutura estocástica de domínios magnéticos e depois ocorre uma contínua reorientação de spin [ZSU91].

O modelo destes autores considera o eixo fácil perpendicular à superfície do filme, mas no caso das nossas amostras o eixo fácil é paralelo à superfície do filme. Uma explicação possível para os ciclos observados é apresentada na **figura 4.14**, onde temos distribuições de spin para quatro valores diferentes do campo magnético aplicado (H); sendo dois para campos menores que o campo de transição (H_t) e dois para campos maiores que H_t. Para campo nulo, a configuração é a mesma da **figura 2.7**. Aplicando-se um campo fraco, favorecemos as direções dos spins do Ho que têm as menores

projeções no sentido contrário a H. Para $H=H_t$, ocorre a transição de reorientação de spin.

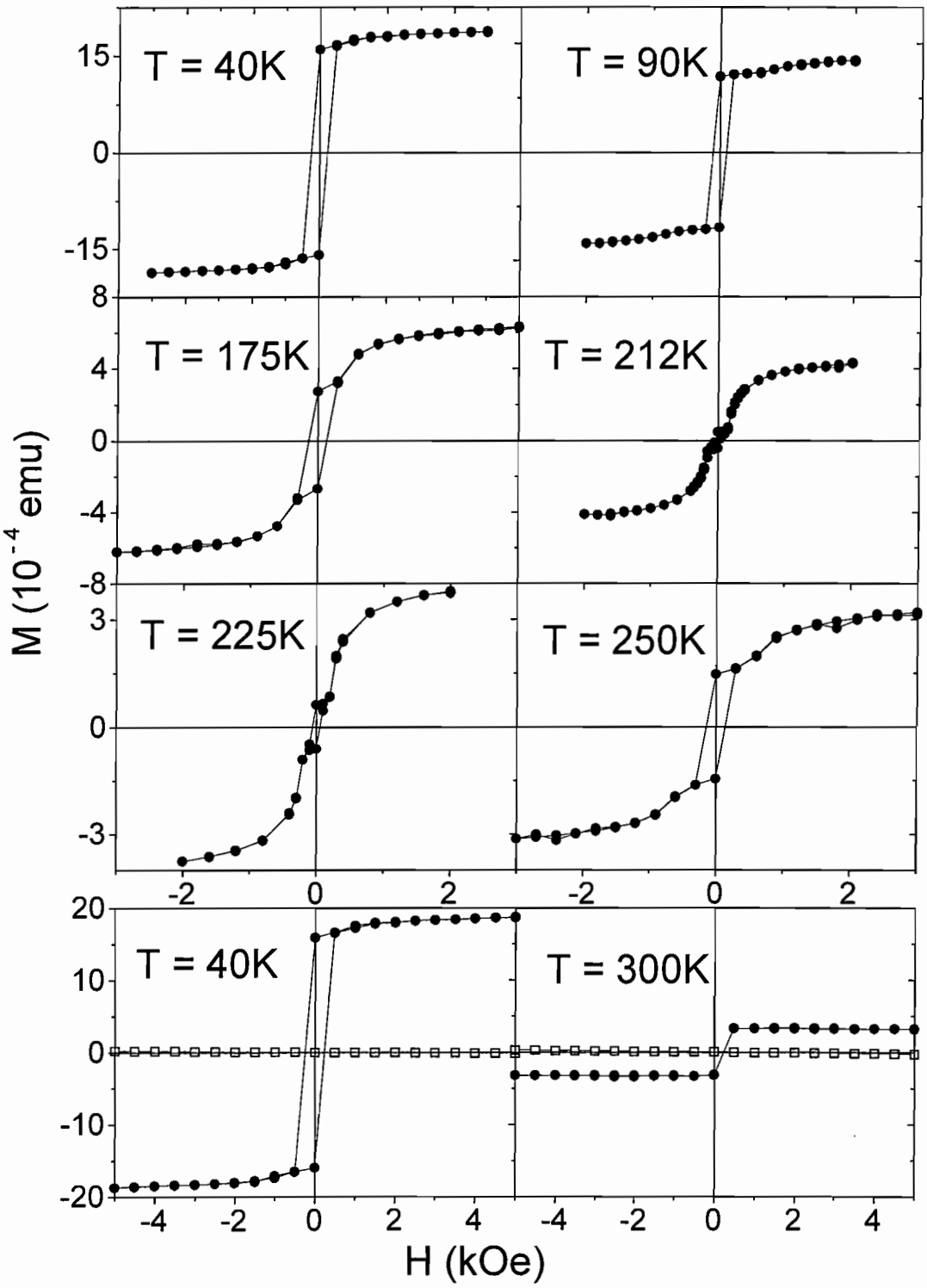

Figura 4.11. Ciclos de histerese magnética obtidos com SQUID para amostra de $Ho_{33}Co_{67}$. Os eixos coincidentes de ciclos diferentes têm a mesma escala. O momento magnético do substrato foi tomado para os extremos de temperatura e se mostrou paramagnético, também é apresentado na **figura 4.14**.

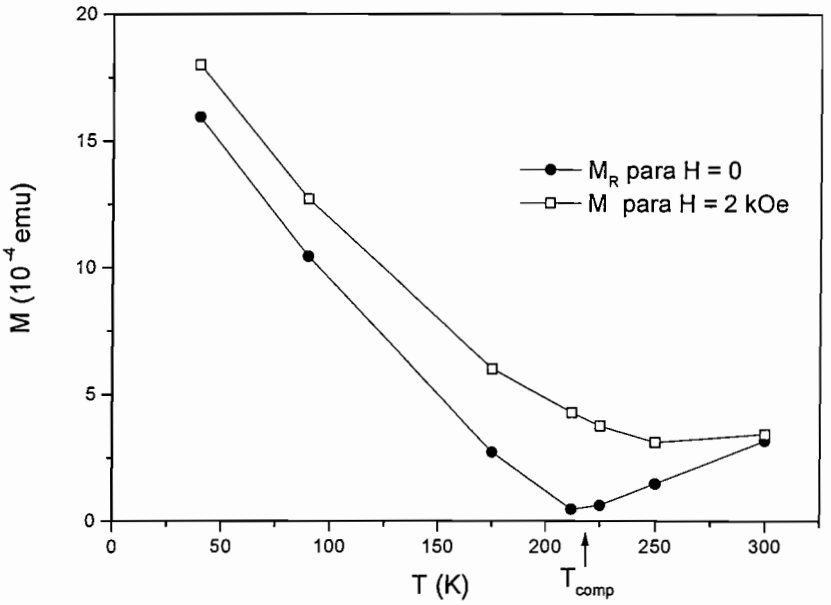

Figura 4.12. O momento magnético a campo nulo mostra que a temperatura de compensação está entre 212K e 225K. O momento para campo de 2kOe mostra que a pseudocompensação ocorre acima de T_{comp}.

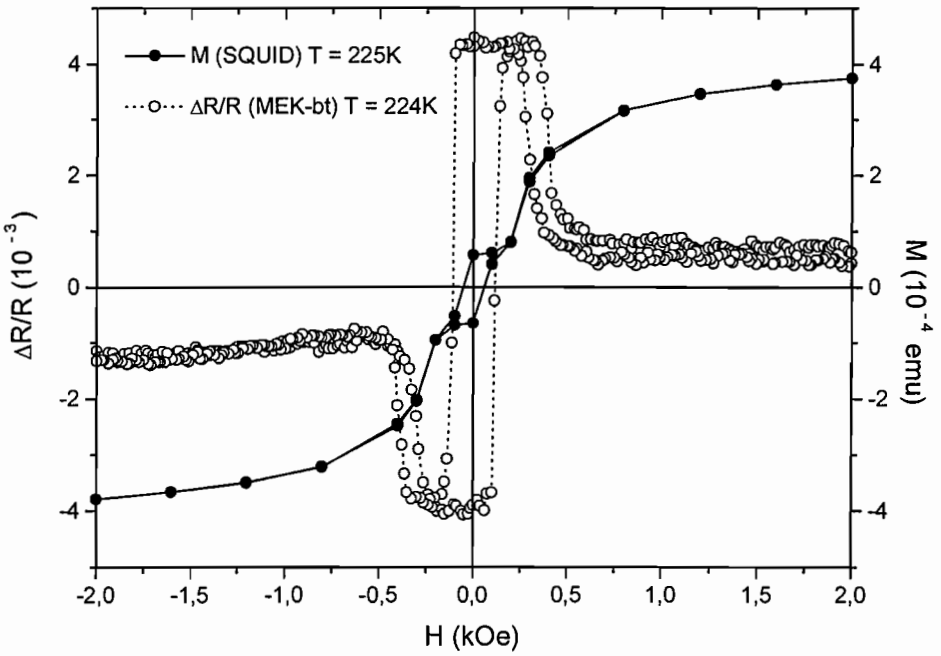

Figura 4.13. Ciclos de histerese magnética e magnetoóptica obtidos para a mesma amostra com o MEK-bt e o SQUID, para temperaturas próximas a T_{comp}.

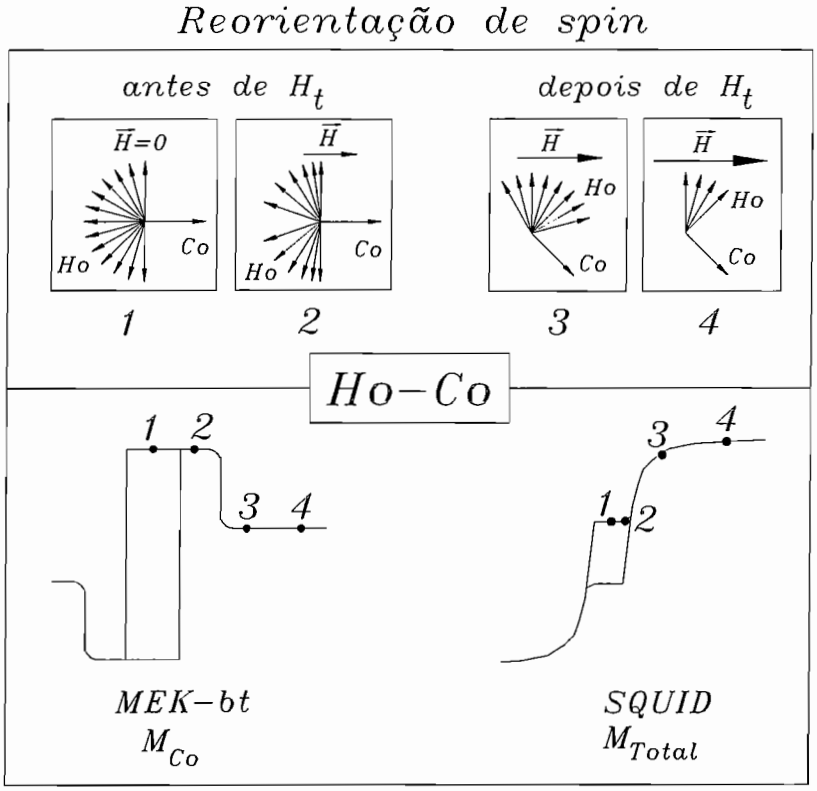

Figura 4.14. Reorientação de spin que pode explicar alguns aspectos dos ciclos magnetoópticos obtidos com o MEK-bt e magnéticos obtidos com o SQUID para amostra de $Ho_{33}Co_{67}$. Na parte de cima temos quatro distribuições de spin numeradas, que podem explicar os pontos correspondentes dos ciclos esquemáticos na parte inferior da figura.

Depois da reorientação, a magnetização do Co não é mais paralela à direção do campo aplicado, o que explica porque o módulo do sinal magnetoóptico é menor depois da transição. O aumento suave do momento magnético total é devido apenas ao fechamento do cone de distribuição das direções dos spins do Ho, pois a componente da magnetização do Co na direção de medida (direção de H) é constante até o valor máximo do campo magnético utilizado. Assim, a direção da magnetização do Co é constante, o que deve acontecer também para o Ho, mais o módulo da magnetização do Ho vai aumentando pelo fechamento do cone de sua distribuição de spin.

Temos na literatura modelos sobre o comportamento da aproximação da saturação. O modelo de Callen, Liu e Cullen de 1977 diz que a magnetização dos sistemas com anisotropia local aleatória se aproxima da saturação de modo proporcional à H^{-2} na região de altos campos [CLC77]. Em 1978, Fahnle e Kronmuller relataram que a magnetização deste tipo de sistema atinge a saturação de modo proporcional a $H^{-1/2}$, também para altos campos magnéticos [FaK78]. Chudnovsky e Serota foram os

primeiros a afirmar que M proporcional à $H^{1/2}$ ocorre apenas na região de campo intermediário [ChS83].

Este modelo fenomenológico diz que, para a região de campo intermediário, a magnetização (M) se aproxima da saturação como uma função do campo magnético aplicado (H) dada por [CSS86]:

$$\frac{M_s - M}{M_s} = \frac{\gamma}{\sqrt{H}} \tag{4.3}$$

onde M_s é a magnetização de saturação e γ é uma constante que depende da relação entre os campos devidos à interação de troca (responsável pelo ordenamento) e à anisotropia local (responsável pelo desordenamento).

Como a magnetização é proporcional ao momento magnético (M), também podemos escrever:

$$\frac{\mathrm{M}_s - \mathrm{M}}{\mathrm{M}_s} = \frac{\gamma}{\sqrt{H}} \Rightarrow \mathrm{M} = \mathrm{M}_s - \gamma \mathrm{M}_s (H)^{-1/2} \tag{4.4}$$

Para verificar se este modelo se aplica aos nossos dados experimentais, nós primeiro temos que subtrair o efeito do substrato. Para tanto, ajustamos aos dados do substrato, retas que passam pela origem (**figura 4.15**) e calculamos, por interpolação, o coeficiente linear da reta correspondente a 212K, para podermos subtrair esta reta dos dados da amostra tomados a 212K (**figura 4.16**).

Na **figura 4.16**, podemos ver que depois de subtraído o efeito do substrato, efetuamos o ajuste da função $\mathrm{M} = a - bH^{1/2}$. O valor baixo de χ^2 (0,01) indica que a função se ajusta bem aos dados experimentais. Como resultado deste ajuste temos a = 6,66±0,08 e b = 2,26±0,06; portanto, segundo o modelo de Chudnovsky, Saslow e Serota o momento magnético de saturação seria M_s = 6,66±0,08 . 10^{-4} emu. Mas o ajuste dentro deste modelo presume valores intermediários do campo magnético aplicado, portanto não podemos afirmar que o momento magnético atingirá a saturação neste valor.

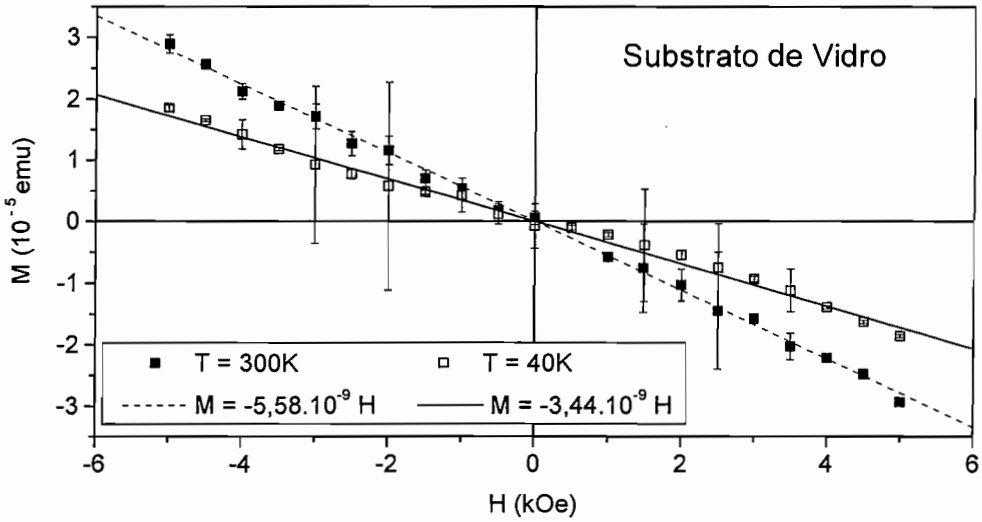

Figura 4.15. Momento magnético do substrato de vidro, que apresenta diamagnetismo, para os extremos de temperatura das medidas da amostra de $Ho_{33}Co_{67}$. Estas medidas foram tomadas para um substrato de vidro do mesmo tipo e tamanho ao usado para depositar a amostra.

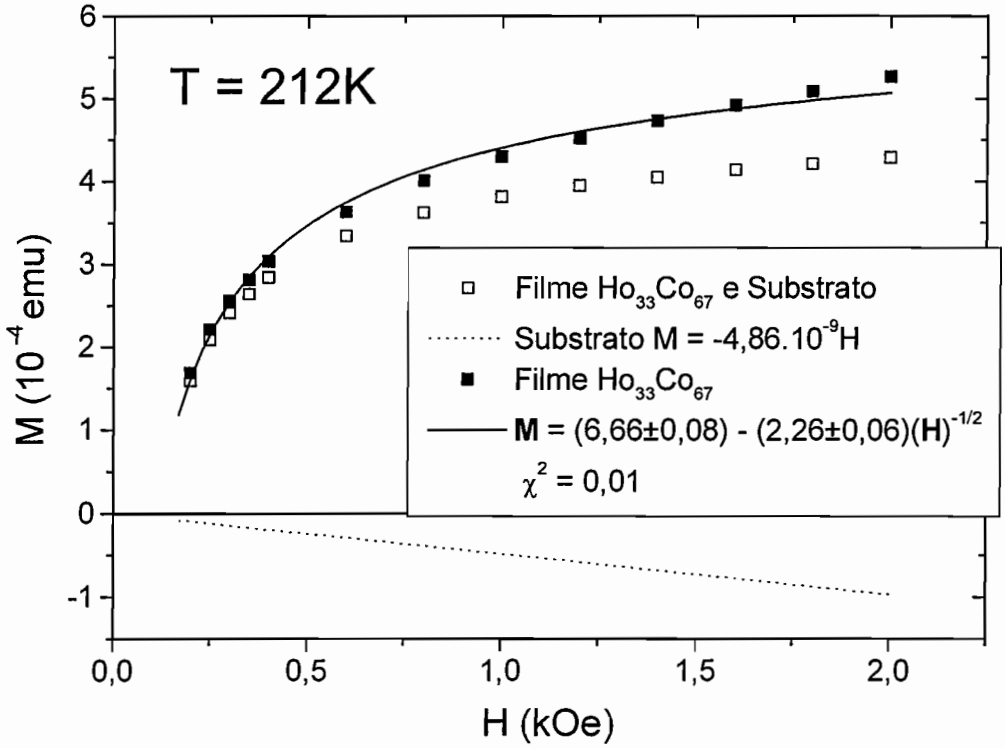

Figura 4.16. Ajuste de $M = a - bH^{1/2}$ feito com os dados do filme. O momento magnético do filme foi obtido pela subtração do efeito do substrato.

4.3.3. $Gd_{20}Co_{80}$

Novamente usamos o MEK-bt para caracterizar a amostra de $Gd_{20}Co_{80}$, cujos resultados estão na **figura 4.17**. Para T = 30K o ciclo de histerese é invertido, mas com apenas dois níveis, um de cada lado do ciclo. Para T = 50 e 75K, vemos um outro patamar em cada lado; no caso de T = 75K, obtivemos ciclos com dois possíveis níveis destes novos patamares, estes dois ciclos são estáveis. Este tipo de comportamento do sinal magnetoóptico, com valores maiores que o valor de saturação para uma faixa de temperatura, não é previsto e é difícil de explicar. Uma variação deste sinal poderia ocorrer devido a variações magnéticas, ou ópticas, ou ambas. Este comportamento pode indicar uma variação do momento magnético do Co, ou pode indicar uma mudança na constante magnetoóptica do Co, devido a alguma alteração eletrônica. Zvezdin afirma que as transições de primeira e segunda ordem, que ocorrem neste tipo de liga, são acompanhadas por um comportamento anômalo de muitas propriedades e características físicas, como por exemplo, susceptibilidade, propriedades térmicas, magnetostrição, magnetoóptica, entre outras [Zve95].

A 88K temos um sinal de remanência que é a metade do sinal de saturação. A partir de T = 100K temos ciclos de histerese semelhantes àqueles obtidos da amostra de $Ho_{33}Co_{67}$, mas com comportamento térmico diferente, pois para amostra de $Gd_{20}Co_{80}$ o ciclo normal é atingido pelo aumento no campo de transição, enquanto que para a amostra de $Ho_{33}Co_{67}$ o sinal de saturação foi subindo com o aumento da temperatura. Aqui nós definimos o campo de transição, H_t, como sendo o valor do campo aplicado onde o sinal magnetoóptico muda de sinal depois da coercividade.

O MEK-bt tem apresentado uma deformação de caráter par nos ciclos de histerese quando opera com o efeito Kerr transversal, mas os ciclos de histerese são de caráter impar, então nós eliminamos estas deformações fazendo uma média entre os dois lados dos ciclos de histerese magnetoóptica, como é mostrado na **figura 4.18**.

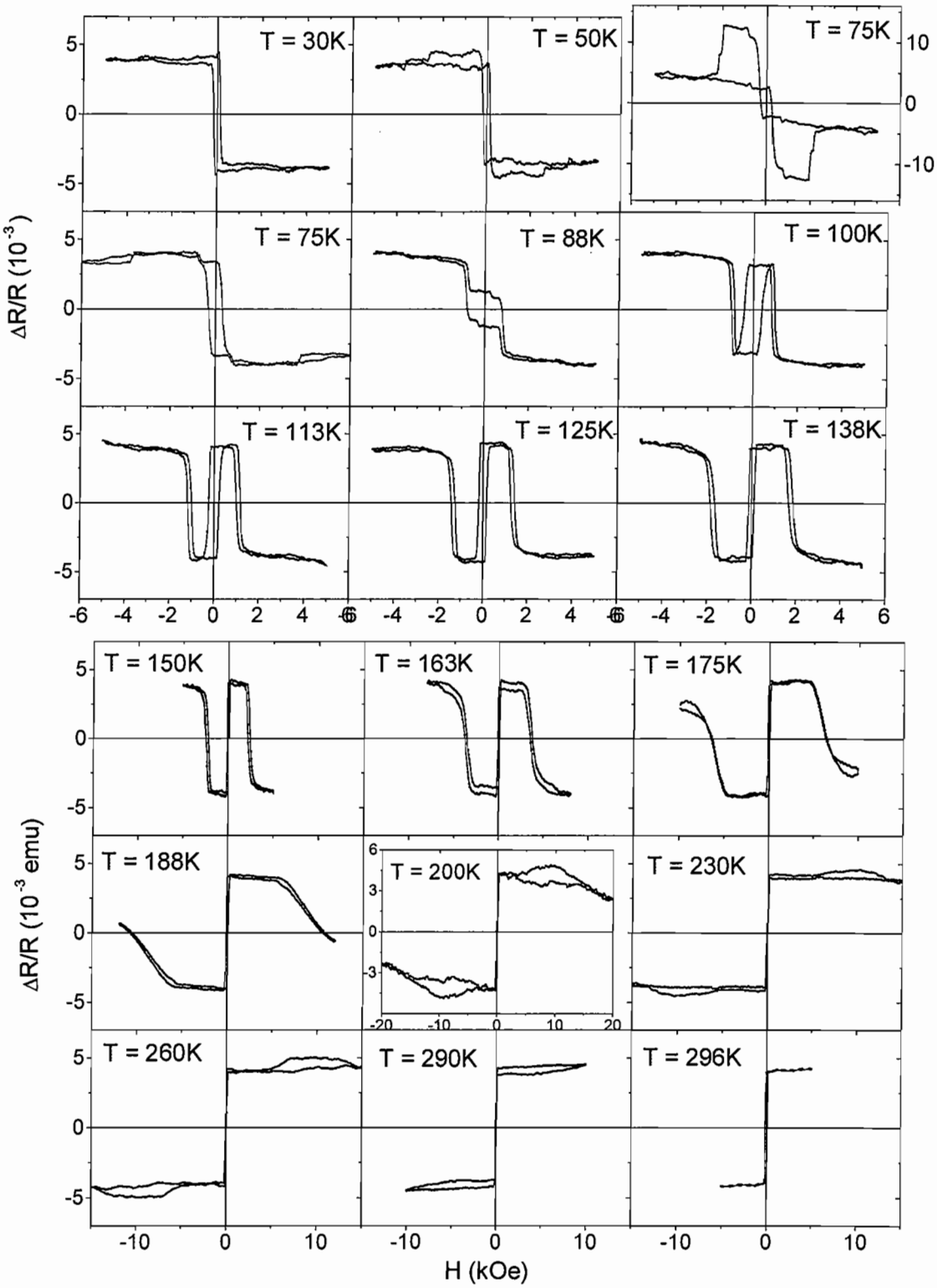

Figura 4.17. Ciclos de histerese magnetoóptica obtidos com o MEK-bt para a amostra de $Gd_{20}Co_{80}$. Apenas os eixos coincidentes têm as mesmas escalas. Dois tipos de ciclos foram obtidos para T = 75K, o do canto superior direito tem a escala vertical diferente, por causa dos picos observados depois do campo coercivo O ciclo a 200K tem escalas vertical e horizontal diferentes dos que o circundam.

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3537

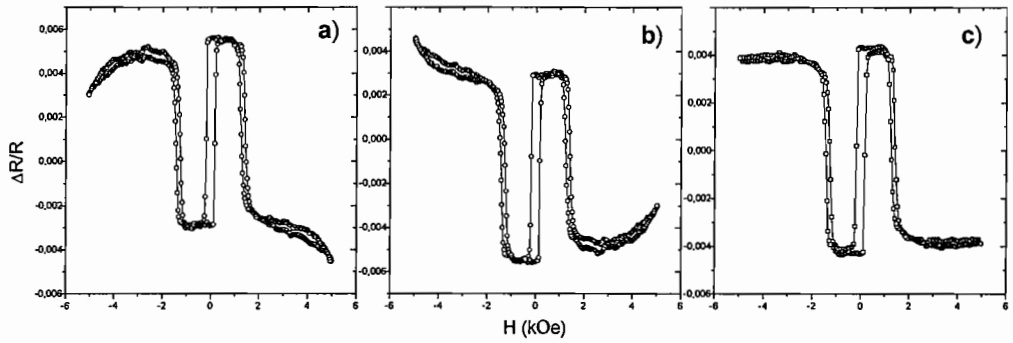

Figura 4.18. a) Ciclo de histerese obtido para T = 125K, **b)** ciclo onde o campo aplicado e o sinal magnetoóptico foram multiplicados por –1, **c)** ciclo de histerese obtido da média entre os ciclos **a)** e **b)**.

Na **figura 4.19**, temos o módulo do sinal magnetoóptico de remanência, o campo coercivo e o campo de transição contra a temperatura. O sinal magnetoóptico muda de sinal na temperatura de compensação e depois permanece quase constante como era esperado. Calculamos a temperatura de compensação por interpolação, entre 88K e 100K e chegamos a T_{comp} = 92K, que pode ser comparado com valores relatados na literatura para filmes depositados por evaporação: T_{comp} = 125K para liga de $Gd_{20}Co_{80}$ [HCM89] e T_{comp} = 80K para liga de $Gd_{17}Co_{83}$ [LeH74]. Para fazer esta comparação, levamos em conta a grande sensibilidade de T_{comp} em relação à composição da liga. Sabe-se que a variação de 1% na composição pode corresponder a uma diferença de poucas dezenas de graus em T_{comp}.

No gráfico menor da **figura 4.19**, temos o inverso do campo coercivo, que obedece a funções lineares na região da temperatura de compensação, como era esperado. No gráfico maior vemos que, a partir da compensação, o campo de transição aumenta exponencialmente. Este comportamento ainda não foi relatado na literatura.

Com o SQUID medimos os ciclos de histerese magnética para a mesma amostra de $Gd_{20}Co_{80}$ e para um substrato de silício. Os dados do substrato estão na **figura 4.20**, onde vemos que as curvas para 5K e 50K apresentam valores bem diferentes que as outras. Para subtrair a contribuição do substrato nós usamos uma curva média para T ≥ 100K e curvas interpoladas para T < 100K. Na **figura 4.21**, temos os ciclos de histerese depois da subtração do substrato.

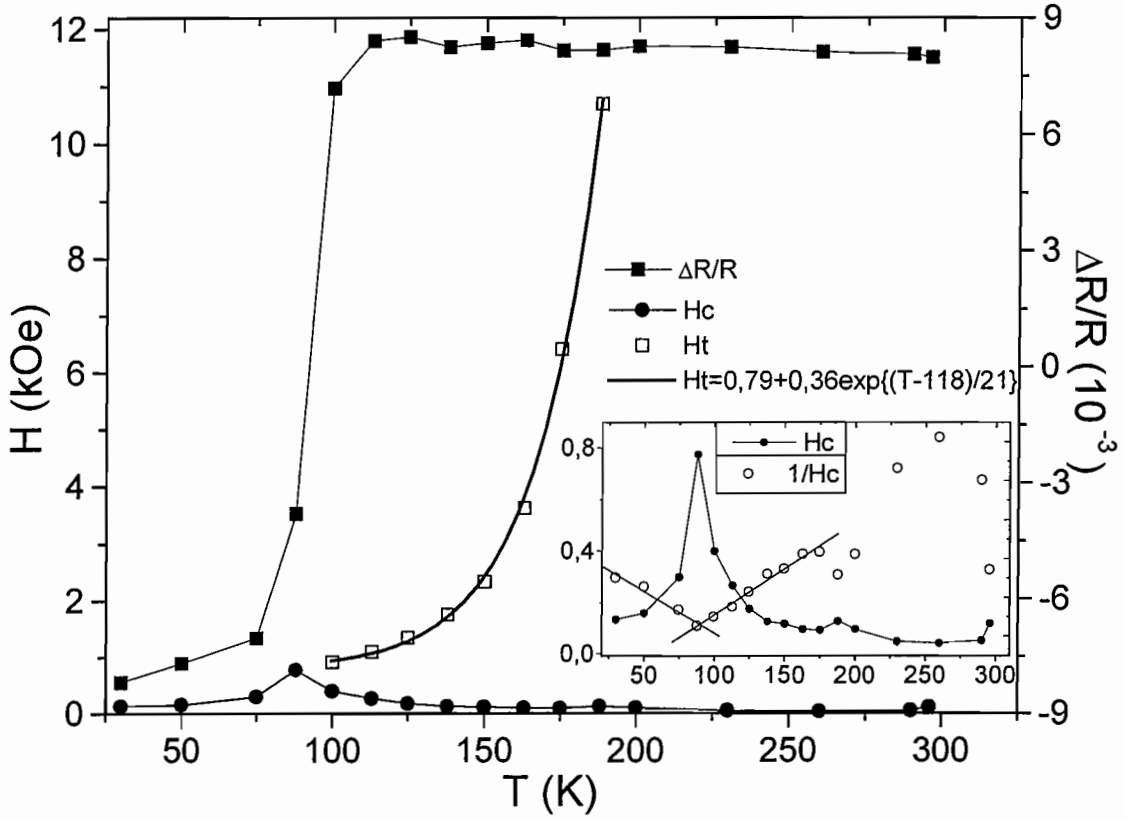

Figura 4.19. O comportamento térmico do sinal magnetoóptico de remanência ($H = 0$), do campo coercivo e do campo de transição, obtidos dos dados da **figura 4.17**. No gráfico pequeno, vemos o inverso do campo coercivo, que segue o comportamento linear na região da temperatura de compensação.

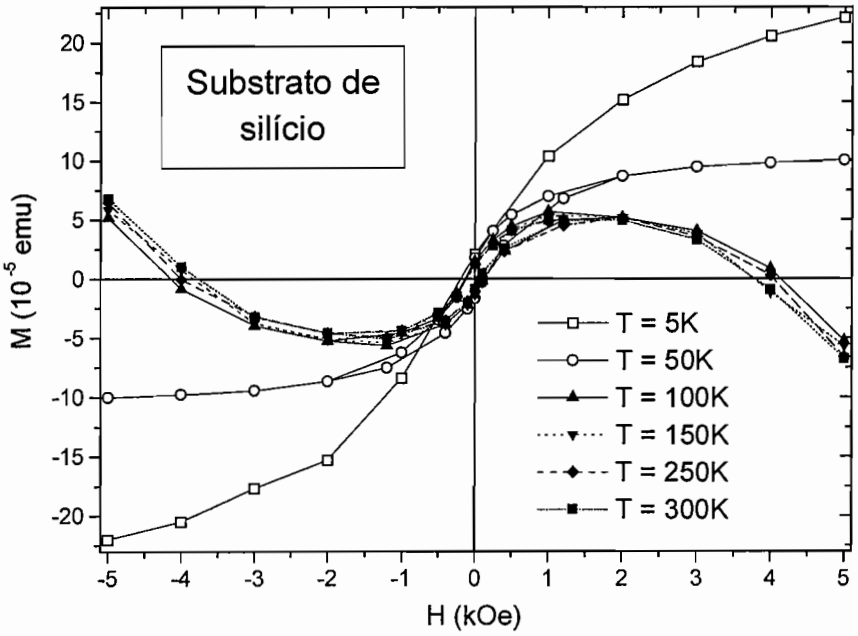

Figura 4.20. Momento magnético do substrato de silício de mesmo tipo e tamanho que o da amostra de $Gd_{20}Co_{80}$ medido com o SQUID. Temos uma pequena histerese para todas as curvas medidas.

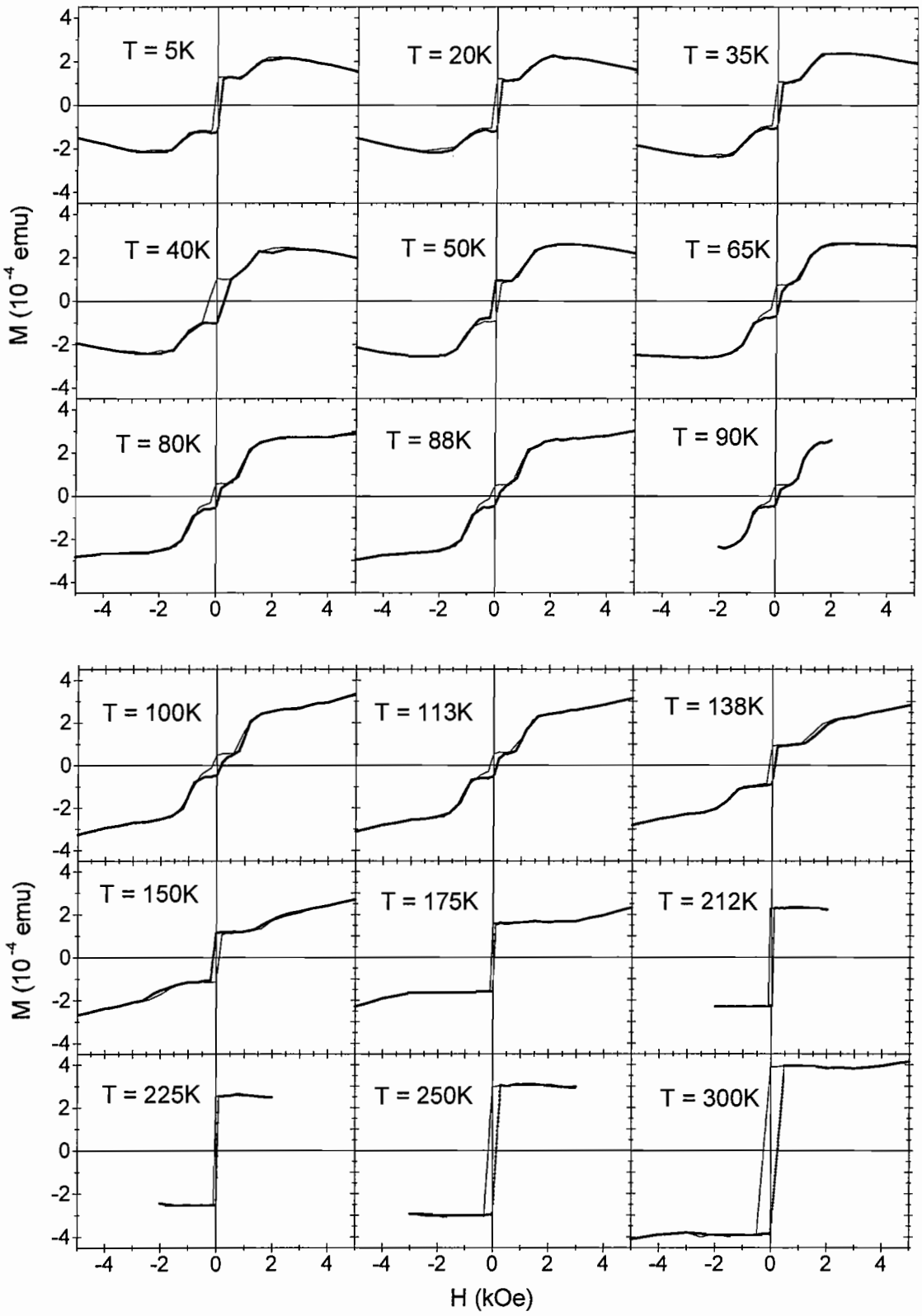

Figura 4.21. Ciclos de histerese magnética obtidos com o SQUID para amostra de $Gd_{20}Co_{80}$, já subtraído a contribuição do substrato de silício. O aparente aumento do campo coercivo em T = 40K não é real, o número de pontos experimentais na região do salto da coercividade para esta curva não é suficiente para boa definição de *Hc*.

Nas curvas de momento magnético, também vemos o efeito da transição de reorientação de spin, quando o momento volta a crescer, depois de aparentemente saturado. Aqui nós definimos o campo de transição, H_t, como o valor do campo aplicado, depois da coercividade, onde ocorre a mudança repentina no valor do momento total. Para esta amostra, o campo de transição aumenta com a temperatura, apenas depois da temperatura de compensação. Os ciclos de histerese magnética para temperaturas até 65K, mostram uma queda do momento com o aumento do campo magnético aplicado, o que não é energeticamente favorável, então isto pode mostrar que a subtração da contribuição do substrato não foi total, lembramos que para T < 100K, esta subtração foi feita com curvas interpoladas, o que pode não ter sido totalmente satisfatório.

Na **figura 4.22**, temos o comportamento térmico do momento de remanência, o momento a 2kOe e o campo de transição obtidos a partir da **figura 4.21**, onde vemos a compensação em 90K, a pseudocompensação em 175K e o aumento do campo de transição.

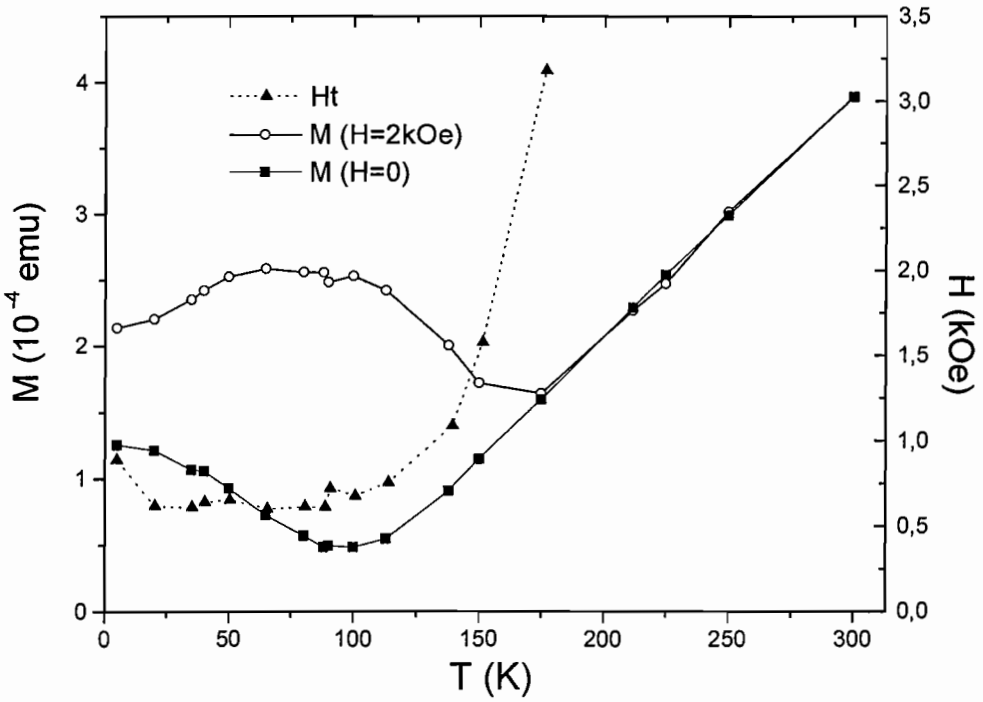

Figura 4.22. O campo de transição H_t, o momento de remanência e o momento a 2kOe contra a temperatura. Dados obtidos dos ciclos de histerese magnética.

Na **figura 4.23**, comparamos os valores de remanência e o campo de transição obtidos magnética e magnetoopticamente. A temperatura de compensação definida pelo comportamento do sinal magnetoóptico concorda com o ponto de mínimo

do momento magnético. O sinal magnetoóptico de remanência inverte de sinal na compensação, mas fora desta região de temperatura, ele é praticamente constante, o que mostra que a magnetização do Co é constante para uma grande faixa de temperatura. Então a grande variação do momento magnético da liga em relação à temperatura e a inversão do sentido da magnetização do Co na compensação mostram que a magnetização da terra rara decresce com o aumento da temperatura como nós já esperávamos [Tuf96] [Yon00].

Ainda na **figura 4.23**, o comportamento do campo de transição é o mesmo para as duas técnicas, mas podemos perceber uma diferença sistemática entre os dados. Esta diferença ocorre porque nós definimos H_t nas curvas magnetoópticas, como o campo no qual o sinal se anula e nas curvas magnéticas, como o campo no qual ocorre a mudança da derivada. Na **figura 4.24** podemos perceber que estas definições levam e uma diferença, mas o fenômeno de reorientação de spin ocorre nos mesmos valores de campo, para o sinal magnetoóptico e para o momento magnético.

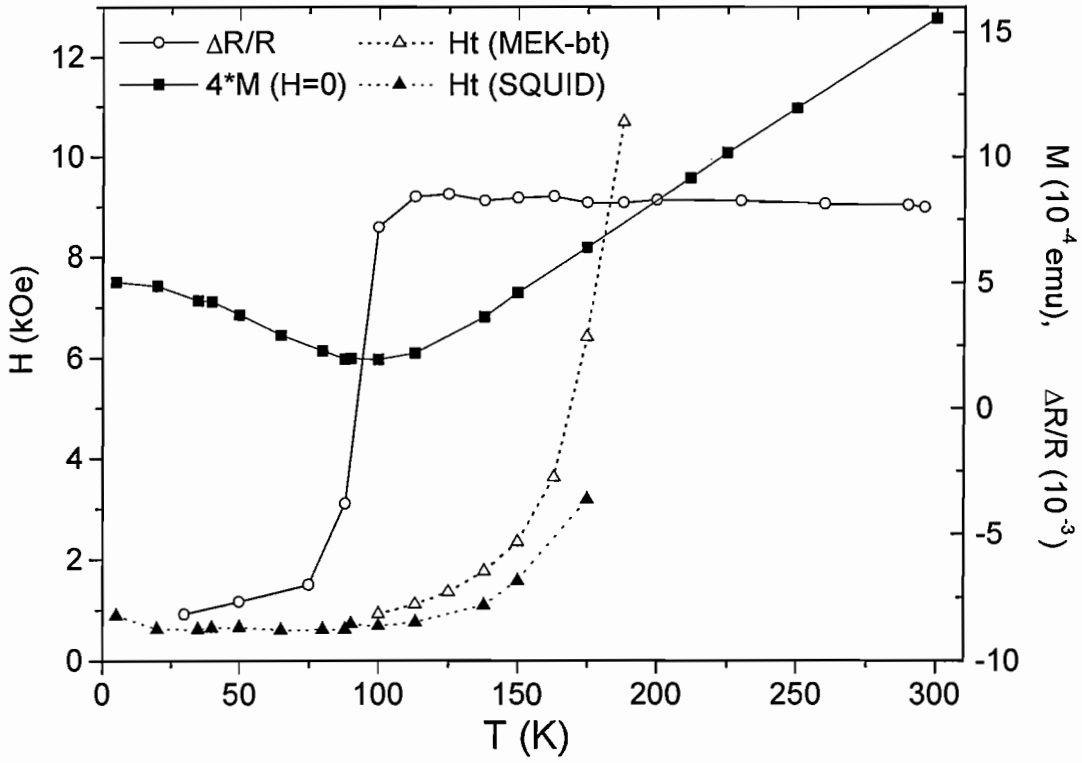

Figura 4.23. Comparação entre os comportamentos térmicos obtidos com o SQUID e com o MEK-bt, para os valores de remanência e do campo de transição.

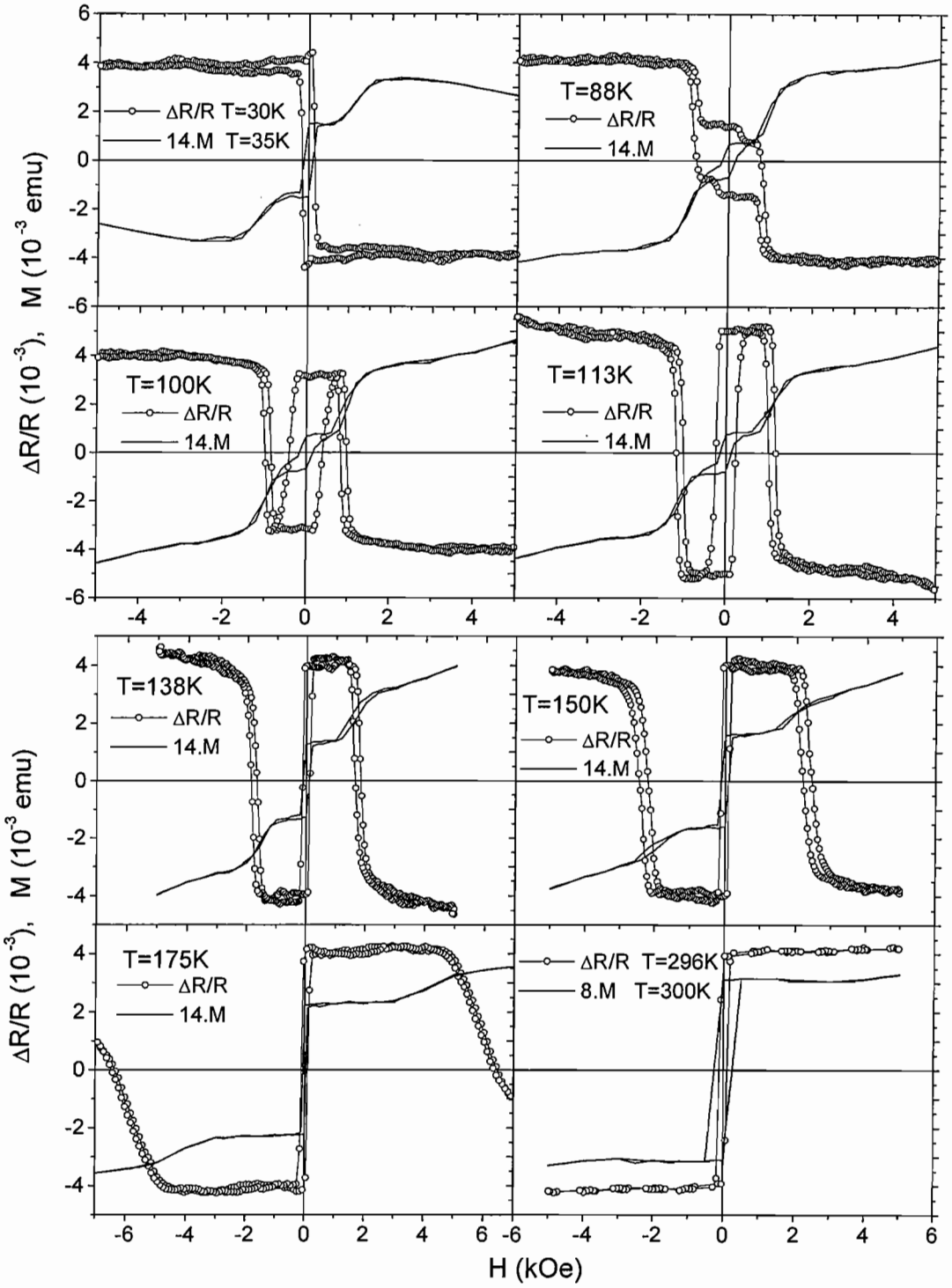

Figura 4.24. Comparação entre os ciclos de histerese magnética obtidos com o SQUID e os ciclos de histerese magnetoóptica obtidos com o MEK-bt para a amostra $Gd_{20}Co_{80}$. Usamos uma constante igual a 14 ou 8 para multiplicar o momento magnético, para podermos graficar os dois tipos de curva na mesma escala.

Para T = 30K a transição só é evidente no ciclo de histerese magnética. A curva magnetoóptica a 88 K apresenta um comportamento diferente porque o campo de transição e o campo coercivo são muito próximos, mas a curva magnética não é sensível

a este fato. Para T ≥ 100K, as curvas magnetoópticas saturam com valor semelhante ao valor de remanência, o que significa que o momento do Co está alinhado ao sentido contrário ao campo aplicado, mas o momento total continua aumentando com o aumento de *H*, o que significa que o momento magnético da sub-rede de Gd está aumentando, o que pode ocorrer se os momentos atômicos do Gd estiverem girando para se alinhar ao campo externo. A existência de estrutura de domínios depois da transição de reorientação de spin para ligas como baixa anisotropia local foi descartada por Zvezdin, Saiko e Utochkin [ZSU91], o que parece concordar com os comportamentos observados na **figura 4.24**.

Temos na **figura 4.25**, as distribuições de spin que podem explicar os ciclos de histerese observados. Para campo nulo, a distribuição de spin representa um cone, que não é uma semiesfera como o caso do Ho (**figura 4.14**), pois a anisotropia local do Gd é fraca. A aplicação de um campo magnético fraco favorece as direções de spins de Gd que têm pequenas componentes na direção de H. Para $H=H_t$, ocorre uma inversão dos sentidos das magnetizações do Gd e do Co. Depois da transição as duas sub-redes estão alinhadas à direção do campo e a saturação será atingida pelo fechamento do cone no qual se distribuem os momentos locais de Gd, cujo eixo está na direção do campo externo. Assim, a transição de reorientação de spin deve corresponder a uma inversão em relação ao sentido do campo magnético aplicado, que é diferente do que ocorre para amostra de $Ho_{33}Co_{67}$ (**figura 4.14**).

A diferença entre as possíveis estruturas de spin das ligas $Ho_{33}Co_{67}$ (**figura 4.14**) e $Gd_{20}Co_{80}$ (**figura 4.25**) deve se refletir no comportamento de M em função de *H*. Na **figura 4.26**, mostramos os dois melhores ajustes, para o comportamento de aproximação à saturação, feitos para os dados da amostra de $Gd_{20}Co_{80}$ tomados a 100K. Podemos perceber que a função de M proporcional a $H^{3/2}$ se ajusta melhor aos dados experimentais, o que é mais uma indicação de que realmente há uma diferença entre as estruturas de spin das ligas de $Gd_{20}Co_{80}$ e $Ho_{33}Co_{67}$.

Nós podemos utilizar as informações da **figura 4.24** para avaliar o momento atômico médio do Gd, na remanência e depois da transição (H = 3kOe). Sabemos que a temperatura de Curie do Co é alta e neste tipo de liga de TR-Co nós já fizemos simulações utilizando a teoria do campo médio [Tuf96][Yon00], assim podemos dizer que o módulo do momento magnético do Co é constante em relação à temperatura até 150K. Supomos que o momento do Co está alinhado à direção do

campo aplicado, antes (no mesmo sentido de *H*) e depois da transição (no sentido oposto de *H*) e que o momento médio do Gd está alinhado no sentido oposto ao do Co.

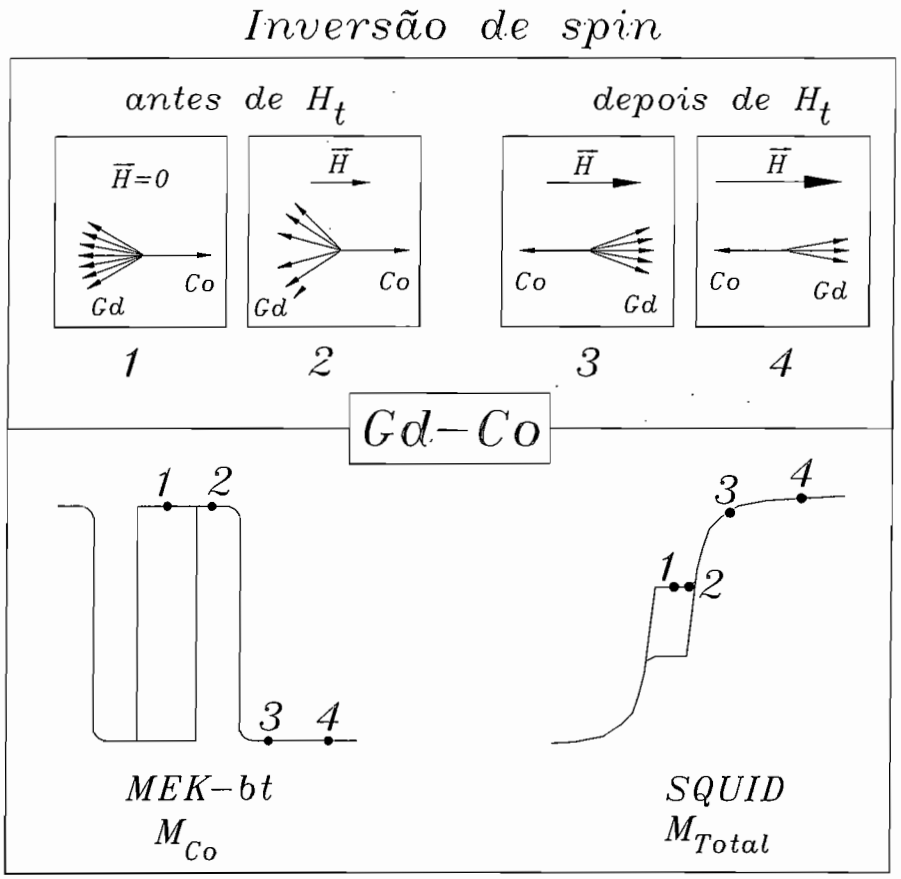

Figura 4.25. No caso da amostra de $Gd_{20}Co_{80}$, a transição corresponde a inversão dos sentidos das magnetizações das duas sub-redes. Na parte superior, temos as configurações de spin (1, 2, 3, 4), que podem explicar os pontos indicados nos ciclos esquemáticos da parte inferior da figura.

Para esta avaliação, devemos saber o momento do Co. Yonamine obteve para esta amostra, sua densidade de $6{,}10 \cdot 10^{22}$ átomos/cm^3, sua espessura de $1{,}10 \cdot 10^{-7}$ m e o momento atômico do Co: $\mu_{Co} = 1{,}47\ \mu_B$ [Yon00], sendo que $\mu_B = 9{,}27 \cdot 10^{-21}$ emu é o magneton de Bohr. Utilizando um paquímetro medimos as dimensões da amostra e obtivemos sua área de $2{,}45 \cdot 10^{-5}$ m^2. O momento do Co, M_{Co}, é o número de átomos de Co vezes μ_{Co} e o número de átomos de Co é a densidade vezes a fração atômica de Co (0,80) vezes o volume da amostra. O resultados destas multiplicações nos leva a $M_{Co} = 1{,}79 \cdot 10^{-3}$ emu. Dos ciclos de histerese magnética, tomamos os valores do momento total da liga, para campo nulo e campo de 3kOe e subtraímos destes valores M_{Co}, o que resulta nos momentos magnéticos da sub-rede de Gd. Estes valores estão entre $1{,}7 \cdot 10^{-3}$ emu e $2 \cdot 10^{-3}$ emu, que dividimos pela densidade, volume e fração atômica do Gd

(0,20), resultando nos momentos atômicos médios do Gd $<\mu_{Gd}>$ antes ($H = 0$) e depois ($H = 3$kOe) da transição de reorientação de spin.

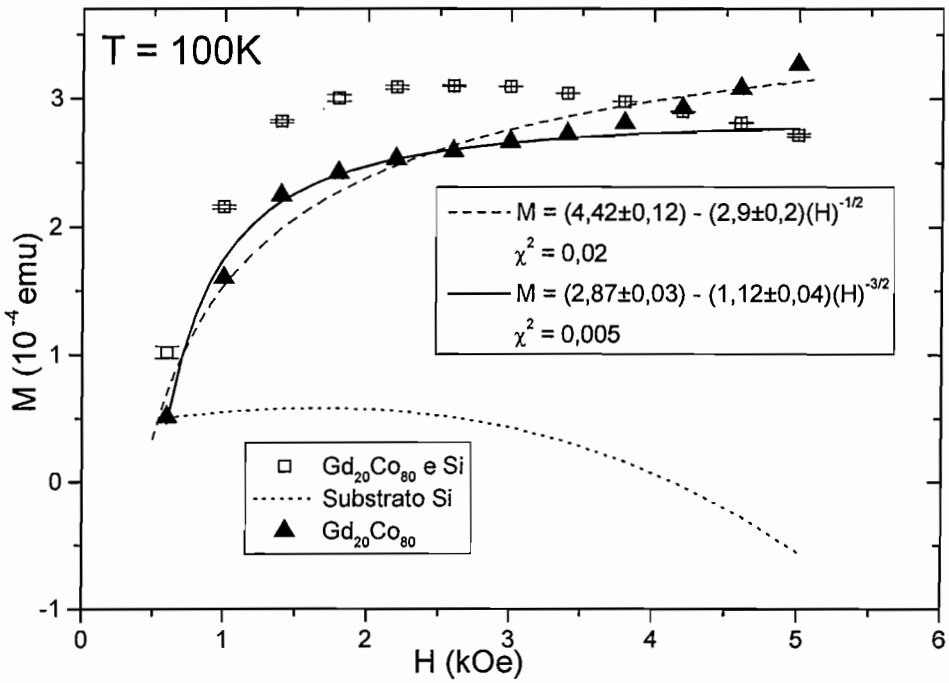

Figura 4.26. Resultados de dois ajustes feitos com os dados do filme, depois da subtração da contribuição do substrato, triângulos pretos. Aos dados do substrato ajustamos um polinômio de terceiro grau para fazer a subtração. Para o ajuste da função de $H^{1/2}$ usamos todos os dados apresentados, para o ajuste de $H^{3/2}$ não usamos os últimos cinco pontos.

Temos um gráfico destes resultados contra a temperatura na **figura 4.27**, onde vemos que o módulo do momento atômico médio do Gd, para $H = 0$, decresce com a temperatura, como já era esperado. Na temperatura de compensação a troca de sinal significa a inversão em relação à direção do campo aplicado. A diferença entre o momento atômico médio do Gd antes e depois da transição de reorientação de spin, significa que a distribuição das direções dos spins está mais fechada depois da transição, devido à ação do campo magnético aplicado. Mas o mais importante é que o momento atômico médio do Gd é no máximo 10% menor que o momento do íon livre de Gd^{3+} ($7\mu_B$), esta diferença de 10% deve ser tanto menor quanto mais próximo da saturação for o campo magnético considerado. Isto comprova a nossa hipótese de que neste caso ocorre uma inversão de spin, ou seja, antes e depois da transição a magnetização do Gd e a magnetização do Co estão na direção do campo magnético aplicado e a transição corresponde à inversão nos sentidos das magnetizações das sub-redes. O fato do momento atômico médio para campo nulo ser no mínimo 20% menor que $7\mu_B$ está

representado na distribuição de spin número 1 da **figura 4.25**, como um cone estreito quando comparado com o correspondente para o Ho-Co (**figura 4.14**), mas este tipo de representação é esquemática e serve apenas para ilustrar os efeitos observados.

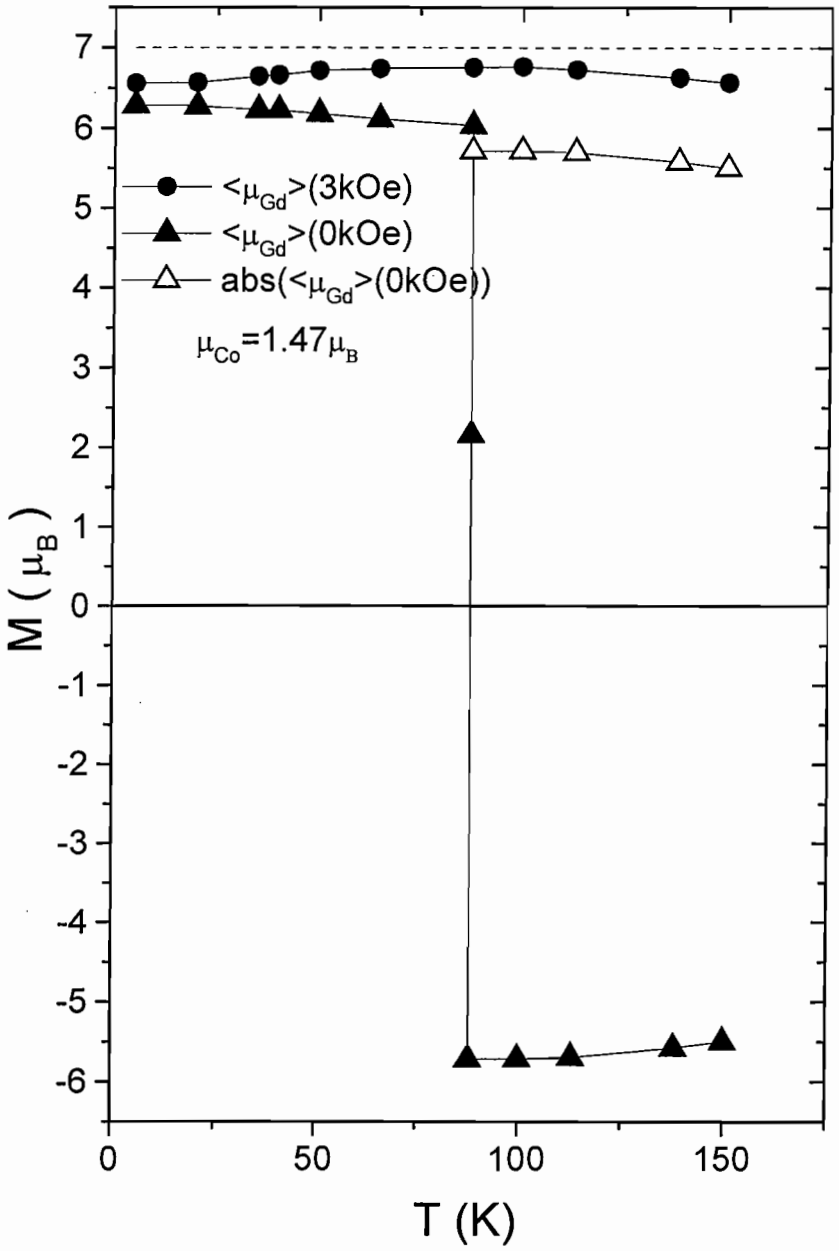

Figura 4.27. O momento atômico médio do Gd, antes e depois da transição de reorientação de spin. A linha tracejada indica o momento magnético do íon livre Gd^{3+}, que é igual a $7\mu_B$, pois o momento magnético atômico em unidade de μ_B é igual ao fator giromagnético, g, vezes o momento angular total, J = S + L. Este íon tem L = 0 e 7 elétrons desemparelhados na camada 4f, ou seja S = 7/2, assim S = J e g = 2.

A seguir fazemos um resumo das conclusões deste trabalho.

5. Conclusões

Em relação aos aparatos utilizados, nós fizemos modificações num magnetômetro a efeito Kerr que trabalhava com diodo laser vermelho à temperatura ambiente, de tal modo que este equipamento possa também operar com leds como fonte luminosa. Isto ampliou as possibilidades, pois trocando o led, mudamos o comprimento de onda utilizado. Nossas modificações também permitiram controlar a temperatura da amostra numa faixa próxima à temperatura ambiente, que permitiu a obtenção de ciclos de histerese magnetoóptica para luz azul e vermelha, na região da temperatura de compensação da amostra de $Ho_{36}Co_{64}$. Estes ciclos nos mostraram que mesmo durante as transições que ocorrem nesta região de temperatura, o comportamento do sinal magnetoóptico é o mesmo para os dois comprimentos de onda.

Interessados no comportamento magnetoóptico espectral e para podermos trabalhar com um laser de He-Cd, que emite dois comprimentos de onda, um azul e outro ultravioleta próximo, nós desenvolvemos um aparato (MEK-bλ) e um método de modulação de fase, próprios para medir o efeito Kerr transversal. Com o MEK-bλ e um método descrito na literatura, também medimos o efeito Kerr longitudinal, mas neste caso utilizamos um modulador fotoelástico comercial. Este método descrito na literatura é válido para qualquer ângulo de incidência, mas a defasagem máxima deve coincidir com o primeiro zero da função de Bessel de ordem zero. Por outro lado, o método que desenvolvemos é válido para ângulo de incidência até 45° e qualquer valor da defasagem máxima.

Aos dados de refletividade e variação relativa de refletividade para um filme de Co, nós ajustamos as funções teóricas, cujos parâmetros foram as constantes ópticas e magnetoópticas do Co. Os resultados encontrados foram $n = 2{,}72 \pm 0{,}02$, $k = 4{,}47 \pm 0{,}02$, que concordam com resultados da literatura, e $Q = (0{,}0302 \pm 0{,}0004) + (0{,}0216 \pm 0{,}0003)i$, que são da mesma ordem de grandeza e sinal de dados relatados anteriormente.

De um ponto de vista mais amplo, nós estudamos os vários aspectos do efeito Kerr transversal, ou seja, como ele varia com o comprimento de onda e com a temperatura, para ligas amorfas de TR-Co e como o efeito transversal varia em relação ao ângulo de incidência para um filme de Co.

Nossos resultados mostram que quando aumentamos a energia da luz incidente a partir do vermelho, a variação relativa de refletividade cresce até a região azul do espectro e diminui na região do ultravioleta. Este aumento entre os comprimentos de onda vermelho e o azul é oposto ao que vemos na literatura para o ângulo de rotação da polarização dos efeitos Kerr polar e longitudinal; já a queda no ultravioleta, também ocorre para estes efeitos. Também observamos que as possíveis transições de Ho e Dy não aparecem explicitamente nas medidas da variação relativa de refletividade. E concluímos que este sinal magnetoóptico é proporcional à magnetização do Co, nas ligas TR-Co, para região visível e ultravioleta próximo (entre 340 nm e 670 nm). Sendo que a constante de proporcionalidade depende dos elementos da liga e do comprimento de onda da luz utilizada.

Nós propusemos uma figura de mérito do efeito Kerr transversal para avaliar a qualidade magnetoóptica dos materiais. Mostramos que o seu comportamento em relação ao ângulo de incidência é semelhante ao da variação relativa de refletividade. E comparando com valores da figura de mérito do efeito longitudinal, comprovamos que a nossa proposta de figura de mérito é um bom parâmetro para avaliar a qualidade magnetoóptica dos materiais.

Utilizando os ciclos de histerese magnética e magnetoóptica, estudamos o comportamento térmico da variação relativa de refletividade e do momento magnético de ligas de Ho-Co e Gd-Co, onde observamos os efeitos da compensação, observamos que *Hc* cresce hiperbolicamente quando se aproxima da compensação e mostramos os efeitos da reorientação de spin. Também observamos que a magnetização do Co é constante para uma grande faixa de temperatura e a grande variação na magnetização da liga ocorre porque a magnetização da terra rara decresce com o aumento da temperatura.

As temperaturas de compensação (T_{comp}) de nossas amostras foram 318K para $Ho_{36}Co_{64}$, 220K para $Ho_{33}Co_{67}$ e 92K para $Gd_{20}Co_{80}$, que concordam com resultados relatados na literatura.

Dos ajustes de aproximação à saturação do momento magnético, M, das ligas em função do campo aplicado, *H*, para região de campos intermediários, concluímos que a função que melhor descreve esta dependência para o filme de $Ho_{33}Co_{67}$ é o momento magnético proporcional a $H^{1/2}$ e para o filme de $Gd_{20}Co_{80}$ é M proporcional a $H^{3/2}$.

Para as ligas amorfas de Ho-Co, nas quais o Ho possui anisotropia local forte, nós observamos efeitos que podem ser explicados como uma transição de fase de

reorientação de spin, onde o campo de transição não varia muito com a temperatura. No caso da liga de $Gd_{20}Co_{80}$, onde o Gd tem anisotropia local fraca, esta transição ocorre entre duas fases colineares de spin, ou seja, depois da transição, os momentos médios de cada sub-rede apontam da direção do campo aplicado. Neste caso, mostramos que o campo de transição cresce exponencialmente com o aumento da temperatura, a partir da temperatura de compensação. Uma melhor denominação para esta transição que ocorre na amostra de $Gd_{20}Co_{80}$ seria inversão de spin, no lugar de reorientação de spin.

Para finalizar, observamos que os tipos de ciclos de histerese magnética e magnetoóptica pouco comuns, que apresentamos aqui para amostras de Ho-Co e Gd-Co, ainda não são encontrados na literatura para filmes simples amorfos de ligas binárias de TR-MT. E ressaltamos a necessidade do desenvolvimento de um modelo teórico que considere o eixo fácil paralelo à superfície do filme para se calcular o diagrama de fase H x T, para as ligas amorfas de TR-Co. Os dados experimentais aqui apresentados devem ser suficientes para testar este modelo.

Temos como sugestão para trabalhos futuros:

1) O estudo da estrutura de domínios de filmes amorfos de TR-Co, onde TR deve ter forte anisotropia local, como por exemplo Ho, Dy e Tb. Para tanto deve se fazer amostras cuja composição tenha a compensação à temperatura ambiente.
2) O desenvolvimento de um modelo teórico, que leve em conta o eixo fácil no plano do filme, que talvez possa explicar a inversão de spin que observamos, no caso da liga de Gd-Co. Neste caso também seria interessante fazer caracterizações magnéticas e magnetoópticas de ligas sperimagnéticas com o campo magnético aplicado na direção perpendicular ao eixo fácil do filme.
3) Como mostramos que na região visível do espectro, o efeito Kerr transversal é proporcional à magnetização do metal de transição, seria interessante utilizar o dicroísmo circular magnético de raios-X (XMCD) para estudar o comportamento de cada sub-rede separadamente, pois esta técnica permite a obtenção dos momentos atômicos médios de cada elemento presente na liga.

6. Apêndices

Aqui apresentamos os detalhes dos cálculos feitos para a modulação de fase, o método que usamos para medir a defasagem máxima do modulador fotoelástico e os artigos que foram publicados durante o desenvolvimento deste trabalho.

6.1. Cálculos da modulação de fase

O feixe laser é uma onda plana transversal com perfil gaussiano, cuja direção de propagação é $\vec{u}$. O campo elétrico da onda incidente no sistema é:

$\vec{E_i} = E_i^p\vec{p} + E_i^s\vec{s}$, como esta luz é linearmente polarizada a 45° em relação a $\vec{p}$:

$\vec{E_i} = E_i\vec{p} + E_i\vec{s}$, onde $E_i = E_i^0 e^{-i(\omega_v t - ku)}$ e $\omega_v = 2\pi f_v$ ($f_v \sim 10^{14}$ Hz)

O campo elétrico da onda refletida pelo sistema: $\vec{E_r} = A.C.R.M.P.E_i =$

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}\frac{\sqrt[2]{2}}{2}\begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} r_p & 0 \\ 0 & r_s \end{bmatrix}\begin{bmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{bmatrix}\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_i \\ E_i \end{bmatrix} =$$

$$\frac{1}{2}\frac{\sqrt[2]{2}}{2}\frac{1}{2} = \frac{\sqrt{2}}{8}$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} r_p & 0 \\ 0 & r_s \end{bmatrix}\begin{bmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_i \\ E_i \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \left((1+i)r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + (1+i)r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i + \left((1+i)r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + (1+i)r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i \\ \left((1+i)r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + (1+i)r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i + \left((1+i)r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + (1+i)r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} 2(1+i)\left(r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i \\ 2(1+i)\left(r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i \end{bmatrix} = 2(1+i)\left(r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$E_r = \frac{\sqrt{2}}{4}(1+i)\left(r_p e^{\frac{1}{2}i\delta} + r_s e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$r_p = \rho_p e^{i\phi_p} \quad \text{e} \quad r_s = \rho_s e^{i\phi_s}$$

$$E_r = \frac{\sqrt{2}}{4}\left(1 + e^{i\pi\frac{1}{2}}\right)\left(\rho_p e^{i\phi_p} e^{\frac{1}{2}i\delta} + \rho_s e^{i\phi_s} e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} =$$

$$\frac{\sqrt{2}}{4}\left(\rho_p e^{i\phi_p} e^{\frac{1}{2}i\delta} + \rho_s e^{i\phi_s} e^{-\frac{1}{2}i\delta} + \rho_p e^{i\pi\frac{1}{2}} e^{i\phi_p} e^{\frac{1}{2}i\delta} + \rho_s e^{i\pi\frac{1}{2}} e^{i\phi_s} e^{-\frac{1}{2}i\delta}\right)E_i\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} =$$

$$E_r = \begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{4}\left(\rho_p e^{i\left(\phi_p + \frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s - \frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p + \frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s + \frac{\pi-\delta}{2}\right)}\right)E_i\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

A intensidade luminosa que chega no detetor é:

$$I_{refle} = a|E_r|^2$$

No Sistema Internacional: $a = \epsilon_0 c$ [FLS66].

No Sistema Gaussiano: $a = \frac{c}{4\pi}\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$ [BoW93] p24.

$I_{refle} = a\left(E_r\overline{E_r}\right) = a(E_r^p + E_r^s)\left(\overline{E_r^p} + \overline{E_r^s}\right)$ como E_r^p e E_r^s são ortogonais:

$I_{refle} = a\left(E_r^p\overline{E_r^p} + E_r^s\overline{E_r^s}\right)$ mas $E_r^p\overline{E_r^p} = E_r^s\overline{E_r^s}$ então $I_{refle} = 2aE_r^p\overline{E_r^p}$

$$I_{refle} = 2a\left(\frac{\sqrt{2}}{4}\right)^2 E_i\overline{E_i} *$$

$$\left(\rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\right) *$$

$$\left(\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{-i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{-i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\right)$$

$$I_{refle} = \frac{1}{4}aE_i\overline{E_i} * (\quad)(\quad) = \frac{1}{4}a|E_i|^2 * (\quad)(\quad) = \frac{1}{4}I_{inc} * (\quad)(\quad)$$

$$(\quad)(\quad) =$$

$$\left(\rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\right) *$$

$$\left(\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{-i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{-i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\right) =$$

$$\rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} +$$

$$+\rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)}$$

$$+\rho_s e^{i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} +$$

$$+\rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} + \rho_p e^{i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)} +$$

$$+\rho_s e^{i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s-\frac{\delta}{2}\right)} + \rho_s e^{i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\rho_p e^{-i\left(\phi_p+\frac{\pi+\delta}{2}\right)} +$$

$$+\rho_s e^{i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)}\rho_s e^{-i\left(\phi_s+\frac{\pi-\delta}{2}\right)} =$$

$$\rho_p^2 + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)} + \rho_p^2 e^{-i\frac{\pi}{2}} + \rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_p-\phi_s+\delta-\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)} + \rho_s^2 +$$

$$+\rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_s-\phi_p-\delta-\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_s^2 e^{-i\frac{\pi}{2}} + \rho_p^2 e^{i\frac{\pi}{2}} + \rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_p-\phi_s+\delta+\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_p^2 + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)} +$$

$$+\rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_s-\phi_p-\delta+\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_s^2 e^{i\frac{\pi}{2}} + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)} + \rho_s^2 =$$

$$2\rho_p^2 + 2\rho_s^2 + \rho_p^2\left(e^{-i\frac{\pi}{2}} + e^{i\frac{\pi}{2}}\right) + \rho_s^2\left(e^{i\frac{\pi}{2}} + e^{-i\frac{\pi}{2}}\right) + 2\rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)} + 2\rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)} +$$

$$+\rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_p-\phi_s+\delta-\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_p-\phi_s+\delta+\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_s-\phi_p-\delta+\frac{\pi}{2}\right)} + \rho_p\rho_s e^{i\left(\phi_s-\phi_p-\delta-\frac{\pi}{2}\right)} =$$

$$2\rho_p^2 + 2\rho_s^2 + 2\rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)} + 2\rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)} + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)}e^{-i\frac{\pi}{2}} +$$

$$+\rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)}e^{i\frac{\pi}{2}} + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)}e^{i\frac{\pi}{2}} + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)}e^{-i\frac{\pi}{2}} =$$

$$\left(\text{Obs.:}\quad \left(e^{-i\frac{\pi}{2}} + e^{i\frac{\pi}{2}}\right)(-i+i) = 0\right)$$

$$2\rho_p^2 + 2\rho_s^2 + 2\rho_p\rho_s\left(e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)} + e^{-i(\phi_s-\phi_p-\delta)}\right) + \rho_p\rho_s e^{i(\phi_p-\phi_s+\delta)}\left(e^{-i\frac{\pi}{2}} + e^{i\frac{\pi}{2}}\right) +$$

$+\rho_p\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)}\left(e^{i\frac{\pi}{2}}+e^{-i\frac{\pi}{2}}\right) =$

$(\quad)(\quad) = 2\rho_p^2+2\rho_s^2+2\rho_p\rho_s\left(e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)}+e^{-i(\phi_s-\phi_p-\delta)}\right)$

$I_{refle} = \frac{1}{2}I_{inc}\left(\rho_p^2+\rho_s^2+\rho_p\rho_s\left(e^{i(\phi_s-\phi_p-\delta)}+e^{-i(\phi_s-\phi_p-\delta)}\right)\right)$

$I_{refle} = \frac{1}{2}I_{inc}\{\rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s\cos(\phi_s-\phi_p-\delta)\}$

$I_{refle} = \frac{1}{2}I_{inc}\{\rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s\cos((\phi_p-\phi_s)+\delta)\}$

$\cos((\phi_p-\phi_s)+\delta) = \cos(\phi_p-\phi_s)\cos\delta-\sin(\phi_p-\phi_s)\sin\delta$

$I_{refle} = \frac{1}{2}I_{inc}\{\rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s[\cos(\phi_p-\phi_s)\cos\delta-\sin(\phi_p-\phi_s)\sin\delta]\}$

$I_{refle} = \frac{1}{2}I_{inc}\{\rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s\cos(\phi_p-\phi_s)\cos\delta-2\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)\sin\delta\}$

$R = \frac{I_{refle}}{I_{inc}}$

$\delta = \delta_0\sin\omega t \quad\Rightarrow\quad \cos\delta\approx J_0(\delta_0)+2J_2(\delta_0)\cos 2\omega t$ e $\sin\delta\approx 2J_1(\delta_0)\sin\omega t$

$\omega = 2\pi f \quad (f\sim 10^4\,\mathrm{Hz})$

$2R = \rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s\cos(\phi_p-\phi_s)[J_0(\delta_0)+2J_2(\delta_0)\cos 2\omega t]+$

$-2\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)2J_1(\delta_0)\sin\omega t$

$2R = \rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s J_0(\delta_0)\cos(\phi_p-\phi_s)+4\rho_p\rho_s J_2(\delta_0)\cos(\phi_p-\phi_s)\cos 2\omega t+$

$-4\rho_p\rho_s J_1(\delta_0)\sin(\phi_p-\phi_s)\sin\omega t$

$R = R(0)+R(\omega)+R(2\omega)$

$2R(0) = \rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s J_0(\delta_0)\cos(\phi_p-\phi_s)$ **(6.1)**

$R(\omega) = -2\rho_p\rho_s J_1(\delta_0)\sin(\phi_p-\phi_s)\sin\omega t$ **(6.2)**

$R(2\omega) = 2\rho_p\rho_s J_2(\delta_0)\cos(\phi_p-\phi_s)\cos 2\omega t$ **(6.3)**

$\frac{e^{id}+e^{-id}}{2} = \cos d \quad \frac{e^{id}-e^{-id}}{2i} = \sin d$

$\rho_p\rho_s\cos(\phi_p-\phi_s) = \frac{1}{2}\rho_p\rho_s\left(e^{i(\phi_p-\phi_s)}+e^{-i(\phi_p-\phi_s)}\right) =$

$\frac{1}{2}(\rho_p e^{i\phi_p}\rho_s e^{-i\phi_s}+\rho_p e^{-i\phi_p}\rho_s e^{i\phi_s})$

$2\rho_p\rho_s\cos(\phi_p-\phi_s) =$ (Separando as parcelas magnética(m) e não magnética(nm) de ρ_p)

$(\rho_p^{nm}e^{i\phi_p^{nm}}+\rho_p^{m}e^{i\phi_p^{m}})\rho_s e^{-i\phi_s}+(\rho_p^{nm}e^{-i\phi_p^{nm}}+\rho_p^{m}e^{-i\phi_p^{m}})\rho_s e^{i\phi_s} =$

$(\rho_p^{nm}e^{i\phi_p^{nm}}\rho_s e^{-i\phi_s}+\rho_p^{m}e^{i\phi_p^{m}}\rho_s e^{-i\phi_s})+(\rho_p^{nm}e^{-i\phi_p^{nm}}\rho_s e^{i\phi_s}+\rho_p^{m}e^{-i\phi_p^{m}}\rho_s e^{i\phi_s}) =$

$\rho_p^{nm}\rho_s e^{i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}+\rho_p^{m}\rho_s e^{i(\phi_p^{m}-\phi_s)}+\rho_p^{nm}\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p^{nm})}+\rho_p^{m}\rho_s e^{i(\phi_s-\phi_p^{m})} =$

$$\rho_p^{nm}\rho_s\left(e^{i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}+e^{i(\phi_s-\phi_p^{nm})}\right)+\rho_p^{m}\rho_s\left(e^{i(\phi_p^{m}-\phi_s)}+e^{i(\phi_s-\phi_p^{m})}\right)=$$

$$2\rho_p^{nm}\rho_s\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+2\rho_p^{m}\rho_s\cos(\phi_p^{m}-\phi_s)=$$

$$2\rho_p\rho_s\cos(\phi_p-\phi_s)=2\rho_s(\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m}-\phi_s))$$

$$\rho_p\rho_s\cos(\phi_p-\phi_s)=\rho_s(\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m}-\phi_s)) \quad \textbf{(6.4)}$$

$$\frac{e^{id}-e^{-id}}{2i}=\sin d$$

$$\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)=\frac{1}{2i}\rho_p\rho_s\left(e^{i(\phi_p-\phi_s)}-e^{-i(\phi_p-\phi_s)}\right)=$$

$$2i\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)=(\rho_p e^{i\phi_p}\rho_s e^{-i\phi_s}-\rho_p e^{-i\phi_p}\rho_s e^{i\phi_s})=$$

(Separando as parcelas magnética(m) e não magnética(nm) de ρ_p)

$$(\rho_p^{nm}e^{i\phi_p^{nm}}+\rho_p^{m}e^{i\phi_p^{m}})\rho_s e^{-i\phi_s}-(\rho_p^{nm}e^{-i\phi_p^{nm}}+\rho_p^{m}e^{-i\phi_p^{m}})\rho_s e^{i\phi_s}=$$

$$\rho_p^{nm}\rho_s e^{i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}-\rho_p^{nm}\rho_s e^{-i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}+\rho_p^{m}\rho_s e^{i(\phi_p^{m}-\phi_s)}-\rho_p^{m}\rho_s e^{-i(\phi_p^{m}-\phi_s)}=$$

$$\rho_p^{nm}\rho_s\left(e^{i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}-e^{-i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}\right)+\rho_p^{m}\rho_s\left(e^{i(\phi_p^{m}-\phi_s)}-e^{-i(\phi_p^{m}-\phi_s)}\right)=$$

$$2i\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)=\rho_p^{nm}\rho_s\left(e^{i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}-e^{-i(\phi_p^{nm}-\phi_s)}\right)+\rho_p^{m}\rho_s\left(e^{i(\phi_p^{m}-\phi_s)}-e^{-i(\phi_p^{m}-\phi_s)}\right)=$$

$$\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)=\rho_p^{nm}\rho_s\sin(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\rho_s\sin(\phi_p^{m}-\phi_s)$$

$$\rho_p\rho_s\sin(\phi_p-\phi_s)=\rho_s[\rho_p^{nm}\sin(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\sin(\phi_p^{m}-\phi_s)] \quad \textbf{(6.5)}$$

Substituindo **(6.4)** e **(6.5)** em **(6.1)**, **(6.2)** e **(6.3)**:

$$2R(0)=\rho_p^2+\rho_s^2+2\rho_p\rho_s J_0(\delta_0)\cos(\phi_p-\phi_s)$$

$$2R(0)=\rho_p^2+\rho_s^2+2J_0(\delta_0)\rho_s(\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m}-\phi_s))$$

$$R(\omega)=-2\rho_p\rho_s J_1(\delta_0)\sin(\phi_p-\phi_s)\sin\omega t$$

$$R(\omega)=-2J_1(\delta_0)\rho_s[\rho_p^{nm}\sin(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\sin(\phi_p^{m}-\phi_s)]\sin\omega t$$

$$R(2\omega)=2\rho_p\rho_s J_2(\delta_0)\cos(\phi_p-\phi_s)\cos 2\omega t$$

$$R(2\omega)=2J_2(\delta_0)\rho_s(\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m}-\phi_s))\cos 2\omega t$$

$$2R_0=\rho_p^2+\rho_s^2+2J_0(\delta_0)\rho_s[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m}-\phi_s)]$$

$$R_f=-2J_1(\delta_0)\rho_s[\rho_p^{nm}\sin(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\sin(\phi_p^{m}-\phi_s)]$$

$$\boxed{R_{2f}=2J_2(\delta_0)\rho_s[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m}-\phi_s)]} \quad \textbf{(6.6)}$$

Entre os dois estados saturados (↑↓) temos uma variação da fase da componente magnética:

$$\Delta\phi_p^m=\phi_p^{m\uparrow}-\phi_p^{m\downarrow}=\pi \qquad \Rightarrow \qquad \phi_p^{m\downarrow}=\phi_p^{m\uparrow}-\pi$$

Utilizando apenas o segundo harmônico, calculamos a variação entre os estados saturados com a equação **6.6**:

$$R_{2f}^{\uparrow} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)\right]$$

$$R_{2f}^{\downarrow} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right]$$

$$\Delta R_{2f} = R_{2f}^{\uparrow} - R_{2f}^{\downarrow} =$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)\right] -$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right] =$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left\{\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)-\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)-\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right\} =$$

$$\Delta R_{2f} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\left\{\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)-\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right\}$$

$$\Delta R_{2f} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\left\{\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)-\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\pi-\phi_s)\right\}$$

$$\Delta R_{2f} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\left\{\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)+\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)\right\}$$

$$\Delta R_{2f} = 2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\left\{2\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right\}$$

$$\Delta R_{2f} = 4J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)) \quad \textbf{(6.7)}$$

$$2\langle R_{2f}\rangle = R_{2f}^{\uparrow} + R_{2f}^{\downarrow} =$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)\right] +$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right] =$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\downarrow}-\phi_s)\right] =$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[2\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\pi-\phi_s)\right] =$$

$$2J_2(\delta_0)\rho_s\left[2\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)+\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)-\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)\right] =$$

$$2\langle R_{2f}\rangle = 4J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)$$

$$\langle R_{2f}\rangle = 2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s) \quad \textbf{(6.8)}$$

Usando as expressões (**6.7**) e (**6.8**):

$$\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f}\rangle} = \frac{4J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)}{2J_2(\delta_0)\rho_s\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)}$$

$$\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f}\rangle} = 2\frac{\rho_p^{m}\cos(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_s)}{\rho_p^{nm}\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s)}$$

Para ângulos de incidência até 45° temos $\phi_p^{nm} \simeq \phi_s$ e $\cos(\phi_p^{nm}-\phi_s) \simeq 1$ (**figura 2.6**), então:

$$\boxed{\frac{\Delta R_{2f}}{\langle R_{2f}\rangle} = 2\frac{\rho_p^{m}}{\rho_p^{nm}}\cos\left(\phi_p^{m\uparrow}-\phi_p^{nm}\right)} \quad \textbf{(6.9)}$$

6.2. Medida da defasagem máxima

A defasagem máxima, δ_0, do modulador fotoelástico depende da tensão mecânica aplicada ao bloco de quartzo e do comprimento de onda, λ. Portanto devemos conhecer δ_0 para cada λ utilizado.

Para medir a defasagem máxima, fazemos duas medidas de intensidade luminosa, que chamamos de I^+ e I^-. Nos dois casos utilizamos o laser, o polarizador a 45° em relação a p, o modulador, o analisador a 45° para medir I^+ (ou o analisador a –45° para medir I^-), o detetor e um multímetro no qual fazemos a leitura do sinal do detetor.

Nas duas medidas o campo elétrico da luz detectada é:

$$E_r = \mathbf{A.M.P.}E_i \tag{6.10}$$

Para medir I^+, polarizador e analisador alinhados a 45° em relação a p, temos:

$$E_f^+ = \frac{1}{4\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1 & 1\\ 1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}e^{i\delta/2} & 0\\ 0 & e^{-i\delta/2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 1\\ 1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\ 1\end{pmatrix}E_i = \frac{\cos(\delta/2)}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ 1\end{pmatrix}E_i \tag{6.11}$$

A intensidade correspondente é:

$$I^+ = I_i \cos^2(\delta/2) \tag{6.12}$$

Para medir I^- o polarizador continua em 45°, mas o analisador é girado até –45° (polarizadores cruzados):

$$E_f^- = \frac{1}{4\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1 & -1\\ -1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}e^{i\delta/2} & 0\\ 0 & e^{-i\delta/2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 1\\ 1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\ 1\end{pmatrix}E_i = \frac{i\,\mathrm{sen}(\delta/2)}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ -1\end{pmatrix}E_i \tag{6.13}$$

$$I^- = I_i \,\mathrm{sen}^2(\delta/2) \tag{6.14}$$

As expressões de I^+ e I^- podem ser rescritas como:

$$I^+ = \frac{I_i}{2}(1+\cos\delta) \tag{6.15}$$

$$I^- = \frac{I_i}{2}(1-\cos\delta) \tag{6.16}$$

A soma destas duas intensidades nos dá a intensidade inicial:

$$I^{+} + I^{-} = I_i \tag{6.17}$$

E a subtração nos dá: $$I^{+} - I^{-} = I_i \cos\delta \tag{6.18}$$

Agora, utilizamos o fato que $\delta = \delta_0 \operatorname{sen}\omega t$ e a expansão dada pela equação 2.78:

$$I^{+} - I^{-} = I_i \left\{ J_0(\delta_0) + 2J_2(\delta_0)\cos(2\omega t) + ... \right\} \tag{6.19}$$

Mas, como estamos utilizando um multímetro, medimos apenas a parcela constante, então:

$$I^{+} - I^{-} = I_i J_0(\delta_0) \tag{6.20}$$

Substituindo a equação 6.17 na 6.20, temos:

$$J_0(\delta_0) = \frac{I^{+} - I^{-}}{I^{+} + I^{-}} \tag{6.21}$$

Assim, medimos I^{+}, I^{-} e podemos encontrar δ_0, utilizando um programa numérico, ou uma tabela das funções de Bessel.

6.3. Publicações

6.3.1. T. Yonamine, A. P. B. Tufaile, Y. Souche, A. D. Santos "Temperature dependence of the macroscopic ferri-ferromagnetic transition in amorphous Y-Co/Gd-Co bilayers" J. Appl. Phys. 81 (1997) 5722-5724.

6.3.2. A. P. B. Tufaile, A. D. Santos, Y. Souche, V. Novosad "Blue/Green/Red LED based TMOKE" Mater. Sci. Forum 302-303 (1999) 115-119.

6.3.3. A. P. B. Tufaile e A. D. Santos "Low temperature magnetic characterization of sperimagnetic films by TMOKE" Mater. Sci. Forum 302-303 (1999) 120-124.

6.3.4. Y. Souche, A. P. B. Tufaile, C. E. Santi, V. Novosad, A. D. Santos "Figure of merit for transverse magneto-optical Kerr effect" aceito no J. Magn. Mag. Mat.

6.3.5. T. Yonamine, A. P. B. Tufaile, J. Vogel, A. D. Santos, F. C. Vicentin, H. Tolentino "Magnetic characterization and X-ray magnetic circular dichroism study of amorphous YCo_2" aceito no J. Magn. Mag. Mat.

6.3.6. A. P. B. Tufaile, Y. Souche, A. D. "Comparison between phase and amplitude modulated TMOKE" Proceedings of 16th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, 13-18 de agosto de 2000, Natal – RN, Brasil.

7. Referências

[ACC76] R. Arrese-Boggiano, J. Chappert, J. D. M. Coey, A. Liénard, J. P. Rebouillat "Mössbauer spectra of the amorphous alloys DyM_3 (M = Fe, Co, Ni)" J. Physique **37** (1976) C6-771.

[Arg55] P. N. Argyres "Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnetics" Phys. Rev. **97** (1955) 334.

[BoW93] M. Born e E. Wolf "Principles of Optics" Pergamon, Inglaterra (1993).

[BPB89] J. A. C. Bland, M. J. Padgett, R. J. Butcher, N. Bett "An intensity-stabilised He-Ne laser for measuring small magneto-optic Kerr rotations from thin ferromagnetic films" J. Phys. E: Sci. Instrum. **22** (1989) 308.

[BrW90] N. Braithwaite e G. Weaver "Electronic Material" Open University, Inglaterra (1990).

[CaP95] L. Callegaro e E. Puppin "Lasers and light-emitting diodes as sources for fixed-wavelength magneto-optical phase modulated ellipsometry" Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) 5375.

[CCG73] P. Chaudhari, J. J. Cuomo, R. J. Gambino "Amorphous metallic films for magneto-optic applications" Appl. Phys. Lett. **22** (1973) 337.

[CCR76] J. D. M. Coey, J. Chappert, J. P. Rebouillat, T. S. Wang "Magnetic structure of an amorphous rare-earth / transition-metal alloy" Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1061.

[CGR88] W. T. Carnall, G. L. Goodman, K. Rajnak, R. S. Rana "A systematic analysis of the spectra of the lanthanides doped into single crystal LaF_3" Argonne National Lab. Report ANL-88-8 (1988).

[Cha82] J. Chappert "Magnetism of amorphous metallic alloys" Em: M. Cyrot (Ed.) "Magnetism of metals and alloys" North-Holland, Amsterdã (1982).

[Chi64] S. Chikazumi "Physics of Magnetism" John Wiley & Sons, Nova Iorque (1964).

[ChS83] E. M. Chudnovsky e R. A. Serota "Phenomenological theory of amorphous magnets with small random anisotropy" J. Phys. C: Solid State Phys. **16** (1983) 4181.

[CLC77] E. Callen, Y. J. Liu, J. R. Cullen "Initial magnetization, remanence, and coercivity of the random anisotropy amorphous ferromagnet" Phys. Rev. B **16** (1977) 263.

[ClG71] D. Clarke e J. F. Grainger "Polarized light and optical measurement" Pergamon, Nova Iorque (1971).

[CMN78] W. K. Chu, J. W. Mayer, M. A. Nicolet "Backscattering Spectrometry" Academic Press, Nova Iorque (1978).

[Coe78] J. D. M. Coey "Amorphous magnetic order" J. Appl. Phys. **49** (1978) 1646.

[Col93] E. Collett "Polarized light, fundamentals and applications" Marcel Dekker, EUA (1993).

[CoR73] J. D. M. Coey e P.W. Readman "New spin structure in an Amorphous Ferric Gel" Nature **246** (1973) 476.

[CSS86] E. M. Chudnovsky, W. M. Saslow, R. A. Serota "Ordering in ferromagnets with random anisotropy" Phys. Rev. B **33** (1986) 251.

[CTK87] Y. J. Choe, S. Tsunashima, T. Katayama, S. Uchiyama "Magneto-optic Kerr spectra of amorphous RE-Co thin films" J. Magn. Soc. Jpn **11-S1** (1987) 273.

[Cug91] O. Cugat "Realisation d'un magnetometre a effet Kerr – Proprietes magneto-optiques de couches minces d'alliages amorphes terres rares-metaux de transition" Tese, Universidade Joseph Fourier, Grenoble, Fr (1991).

[Doo85] L. R. Doolittle "Algorithms for the rapid simulation of Rutherford backscattering spectra" Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **B9** (1985) 344.

[Dun98] J. H. Dunn "Very thin magnets: X-rays, lasers and spectroscopy" Tese, Universidade de Uppsala, Suécia (1998).

[EFB88] C. Elsasser, M. Fahnle, E. H. Brandt, M. C. Bohm "Theory of local magnetic anisotropy in amorphous alloys" J. Phys. F – Met. Phys. **18** (1988) 2463.

[FaK78] M. Fähnle e H Kronmüller "The influence of specially random magnetostatic, magnetocrystalline, magnetostrictive and exchange fluctuations on the law of approach to ferromagnetic saturation of amorphous ferromagnets" J. Mag. Magn. Mat. 8 (1978) 149.

[Fal93] L. M. Falicov "Optical properties of magnetic surfaces, interfaces, thin films, overlayers and superlattices" Brazilian J. Phys. **23** (1993) 153.

[FeR69] P. E. Ferguson e R. J. Romagnoli "Transverse Kerr magneto-optic effect and optical properties of transition – rare earth alloys" J. Appl. Phys. **40** (1969) 1236.

[FlD90] J. M. Florczak e E. Dan Dahlberg "Detecting two magnetization components by the magneto-optical Kerr effect" J. Appl. Phys. **67** (1990) 7520.

[FLS66] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands "The Feynman Lectures on Physics" vol. 2, Addison-Wesley, EUA (1966) 27-5.

[Fre68] M. J. Freiser "A Survey of Magneto-Optics Effects" IEEE Trans. Mag. **MAG-4** (1968) 158.

[Gal76] J. C. Gallop "SQUIDs, the Josephson Effects and Superconducting Electronics" Holt, Rinehart and Winston, Nova Iorque, (1976).

[Gan] E. A. Ganshina, Universidade Estadual de Moscou, comunicação particular.

[GSP98] H. Le Gall, R. Sbiaa, S. Pogossian "Present and future of magnetooptical recording materials and technology" J. of Alloys and Compounds **275-277** (1998) 677.

[HCM89] P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, K. Witter "Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co" J. Appl. Phys. **66** (1989) 756.

[Hec87] E. Hecht "Optics" Addison-Wesley, EUA (1987).

[HeS96] K. R. Heim e M. R. Scheinfein "An alternative approach for magneto-optic calculations involving layered media" J. Mag. Magn. Mat **154** (1996) 141.

[HKC91] P. Hansen, S. Klahn, C. Clausen, G. Much, K. Witter "Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Dy, Ho, Fe, Co" J. Appl. Phys. **69-5** (1991) 3194.

[HoY88] S. Honda e M. Yoshiyama "Magneto-optical Kerr rotation and sublattice magnetic moments in RE-Co sputtered films" Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) 1687.

[HPZ73] R. Harris, M. Plischke, M. J. Zuchermann "New model for amorphous magnetism" Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 160.

[HRM94] P. Hansen, D. Raasch, D. Mergel "Magnetic and magneto-optical properties of amorphous rare-earth / transition-metal alloys containing Pr, Nd, Fe, Co" J. Appl. Phys., **75** (1994) 5267.

[Hua94] S. Huard "Polarisation de la lumière" Masson, Paris (1994).

[Hun67] R. P. Hunt "Magneto-optic scattering from thin solid films" J. Appl. Phys. **38** (1967) 1652.

[ImM75] Y. Imry e S-K. Ma "Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry" Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1399.

[JaS69] S. N. Jasperson e S. E. Schnatterly "An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique" Rev. Sci. Instrum. **40** (1969) 761.

[JeM91] J. Jensen e A. R. Mackintosh "Rare earth magnetism, structures and excitations" Clarendon, Oxford (1991).

[JoC74] P. B. Johnson e R. W. Christy "Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd" Phys. Rev. B **9** (1974) 5056.

[KaH81] T. Katayama e K. Hasegawa "Magnetic Kerr rotation spectra in amorphous R-TM and TM-MD films" Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals (1981) 615.

[KAK93] W. S. Kim, M. Aderholz, W. Kleemann "Calibration of polar Kerr rotation and ellipticity measurements" Meas. Sci. Technol. **4** (1993) 1275.

[Kan95] M. Kaneko, "Magnetic Multilayer Films for High-Density Magneto-Optical Recording" J. Mag. Magn. Mat **148** (1995) 351.

[KDK84] J.-P. Krumme, V. Doormann, C.-P. Klages "Measurement of the magnetooptic properties of bismuth-substituted iron garnet films using piezobirefringent modulation" Appl. Opt. **23** (1984) 1184.

[KPT96] P. Karri, A. Puri, J. Tang "Large room temperature magneto-optical Kerr effect in magnetic materials" IEEE Trans. Mag. **32** (1996) 4099.

[KrA68] G. S. Krinchik e V. A. Artem'ev "Magneto-optical properties of Ni, Co, and Fe in the ultraviolet visible, and infrared parts of the spectrum" Soviet Phys. JETP **26** (1968) 1080.

[LCT87] M. Lu, Y. J. Choe, S Tsunashima, S. Uchiyama "Magnetic anisotropy and magneto-optic Kerr spectra of amorphous Ho-Co thin films" Japan. J. Appl. Phys. **26** (1987) 1073.

[LeH74] K. Lee e N. Heiman "Magnetism in rare earth – transition metal amorphous alloy films" AIP Conf. Proc. **18** (1974) 108.

[Liv98] J. D. Livingston "100 years of magnetic memories" Scientific American nov. (1998) 80.

[LWA00] M. K. Loze, C. D. Wright, R. Atkinson, W. W. Clegg "The thermal performance of the MAMMOS disk structure" J. Mag. Magn. Mat. **222** (2000) 379.

[Man95] M. Mansuripur "Principles of Optical Disk Data Storage" Em: M. Bass (Ed.) "Handbook of Optics" vol. I, Mc Graw-Hill, EUA (1995).

[Mar67] D. H. Martin "Magnetism in Solids" Iliffe Books, Londres (1967).

[MND65] D. H. Martin, K. F. Neal, T. J. Dean "The optical and magneto-optical behavior of ferromagnetic metals" Proc. Phys. Soc. **86** (1965) 605.

[MPT65] G. Metzger, P. Pluvinage, R. Torguet "Termes linéaires et quadratiques dans l'effect magnéto-optique de Kerr" Ann. Phys. **10** (1965) 5.

[MSS75] S. Matsushita, K. Sunago, Y. Sakurai "Thermomagnetic writing in Ho-Co films" Japan. J. Appl. Phys. **14** (1975) 1851.

[NeM85] P. Q. J. Nederpel e J. W. D. Martens "Magneto-optical ellipsometer" Rev. Sci. Instrum. **56** (1985) 687.

[Nov98] M. A. Novak "Introdução ao Magnetismo" I Escola Brasileira de Magnetismo, Universidade de São Paulo (1998).

[Ohr92] M. Ohring "The Materials Science of Thin Films" Academic Press, San Diego, (1992).

[OLF90] M. J. O'Shea, K. M. Lee, A. Fert "The magnetic state and its macroscopic anisotropy in amorphous rare-earth alloys" J. Appl. Phys. **67** (1990) 5769.

[Par86] P. Paroli "An Introduction to Magneto-Optics" Em: V. Tognetti e F. Borsa "Magnetic Properties of Matter" World Scientific, Turim, Itália (1986) 335.

[Per67] P. S. Pershan "Magneto-optical effects" J. Appl. Phys. **38** (1967) 1482.

[Rob63] C. C. Robinson "Longitudinal Kerr magneto-optic effect in thin films of iron, nickel, and permalloy" J. Opt. Soc. Am. **53** (1963) 681.

[San00] C. E. Santi "Caracterização magnética e magnetoóptica de filmes finos amorfos de terra rara-Fe-Co" Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo (2000).

[Sat81] K. Sato "Measurement of magneto-optical Kerr effect using piezo-birefringent modulator" Japan. J. Appl. Phys. **20** (1981) 2403.

[ScS99] M. Schlenker e Y Souche "Les effets magneto-optiques" Em: E. T. de Lacheisserie (Ed.) "Magnétisme" Presses Universitaires de Grenoble, Fr (1999).

[ShB64] W. A. Shurcliff e S. S. Ballard "Polarized light" Van Nostrand, EUA (1964).

[SHI93] K. Sato, H. Hongu, H. Ikekame, Y. Tosaka, M. Watanabe, K. Takanashi, H. Fujimori "Magnetooptical Kerr spectrometer for 1.2 – 5.9 eV region and its application to FePt/Pt multilayers" Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) 989.

[SMM96] A. D. Santos, L. G. C. Melo, C. S. Martins, F. P. Missel, Y. Souche, F. L. A. Machado, S. M. Rezende "Domains and giant magneto-impedance in amorphous ribbons by magneto-optical Kerr effect" J. Appl. Phys. **79** (1996) 6546.

[Sok67] A. V. Sokolov "Optical properties of metals" Blackie and Son, Londres (1967).

[STS01] Y. Souche, A. P. B. Tufaile, C. E. Santi, V. Novosad, A. D. Santos "Figure of merit for transverse magneto-optical Kerr effect" aceito no J. Magn. Mag. Mat. (2001).

[SUZ92] G. V. Saiko, S. N. Utochkin, A. K. Zvezdin "Spin-reorientation phase transitions in thin films of RE-TM amorphous alloys" J. Mag. Magn. Mat. **113** (1992) 194.

[Tay71] K. N. R. Taylor "Intermetallic rare-earth compounds" Advan. Phys. **20** (1971) 551.

[TSS99] A. P. B. Tufaile, A. D. Santos, Y. Souche, V. Novosad "Blue/green/red LED based TMOKE" Mater. Sci. Forum **302-303** (1999) 115.

[Tuf96] A. P. B. Tufaile "O magnetômetro a efeito Kerr em baixas temperaturas e o filme amorfo de Dy-Co" Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1996).

[TuS99] A. P. B. Tufaile e A. D. Santos "Low temperature magnetic characterization of sperimagnetic films by TMOKE" Mater. Sci. Forum **302-303** (1999) 120.

[Uch95] S. Uchiyama "Magnetic properties of rare earth – cobalt amorphous films" Mat. Chem. Phys. **42** (1995) 38.

[UYT95] S. Uchiyama, X. Y. Yu, S. Tsunashima "Magneto-optical Kerr effect of rare earth – transition metal amorphous alloy and multilayer films" J. Phys. Chem. Solids **56** (1995) 1557.

[Voi08] W. Voigt "Magneto- und Electrooptik" Teubner, Leipzig, Alemanha (1908) apud [MPT65].

[YaS93] Z. J. Yang e M. R. Scheinfein "Combined three-axis surface magneto-optical Kerr effects in the study of surface and ultrathin-film Magnetism" J. Appl. Phys. **74** (1993) 6810.

[Yon00] T. Yonamine "Estudo do ferro-, ferri- e sperimagnetismo em bicamadas e filmes amorfos de R-Co (R = Y, Gd, Tb)" Tese, Instituto de Física da Universidade de São Paulo (2000).

[ZiF82] A. Zieba e S. Foner "Detection coil, sensitivity function, and sample geometry effects for vibrating sample magnetometers" Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 1344.

[ZSU91] A. K. Zvezdin, G. V. Saiko, S. N. Utochkin "Surface magnetic anisotropy and phase transitions in amorphous rare earth – transition metal magnetic films" Sov. Phys. Solid State **33** (1991) 1794.

[Zve95] A. K. Zvezdin "Field induced phase transitions in ferrimagnets" Em: K. H. J. Buschow (Ed.) "Handbook of Magnetic Materials", vol. 9, Elsevier (1995).