

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
Tese de Doutorado

**Transferência de Spin em Nanopilares Magnéticos: Caos e
Ressonância Estocástica**

Artur Difini Accioly

Orientador: **Luis Gustavo Pereira**

Coorientador: **Jason Alfredo Carlson Gallas**

Porto Alegre - RS
2015

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
Tese de Doutorado

**Transferência de Spin em Nanopilares Magnéticos: Caos e
Ressonância Estocástica***

Artur Difini Accioly

Tese de Doutorado realizada sob orientação do Prof. Dr. Luis Gustavo Pereira e coorientação do Prof. Dr. Jason A. Carlson Gallas. Apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito necessário para a obtenção do título de Doutor em Física.

Porto Alegre - RS

Julho de 2015

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq

AGRADECIMENTOS

Ao final de um longo ciclo são muitas as pessoas a agradecer; algumas que contribuíram diretamente para o desenvolvimento dessa Tese e outras que, se não contribuíram especificamente para esse trabalho, influenciaram e influenciam diretamente em minha vida. Assim, agradeço:

Aos meus familiares: especialmente minha esposa, Carol, meus pais, Beth e Roberto, meus irmãos, Eduardo e André, meus avós, Aracy e José, meus sogros, Lourdes e Matias; e toda a minha família, primos, tios e avós.

Aos meus orientadores no Brasil, Luis G. Pereira e Jason A. C. Gallas, e na França, Joo-Von Kim e Julie Grollier.

Aos colegas e amigos, principalmente do colégio Leo- α , que me acompanham há muito tempo, e da graduação e pós-graduação da UFRGS.

Seriam muitas pessoas para citar todas nominalmente, mas aquelas que não foram citadas não foram esquecidas: professores, especialmente os da Física da UFRGS; companheiros de futebol; colegas de laboratório; membros da secretaria do PPGFis e todos que tenham de alguma forma participado da minha vida nos últimos anos.

Ao CNPq, por apoiar a pesquisa com bolsa de Doutorado no Brasil e França.

Dedico essa Tese aos meus avós.

RESUMO

Ao passar por uma fina camada magnética uma corrente spin polarizada pode produzir um efeito de torque clássico atuando na camada, sendo capaz de gerar precessão e reversão da magnetização. Esse efeito tem sido alvo de inúmeras pesquisas, em especial pela possibilidade de aplicações em memórias magnéticas não voláteis e em nano-osciladores de alta frequência, entretanto outras características podem ser exploradas. Em particular, devido ao seu caráter não-linear, torques de spin aplicados em camadas magnéticas podem fornecer condições para aparecimento de caos determinístico e ressonância estocástica. Caos determinístico pode ocorrer em sistemas dinâmicos contínuos que tenham ao menos três graus de liberdade. Nesse caso, mesmo que apenas termos determinísticos sejam considerados, a combinação de termos não-lineares e alta sensibilidade em relação a condições iniciais ou pequenas perturbações pode gerar irregularidade e imprevisibilidade no sistema. Ressonância estocástica é o nome que se dá para fenômenos em que a adição de ruído a um sistema pode melhorar a resposta do mesmo, existindo um nível ótimo de ruído. Esse fenômeno pode ser usado para detecção e amplificação de sinais de baixa intensidade, por exemplo. Aqui analisamos a dinâmica da magnetização da camada livre de junções magnéticas em geometrias do tipo nanopilar, com o estudo dividido em dinâmicas determinísticas e estocásticas. Dentro da análise apenas com termos determinísticos, buscamos verificar comportamentos regulares, irregulares e caóticos, caracterizando o sistema através da geração de diagramas com as fases dinâmicas para diferentes valores de parâmetros. Foram vistas duas geometrias diferentes, sendo que em uma delas foi possível fazer a caracterização completa das fases dinâmicas do sistema. No caso de dinâmicas estocásticas, buscamos explorar efeitos não-lineares e flutuações térmicas, analisando ressonância estocástica e sincronização facilitada por ruído em uma junção túnel magnética, além de estudar as respostas dinâmicas quando há apenas o torque de Slonczewski e quando também está presente o torque tipo campo. Foi possível observar a influência de diversos parâmetros, como a amplitude da corrente aplicada e a frequência de entrada, na resposta magnética e na sincronização de dispositivos estocásticos. Além disso, vimos que com a inclusão do torque tipo campo aparece um possível novo comportamento, similar à ressonância, em alta frequência, ainda não detectado experimentalmente. Esses resultados são importantes pela possibilidade de uso desses dispositivos spintrônicos em transmissão segura de dados, comunicação em alta frequência e em uma nova geração de dispositivos bio-inspirados e eficientes energeticamente.

Palavras-chave: transferência de spin, torques de spin, dinâmica da magnetização, junções magnéticas, nanopilares, dinâmicas não-lineares, ressonância estocástica, caos.

ABSTRACT

When passing through a fine magnetic layer a spin polarized electric current may result in a classical torque acting on the layer, being capable of causing magnetization precession and reversal. This effect has been object of numerous researches, specially because of possible applications in non-volatile magnetic memories and high frequency nano-oscillators. However, other characteristics can be exploited. In particular, because of its non-linear features, spin torques acting on magnetic layers can generate the conditions for deterministic chaos and stochastic resonance to arise. Deterministic chaos may happen in continuous nonlinear dynamical systems with at least three degrees of freedom. In this case, even if only deterministic terms are considered, the combination of nonlinearities with high sensitivity on initial conditions or small perturbations can produce irregularity and unpredictability in the dynamical behaviour. Stochastic resonance is the phenomenon in which the addition of noise in a system can produce a better output, or system response, existing an optimal noise level. This effect can be used as a way to detect and amplify low intensity signal, for example. In this PhD Thesis we study the magnetization dynamics on the free layer of magnetic junctions in nanopillar geometries. The work is divided into two parts: deterministic and stochastic dynamics. When analysing the deterministic case we tried to characterize regular, irregular and chaotic behaviours, producing dynamical phases diagrams for different system parameters. Two different geometries were analysed, being possible to generate a complete characterization of the dynamical phases in one of them. For the stochastic case we tried to explore nonlinear effects and thermal fluctuations, analysing stochastic resonance and noise-enhanced synchronization in a magnetic tunnel junction and studying the dynamical response when only one spin torque is considered, the Slonczewski torque, and also when a perpendicular torque, the field-like torque, is present. We were able to see the influence of several system parameters, such as the amplitude of the applied electric current and the input frequency, on the system response and on the synchronization of stochastic systems. Also, we noticed that with the inclusion of the field-like torque a possibly new high frequency resonance-like behaviour appears. These results are important because of the possibility of using new spintronic devices for secure data transmission, high frequency communications and on a new generation of bio-inspired devices.

Keywords: spin transfer, spin torques, magnetization dynamics, magnetic junctions, nanopillars, nonlinear dynamics, stochastic resonance, chaos.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AMR	Magnetorresistência Anisotrópica, do inglês “Anisotropic Magnetoresistance”
GMR	Magnetorresistência Gigante, do inglês “Giant Magnetoresistance”
TMR	Magnetorresistência Túnel, do inglês “Tunnel Magnetoresistance”
MTJ	Junção Túnel Magnética, do inglês “Magnetic Tunnel Junction”
FLT	Torque tipo campo, do inglês “Field-like Torque”
SR	Ressonância Estocástica, do inglês “Stochastic Resonance”
CESUP	Centro Nacional de Supercomputação
CNRS	“Centre National de la Recherche Scientifique”, da França

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	1
1 FUNDAMENTOS	7
1.1 Primeiros Conceitos	7
1.1.1 Diamagnetismo e Paramagnetismo	9
1.1.2 Ferromagnetismo	10
1.1.3 Superparamagnetismo	15
1.2 Equações Dinâmicas	16
1.2.1 Equação Landau-Lifshitz	17
1.2.2 Equação Landau-Lifshitz-Gilbert	18
1.3 Energia Magnética e Campo Efetivo	19
1.3.1 Termo de Zeeman	20
1.3.2 Anisotropia Uniaxial e Campo Desmagnetizante	21
1.3.3 Flutuações Térmicas	22
1.4 Magnetorresistência	24
1.4.1 Magnetorresistência Gigante	24
1.4.2 Magnetorresistência Túnel	27
1.5 Transferência de Spin	30
1.5.1 Incluindo os Termos de Torque	38
1.6 Ressonância Estocástica	40
1.7 Dinâmicas Não-Lineares e Caos	43
2 DINÂMICAS DETERMINÍSTICAS E CAOS DETERMINÍSTICO	45
2.1 Revisão: Nanopilar sem Anisotropias	45
2.2 Revisão: Adicionando Anisotropias	49
2.3 Caos Determinístico	51
2.3.1 Nanopilar com Campo Externo em x	51
2.3.1.1 Métodos e Resultados	52
2.3.2 Nanopilar com Campo Externo em z	56
2.3.2.1 Métodos e Resultados	58
3 DINÂMICAS ESTOCÁSTICAS	63
3.1 Motivação	63
3.2 Modelo e Métodos	64

3.3	Resultados	68
3.3.1	Taxas de Escape	69
3.3.2	Ressonância Estocástica e Sincronização	71
3.3.3	Diferenças Associadas aos Termos a_j e b_j	76
3.3.3.1	Resposta em Baixa Frequência	76
3.3.3.2	Resposta em Alta Frequência	78
CONSIDERAÇÕES FINAIS		83
Referências		87
APÊNDICE A COORDENADAS CILÍNDRICAS		95
A.1	Transformação de coordenadas	95
A.2	Produtos vetoriais	95
APÊNDICE B INTEGRAÇÃO DE $h^T(t)$ E IDENTIDADES		97
B.1	Integração dos termos estocásticos	97
B.2	Identities	97
APÊNDICE C CONSTANTES E UNIDADES		99
C.1	Constantes	99
C.2	Unidades	99

INTRODUÇÃO

O conhecimento por civilizações humanas da existência de materiais magnéticos e sua utilização em aplicações variadas, como a bússola para localização espacial, por exemploⁱ, remonta a milhares de anos, porém a compreensão de como e por que diferentes materiais apresentam diferentes respostas magnéticas só veio no século XX. Essas respostas estão relacionadas à existência ou não de uma magnetização em uma determinada substância em um meio contínuo e em como essa substância reage à aplicação de um campo magnético externo. Historicamente, o estudo e o desenvolvimento de conceitos teóricos relacionados ao magnetismo esteve ligado ao estudo da eletrostática e eletrodinâmica até a unificação entre essas áreas através da Teoria Eletromagnética de James C. Maxwell. Porém, apesar dos paralelos existentes entre campos eletrostáticos e magnetostáticos as fontes que geram esses campos são bastante diferentes, já que existem monopolos elétricos, mas não monopolos magnéticosⁱⁱ. Na realidade, campos magnéticos estão relacionados à *dipolos* magnéticos que tem duas origens: cargas em movimento e *spin*, ou seja, são efeitos relativísticos e quânticos. A primeira dessas fontes a ser estudada, na forma de correntes elétricas, foi também durante muito tempo a única conhecida, já que o *spin* só viria a ser descoberto nos anos 1920.

A íntima relação entre correntes elétricas e magnetismo é conhecida há bastante tempo, pelo menos desde 1819, quando o dinamarquês Hans Christian Oersted observou que a passagem de uma corrente elétrica em um fio resultava na deflexão de uma bússola próxima. Essa descoberta levou a um grande interesse em pesquisas envolvendo eletricidade e magnetismo e foi um passo fundamental em direção a posterior unificação dessas duas grandes áreas. Dentre essas pesquisas subsequentes estava a que levou William Thomson, o Lorde Kelvin, a observar o efeito de magnetorresistência em 1856[2]. Os experimentos de Thomson mostraram que a resistência elétrica de materiais ferromagnéticos (os primeiros estudados por ele foram Fe e Ni) muda com a orientação relativa entre a corrente e a magnetização. Aparece um máximo de resistência para uma orientação paralela e um mínimo para o caso em que essas são perpendiculares. Esse efeito hoje é conhecido como magnetorresistência anisotrópica (AMR) e deriva de uma maior probabilidade de espalhamento eletrônico na direção da magnetização[3, 4]. Por normalmente não apresentar uma variação da resistência elétrica ($\Delta R/R$) maior que 2%, a AMR tem aplicações práticas limitadas, especialmente quando se considera a necessidade de alta intensidade de sinal

ⁱ A bússola chinesa data de cerca de 300 a 200 A.C.[1]

ⁱⁱ Apesar da intensa procura e da famosa equação de Paul Dirac demonstrando que a existência de monopolos magnéticos leva à quantização de carga elétrica, nenhum foi encontrado até hoje.

com tamanho reduzido dos sistemas atuais.

Apesar da aparente conexão entre campos magnéticos gerados por correntes elétricas e o magnetismo dos materiais ferromagnéticos, sabe-se que eles diferem fundamentalmente. O campo induzido de Oersted pode ser explicado como um efeito relativístico[5], devido às cargas em movimento, já a existência de materiais ferromagnéticos tem origem quântica, causada pelos spins eletrônicos agindo coletivamente, adotando uma orientação espacial preferencial, em um estado energeticamente favorecido pela interação de troca. Entretanto, como os elétrons, portadores de carga elétrica, também possuem um momento magnético intrínseco, o momento magnético associado ao seu spin, é possível ter situações em que o estado magnético influencia no transporte elétrico em um determinado material. Essa é uma influência das propriedades quânticas sobre o transporte elétrico, não relacionada ao campo de Oersted. Um exemplo disso foi o novo efeito magnetorresistivo descoberto em 1988: a magnetorresistência gigante (GMR). Sua descoberta foi feita separadamente pelos grupos de Albert Fert[6] e Peter Grunberg[7], o que valeu o Prêmio Nobel de Física de 2007 aos dois cientistas e representou a abertura de portas para uma nova área: a spintrônica. A magnetorresistência gigante ocorre em sistemas magnéticos multicamada, em que ao menos uma das dimensões é de ordem nanométrica (filmes finos), devido às taxas de espalhamento dos elétrons de condução serem dependentes de spin. O aumento ou diminuição da resistência decorre da orientação da magnetização das diferentes camadas ferromagnéticas e a razão $\Delta R/R$ pode ser muito maior que a obtida via AMR, daí o nome magnetorresistência *gigante*. Devido a essa maior resposta magnetorresistiva e a capacidade de miniaturização dos sistemas, já em 1997 a IBM introduziu comercialmente o primeiro disco rígido baseado em GMR, com tecnologia de válvula de spin[8], que contribuiu enormemente para o aumento exponencial na capacidade de armazenamento de dados observado a partir do final dos anos 1990.

Existem diversos tipos de experimentos nos quais a configuração magnética influencia o comportamento de transporte elétrico, como, por exemplo, a magnetorresistência de Lorentz e o efeito Hall. Em todos estes, juntamente com a GMR e AMR, o efeito observado é resultado da influência das características magnéticas no transporte eletrônico. Simetrias e efeitos análogos são recorrentes na natureza, de forma que se a magnetização é capaz de influenciar o transporte elétrico, poderia-se imaginar que o efeito inverso também existiria. Em 1996, uma nova forma para alterar a magnetização de um sistema foi introduzida teoricamente por John Slonczewski[9] e Luc Berger[10]. Esse efeito ficou conhecido como *transferência de spin* e baseia-se na ideia de que uma corrente elétrica spin polarizada, ao atravessar uma fina camada ferromagnética com orientação de magnetização diferente da orientação de sua polarização, produzirá um efeito de torque clássico que agirá sobre a magnetização dessa camada resultando em mudança de direção da mesma. Essa mudança pode levar a uma completa reversão da orientação da magnetização e também a estados precessionais. Como esse efeito ocorre apenas em escala nanométrica e em tempo de nano

segundos ou menos, vê-se grandes possibilidades de aplicações em memórias magnéticas, especialmente nas chamadas MRAMs (sigla em inglês para memórias magnéticas de acesso randômico) e também em nano-osciladores de alta frequência, genericamente chamados de STNOs (do inglês “Spin Transfer Nano-Oscillators”). Esse efeito já havia sido originalmente proposto pelo próprio Slonczewski[11], em 1989, para junções túnel magnéticas, mas na época não havia capacidade tecnológica para atingir as altas densidades de corrente necessárias. Entretanto, com o desenvolvimento das técnicas de fabricação de junções túnel, atualmente essas são vistas como peças fundamentais em dispositivos spintrônicos. Assim como em junções metálicas, a sua magnetização pode ser controlada por torques de spin e há uma magnetoresistência túnel (TMR) associada às mudanças de orientação de magnetização, que tem intensidade ainda maior que a GMR.

O efeito de transferência de spin é um problema teórico bastante complexo. Apesar de inúmeros experimentos mostrarem a ocorrência do fenômeno, ainda não há um consenso sobre a teoria para descrevê-lo, especialmente em relação à formulação microscópica. Daí a necessidade de se aumentar a compreensão dos fundamentos básicos envolvidos e da dinâmica decorrente dele. De um ponto de vista da física fundamental, o estudo de fenômenos magnéticos em filmes finos pode fornecer informações sobre a estrutura do sistema, levando a uma maior compreensão dos parâmetros envolvidos, como, por exemplo, suas anisotropias, sobre processos físicos ainda não conhecidos ou bem explicados, além de abrir portas para novas aplicações tecnológicas, melhor entendimento de fenômenos já conhecidos e levantar novas questões teóricas. De um ponto de vista mais prático, com foco em aplicações tecnológicas, também existem bons motivos para o estudo desse fenômeno. Há de se ressaltar a aparente escalabilidade e compatibilidade com tecnologia atual de fabricação de dispositivos[12]. Além disso, a dinâmica da magnetização em sistemas com presença de torques de spin pode ser extremamente complexa, com comportamentos altamente não-lineares e também estocásticos. Por causa dessas características, pode-se afirmar sem medo que, hoje, o estudo de transferência de spin é um dos tópicos de maior importância e um dos mais interessantes na área.

Não-linearidades são fundamentais na natureza e estão presentes na grande maioria dos sistemas físicos reais. Um sistema não-linear pode ter uma grande variedade de comportamentos dinâmicos, com alta sensibilidade à variação de parâmetros e condições iniciais, abrindo inclusive a possibilidade de comportamento caótico. O estudo de caos é por si só interessante, de forma que vamos analisar a possibilidade de caos determinístico em sistemas de transferência de spin. É importante saber quais condições resultam em aparecimento de dinâmicas regulares, irregulares e caóticas nesses dispositivos, porque, frequentemente, há interesse em evitar esse tipo de comportamento, havendo necessidade de previsibilidade, mas também pode-se pensar no oposto, com estados caóticos servindo para uso em transmissões seguras de informação, através de criptografia e sincronização por caos[13, 14, 15]. Outra característica importante, como será visto durante o desen-

volvimento do trabalho, é que o efeito de transferência de spin necessita a existência de termos não colineares da magnetização em relação a uma outra camada magnética que serve de referência, mas os próprios termos de transferência e anisotropias internas podem agir de forma a minimizar essas componentes não colineares. Assim, é a existência de flutuações térmicas, pequenas ou grandes, que garante a presença desses termos, tornando variações da magnetização por torques de spin processos ativados termicamente, com um caráter estocástico.

Diante da constante miniaturização de dispositivos tecnológicos, com redução do volume de sistemas magnéticos, é possível ocorrer comportamento superparamagnético, em que a orientação da magnetização sofre grandes flutuações, de maneira aleatória, causadas por efeitos térmicos. Essas características estocásticas são normalmente consideradas indesejadas, mas também podem ser aproximadas de outra forma, em que são benéficas para o sistema. Um exemplo do uso prático da aleatoriedade é transformar esses dispositivos em geradores de números aleatórios, ou dados de spin (“spin dice”)[16]. Ao se juntar não-linearidade com estocasticidade pode-se obter um efeito em que a presença de ruído contribui para a resposta de um sistema, em vez de prejudicá-la. Nesse sentido, o uso de ressonância estocástica[17] pode ser uma alternativa interessante. Há vários exemplos de sistemas biológicos[18, 19, 20] que usam ressonância estocástica como forma de amplificação de sinais de baixa intensidade, para melhor detecção. Essa também pode ser uma alternativa para aumentar a eficiência energética de dispositivos tecnológicos, já que uma parte do seu funcionamento é baseado em energia “gratuita” fornecida pelo próprio ambiente em que se encontra. Tais conceitos podem parecer estranhos, ou não convencionais, inicialmente, mas diante do constante desafio tecnológico de obtenção de sistemas menores e mais eficientes é importante explorar diferentes perspectivas, que podem representar quebras de paradigmas e abertura de portas para novas tecnologias.

Nesse trabalho, buscamos analisar dinâmicas não-lineares determinísticas e estocásticas envolvendo torques de spin em junções magnéticas, em geometrias do tipo nanopilar, que podem formar a base para uma nova geração de dispositivos tecnológicos. A pesquisa é baseada em análises teóricas, principalmente, mas também em resultados experimentais. Por causa da dificuldade de obtenção de resultados analíticos através das equações não-lineares e estocásticas que descrevem o problema, simulações numéricas são amplamente utilizadas. Os resultados experimentais foram obtidos em colaboração com pesquisadores do laboratório CNRS/Thales, durante estadia de um ano na França através de bolsa de Doutorado Sanduíche. A Tese está dividida em quatro capítulos. No Capítulo 1, Fundamentos, será feita uma revisão de conceitos básicos, abordando a fundamentação teórica necessária para entendimento e análise do comportamento da magnetização sob efeito de transferência de spin, ressonância estocástica e avaliação de dinâmicas caóticas. No Capítulo 2, Dinâmicas Determinísticas e Caos Determinístico, é feita uma discussão de como as anisotropias do sistema e torques de spin contribuem para as possíveis

dinâmicas observadas e são apresentados os resultados da avaliação de caos em duas geometrias diferentes. O Capítulo 3, Dinâmicas Estocásticas, é reservado para a análise do comportamento de sistemas com transferência de spin em que flutuações térmicas tem um papel importante, adicionando aleatoriedade nas dinâmicas. Em especial, avaliamos a possibilidade de ressonância estocástica, sincronização facilitada por ruído e variações associadas à presença de diferentes termos de torque de spin. Por fim, no último capítulo, Considerações Finais, fazemos uma discussão dos resultados obtidos, principais conclusões e perspectivas de desenvolvimento futuro da pesquisa e tópicos associados.

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTOS

Nesse capítulo, é feita uma breve revisão sobre alguns conceitos importantes para o entendimento do trabalho.

1.1 Primeiros Conceitos

Devido à inexistência de monopolos magnéticos, as unidades elementares da magnetostática são os *momentos de dipolo magnéticos* $\boldsymbol{\mu}_i$, ou simplesmente momentos magnéticos. Dipolos magnéticos aparecem como resultado de cargas elétricas em movimento, mas também por causa de uma quantidade física fundamental: o *spin*. Classicamente, uma partícula de carga Q e massa \mathcal{M} possui, em uma órbita, um momentum angular \mathbf{L} e tem associado a ele um momento magnético $\boldsymbol{\mu} = \gamma_l^1 \mathbf{L}$, em que $\gamma_l^1 = Q/(2\mathcal{M})$ é o fator giromagnético (ou razão giromagnética) do sistema[21]. Fosse o elétron uma partícula clássica, esperaria-se que seu fator giromagnético fosse $\gamma_e = -e/(2m_e)$, mas não é isso que se verifica experimentalmente, pois um elétron possui dois tipos de momento magnético: um associado ao seu momentum angular orbital \mathbf{L} , $\boldsymbol{\mu}_L$, e outro momento intrínseco, puramente quântico, associado ao seu spin \mathbf{S} , $\boldsymbol{\mu}_S$. Apesar de o spin eletrônico não ter um equivalente clássico, permanece que $\boldsymbol{\mu}_S = \gamma_S \mathbf{S}$, com $\gamma_S = -g_s e/(2m_e)$, em que $g_s = |g_e|$ é o fator g de spin eletrônico, que tem seu valor previsto com grande precisão pela Eletrodinâmica Quântica. O momento magnético total do elétron, então, fica

$$\boldsymbol{\mu}_e = \frac{-e}{(2m_e)}(\mathbf{L} + g_s \mathbf{S}) \quad (1.1)$$

e são esses momentos eletrônicos e a maneira que eles interagem mutuamente e se organizam em nível atômico e molecular que determinam a existência ou não de magnetização em materiais macroscópicosⁱⁱⁱ.

A magnetização \mathbf{M} em um corpo macroscópico pode ser definida como a quantidade de momentos por elemento de volume V em um meio contínuo:

$$\mathbf{M} \equiv \frac{\sum_i \boldsymbol{\mu}_i}{V}. \quad (1.2)$$

Fica claro pelo caráter vetorial da equação 1.2 que, supondo um conjunto grande de momentos com a mesma norma μ , mas com possibilidade de diferentes orientações espaciais, a magnetização será não nula apenas se houver alguma preferência espacial de alinhamento

ⁱⁱⁱ Podemos analisar apenas momentos magnéticos eletrônicos e negligenciar contribuições nucleares devido ao fato de que m_e é muito menor que a massa do próton.

dos diversos μ_i , ou ao menos de parte deles, caso contrário $\mathbf{M} \rightarrow 0$. Além disso, \mathbf{M} pode depender da posição \mathbf{r} em um corpo magnético e variar com o tempo t , de forma que $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Imaginando, por exemplo, um cilindro uniformemente magnetizado (no vácuo, por simplificação), com \mathbf{M} paralela ao seu eixo, na superfície desse corpo é possível ter $\nabla \cdot \mathbf{M} \neq 0$, ou seja, pode-se visualizar o problema como se existisse uma densidade superficial de “cargas magnéticas” responsáveis pela magnetização do corpo e pela criação de um campo magnético \mathbf{B} no exterior do mesmo. Entretanto, linhas de campo magnético devem ser sempre fechadas ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$), existindo linhas externas ao corpo e também linhas internas. Dessa forma, é útil introduzir uma nova quantidade associada ao campo e a magnetização, o campo auxiliar \mathbf{H} :

$$\mathbf{H} \equiv \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}. \quad (1.3)$$

É fácil perceber que no vácuo (parte externa ao corpo), ou em um meio em que a magnetização seja desprezível, a diferença entre os campos é trivial, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, com a permeabilidade magnética do vácuo μ_0 fazendo a conversão de unidades. Entretanto, no interior de um objeto magnetizado $\mathbf{M} \neq 0$, de forma que o campo magnético é $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$. O motivo de \mathbf{H} ser uma quantidade útil tem relação com a forma prática de se gerar campos magnéticos, que é através de correntes elétricas (com um eletroímã, por exemplo). Ao se fazer passar uma corrente I por um material, será \mathbf{H} e não \mathbf{B} que estará diretamente relacionado à corrente, através da integral de linha em um laço amperiano, na forma

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = I_{liq}, \quad (1.4)$$

em que $d\mathbf{s}$ é o elemento de linha e I_{liq} é a corrente líquida envolta pelo laço. Dessa forma, \mathbf{H} é uma quantidade mais prática que \mathbf{B} ao se falar de materiais magnéticos.

Apesar da relação dada pela equação 1.4, não é necessariamente verdade que, na ausência de corrente elétrica aplicada, \mathbf{H} seja nulo. De fato, aplicando o divergente na equação 1.3, chega-se a $\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M}$ e é possível ter $\mathbf{H} \neq 0$ com $I = 0$, além de ter \mathbf{H} oposto à magnetização, o chamado campo *desmagnetizante* \mathbf{H}_d . Essa componente, que favorece um estado de menor magnetização, representa a contribuição de interações do tipo dipolo-dipolo e de anisotropias, existindo sempre em sistemas magnéticos reais, podendo variar de intensidade e forma com o sistema em questão. Por fim, é preciso notar que a terminologia relacionada aos campos \mathbf{B} e \mathbf{H} é por vezes confusa[5], sendo utilizados diferentes nomes como “intensidade de campo magnético”, “densidade de fluxo magnético”, além de “campo magnético” para ambos. De forma a evitar qualquer confusão, definimos que ao longo do trabalho será sempre usado “campo \mathbf{H} ” como forma de referência à quantidade \mathbf{H} , enquanto que “campo magnético” será reservado para a quantidade \mathbf{B} .

A relação entre correntes elétricas e campos magnéticos era conhecida desde os trabalhos de Oersted e Ampère e foi consolidada por Faraday e Maxwell. Porém, no final do século XIX e início do século XX, ainda faltavam as explicações de por que alguns materiais

apresentam magnetização espontânea e outros não e por que existem diferentes respostas magnéticas quando materiais diversos são expostos a um campo aplicado, ou seja, por que a *susceptibilidade* magnética $\chi_M \equiv \partial \mathbf{M} / \partial \mathbf{H}$ pode variar de um material para outro. No início dos anos 1900, já eram conhecidas as respostas *diamagnética*, *paramagnética* e *ferromagnética*, mas não havia uma boa explicação teórica para elas. O principal motivo para a dificuldade em se obter uma descrição é que a correta explicação do fenômeno exige a quantização dos momentos magnéticos, portanto só podendo ser plenamente desenvolvida com o avanço da Mecânica Quântica. De fato, ao se aplicar um tratamento clássico consistente, dinâmico e estatístico, chega-se a conclusão que um material em equilíbrio térmico não deverá ter nenhum tipo de resposta magnética [22, 23]. Esse resultado é mais conhecido hoje como *teorema de Bohr-van Leeuwen*, tendo sido demonstrado de maneira independente por Niels Bohr, na sua tese de doutorado em 1911, e posteriormente por Johanna van Leeuwen, também em sua tese de doutorado, em 1919.

Apesar dessas limitações, foi possível para os físicos no início do século XX chegar a alguns importantes resultados, que foram posteriormente melhor entendidos com o avanço da física moderna, levando a uma boa compreensão das diferentes respostas magnéticas. Nas próximas seções, vamos revisar alguns desses resultados, que são fundamentais para um bom entendimento do trabalho e também da história envolvendo a pesquisa em magnetismo e materiais magnéticos.

1.1.1 Diamagnetismo e Paramagnetismo

O diamagnetismo é caracterizado como uma fraca resposta negativa de um material à aplicação de um campo magnético, ou seja, a substância se opõe a presença do campo. De maneira mais formal, diz-se que a susceptibilidade magnética é negativa e essencialmente independente da temperatura T da amostra. Por outro lado, quando existe uma resposta positiva, cuja susceptibilidade segue aproximadamente a forma $\chi \approx C/T$ (*lei de Curie*), em que C é a *constante de Curie*, chama-se paramagnetismo.

Esses eram fenômenos conhecidos pela comunidade científica havia mais de cinquenta anos, em 1905, mas sem terem uma boa teoria que os explicasse qualitativa e quantitativamente. Buscando obter essa descrição teórica, Paul Langevin propôs que átomos ou moléculas magnéticas possuísem um momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ permanente^{iv} [24] e que esses obedeceriam a uma distribuição estatística, com a probabilidade de encontrar uma partícula com energia E em temperatura T proporcional ao *fator de Boltzmann* $F = e^{-E/(k_B T)}$. Utilizando um argumento de simetria como justificativa, ele concluiu que o momento magnético resultante na molécula poderia ser nulo ou não e que isso levaria a diferentes respostas magnéticas na presença de um campo magnético aplicado.

^{iv} Ele estava efetivamente quantizando os momentos, talvez sem se dar conta desse fato, ou ao menos sem perceber todo o significado disso.

No caso de um momento resultante não nulo, na ausência de campo aplicado não há magnetização devido à agitação térmica. Porém, ao se aplicar um campo, esse será capaz de reorientar os momentos magnéticos e a magnetização \mathbf{M} do material dependerá do campo \mathbf{H} , do número N de momentos magnéticos por unidade de volume e da temperatura T (considerando um meio *linear, homogêneo e isotrópico*). Esse é o *paramagnetismo de Langevin*, expresso de maneira mais formal pela *função de Langevin* $\mathcal{L}(x) = (\coth(x) - 1/x)$:

$$\langle M \rangle = \mu \mathcal{L}(x); \quad x = \frac{\mu_0 N \mu H}{k_B T}. \quad (1.5)$$

No limite de alta temperatura ou baixo campo aplicado, $\mathcal{L}(x) \approx x/3$ e pode-se escrever

$$\mathbf{M} = \mu_0 N \frac{\mu^2}{3k_B} \frac{\mathbf{H}}{T} = \chi \mathbf{H}. \quad (1.6)$$

Já no caso em que o momento resultante é nulo, um campo aplicado é incapaz de reorientar os momentos. Entretanto, elétrons circulando num campo magnético precessionam na *frequência de Larmor*, causando uma pequena variação no momento orbital eletrônico, que se opõe ao campo aplicado (de acordo com a *lei de Lenz*). É essa mudança nos orbitais que causa o *diamagnetismo de Langevin* e em um átomo de número atômico Z :

$$\mathbf{M} = -\mu_0 N \frac{Ze^2}{6m_e} \langle R^2 \rangle \mathbf{H} = \chi_L \mathbf{H}. \quad (1.7)$$

Com isso Langevin conseguiu explicar a lei de Curie ($C = \mu_0 N \mu^2 / (3k_B)$), descoberta dez anos antes por Pierre Curie e também elucidar o fato de não haver uma transição da resposta diamagnética para a resposta paramagnética. O diamagnetismo é um efeito universal, existindo em todos os materiais, porém, por ser normalmente de intensidade bem menor que as outras respostas magnéticas, essa contribuição pode ser frequentemente desprezada.

Para finalizar essa seção, é importante fazer a ressalva de que para elétrons não localizados, como ocorre em condutores, o diamagnetismo e o paramagnetismo de Langevin não devem ser aplicados, sendo substituídos respectivamente pelo diamagnetismo de Landau e o paramagnetismo de Pauli[25].

1.1.2 Ferromagnetismo

Com o relativo sucesso da teoria de Langevin em relação as respostas dia e paramagnética, restava ainda ser encontrada uma teoria que descrevesse com êxito a resposta ferromagnética. Materiais ferromagnéticos são não-lineares, apresentando forte resposta na presença de campo aplicado e podem ter magnetização mesmo em ausência de campo. Além disso, esses materiais sofrem transição de fase em uma temperatura crítica T_C (*temperatura de Curie*), que varia de uma substância para outra. Abaixo de T_C são ferromagnetos e acima de T_C tem comportamento paramagnético.

Em 1907, Pierre Weiss acrescentou à teoria de Langevin a ideia de que existiria, em ferromagnetos, um campo molecular[26] interno ao material, de intensidade proporcional a sua magnetização e com a mesma direção do campo aplicado. Esse campo interno, junto com o campo externo, resulta em um campo efetivo $\mathbf{H}_L = \mathbf{H} + w\mathbf{M}$ atuando sobre os momentos magnéticos. Dessa forma, é possível chegar na *lei de Curie-Weiss*

$$\mathbf{M} = \frac{C}{T - wC} \mathbf{H}, \quad (1.8)$$

que dá o comportamento paramagnético para $T > wC$ e prevê a divergência da susceptibilidade magnética $\chi_m = C/(T - wC)$ em $T = wC = T_C$, caracterizando a transição de fase e também permitindo obter o valor de w e da contribuição $w\mathbf{M}$ ao campo interno, pela comparação com os valores de T_C determinados experimentalmente. Além disso, usando o campo efetivo \mathbf{H}_L na função de Langevin, a previsão era de que a magnetização deveria saturar em um valor máximo M_s , correspondendo a ter todos os momentos magnéticos alinhados, em $T \ll T_C$, pois no limite $x \rightarrow \infty$, $\mathcal{L}(x) \rightarrow 1$. Para explicar o fato de que, muitas vezes, ferromagnetos apresentam magnetização resultante nula em $T < T_C$, Weiss também propôs que regiões diferentes do material poderiam ter diferentes orientações relativas de magnetização. Dessa forma, apesar de o material apresentar ordenamento magnético em um nível microscópico, macroscopicamente essas diferentes regiões cancelariam as contribuições umas das outras, resultando em uma magnetização global nula.

Apesar do sucesso da teoria de Weiss em prever a existência de transição ferro-paramagnética, a verdade é que a intensidade do campo molecular necessária para entender essa interação era em torno de dez mil vezes maior do que o previsto por uma interação clássica entre dipolos magnéticos! Uma boa explicação para esse prolema, insuperável do ponto de vista da física clássica, só viria mais de vinte anos depois, através de Werner Heisenberg. Ao analisar o problema utilizando conceitos quânticos, Heisenberg demonstrou que as interações responsáveis pelo ordenamento ferromagnético, representadas pelo campo molecular de Weiss, podiam ser descritas como uma interação eletrostática entre elétrons, dada pela combinação de um termo puramente coulombiano com um termo de interação de troca (“exchange”). Esse termo de troca aparece devido a *férmions idênticos* obedecerem ao critério de de antissimetria da função de onda, não podendo ocupar o mesmo estado quântico (*princípio de exclusão de Pauli*), e pode ser incluído no Hamiltoniano que descreve um sistema de muitos elétrons com operadores de spin \mathbf{S} , na forma de uma energia de troca

$$H_{ex} = - \sum_{i \neq j} J_{i,j} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1.9)$$

em que $J_{i,j}$ dá a intensidade do *acoplamento de troca*. Para $J > 0$, o estado de mais baixa energia é aquele que tem spins orientados paralelamente, portanto ferromagnético. Já no caso em que $J < 0$ é favorecido um estado *antiferromagnético*.

Assim, a resposta ferromagnética decorre diretamente da existência do spin eletrônico e do requerimento de que a função de onda descrevendo esses elétrons seja antissimétrica.

Com isso, Heisenberg encontrou não apenas uma explicação para a natureza do campo interno capaz de causar ordenamento ferromagnético, como também uma teoria de acordo com verificações experimentais[27], em que a medida da razão giromagnética em materiais ferromagnéticos era próxima^v ao valor esperado caso o efeito fosse causado por *correntes de Ampère* eletrônicas. No caso dos metais de transição 3d (Fe, Co e Ni), a contribuição do momento magnético orbital é nula devido ao “quenching”[25] de \mathbf{L} , causado pela simetria da rede cristalina, e o comportamento magnético dependerá apenas do spin eletrônico, com, $\mu_e = \mu_S$. O fato de o momentum angular orbital ter contribuição desprezível na magnetização desses materiais resulta nos valores de razão giromagnética observados experimentalmente serem próximos aos esperados para um efeito devido puramente ao spin eletrônico $\approx 2\gamma_e$.

A descrição dada até aqui é facilmente visualizável em sistemas atômicos e moleculares, porém é preciso lembrar que sólidos metálicos apresentam estrutura cristalina e formação de bandas eletrônicas. Nesse caso, o tipo de resposta magnética dependerá da existência ou não de uma assimetria entre os estados de spin up (\uparrow) e spin down (\downarrow), gerando um estado de spin majoritário e outro minoritário. Em um material não magnético, a estrutura de bandas é simétrica em relação à orientação de spin, mas, por exemplo, em um metal ferromagnético 3d existe uma diferença de energia conforme o spin eletrônico, conseqüentemente uma assimetria nas bandas, que faz com que haja prevalência de uma das orientações. Essa assimetria entre os estados de spin é responsável pela magnetização dos metais de transição 3d (magnetismo de bandas), sendo a magnetização proporcional à diferença entre os mesmos ($n_\uparrow - n_\downarrow$, número de spins up menos down). A figura 1 mostra uma representação esquemática, simplificada, das sub-bandas d e s e da densidade de estados, $D(E)$, para cobalto (à esquerda) e cobre (à direita). Nos metais de transição magnéticos, ocorre hibridização das bandas, com as sub-bandas s e d influenciando transporte eletrônico e magnetismo. A diferença energética entre as bandas de spins majoritários e minoritários decorre da redução da energia de troca (“exchange”) entre os elétrons de spins opostos, causada pela separação das bandas, que supera o ganho em energia cinética. Assim, esse passa a ser o estado energeticamente favorecido e o metal apresenta magnetização espontânea. Novamente, isso não significa que sempre haverá uma magnetização global não nula em um corpo ferromagnético, devido à ocorrência de regiões com diferentes orientações relativas de magnetização, ou seja, ocorre a formação de *domínios* magnéticos.

Domínios magnéticos são regiões, ou subdivisões, uniformemente magnetizadas em um ferromagneto, nas quais a magnetização atinge seu valor de saturação quando $T \ll T_C$. Eles são os elementos microestruturais que fazem a conexão entre as propriedades físicas do material (em nível microscópico) com as suas propriedades macroscópicas[28]. A separação entre diferentes domínios ocorre através de *paredes de domínio* magnéticas, onde

^v As primeiras experiências davam um valor próximo ao esperado classicamente por não terem precisão suficiente. Apenas posteriormente se chegou ao valor correto.

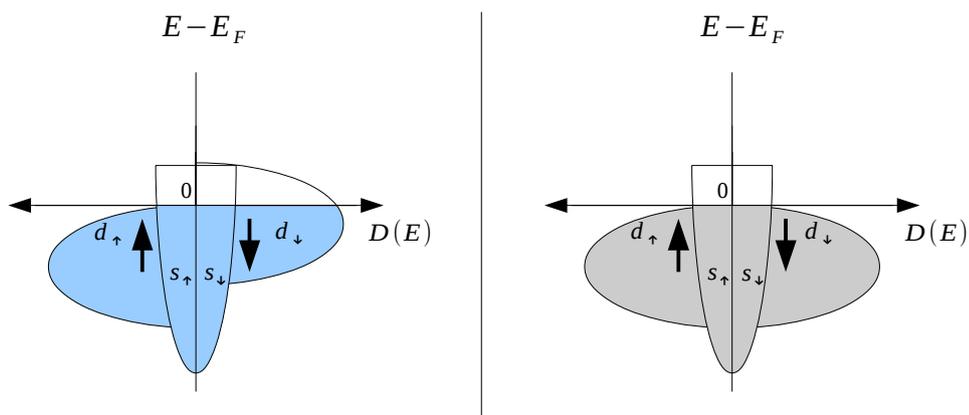


Figura 1 – Representação esquemática das sub-bandas d e s em um metal ferromagnético (como o Co, por exemplo), à esquerda, e também em um metal não magnético (como o Cu, por exemplo), à direita. No ferromagneto, além da hibridização das bandas também existe diferença na densidade de estados, $D(E)$, no nível de Fermi.

há uma reorientação gradual da magnetização para as diferentes direções dos domínios vizinhos, o que corresponde a uma rotação da magnetização em um espaço finito através da reorientação de momentos individuais. Essa rotação pode ocorrer no plano ou fora do plano do material e esses casos recebem respectivamente os nomes de *paredes de Néel* e *paredes de Bloch*.

Atualmente, a teoria de domínios magnéticos é bem estabelecida, sendo inclusive possível a sua observação experimental por diversos meios[28], mas no início dos anos 1930 eles eram ainda apenas uma hipótese, não sendo totalmente claro o motivo pelo qual em um material ferromagnético ocorreria a formação de domínios em vez de um estado de magnetização uniforme. A resposta definitiva para essa questão veio em 1935, quando Lev Landau e Evgeny Lifshitz demonstraram[29] que a formação de domínios está relacionada à minimização da energia magnética total, sendo parte importante a energia *dipolar*, causada pelas interações dipolo-dipolo. Assim, são formadas várias regiões em que o fluxo magnético é fechado, minimizando a energia dipolar e também a energia total do sistema. Nesse mesmo artigo, Landau e Lifshitz notaram que, devido ao fato da interação de troca tender a alinhar os dipolos e fazê-los agir conjuntamente (como um grupo), é possível tratar a magnetização (média) como um campo vetorial clássico, não sendo necessário o uso de operadores quânticos e que, além disso, é possível descrever macroscopicamente a interação de troca através de um termo de rigidez de troca (“exchange stiffness”), cuja energia E_{ex} favorece um estado de magnetização uniforme:

$$E_{ex} = \mathcal{A} \int (\nabla \mathbf{m})^2 dV, \quad (1.10)$$

sendo \mathcal{A} a constante de rigidez de troca, que é dependente de parâmetros do material[1],

e $\mathbf{m} \equiv \mathbf{M}/M_s$ o vetor unitário (versor), que dá a orientação da magnetização em cada ponto. O termo $(\nabla \mathbf{m})^2 = (\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2$ corresponde a uma penalização energética para desuniformidades em \mathbf{m} , pois sempre que o gradiente for não nulo ocorrerá um aumento em E_{ex} .

Aqui, pode-se notar que existe uma competição em um ferromagneto entre interações de troca, que são de curto alcance e favorecem uma magnetização uniforme, e interações dipolares, que são de longo alcance e favorecem a existência de domínios, tornando o tamanho espacial do material uma importante variável no que diz respeito ao tipo de distribuição magnética de uma amostra em equilíbrio. Um corpo ferromagnético macroscópico deverá apresentar domínios de forma a minimizar sua energia magnética^{vi}, porém ao se reduzir suficientemente o tamanho de uma amostra, a interação de troca passa a prevalecer, favorecendo a ocorrência de um estado de magnetização uniforme. De fato, existe um limite abaixo do qual a magnetização será uniforme, não sendo mais energeticamente vantajoso a formação de outra configuração magnética (domínios ou vórtices). Esse limite é um comprimento característico, o comprimento de troca l_{ex} , dado por

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2\mathcal{A}}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (1.11)$$

que costuma ser da ordem de 1 a 10 nm. Portanto, grãos magnéticos com dimensões menores que l_{ex} se comportam como um único momento magnético. Porém é possível ter sistemas de dimensões maiores, em torno de 100 nm, cuja magnetização não difere muito de um estado uniforme, apresentando $|\mathbf{M}| \approx M_s$ e variações apenas na orientação da magnetização. Essa é a aproximação de *macrospin*, na qual se descreve o estado magnético por uma magnetização uniforme, de módulo constante $|\mathbf{M}| = M_s$ e orientação variável, e que tem o modelo de Stoner-Wohlfarth[30] como exemplo mais conhecido.

Pouco foi falado sobre a influência da temperatura no comportamento magnético, exceto no caso em que T se aproxima de T_C , porém, nos casos de interesse dessa tese, a temperatura de Curie tende a ser muito maior que a temperatura ambiente, tornando esse um caso limite. Na situação mais comum, de temperatura ambiente, é normalmente possível ignorar flutuações térmicas em sistemas macroscópicos, pois as energias envolvidas na interação com campos magnéticos externos ou devido a anisotropias internas do ferromagneto tendem a ser muito maiores que a energia térmica $k_B T$. Porém, ao se reduzir as dimensões do sistema é possível que a energia magnética, que diminui com o volume do sistema, se aproxime de $k_B T$ e essas flutuações térmicas passam a ser importantes, podendo causar um comportamento *superparamagnético*.

^{vi} Apesar disso, é importante notar na formação de domínios que o tamanho dos domínios tende a crescer com o aumento do tamanho de uma amostra, sendo que no caso hipotético de um corpo infinito a magnetização seria uniforme[28].

1.1.3 Superparamagnetismo

Um *superparamagneto* é um material que em um nível atômico ou molecular apresenta ordenamento magnético (ferro ou ferrimagnético), mas que em nível macroscópico tem um comportamento de um paramagneto, porém com susceptibilidade e momento magnético muito maiores.

Usando o modelo de Stoner-Wohlfarth como exemplo, considerando a existência de um eixo $\hat{\mathbf{z}}$ preferencial, de forma que a energia magnética pode ser descrita por um potencial do tipo poço duplo simétrico, então a magnetização $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z)$ terá dois pontos de equilíbrio $\pm m_{z0}$, que correspondem aos mínimos de energia $E(m_{z0}) = E_0$. Separando esses mínimos, existe uma barreira de energia ΔE e, no caso de temperatura nula, só é possível o sistema ir de um mínimo a outro (o que corresponderia a uma reversão da orientação de \mathbf{m}) pela ação de uma força externa, como um campo \mathbf{H} aplicado, por exemplo. Entretanto, em $0 < T < T_C$ e com a energia térmica se aproximando de ΔE , deve existir uma probabilidade finita de que a magnetização vá de um estado a outro devido a flutuações térmicas. Foi Néel o primeiro a reconhecer essa possibilidade e propor [31, 32] a existência de um tempo de relaxação $\langle t_N \rangle$ para reversão da magnetização, dado pelo produto de um tempo característico t_0 , relacionado à dinâmica dentro do poço de potencial, e o fator de Boltzmann. Esse é o tempo de relaxação de Néel

$$\langle t_N \rangle = t_0 e^{\Delta E / (k_B T)}. \quad (1.12)$$

Normalmente $t_0 \approx 0.1$ a 1 ns, ou seja, corresponde a uma frequência característica na ordem de ressonância ferromagnética, estando associado a dinâmica de \mathbf{m} em órbitas de energia constante.

O estado superparamagnético ocorre em $T < T_C$, sendo diferente da transição de fase ferro-paramagnética. Como o tempo médio para uma reversão da orientação de magnetização depende da energia magnética, que é uma quantidade dependente do volume da partícula, ao se reduzir as dimensões do sistema a barreira $\delta_e = \Delta E / (k_B T)$ é reduzida, aumentando a probabilidade de uma reversão. Assim, o estado observado dependerá do tempo de observação t_m e do tempo característico de oscilação da partícula, $\langle t_N \rangle$. Quando $t_m > \langle t_N \rangle$, então pode-se observar transições aleatórias entre os estados de equilíbrio e a partícula apresenta comportamento superparamagnético. É possível atingir esse estado alterando ΔE ou variando a temperatura. Dessa forma, quando T é reduzida δ_e aumenta e pode-se definir a chamada *temperatura de bloqueio*, T_b , como aquela que apresenta $t_m = \langle t_N \rangle$. Para $T < T_b$, considera-se a probabilidade de uma reversão ocorrer dentro de um intervalo de tempo t_m muito pequena, de forma que a partícula magnética, ou a magnetização dela, encontra-se *bloqueada*.

O superparamagnetismo apresenta uma dificuldade na aplicação de materiais magnéticos para reter informação, como em discos rígidos, já que existirá um limite de miniaturização dado pelo tamanho mínimo do material que resulta em um tempo provável

de informação guardada. Normalmente é necessário que $\delta_e \geq 40$, para se obter $\langle t_N \rangle$ na ordem de alguns anos. Por outro lado, a existência de efeitos térmicos reduz a barreira efetiva de energia que deve ser superada para a ocorrência de uma reversão, possibilitando que alterações na magnetização sejam feitas utilizando forças externas menores do que as necessárias para realizar a mesma operação em $T \approx 0$ K. Essas alterações, em uma aproximação de macrospin, correspondem à mudanças na orientação de \mathbf{m} , que, dependendo do tipo de estímulo externo aplicado, podem ocorrer lentamente, quando considera-se que o sistema está em equilíbrio e pode-se usar métodos variacionais buscando a minimização da energia na descrição do problema, ou também podem ocorrer rapidamente, fora de equilíbrio e com excitação de modos precessionais e outras dinâmicas. Nesse caso, é necessário fazer uma descrição dinâmica da magnetização.

1.2 Equações Dinâmicas

Classicamente, a variação temporal do momentum angular \mathbf{l} de um sistema magnético será igual ao torque $\mathbf{\Gamma}$ atuando sobre esse sistema, ou seja,

$$\frac{d\mathbf{l}}{dt} = \mathbf{\Gamma} \quad (1.13)$$

de maneira completamente análoga à equação para o movimento rotacional de um corpo rígido da Mecânica Clássica. Como já foi visto, existe um momento magnético $\boldsymbol{\mu} = \gamma_l^1 \mathbf{l}$ associado ao momentum angular e quando submetido a um campo magnético externo \mathbf{B} , esse sistema sofre um torque $\mathbf{\Gamma} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$, ou

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}(t)}{dt} = \gamma_l^1 \boldsymbol{\mu}(t) \times \mathbf{B}. \quad (1.14)$$

Usando $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ e $\gamma_l \equiv \gamma_l^1 \mu_0$, pode-se reescrever a equação 1.14 como

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}(t)}{dt} = \gamma_l \boldsymbol{\mu}(t) \times \mathbf{H}, \quad (1.15)$$

o que é útil, já que ela deverá ser usada na descrição da dinâmica dentro de um ferromagneto. Entretanto, materiais ferromagnéticos tem sua magnetização relacionada aos spins eletrônicos, de forma que a equação 1.13 deveria ser escrita em termos de \mathbf{S} e não \mathbf{l} . A primeira vista isso parece um problema, por causa da natureza puramente quântica do spin, porém a equação ainda é válida[33], desde que se interprete \mathbf{S} e $\mathbf{\Gamma}$ como operadores em um espaço de Hilbert, com valores esperados $\langle \mathbf{S}_i \rangle$ e $\langle \mathbf{\Gamma}_i \rangle$ observáveis. Além disso, como já mencionado anteriormente, a análise desenvolvida aqui considera sempre um número grande de momentos magnéticos agindo em conjunto, de forma que não é necessária uma descrição totalmente quântica do problema.

Devido ao fato do momento magnético do elétron ser antiparalelo ao seu spin ($\boldsymbol{\mu}_e \approx -e\mathbf{S}/m_e$, $\mathbf{L} = 0$), é interessante definir o fator giromagnético γ para \mathbf{H} explicitando o sinal

negativo nas equações e também definindo que o momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ é o momento magnético de spin:

$$\gamma \equiv \mu_0 |\gamma_S| = \frac{g_s |e| \mu_0}{2m_e}, \quad (1.16)$$

$$\boldsymbol{\mu} \equiv -\gamma \mathbf{S}. \quad (1.17)$$

Agora pode-se reescrever a equação 1.15 para cada momento magnético de spin ($\boldsymbol{\mu}_i$) dentro de um elemento de volume ΔV e, considerando um campo \mathbf{H} uniforme, pode-se fazer uma média dentro do volume ΔV

$$\frac{1}{\Delta V} \frac{d}{dt} \left(\sum_i \boldsymbol{\mu}_i(t) \right) = -\gamma \frac{\sum_i \boldsymbol{\mu}_i(t)}{\Delta V} \times \mathbf{H} \quad (1.18)$$

e retomar a definição da magnetização (1.2), para ver que a equação 1.18 descreve a precessão da magnetização \mathbf{M} em um campo \mathbf{H} :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (1.19)$$

Essa equação é conservativa, preserva a norma ($\mathbf{M}(t) \cdot d\mathbf{M}(t)/dt = 0$) e implica em uma precessão constante (para \mathbf{H} constante) na frequência de Larmor:

$$f_L = \frac{\gamma H}{2\pi}. \quad (1.20)$$

Dessa forma, não há um mecanismo dissipativo, que permita retirar energia do sistema e levar a magnetização na direção do campo \mathbf{H} , mas sabemos que esse tipo de processo ocorre macroscopicamente. Assim, a equação 1.19 é demasiadamente simples para descrever a dinâmica macroscópica da magnetização, sendo necessário um modelo mais completo, que inclua a possibilidade de amortecimento, para que seja possível o sistema atingir o repouso em algum mínimo de energia.

1.2.1 Equação Landau-Lifshitz

O primeiro modelo dinâmico para a magnetização com dissipação foi proposto por Landau e Lifshitz no seu famoso artigo[29] de 1935. De forma resumida, esse modelo é dado pela equação que descreve a precessão da magnetização, em um meio contínuo, em que a presença de efeitos quânticos e de anisotropias são levados em conta de maneira fenomenológica via um campo efetivo \mathbf{H}_{ef} [34] mais um termo fenomenológico adicional de dissipação. Esse termo é dado por

$$-\frac{\lambda}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}) \quad (1.21)$$

e reflete o acoplamento da magnetização, ou dos momentos magnéticos, com os diversos graus de liberdade microscópicos do sistema, que possibilitam dissipar energia. Assim, a equação de Landau-Lifshitz fica

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} - \frac{\lambda}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}), \quad (1.22)$$

sendo a constante de dissipação $\lambda \geq 0$ um valor característico do material e M_s a magnetização de saturação. É importante notar que o termo de dissipação 1.21 não altera o fato de que a norma M da magnetização é constante. Isso é facilmente observado ao se fazer a multiplicação escalar por \mathbf{M} em ambos os lados de 1.22. Ainda pode-se normalizar a equação 1.22, dividindo pela magnetização de saturação M_s (definindo o vetor unitário $\mathbf{m} \equiv \mathbf{M}/M_s$)

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef} - \lambda\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) \quad (1.23)$$

ou adotar um formato adimensional que posteriormente será mais vantajoso para simulações numéricas. Para tal, pode-se definir o tempo adimensional $\tau \equiv \gamma M_s t$ e o campo efetivo reduzido $\mathbf{h}_{ef} \equiv \mathbf{H}_{ef}/M_s$, com o que 1.23 torna-se

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{ef} - \lambda\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{ef}). \quad (1.24)$$

A equação de Landau-Lifshitz consegue introduzir um termo de amortecimento que tende a alinhar a magnetização com o campo efetivo. Entretanto, há um grave problema com ela quando se considera um amortecimento forte. No limite $\lambda \rightarrow \infty$, a equação 1.22 diverge, o que não faz sentido do ponto de vista físico.

1.2.2 Equação Landau-Lifshitz-Gilbert

Em 1955, Thomas Gilbert propôs uma formulação diferente para a dinâmica da magnetização[33, 35]. Ao analisar amostras que tinham dissipação extremamente alta^{vii} e não conseguir usar a equação de Landau-Lifshitz para modelar os resultados experimentais, ele se propôs derivar uma nova equação para descrever a dinâmica da magnetização com amortecimento. Gilbert notou que a equação conservativa que descreve a precessão da magnetização (1.19) pode ser derivada por métodos lagrangianos, em que o papel das coordenadas generalizadas é feito pelas componentes do vetor magnetização (M_x, M_y, M_z). Desse modo, a forma mais simples e direta para introduzir um termo de dissipação é considerar uma espécie de força viscosa (*dissipação de Rayleigh*), com componentes proporcionais às derivadas temporais das coordenadas generalizadas. Assim, o termo de amortecimento fenomenológico de Gilbert é dado por:

$$\frac{\alpha}{M_s}(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \quad (1.25)$$

em que $\alpha \geq 0$ é o parâmetro de amortecimento, característico de cada material, e a equação de Gilbert (também conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert ou LLG), já normalizada, fica:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef} + \alpha(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}) \quad (1.26)$$

^{vii} Provavelmente devido a baixa qualidade das amostras. É interessante que ao se procurar as referências originais [35] e [36], que sempre são citadas, elas não estão disponíveis. Por causa disso, o próprio Gilbert escreveu um artigo revisando o tema em 2004. Ver referência [33]

Da mesma forma que a equação de Landau-Lifshitz, a equação de Gilbert também preserva a norma da magnetização, porém no limite de grande amortecimento 1.26 permanece fisicamente plausível, pois

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{d\mathbf{m}}{dt}(\text{Gilbert}) = 0. \quad (1.27)$$

Isso pode ser visto ao se multiplicar vetorialmente ambos os lados da equação 1.26 pelo vetor magnetização \mathbf{m} , usando $\mathbf{m} \cdot d\mathbf{m}/dt = 0$ e aplicando a regra do produto vetorial $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$. Com isso, obtém-se a chamada equação de Landau-Lifshitz na forma de Gilbert

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2}(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - \frac{\gamma\alpha}{(1 + \alpha^2)}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) \quad (1.28)$$

que também pode ser posta em um formato adimensional

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -\frac{1}{1 + \alpha^2}(\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{ef}) - \frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{ef}). \quad (1.29)$$

Pelas equações 1.28 e 1.29 é fácil notar que, no limite de $\alpha \rightarrow \infty$, $d\mathbf{m}/dt \rightarrow 0$. Além disso, pode-se ver que 1.28 tem o mesmo formato de 1.23, com $\gamma_{Landau} = \gamma/(1 + \alpha^2)$ e $\lambda = \gamma\alpha/(1 + \alpha^2)$. Porém, como mostraram Kikuchi[37] e Mallinson[38] em seus trabalhos, apesar de as equações poderem ser postas na mesma forma matemática, elas não podem ser consideradas verdadeiramente equivalentes, já que representam situações físicas diferentes. Assim, é plausível concluir que a equação de Gilbert é uma forma mais correta de descrição da dinâmica da magnetização, mas que no limite $\alpha^2 \ll 1$ ambas devem gerar resultados muito similares.

1.3 Energia Magnética e Campo Efetivo

O campo efetivo \mathbf{H}_{ef} é parte central da equação LLG. Ele inclui interações descritas pelo funcional de energia $E = E(\mathbf{m}, \mathbf{r})$, como campo externo e anisotropias, que são deriváveis de potenciais, mas também pode conter componentes não conservativos e não determinísticos, como flutuações térmicas, por exemplo. Todas essas contribuições entram na equação LLG da mesma forma, como componentes do campo efetivo, mas são de natureza bastante distinta, de forma que é útil definir $\mathbf{h}_{ef} \equiv \mathbf{H}_{ef}/M_s$ como a soma de um termo conservativo \mathbf{h}^E e um termo aleatório \mathbf{h}^T :

$$\mathbf{h}_{ef} \equiv \mathbf{h}^E + \mathbf{h}^T \quad (1.30)$$

Considerando inicialmente apenas termos conservativos, que podem ser relacionados com um potencial, em um problema com diversos momentos magnéticos pode-se obter \mathbf{h}^E a partir da derivada variacional da energia magnética (funcional de *energia livre de Gibbs*[34, 39]) em relação à magnetização:

$$\mathbf{h}^E \equiv -\frac{1}{\mu_0 V M_s^2} \frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}} \quad (1.31)$$

Ao se utilizar a aproximação de macrospin, a contribuição do termo de energia de troca passa a ser nula e os outros termos inclusos em $E(\mathbf{m}, \mathbf{r})$ podem ser escritos de forma simplificada, possibilitando que a energia magnética seja descrita por uma função de \mathbf{m} . Assim, $E(\mathbf{m}, \mathbf{r}) \rightarrow E(\mathbf{m})$ e a equação 1.31 simplifica-se para o gradiente de $E(\mathbf{m})$ em relação a magnetização:

$$\mathbf{h}^E \equiv -\frac{1}{\mu_0 V M_s^2} \nabla_{\mathbf{m}} E \quad (1.32)$$

Além disso, também é possível escrever a energia em um formato adimensional, definindo

$$\epsilon \equiv \frac{E}{\mu_0 V M_s^2} \quad (1.33)$$

de forma que $\mathbf{h}^E = -\nabla_{\mathbf{m}} \epsilon$.

Já o termo não conservativo normalmente representa o efeito de flutuações térmicas no sistema. Assim, quando esse termo aleatório está presente, obtém-se uma *equação de Langevin*, com a dinâmica da magnetização dada pelos torques^{viii} conservativo $\mathbf{\Gamma}_E$ e aleatório $\mathbf{\Gamma}_T$:

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = \mathbf{\Gamma}_E + \mathbf{\Gamma}_T \quad (1.34)$$

$$\mathbf{\Gamma}_E \equiv -\mathbf{m} \times \mathbf{h}^E - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}^E) \quad (1.35)$$

$$\mathbf{\Gamma}_T \equiv -\mathbf{m} \times \mathbf{h}^T - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}^T) \quad (1.36)$$

Resta agora ver quais são as componentes de \mathbf{h}^E e de \mathbf{h}^T .

1.3.1 Termo de Zeeman

Das componentes do campo conservativo \mathbf{h}^E , a mais simples é a que está associada a presença de um campo externo \mathbf{H}_e . A interação do campo externo com a magnetização pode ser descrita pela *energia de Zeeman* $E_e = -\mu_0 V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_e$. Usando a mesma normalização de 1.33, e definindo $\mathbf{h}_e \equiv \mathbf{H}_e / M_s$, tem-se

$$\epsilon_e = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_e. \quad (1.37)$$

O termo de Zeeman está relacionado à atuação de um agente externo, não sendo algo inerente ao sistema, e como o campo aplicado é independente da magnetização esse termo é linear em \mathbf{m} . Entretanto, existem termos que se fazem presentes independentemente da atuação de um agente externo, pois representam anisotropias internas do material magnético e são normalmente representados por componentes não-lineares.

^{viii} É padrão o uso da expressão torque para se referir à dinâmica da magnetização, por isso seguiremos usando essa nomenclatura aqui.

1.3.2 Anisotropia Uniaxial e Campo Desmagnetizante

Anisotropias são fundamentais para a existência de um estado magnético estável. Como visto anteriormente, acima da temperatura de Curie materiais ferromagnéticos passam a apresentar comportamento paramagnético, com seus momentos desordenados devido a agitação térmica, não demonstrando preferência por nenhuma orientação espacial em particular. Esse é um estado isotrópico, em que todas as orientações dos diversos $\boldsymbol{\mu}$ são igualmente prováveis. Assim, ao se reduzir a temperatura para $T < T_C$, ocorre uma *quebra espontânea de simetria* no sistema, que passa a apresentar ordem ferromagnética e direções espaciais preferenciais. A razão de uma direção ser “escolhida” está relacionada justamente a existência de alguma anisotropia, que torna uma direção (ou direções) energeticamente favorável.

Uma fonte inerente de anisotropia em um sistema cristalino é justamente a simetria da rede, pois existe um acoplamento dos orbitais eletrônicos com o campo cristalino. Essa interação causa uma distorção dos orbitais que assumem a simetria da rede e, como também existe um acoplamento entre o momentum orbital e o spin (acoplamento spin-órbita), isso faz com que exista uma ou mais direções preferenciais de magnetização dada pela rede. Pelo fato de ser uma anisotropia com origem no campo cristalino, é chamada de *anisotropia magnetocristalina*. Dentre as formas mais comuns, estão as anisotropias uniaxial e cúbica e durante o desenvolvimento do trabalho vamos nos limitar ao caso uniaxial.

A anisotropia uniaxial gera uma orientação mais fácil para a magnetização em relação a um eixo específico. Essa propriedade pode ser expressa em termos de uma energia anisotrópica E_a . Sendo $\hat{\mathbf{n}}$ o versor que dá a orientação do eixo de anisotropia e q uma constante que dá a intensidade dessa anisotropia, então pode-se escrever

$$E_a = -\frac{q\mu_0 V}{2}(\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \quad (1.38)$$

que após normalização assume a forma

$$\epsilon_a = -\frac{q}{2}(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 = -\frac{q}{2}m_n^2. \quad (1.39)$$

Tomando o gradiente da equação anterior (1.39), o campo de anisotropia associado a essa energia é $\mathbf{h}_a = qm_n\hat{\mathbf{n}}$.

Qualquer material ordenado magneticamente, com uma magnetização não nula, tem um campo interno que se opõe a sua magnetização. Esse é o campo desmagnetizante \mathbf{H}_d , que tem origem em interações dipolo-dipolo de longo alcance e em assimetrias da magnetização (por exemplo quando $\nabla \cdot \mathbf{M} \neq 0$, como visto anteriormente), o que faz com que esse campo seja extremamente dependente do formato do corpo magnético. Por esse tipo de anisotropia estar relacionada à geometria do material é chamada de *anisotropia de forma*. Ela é mais intensa para os eixos mais curtos do corpo, tem intensidade proporcional à magnetização que a cria e favorece a orientação da magnetização na mesma direção das dimensões mais alongadas do sistema. No caso da aproximação de macrospin, usa-se um

termo de energia que penaliza a orientação magnética em uma ou mais direções através dos fatores de desmagnetização N_{ij} , com $i, j = x, y, z$. Esses fatores são as componentes do tensor de desmagnetização, que tem como característica o traço unitário, $\sum N_{ii} = 1$. Para um filme fino, normalmente a componente perpendicular ao plano é muito maior que as outras e pode-se adotar a simplificação que $N_{\perp} \approx 1$ e ignorar os outros eixos. Assim, a energia magnética (já no formato adimensional) associada a esse termo é

$$\epsilon_d = \frac{1}{2} m_{\perp}^2 \quad (1.40)$$

e o campo desmagnetizante associado a essa energia é

$$h_d = -m_{\perp}. \quad (1.41)$$

Dependendo do formato do sistema em questão, as anisotropias de forma e magneto-cristalina podem ser representadas por um único termo, mas é importante lembrar que suas origens são bem distintas.

1.3.3 Flutuações Térmicas

Como visto anteriormente, a temperatura tem um papel importante em relação ao comportamento de sistemas magnéticos. O caso mais drástico é a transição de fase que ocorre em $T = T_C$, porém mesmo abaixo da temperatura de Curie a agitação térmica pode ser relevante, levando a diferentes dinâmicas, como o estado superparamagnético. Assim, considerando que a ordem ferromagnética é mantida ($T < T_C$), faz-se necessária uma descrição teórica do problema de um momento magnético (macrospin) em temperatura não nula e um método prático de incorporar essas flutuações térmicas nas equações de movimento. Esse problema foi abordado por William Brown Jr. em 1963[39], colocando em terreno mais sólido o trabalho iniciado por Néel no final dos anos 1940.

Partindo de um modelo de Stoner-Wohlfarth, em que um sistema com anisotropia uniaxial possui dois mínimos de energia separados por uma barreira ΔE , no limite $\delta_e = \Delta E/(k_B T) \gg 1$ é possível tratar o problema como tendo orientação discreta, em que apenas os estados dados pelos mínimos de energia são ocupados. Nesse caso, em um ensemble de n partículas devem haver n_1 partículas ocupando o mínimo de energia 1 e n_2 partículas no mínimo de energia 2, com $n_1 + n_2 = n = \text{constante}$. As partículas podem trocar de orientação, ou seja ir de um mínimo para outro, com uma probabilidade ν_{ij} por unidade de tempo, $i, j = 1, 2$, e o equilíbrio estatístico é descrito por $\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = n_2 \nu_{21} - n_1 \nu_{12}$. Isso permite escrever

$$\nu_{ij} = f_{ij} e^{-\Delta E/(k_B T)}, \quad (1.42)$$

em que f_{ij} é uma quantidade associada a partícula, com dimensão de frequência. A equação 1.42 pode ser identificada com a fórmula dada para o tempo de relaxação de

Néel, equação 1.12, mas agora em um formato de Arrhenius-Kramers. Porém, como notou Brown, conforme δ_e diminui, em algum momento não será mais válida a aproximação discreta, pois a distribuição de partículas, ou o tempo de permanência de uma única partícula, não estará mais suficientemente concentrada nos mínimos de energia. Dessa forma, é necessário um modelo mais completo, em que se possa escrever uma densidade de probabilidade das orientações da partícula como função do tempo.

Seguindo a derivação feita por Brown, a maneira mais simples de obter os resultados desejados é introduzir um “campo térmico”, que entra como parte do campo efetivo, na equação LLG. Isso significa assumir que a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert acrescida de um termo estocástico $h^T(t)$ é a *equação de Langevin* do problema, baseando-se em uma abordagem de movimento Browniano. Nesse caso, passa a ser parte central do problema descrever as propriedades estatísticas de $h^T(t)$. A simplificação mais importante é feita ao se considerar que as flutuações térmicas possuem tempo de correlação muito menor do que o tempo de resposta do sistema magnético[39], nesse caso uma partícula do tipo macrospin. Isso pode ser justificado ao se considerar que o tempo de resposta do sistema magnético será da ordem da frequência de ressonância magnética ($\approx 10^{-10}$ s), enquanto as flutuações microscópicas devem ser de ordem $k_B T/h \approx 10^{-13}$ s[39, 40] ou menor. Portanto, pode-se modelar $h^T(t)$ como um *ruído branco*, puramente estocástico, com distribuição Gaussiana de média zero, não correlacionado no tempo e espaço, dado pelas relações

$$\langle h^T(t) \rangle = 0 \text{ e } \langle h_i^T(t) h_j^T(t') \rangle = D \delta_{ij} \delta(t - t'), \quad (1.43)$$

em que D é uma constante relacionada à temperatura absoluta T ainda a ser determinada.

Tendo a equação de Langevin do problema e as propriedades estatísticas das flutuações térmicas, Brown pôde escrever a equação de Fokker-Planck[39, 41] relacionada ao sistema. Ao fazer isso e determinar que em equilíbrio estatístico a probabilidade de se encontrar o sistema com uma energia específica deve ser proporcional ao fator de Boltzmann é possível chegar na expressão para D ,

$$D = \frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 V M_s^2}, \quad (1.44)$$

já escrita adotando a mesma normalização adimensional previamente usada. É possível ver que essa é uma relação de flutuação-dissipação, em que α e T entram da mesma forma. Isso é uma consequência, ou uma expressão, do fato de que os mesmos inúmeros graus microscópicos de liberdade internos do sistema que permitem a dissipação de energia, relacionada à constante de amortecimento, causam as flutuações relacionadas à temperatura[40]. Posteriormente, será vista a maneira em que D entra nas equações de movimento (equação LLG) de um macrospin, para as simulações numéricas do problema envolvendo flutuações térmicas.

1.4 Magnetorresistência

Efeitos magnetorresistivos são conhecidos há bastante tempo, mas existem dois tipos em especial que estão intimamente associados à spintrônica e a sistemas de transferência de spin: a magnetorresistência gigante (GMR) e a magnetorresistência túnel (TMR). Ambas ocorrem em sistemas multicamada e podem ser descritas resumidamente como a variação da resistência elétrica devido à mudança da orientação relativa entre as magnetizações de diferentes camadas do sistema. A diferença fundamental entre GMR e TMR é que na primeira a separação entre camadas magnéticas é feita por uma camada de material condutor não magnético, enquanto que para a TMR essa separação é feita por um material isolante.

1.4.1 Magnetorresistência Gigante

No final da década de 1980, os grupos de Fert[6] e Grünberg[42] observaram, separadamente, pela primeira vez o efeito de magnetorresistência gigante em sistemas de multicamadas magnéticas de ferro/cromo. Esse efeito tem origem em propriedades quânticas dos condutores magnéticos e só pode ser observado quando, no mínimo, uma das dimensões do sistema for da mesma ordem de grandeza do livre caminho médio eletrônico no meio, que é usualmente de ordem nanométrica. Um fator relevante para a variação da resistência é se a corrente elétrica flui paralelamente às camadas magnéticas, configuração chamada de CIP (do inglês “Current In Plane”), ou se a corrente atravessa perpendicularmente as camadas, numa configuração CPP (“Current Perpendicular to the Plane”). Os resultados iniciais, relatados acima, foram obtidos em configuração CIP, mas pouco tempo depois foram obtidas medidas em CPP[43]. As variações de resistência são maiores em CPP do que em CIP[43, 44], porém mais difíceis de serem medidas já que, devido à pequena espessura das camadas magnéticas, a magnetorresistência acaba sendo mascarada pela resistência dos contatos elétricos utilizados. A corrente perpendicular aos planos das camadas é a única configuração utilizada em sistemas de transferência de spin e em magnetorresistência túnel, de forma que apenas essa geometria será vista aqui.

A diferença de energia entre estados eletrônicos com spins distintos em um ferromagneto, além de causar magnetização do material, resulta em diferentes condutividades elétricas entre spins majoritários (+) e minoritários (-). De fato, pode-se considerar que existem dois canais de condução, com condutividades diferentes σ_{\uparrow} e σ_{\downarrow} , como no modelo de Mott de duas correntes[45]. Não é possível medir as condutividades, ou resistividades ρ_{\uparrow} e ρ_{\downarrow} , dos canais separadamente, já que em um experimento sempre será observada a resistividade total do material, que é uma combinação dos canais. Entretanto, é possível comparar as resistividades residuais em condutores com impurezas magnéticas (Fe, Co e Ni) diluídas, de forma a estimar a razão $\rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow}$, o que foi feito por Fert e Campbell[46, 47], validando o modelo de duas correntes em baixa temperatura. Normalmente, é possível

considerar esses dois canais de condução como separados, pois em eventos de espalhamento em temperaturas muito menores que a temperatura de Curie a direção do spin eletrônico é geralmente conservada. Há um custo de energia associado à inversão de spin (“spin-flip”), tornando esses eventos menos prováveis. Uma consequência direta disso é que a distância média percorrida por um elétron entre dois espalhamentos, ou seja, o livre caminho médio eletrônico, é normalmente muito menor que o comprimento de difusão de spin[47, 48], que é a distância média percorrida por um elétron antes de sofrer uma inversão de spin.

Imaginando um sistema tricamada, em que a primeira camada é de material ferromagnético, a segunda de material não magnético e a terceira novamente ferromagnética (F1/NM/F2), as diferentes orientações relativas entre as magnetizações das camadas F1 e F2 resultam em diferentes valores de resistência elétrica. A resistência máxima, R_{AP} , ocorre quando as magnetizações são antiparalelas (AP) e a mínima, R_P , para uma configuração paralela (P), no caso da GMR normal, que surge quando as camadas magnéticas são todas de um mesmo tipo de material. Quando existem camadas magnéticas de materiais diferentes é possível que as configurações para alta e baixa resistência sejam invertidas, efeito chamado de GMR inversa. Apesar dessa diferença, as causas para a variação da resistência são as mesmas e podemos nos concentrar no caso da GMR normal. Assim, a magnetorresistência gigante é dada pela diferença entre as resistências alta e baixa, podendo ser definida como

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (1.45)$$

Isso pode ser compreendido como o resultado das diferentes resistividades $\rho_{\uparrow,\downarrow}$ existentes em ferromagnetos, junto com as diferentes taxas de espalhamento nas interfaces das camadas, que também são dependentes de spin. Essa diferença no espalhamento interfacial decorre da possibilidade de haver casamento (“matching”) dos potenciais atômicos nos canais de spins majoritários ou minoritários, dependendo dos materiais usados. Evidentemente que essa equalização não será perfeita, pois densidade de estados, estrutura de bandas e energia de Fermi mudam conforme o material, mas o importante é que existirá diferença de equalização *entre os canais*.

Em uma interface F/NM, é possível que as densidades de estados e as energias de Fermi sejam similares em ambos os materiais para um tipo de spin, mas bem diferentes para o outro. Adotando uma representação simplificada das densidades de estados nas sub-bandas s e d , como na figura 2, pode-se ver que no caso de um sistema Co/Cu, por exemplo, isso favorece o canal majoritário, já para uma interface Fe/Cr a melhor equalização é dos portadores minoritários. Supondo o caso de um sistema Co/Cu, os elétrons no nível de Fermi do canal + sofrem fraco espalhamento nas interfaces[50]. Com a equalização ocorrendo para os spins majoritários, mas não para os do canal –, os elétrons minoritários serão submetidos a uma diferença significativa de potencial nas interfaces, resultando em altas taxas de espalhamento dos mesmos, o que não ocorrerá no outro canal. Pode-se imaginar, pictoricamente, essas diferenças como uma paisagem do potencial encontrado

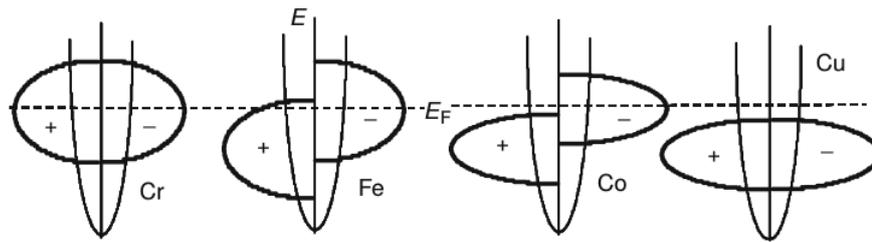


Figura 2 – Diagrama simplificado das densidades de estados das sub-bandas d e s, para cromo (Cr), ferro (Fe), cobalto (Co) e cobre (Cu). Em uma interface Cr/Fe, o casamento, ou equalização, dos potenciais é melhor para os spins minoritários (-). Já para uma interface Cu/Co, esse casamento é melhor para os spins majoritários (+)[49].

pelos elétrons. Para os elétrons majoritários essa paisagem é essencialmente plana, com poucas ondulações, mas para os minoritários ela apresenta vales e picos. Nesse caso, uma corrente de spins + encontrará baixa resistência, enquanto uma corrente de spins - sofrerá alta resistência.

Uma consequência importante da diferença nas taxas de espalhamento, dependendo do spin eletrônico, é que uma corrente elétrica fluindo através de uma interface F/NM terá um desequilíbrio entre o número de elétrons com spin \uparrow e \downarrow , ou seja, ela estará *spin polarizada*. Essa polarização deve ser máxima logo após a interface e ir a zero conforme a distância da interface aumenta. Em particular, em um sistema F1/NM/F2, caso a espessura da camada NM seja da ordem do livre caminho médio eletrônico, a corrente ainda estará polarizada ao atingir a segunda camada ferromagnética. Supondo por simplicidade que F1 e F2 são ferromagnetos idênticos, na interface NM/F2 o que determinará se os elétrons sofrerão forte ou fraco espalhamento será a orientação da magnetização de F2 em relação a F1. Assim, com duas camadas ferromagnéticas alinhadas paralelamente, o espalhamento ocorre apenas com elétrons de um dos canais de condução, mas quando as magnetizações estão desalinhadas ambas as correntes sofrem resistência, levando o sistema como um todo a um estado de resistência mais alta. Isso pode ser visto esquematicamente na figura 3, em que os elétrons majoritários tem melhor equalização. O circuito equivalente não leva em consideração a mistura entre as correntes, que pode ocorrer quando o termo de espalhamento com inversão de spin for apreciável. Nesse caso, deveria haver uma outra resistência conectando os canais, no caso, as partes superior e inferior do circuito.

A GMR é causada pelas diferenças associadas à existência de dois tipos de spins, porém é necessário lembrar que sempre existirão efeitos de espalhamento independentes de spin, que contribuem para a resistência do sistema. Isso torna a espessura das camadas um fator importante, pois quando elas são aumentadas a tendência é que também aumente o espalhamento por defeitos, o que não depende de spin, alterando a GMR e reduzindo a importância das interfaces.

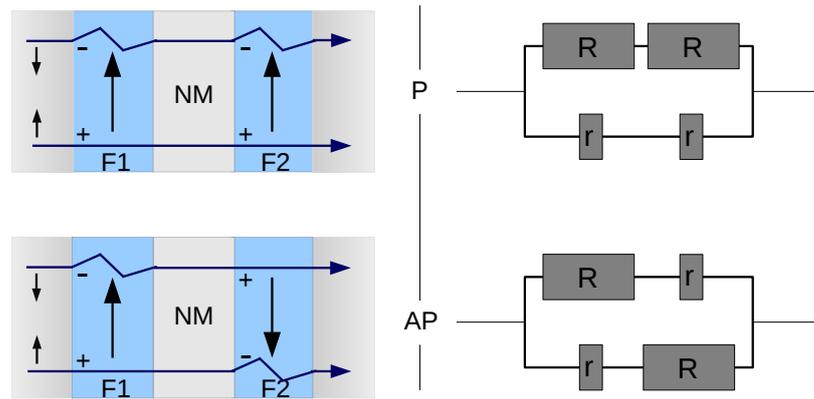


Figura 3 – Exemplo esquemático de sistema multicamada magnética, em configuração de corrente perpendicular ao plano, que apresenta GMR normal (à esquerda). As setas pequenas indicam os momentos magnéticos de spin em relação ao eixo de quantização, enquanto os sinais + e - indicam se o tipo de spin da corrente é majoritário ou minoritário nas magnetizações de F1 e F2. Para magnetização das camadas F1 e F2 paralelas (P), spins do tipo - sofrem forte espalhamento. Em uma configuração anti-paralela (AP), ambas as correntes (+ e -) tem forte espalhamento. Circuito elétrico equivalente, ignorando mistura das correntes, para as configurações P e AP (à direita). R representa alta resistência e r baixa resistência.

1.4.2 Magnetorresistência Túnel

Ao se substituir o material condutor NM por um isolante (I) como camada espaçadora, em uma configuração F1/I/F2, haverá uma modificação importante no comportamento do sistema, já que a resistência à passagem de corrente elétrica poderá ser muito grande, impedindo qualquer distinção entre os estados P e AP das magnetizações nos ferromagnetos. Entretanto, ao se reduzir suficientemente a espessura da camada isolante, para em torno de 1 nm, passa a existir uma probabilidade não desprezível de tunelamento eletrônico entre as camadas magnéticas através da camada espaçadora. Isso gera uma nova resposta magnetorresistiva, dependente da orientação das magnetizações em F1 e F2, que é a magnetorresistência túnel. A TMR ocorre apenas em geometria CPP, sendo similar à GMR nessa mesma configuração, possuindo também magnetorresistência normal e inversa e podendo ser definida de maneira equivalente à equação 1.45:

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (1.46)$$

Porém, também existem diferenças importantes entre esses dois efeitos magnetorresistivos.

As primeiras medidas de tunelamento entre filmes magnéticos foram feitas em 1975[51] em baixa temperatura. Na época, as técnicas de preparação de filmes finos e a capacidade de miniaturização dos sistemas necessários para observar a TMR eram limitados, de forma que as variações medidas de resistência eram muito pequenas, não sendo interessantes de um ponto de vista prático. Porém, com o avanço das técnicas relacionadas a filmes finos,

foi possível obter variações maiores de resistência em temperatura ambiente[52] em 1995. Desde então, junções túnel magnéticas tem sido objeto de grande interesse, devido ao seu tamanho reduzido, compatibilidade com tecnologia de atual de fabricação de circuitos integrados, semicondutor de óxido metálico complementar (CMOS), e possibilidade de aplicações em sensores e memórias magnéticas. Uma característica importante das junções túnel magnéticas é que as variações de resistência associadas à mudança da orientação das camadas magnéticas são maiores do que para a GMR, tornando mais fácil a sua medida. Dependendo de configurações específicas do sistema multicamada, é possível obter variações tão grandes de resistência que fala-se de uma função retificadora da junção, efeito que quando associado à transferência de spin ficou conhecido como *diode de spin*[53] (“spin-diode”).

O motivo para a variação da resistência com a orientação relativa das magnetizações junto à barreira túnel é que a taxa de tunelamento, ou a condutância G da junção, é dependente de spin. Voltando ao sistema tricamada F1/I/F2, como exemplo, a condutância da junção I é proporcional aos produtos das densidades de estados no nível de Fermi[51, 54], $D(E_F)$, de F1 e F2, ou seja

$$G \propto \sum_S D_{1S}(E_F)D_{2S}(E_F), \quad (1.47)$$

em que S denota o tipo de spin (+ ou -). Quando as camadas estão alinhadas paralelamente, spins majoritários em F1 tunelam para o estado majoritário em F2, enquanto spins minoritários em F1 tunelam para o estado minoritário em F2 e vice-versa. Porém, em uma configuração antiparalela spins majoritários em F1 devem tunelar para o estado minoritário em F2, assim como os minoritários em F1 devem tunelar para o estado majoritário em F2. Isso pode ser visto em uma representação simplificada na figura 4, em que também são mostrados os estados up e down (\uparrow e \downarrow) relacionados aos eixos de quantização do sistema para melhor visualização. Definindo a polarização de spin em F1, P_1 , e em F2, P_2 , como

$$P_{1,2} \equiv \frac{D(E_F)_{1,2+} - D(E_F)_{1,2-}}{D(E_F)_{1,2+} + D(E_F)_{1,2-}}, \quad (1.48)$$

usando as condutâncias G_P e G_{AP} , dadas pela equação 1.47, e $R = G^{-1}$, chega-se a conclusão de que a magnetorresistência será dada pelas polarizações[49] $P_{1,2}$, na forma

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 + P_1P_2}. \quad (1.49)$$

Essa expressão simples, que decorre do fato de se considerar a função de onda na barreira túnel independente do vetor de onda e de spin[48], funciona bem em alguns casos[55, 49], porém na maioria das vezes é necessário levar em conta um quadro mais realístico e complexo para chegar em resultados quantitativamente corretos. Desenvolver esses resultados não é o objetivo desse trabalho, então vamos nos limitar a ter uma visão qualitativa do processo e citar alguns fatores importante que afetam o efeito de magnetorresistência túnel

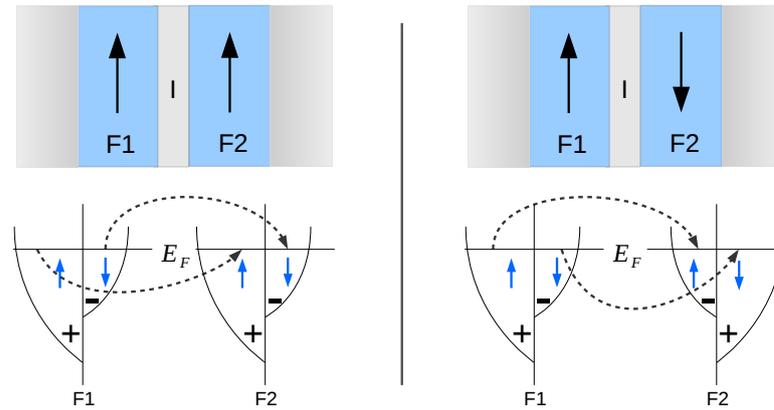


Figura 4 – Exemplo esquemático de junção túnel. Quando as magnetizações F1 e F2 estão paralelas, elétrons majoritários em F1 podem tunelar para o estado majoritário em F2. Em configuração antiparalela, é necessário que elétrons + em F1 tunelem para o estado minoritário em F2. Na realidade, o quadro é mais complexo, pois é possível haver tunelamento com inversão de spin.

e que devem ser incluídos para uma melhor descrição do efeito. Nesse caso, estruturas eletrônicas realísticas e desordem nas interfaces exercem forte impacto na magnitude da TMR, sendo necessário considerar[49]:

- Efeitos da superfície de Fermi: como as camadas F1 e F2 podem ser de materiais diferentes, é possível que diferenças nas superfícies de Fermi afetem a probabilidade de tunelamento. Além disso, as superfícies podem ser diferentes para diferentes tipos de spin, o que contribui para dependência de spin no tunelamento eletrônico.
- Simetria das funções de onda: funções de onda eletrônicas de cada estado em metais tem simetrias específicas e elétrons com uma certa simetria não conseguem tunelar para um estado com simetria diferente. Isso tem forte impacto na TMR.
- Efeitos de espalhamento eletrônico: o espalhamento eletrônico, por defeitos e quebra de simetria translacional nas interfaces, faz com que o vetor de onda eletrônico não precise ser conservado no tunelamento, permitindo que estados com simetrias diferentes participem do processo, especialmente no caso de superfícies de Fermi diferentes. Isso possibilita o aumento da condutância da junção com maior rugosidade nas interfaces, em oposição ao que ocorre no transporte em condutores.
- Efeitos de estados interfaciais: é possível que estados de Shockley apareçam nas duas interfaces e apresentem sobreposição entre estados de interfaces diferentes, causando aumento da condutância da junção.
- Tunelamento com inversão de spin: a existência de momentos magnéticos e impurezas nas interfaces ou dentro da camada isolante permitem que o processo de tunelamento

seja acompanhado de uma inversão do spin eletrônico. Isso diminui a dependência de spin do efeito, reduzindo a TMR.

- Diferença de potencial elétrico: quando uma tensão \mathcal{V} é aplicada na junção, ocorre uma variação dos potenciais químicos μ^q entre as camadas F1 e F2, na forma $|\mu_1^q - \mu_2^q| = e\mathcal{V}$ o que aumenta a probabilidade de tunelamento e pode diminuir a TMR.
- Temperatura: o aumento da temperatura reduz a TMR, pois existe uma probabilidade maior de flutuações e inversões de spin.

Pode-se ver que tanto TMR quanto GMR são efeitos complexos em que o transporte eletrônico dependente de spin tem papel central. Além disso, ambos efeitos levam à seguinte conclusão: o estado magnético de um sistema é capaz de alterar a corrente elétrica, através da variação de resistência causada por processos dependentes de spin. Isso permite imaginar que a recíproca também possa ser verdadeira. Em seu artigo de 1996, fazendo considerações de conservação de momentum angular de spin, em um sistema multicamada metálico, e adotando um ponto de vista balístico, Slonczewski chegou à conclusão de que isso realmente ocorre e propôs chamar o efeito de *transferência de spin*.

1.5 Transferência de Spin

Conforme mencionado anteriormente, uma corrente elétrica^{ix} pode ser spin polarizada, ao passar por uma interface F/NM, em decorrência das diferenças associadas ao estado de spin em ferromagnetos. É possível compreender esse efeito através de um modelo simplificado[56], em que a função de onda de um elétron incidente na interface encontra um degrau de potencial, mas cuja altura é diferente para spins diferentes. Como o potencial de espalhamento é dependente de spin, as taxas de reflexão r_S e transmissão t_S na interface também são. Sob um ponto de vista balístico, os elétrons de um tipo são transmitidos na interface, enquanto os de outro são refletidos, o que gera zonas de acumulação de spin antes e depois do ferromagneto. Isso permite que filmes finos magnéticos atuem como *filtros de spin*[57], em que um dos estados pode passar pelo filtro e o outro não. Também é possível chegar à conclusão de que existe a acumulação de spin usando um modelo difusivo, baseado na equação de Boltzmann, como no modelo de Valet e Fert[58]. A vantagem de uma abordagem difusiva do problema é que efeitos de volume podem ser considerados com maior detalhe, mostrando que também existe dependência com a espessura das camadas magnéticas. Uma conclusão importante obtida por Valet e Fert é que, quando o comprimento de difusão de spin é muito maior que o livre caminho médio

^{ix} Aqui vamos usar corrente elétrica como sinônimo de movimento eletrônico, de forma que será o oposto da convenção em que a corrente é considerada pela direção do movimento de portadores de carga positiva.

eletrônico, a equação de difusão se reduz a equações de transporte macroscópicas, mesmo para espessuras de camada da ordem de λ_e .

A polarização de spin da corrente elétrica irá se manter na camada NM, diminuindo conforme a distância da interface devido a mecanismos de relaxação de spin. Ao passar para uma segunda camada magnética as diferentes taxas de espalhamento são responsáveis pela GMR. Entretanto, essa corrente spin polarizada também corresponde a uma injeção de spin líquido na camada e esses spins irão tentar seguir a componente local da magnetização, devido à interação de troca. Caso o acoplamento de troca seja o único considerado, o momentum angular magnético total deve ser conservado. Como os spins injetados sofrerão variação de orientação, os spins da camada também devem sofrer uma variação equivalente e oposta, por causa da conservação de momentum. Isso corresponde à transferência de momentum angular de spin nas camadas magnéticas do sistema e, caso a densidade de corrente seja suficientemente grande ($\approx 10^7 \text{ A/cm}^2$), irá se manifestar na resposta dinâmica da magnetização como um torque clássico agindo sobre a mesma. Esse fenômeno ficou conhecido como efeito de transferência de spin e pode resultar em uma completa reversão da magnetização, assim como em estados precessionais estacionários e estados intermediários. Para melhor entender esse efeito, vamos analisar um modelo bastante simplificado seguindo argumentos das referências [9], [56] e [59].

Quando uma corrente é spin polarizada ela passa a transportar carga e spin líquido também, de forma que a sua caracterização completa requer uma orientação de movimentação espacial e também uma orientação de momento magnético, ou seja, sua descrição é feita por um tensor de segunda ordem $\tilde{\mathbf{Q}}$. Para uma função de onda de um único elétron ψ , a densidade de corrente de spin pode ser definida como

$$\tilde{\mathbf{Q}} \equiv \frac{\hbar^2}{2m_e} \text{Im}(\psi^* \boldsymbol{\sigma}_P \otimes \nabla \psi), \quad (1.50)$$

em que $\boldsymbol{\sigma}_P$ são as matrizes de Pauli (σ_x , σ_y e σ_z) e \otimes denota o produto externo das quantidades. Vamos limitar o exemplo a um movimento de carga em uma única dimensão x' , com orientação espacial de spin nas coordenadas x , y e z , sendo $\hat{\mathbf{x}}' \parallel \hat{\mathbf{x}}$ e o índice ' usado apenas por clareza. Se ψ for uma função de onda plana, na forma

$$\psi = \frac{e^{ikx'}}{\sqrt{\Omega}} (a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle), \quad (1.51)$$

com k sendo o vetor de onda, Ω uma constante de normalização e a e b duas funções relacionadas a caracterização de ψ , as componentes de $\tilde{\mathbf{Q}}$ serão dadas por

$$Q_{x'x} = \frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} 2\text{Re}(ab^*), \quad (1.52)$$

$$Q_{x'y} = \frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} 2\text{Im}(ab^*), \quad (1.53)$$

$$Q_{x'z} = \frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} (|a|^2 - |b^*|^2). \quad (1.54)$$

Vamos analisar o caso de uma onda plana do tipo (1.51), com spin orientado no plano $\hat{\mathbf{x}}\text{-}\hat{\mathbf{z}}$, fazendo um ângulo θ em relação a $\hat{\mathbf{z}}$, encontrando uma camada ferromagnética de magnetização $\mathbf{m} = m\hat{\mathbf{z}}$, $m^2 = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$. A função de onda incidente ψ_{in} pode ser escrita em termos do eixo de quantização $\hat{\mathbf{z}}$

$$\psi_{in} = \frac{e^{ikx'}}{\sqrt{\Omega}} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \right). \quad (1.55)$$

Na interface NM/F, ψ_{in} irá encontrar um potencial espalhador, dependente de spin. Isso pode ser traduzido em diferentes taxas de transmissão $t_{\uparrow,\downarrow}$ e reflexão $r_{\uparrow,\downarrow}$, que resultarão nas funções de onda transmitida, ψ_{tran} , e refletida, ψ_{refl} ,

$$\psi_{tran} = \frac{e^{ikx'}}{\sqrt{\Omega}} \left(t_{\uparrow} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + t_{\downarrow} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \right), \quad (1.56)$$

$$\psi_{refl} = \frac{e^{-ikx'}}{\sqrt{\Omega}} \left(r_{\uparrow} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |\uparrow\rangle + r_{\downarrow} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |\downarrow\rangle \right). \quad (1.57)$$

Usando as equações 1.52-1.54 e as funções de onda ψ_{in} , ψ_{tran} e ψ_{refl} , chega-se nas componentes \mathbf{Q} da densidade de corrente de spin em \mathbf{x}'

$$\mathbf{Q}_{in} = \frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} [\sin(\theta)\hat{\mathbf{x}} + \cos(\theta)\hat{\mathbf{z}}], \quad (1.58)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{tran} = \frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} \{ & \sin(\theta)\text{Re}(t_{\uparrow}t_{\downarrow}^*)\hat{\mathbf{x}} + \sin(\theta)\text{Im}(t_{\uparrow}t_{\downarrow}^*)\hat{\mathbf{y}} + \\ & + \left[|t_{\uparrow}|^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - |t_{\downarrow}|^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \hat{\mathbf{z}} \}, \end{aligned} \quad (1.59)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{refl} = -\frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} \{ & \sin(\theta)\text{Re}(r_{\uparrow}r_{\downarrow}^*)\hat{\mathbf{x}} + \sin(\theta)\text{Im}(r_{\uparrow}r_{\downarrow}^*)\hat{\mathbf{y}} + \\ & + \left[|r_{\uparrow}|^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - |r_{\downarrow}|^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \hat{\mathbf{z}} \}. \end{aligned} \quad (1.60)$$

Pode-se ver que existe uma variação da densidade de corrente de spin na interface, pois $\mathbf{Q}_{in} + \mathbf{Q}_{refl} \neq \mathbf{Q}_{tran}$, o que corresponde ao processo de *filtragem* de spin. Isso significa que uma corrente originalmente sem polarização será polarizada e, também, que uma corrente já polarizada poderá exercer um torque $\mathbf{\Gamma}_{st}$ na magnetização da camada ferromagnética.

Tomando como base a conservação de momentum angular, o torque em \mathbf{m} deverá ser proporcional ao fluxo líquido de spins sendo injetados em um determinado volume. No caso, podemos analisar uma superfície gaussiana em torno da interface NM/F, em que o fluxo das componentes em $\hat{\mathbf{x}}'$ de $\tilde{\mathbf{Q}}$ (equações 1.58-1.60) se dá através das superfícies de área orientada $A\hat{\mathbf{x}}'$ e $-A\hat{\mathbf{x}}'$, como na figura 5. Por último, como o torque em \mathbf{m} deverá ter mesmo módulo, mas sinal oposto ao torque exercido sobre os momentos magnéticos de spin da corrente, é possível estimar que

$$\mathbf{\Gamma}_{st} \propto -\{-\hat{\mathbf{x}}' \cdot (\mathbf{Q}_{in} + \mathbf{Q}_{refl}) + \hat{\mathbf{x}}' \cdot \mathbf{Q}_{tran}\}. \quad (1.61)$$

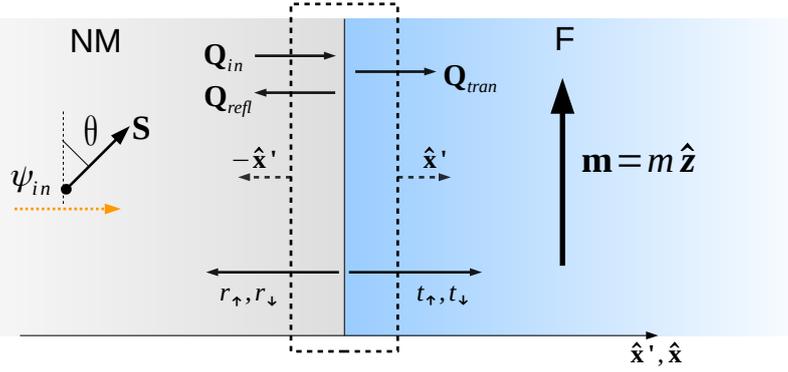


Figura 5 – Função de onda de um único elétron, ψ_{in} , com spin \mathbf{S} e ângulo θ em relação a $\hat{\mathbf{z}}$, incidindo na interface NM/F. A movimentação eletrônica se dá em uma dimensão, no eixo $\hat{\mathbf{x}}'$, enquanto a orientação de spin é dada nas coordenadas $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ e $\hat{\mathbf{z}}$. A densidade de corrente de spin incidente \mathbf{Q}_{in} é decomposta em \mathbf{Q}_{refl} e \mathbf{Q}_{tran} , relacionadas às diferentes taxas de reflexão (r_{\uparrow} e r_{\downarrow}) e transmissão (t_{\uparrow} e t_{\downarrow}) na interface. A linha pontilhada indica a superfície gaussiana usada para determinar o torque de spin Γ_{st} dentro do volume selecionado.

Além disso, por causa do caráter vetorial do efeito, as componentes colineares à magnetização $m\hat{\mathbf{z}}$ não causam torque e a equação 1.61 se reduz a

$$\Gamma_{st} \propto \frac{\hbar^2 k}{2m_e \Omega} \sin(\theta) \{ [1 - \text{Re}(t_{\uparrow} t_{\downarrow}^* + r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*)] \hat{\mathbf{x}} - \text{Im}(t_{\uparrow} t_{\downarrow}^* + r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*) \hat{\mathbf{y}} \}. \quad (1.62)$$

A forma exata de Γ_{st} irá depender de diversos parâmetros do sistema, como por exemplo o tipo de junção magnética (metálica ou túnel) e materiais usados nas camadas. Além disso, a expressão matemática final irá variar conforme o modelo e as aproximações usadas para obtê-la. Fazendo considerações similares a essas em um sistema multicamada metálico, em que portadores majoritários e minoritários nos ferromagnetos estão em bandas separadas por uma diferença de potencial $(V_- - V_+) > 0$, Slonczewski chegou à seguinte expressão para o torque agindo sobre o versor de momentum angular $\mathbf{s} = \bar{\mathbf{S}}/|\bar{\mathbf{S}}|$:

$$\Gamma_{Slonc.} \equiv \frac{d\mathbf{s}}{dt} = -\frac{I}{e|\bar{\mathbf{S}}|} \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \hat{\mathbf{p}}) \eta(\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}}). \quad (1.63)$$

Esse torque descreve a variação de momentum angular de spin em uma camada ferromagnética $\bar{\mathbf{S}}$ e será dependente da corrente I , da orientação de polarização de spin $\hat{\mathbf{p}}$ e da função escalar $\eta(\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}})$. Essa função irá variar conforme o sistema em questão e será responsável por incluir informações sobre a polarização P da corrente, parâmetros dados pela estrutura e materiais das camadas e eficiência do torque, que varia conforme o ângulo entre as magnetizações. No caso do sistema analisado por Slonczewski,

$$\eta(\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}}) = [-4 + (1 + P)^3 (3 + \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}}) / (4P^{3/2})]^{-1}. \quad (1.64)$$

Normalmente, η poderá ser escrita como uma função no formato $\eta(\theta) = c_1 / (c_2 + c_3 \cos(\theta))$, em que c_1 , c_2 e c_3 são constantes e $\cos(\theta) = \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}}$. A figura 6 mostra a variação de η , dada

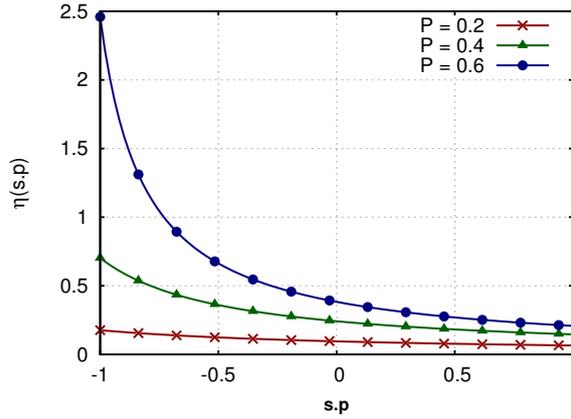


Figura 6 – Gráfico de $\eta(\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}})$, equação 1.64, em função de $\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}}$, para três valores diferentes de polarização: $P = 0.2, 0.4$ e 0.6 .

pela equação 1.64, com o produto interno $\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}}$, para três valores diferentes de polarização: $P = 0.2, 0.4$ e 0.6 . Quando $P \rightarrow 1$, a função η diverge em $\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{p}} \rightarrow -1$, mas devido ao caráter vetorial de $\mathbf{\Gamma}_{Slonc.} \propto \sin(\theta)$, o torque aplicado em \mathbf{s} permanece finito para $P < 1$.

O efeito de transferência de spin, dado pela equação 1.63, é equivalente a um torque clássico agindo sobre uma camada ferromagnética \mathbf{s} . Isso decorre do fato de estarmos tratando de um número grande de spins agindo em conjunto, por causa da interação de troca, permitindo que as variáveis sejam tratadas como quantidades clássicas (ou semi-clássicas), conforme mencionado na seção sobre ferromagnetismo. Slonczewski concluiu que existem dois mecanismos principais que resultam na mútua transferência de momentum entre a corrente e a camada: reflexão na interface dos elétrons, em maior número para um tipo de spin, e precessão dos spins eletrônicos, no ferromagneto, em torno da magnetização. Por causa dessa precessão, a componente do spin eletrônico total transversal à magnetização é anulada quando feita a média sobre todos os elétrons (em outras palavras, o valor esperado dessa componente é zero[59, 60]), devido às diferentes fases e frequências. Em uma distância de poucas camadas atômicas dentro do material ferromagnético, as componentes $\hat{\mathbf{x}}$ e $\hat{\mathbf{y}}$ da densidade de corrente de spin transmitida, \mathbf{Q}_{tran} (1.59), não irão mais contribuir, correspondendo a uma absorção dessas componentes pelo ferromagneto. Em sistemas reais, elétrons incidem na camada magnética de muitas direções diferentes, correspondendo a estados de todas as partes da superfície de Fermi. Nesse caso, mesmo que os elétrons inicialmente tivessem exatamente as mesmas componentes de spin na interface, teriam fases diferentes ao atingir distâncias diferentes dentro da camada ferromagnética[56].

Normalmente, estaremos interessados na variação temporal da magnetização de um ferromagneto, sendo mais interessante reescrever $\mathbf{\Gamma}_{Slonc.}$ como a variação temporal da magnetização causada por transferência de spin, ou seja:

$$\mathbf{\Gamma}_{Slonc.} \rightarrow \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -A_j \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}), \quad (1.65)$$

em que \mathbf{m} é novamente o vetor unitário de orientação da magnetização, $\hat{\mathbf{p}}$ agora é a

orientação de polarização dada pela *magnetização* das camadas e

$$A_j = \frac{\mu_B P I}{e V M_s} \eta(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}}). \quad (1.66)$$

Não há essencialmente nenhuma novidade nas últimas duas equações (1.65 e 1.66) em comparação com a expressão para $\Gamma_{Slonc.}$, apenas foi feita a transformação de uma densidade de torque em momentum angular de spin para a correspondente variação temporal da magnetização provocada por esse torque. De toda forma, é importante lembrar que o spin eletrônico e o momento magnético associado a ele são antiparalelos, sendo necessário cuidado para evitar trocas de sinal errôneas. A partir desse ponto, quando nos referirmos às orientações de spin e torques de spin deve ser entendido que estamos falando da orientação dos *momentos magnéticos*, das magnetizações e das suas respectivas variações temporais.

Retomando as equações 1.63, 1.65 e 1.66, pode-se notar que ao se fazer a troca $I \rightarrow -I$, ou $\hat{\mathbf{p}} \rightarrow -\hat{\mathbf{p}}$, haverá uma inversão no sentido do torque. Isso significa que ao se inverter o sentido da corrente elétrica, ou a orientação da magnetização da camada de orientação $\hat{\mathbf{p}}$, será possível controlar $d\mathbf{m}/dt$ de forma a obter orientações paralelas ou antiparalelas entre \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$. Para um sistema com duas camadas ferromagnéticas F1 e F2, separadas por uma camada metálica NM, caso F1 e F2 sejam idênticas também serão idênticas as variações nas orientações das suas magnetizações, tornando \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$ equivalentes. Sob um ponto de vista prático isso não é desejável, sendo preferível que uma camada seja facilmente alterada dinamicamente por transferência de spin, enquanto a outra seja bem mais estável, podendo ser considerada com uma magnetização de orientação fixa, ou quase fixa. Não é difícil obter um sistema com essas características, pois é possível usar materiais diferentes para as camadas, espessuras diferentes (fazendo com que uma tenha volume muito maior que a outra), acoplamento magnético com outras camadas (“exchange bias” com um material antiferromagnético, por exemplo) ou ainda uma combinação desses fatores. Isso faz com que a corrente crítica, ou a densidade de corrente crítica, necessária para superar as anisotropias e efeitos dissipativos do sistema e permitir reorientar a magnetização por torques de spin, seja diferente nas diferentes camadas. Assim, a camada de magnetização fixa $\hat{\mathbf{p}}$ passa a ser chamada de camada *polarizadora* e a de magnetização variável é a chamada camada *livre*. A camada NM é chamada de camada espaçadora e permite que não haja acoplamento entre F1 e F2, devendo ser suficientemente espessa para evitar forte interação entre as camadas, mas fina o suficiente para que seja mantida a polarização eletrônica da corrente elétrica. Esse critério é satisfeito normalmente para uma espessura da camada da ordem do livre caminho médio eletrônico, pois $\lambda_s \gg \lambda_e$.

As figuras 7 e 8 mostram representações esquemáticas de um mesmo sistema, tricamada, de transferência de spin, em que a mudança de sentido da corrente elétrica atravessando as camadas faz com que seja revertido o torque atuando sobre \mathbf{m} . No caso, F_p é a camada polarizadora e com o movimento eletrônico no sentido $F_p \rightarrow NM$, a polarização da corrente favorece o alinhamento paralelo das camadas. Quando I é invertida, $NM \rightarrow F_p$,

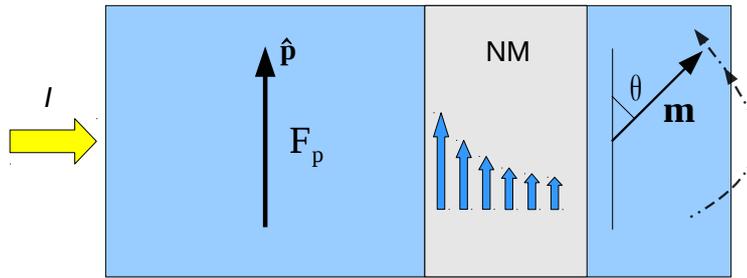


Figura 7 – Representação de um sistema tricamada, em que F_p é a camada polarizadora, \mathbf{m} é a magnetização da camada livre e θ o ângulo entre \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$. Uma corrente I fluindo no sentido $F_p \rightarrow NM$ adquire uma polarização de momentos magnéticos alinhados com $\hat{\mathbf{p}}$ e irá produzir um torque na magnetização da camada livre, que tenderá a alinhar \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$ em configuração paralela ($\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}} = 1$).

a polarização da corrente na camada livre também é invertida, por causa da reflexão e acumulação dos spins na interface, o que tende a colocar as magnetizações \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$ em configuração antiparalela. Essas variações de orientação da magnetização ocorrem com conservação da norma $|\mathbf{m}|$, já que os torques dados pelos produtos vetoriais nas equações anteriores são sempre perpendiculares a \mathbf{m} .

É possível ver pelas equações 1.65 e 1.66 e pela figura 9 (na próxima seção) que o torque gerado pelo termo de transferência de Slonczewski é perpendicular à magnetização e fica no plano dado pelos vetores \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$, sendo, por isso, frequentemente chamado de *torque no plano* ou *torque paralelo*. Esse termo funciona estabilizando/desestabilizando o estado P/AP da magnetização. Em especial, é possível que $\mathbf{\Gamma}_{Slonc.}$ se oponha à orientação da magnetização dada pelo campo efetivo e pelo amortecimento, funcionando como um termo de *amortecimento negativo*[61, 62]. O fato de o torque gerado estar no plano

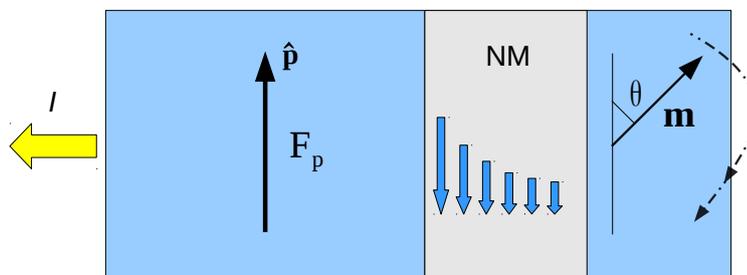


Figura 8 – Representação do mesmo sistema, mas agora com fluxo eletrônico fluindo ao contrário, no sentido $NM \rightarrow F_p$, faz com que a polarização de momentos magnéticos em NM seja oposta, alinhados com $-\hat{\mathbf{p}}$. Com isso, o torque na magnetização da camada livre tenderá a alinhar \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$ em configuração antiparalela ($\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}} = -1$).

de \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$ é uma característica de junções metálicas e está relacionado com as taxas de transmissão e reflexão de elétrons na interface e o descasamento das fases dos spins. Em boa aproximação[59, 63, 64], a perda de coerência nas fases dos spins refletidos e transmitidos em uma interface metálica leva a $\langle \text{Re}(t_{\uparrow}t_{\downarrow}^*) \rangle = \langle \text{Im}(t_{\uparrow}t_{\downarrow}^*) \rangle = \langle \text{Im}(r_{\uparrow}r_{\downarrow}^*) \rangle = 0$ e $\langle \text{Re}(r_{\uparrow}r_{\downarrow}^*) \rangle \approx 0$, de forma que o torque associado à densidade de corrente de spin, equações 1.58-1.60, deverá ser proporcional à componente perpendicular de $\mathbf{Q}_{in} \approx \sin(\theta)\hat{\mathbf{x}}$. Isso exemplifica o motivo para o torque estar no plano dado por \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$, não havendo componentes fora do plano. Essa é uma boa aproximação para o caso de sistemas metálicos, porém a situação é diferente quando a junção for do tipo túnel.

Assim como processos dependentes de spin são capazes de causar magnetorresistência túnel, efeito análogo à GMR em junções metálicas, também são capazes de causar transferência de spin em sistemas com barreira isolante. Ironicamente, os primeiros cálculos para transferência de spin foram feitos por Slonczewski em 1989[11] para uma barreira túnel, mas devido às dificuldades na época para se construir junções capazes de suportar as altas densidades de corrente necessárias para obter efeitos de torque significativos a pesquisa acabou se voltando para sistemas metálicos após 1996. Entretanto, na última década, avanços na fabricação de dispositivos com barreira isolante permitiram que fossem feitas medidas em MTJs[65], sendo esse efeito já bem consolidado experimentalmente. De fato, devido à sua maior resistência e capacidade de casamento de impedâncias e compatibilidade com técnicas de fabricação de circuitos integrados atuais, as junções túnel magnéticas são vistas como melhores que as metálicas para uso tecnológico[66, 67, 68]. A miniaturização dos componentes acaba sendo vantajosa para MTJs, pois camadas magnéticas menores requerem uma corrente elétrica menor para efeitos de transferência de spin. Novamente, apesar da analogia entre torques de spin em junções metálicas e túnel, existem diferenças entre elas. Em particular, o torque causado pelo efeito de transferência não aparece apenas como um torque no plano, existindo também uma componente fora do plano (figura 9), do tipo

$$\Gamma_{perp.} \rightarrow \frac{d\mathbf{m}}{dt} = -B_j(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}). \quad (1.67)$$

A forma exata do termo B_j pode variar bastante conforme o tipo de junção magnética. No caso de junções simétricas, em que as duas camadas ferromagnéticas são do mesmo material, esse torque parece ser simétrico e ter uma dependência quadrática[69] com a diferença de potencial elétrico aplicada na junção. Em sistemas com camadas diferentes, ele pode apresentar uma dependência aproximadamente linear[70] com A_j , em torno de $B_j \approx 0.4A_j$. Por ser perpendicular ao plano definido por \mathbf{m} e $\hat{\mathbf{p}}$, essa componente é normalmente chamada de *torque perpendicular, fora do plano* ou *torque tipo campo* (“field-like torque”). Não é possível dizer que existe um consenso sobre a origem desse termo, mas ele está provavelmente ligado ao fato de que em junções túnel a maioria dos elétrons que chegam na interface acabam sendo refletidos, sendo de spins minoritários ou majoritários, e a possibilidade de que o tunelamento seja dominado por elétrons de

partes específicas da superfície de Fermi, de forma que a perda de fase dos spins não ocorra de maneira tão eficiente quanto no caso de interface entre condutores[56]. Assim, voltando ao nosso modelo simplificado, é possível que em MTJs $\langle \text{Im}(r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*) \rangle \neq 0$, resultando em uma componente de torque perpendicular importante. Na verdade, estima-se que essa componente também exista em junções metálicas, mas que é desprezível por ser muito pequena ($\approx 1\%$ de A_j). Por último, devido à sua alta resistência, MTJs tendem a esquentar muito mais que junções metálicas, sendo a dissipação de calor um possível problema. Para maiores detalhes sobre transferência de spin em MTJs, seus problemas e possíveis utilizações tecnológicas recomendamos a leitura da referências [56], [67], [12] e [71].

A transferência de spin em junções nanomagnéticas está associada à reversão da orientação da magnetização da camada livre, de uma configuração paralela para uma antiparalela (e o oposto também), que pode ser vista através de medidas de GMR/TMR. Porém, não apenas a simples reversão da magnetização é possível, também podem ser excitados outros comportamentos dinâmicos, como a precessão estável da magnetização da camada livre, diferentes estados precessionais e outros comportamentos dinâmicos determinísticos ou estocásticos. Nesse caso, é necessário que os torques de spin na magnetização sejam incluídos nas equações que descrevem sua dinâmica. Há algumas possibilidades de como fazer essa inclusão, que podem resultar em diferentes equações dinâmicas, de forma que trataremos brevemente no assunto na seção subsequente.

1.5.1 Incluindo os Termos de Torque

Como visto até o momento, há três possíveis equações descrevendo a dinâmica da magnetização que são a equação original de Landau e Lifshitz 1.23 a de Gilbert 1.26 e a de Landau-Lifshitz na forma de Gilbert 1.28 sendo necessário analisar como incluir o termo de transferência para a descrição completa do problema. De forma inicial, pode-se descartar a equação Landau-Lifshitz, já que ela representa uma situação física irreal quando o amortecimento é grande, permanecendo apenas as opções de uso das equações 1.26 e 1.28.

A inclusão dos termos de torque na equação Landau-Lifshitz na forma de Gilbert é direta e resulta em

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - B_j(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}) - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - A_j\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}), \quad (1.68)$$

onde pode-se ver que os termos de transferência aparecem isolados, sem sofrer alterações. Em particular, pode-se notar que tomando o limite $\alpha \rightarrow \infty$, deveríamos obter $d\mathbf{m}/dt \rightarrow 0$, o que não ocorre pelo fato de os termos de torque não terem dependência em α .

Vamos, então, analisar o que ocorre ao se fazer a inclusão de A_j e B_j através da equação de Gilbert (1.26). Nesse caso, a presença do termo $\mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$ irá alterar a situação. Adicionando os termos de torque na equação original, depois fazendo a multiplicação

vetorial por \mathbf{m} , isolando $\mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$ e usando mais alguns passos de álgebra para recuperar a equação em termos de $d\mathbf{m}/dt$, obtém-se:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \left(\frac{1}{1+\alpha^2}\right)[- \gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - B_j(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}) - \alpha\gamma\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef}) - A_j\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}) + \alpha A_j(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}) - \alpha B_j\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}})] \quad (1.69)$$

Dois diferenças podem ser notadas de maneira imediata em relação à equação 1.68: (i) Agora todos os termos são multiplicados por $1/(1+\alpha^2)$, de forma que o limite $\alpha \rightarrow \infty$ leva à conclusão física lógica de $d\mathbf{m}/dt \rightarrow 0$. (ii) Apareceram dois novos termos proporcionais a α , $\alpha A_j(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}})$ e $-\alpha B_j\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}})$. Fica evidente que a equação acima (1.69) só será equivalente à 1.68 nos casos triviais de amortecimento nulo ($\alpha = 0$) ou na ausência de transferência ($A_j, B_j = 0$). Também é interessante notar que essa última equação possui três termos proporcionais a $1/(1+\alpha^2)$ e três proporcionais a $\alpha/(1+\alpha^2)$, podendo esses últimos terem uma influência maior na resposta dinâmica em casos de grande amortecimento. Devido ao fato de os termos extras serem proporcionais a α , eles deverão ser importantes apenas quando considerados sistemas com grande dissipação. Até o momento não há uma resposta clara se esses termos são apenas artifícios matemáticos ou se tem alguma influência física real, já que a pesquisa com transferência de spin é invariavelmente feita em sistemas com baixo amortecimento ($\alpha \sim 10^{-3}$ a 10^{-1}). Nesse caso é possível desprezar os termos proporcionais a αA_j e αB_j . Por entender que o limite físico para $\alpha \rightarrow \infty$ deve ser $d\mathbf{m}/dt \rightarrow 0$, vamos seguir usando a equação 1.69. Entretanto, durante essa tese serão analisados apenas sistemas de baixo amortecimento ($\alpha \approx 10^{-2}$), de forma que podemos desconsiderar os últimos dois termos da equação, ou seja, $\alpha A_j(\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}})$ e $-\alpha B_j\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}) \rightarrow 0$.

Nas seções anteriores, quando foram abordadas as equações dinâmicas para a magnetização e o campo efetivo, usamos as definições $\tau \equiv \gamma M_s t$ e $\mathbf{h}_{ef} \equiv \mathbf{H}_{ef}/M_s$ para obter as equações adimensionais, que são mais vantajosas para o uso em simulações numéricas. Fazendo a mesma normalização para a equação 1.69, com αA_j e $\alpha B_j \rightarrow 0$ e reagrupando os termos, chega-se a

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = \{-\mathbf{m} \times (\mathbf{h}_{ef} + b_j \hat{\mathbf{p}}) - \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\alpha \mathbf{h}_{ef} + a_j \hat{\mathbf{p}})]\}, \quad (1.70)$$

onde também foram feitas as definições

$$\kappa \equiv \frac{1}{1+\alpha^2}, \quad a_j \equiv \frac{A_j}{\gamma M_s} \quad \text{e} \quad b_j \equiv \frac{B_j}{\gamma M_s}. \quad (1.71)$$

Nesse formato, pode-se perceber facilmente como as componentes de transferência irão influenciar na dinâmica da magnetização e o motivo de se considerar A_j como um amortecimento negativo e B_j ser chamado de torque tipo-campo. A figura 9 mostra esquematicamente as componentes dessa última equação.

Avaliando a equação 1.70 e a figura 9, pode-se notar que existe a possibilidade de se obter um estado de precessão estável, no caso em que $\alpha \mathbf{h}_{ef} = -a_j \hat{\mathbf{p}}$. Vê-se então,

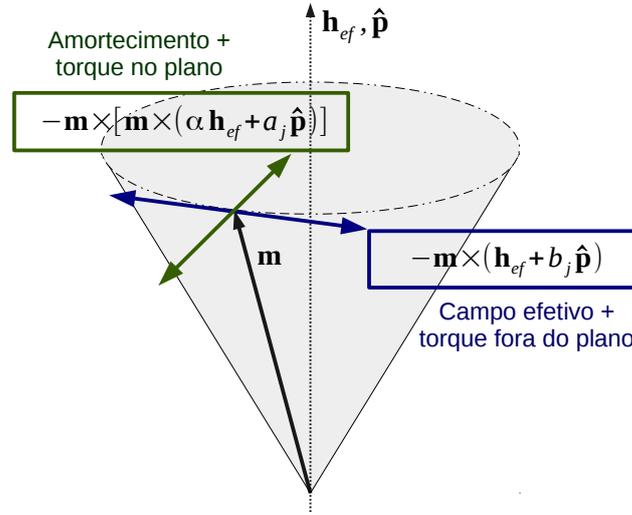


Figura 9 – Representação dos termos dinâmicos para $(1/\kappa)(d\mathbf{m}/d\tau)$, em que \mathbf{h}_{ef} e $\hat{\mathbf{p}}$ estão alinhados paralelamente, por simplicidade. O termo de amortecimento $\propto \alpha \mathbf{h}_{ef}$ tende a alinhar \mathbf{m} com o campo efetivo, enquanto o torque no plano $\propto a_j \hat{\mathbf{p}}$ pode estabilizar ou desestabilizar essa configuração, dependendo do sinal de a_j . O campo efetivo e o torque fora do plano $\propto b_j \hat{\mathbf{p}}$ irão determinar a precessão de \mathbf{m} . Como é possível que \mathbf{h}_{ef} e $\hat{\mathbf{p}}$ tenham orientações distintas, o quadro geral da dinâmica da magnetização pode ser bem mais complexo.

que, nesse caso, o sistema se comporta como um sistema clássico sem dissipação posto em um “campo” $\mathbf{h}_{ef} + b_j \hat{\mathbf{p}}$, no caso de uma junção túnel, ou simplesmente \mathbf{h}_{ef} , para uma junção metálica. Nessa situação, é possível manter a precessão indefinidamente, exatamente o que está contido na equação 1.19, com frequência de precessão estável dada por $\boldsymbol{\omega} = -\gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{ef} + B_j \hat{\mathbf{p}})$, que é a frequência de Larmor se $B_j = 0$. O termo de amortecimento dissipa energia do sistema e faz a magnetização buscar uma orientação correspondendo a um mínimo de energia, ou seja, orientada com o campo efetivo, mas a corrente spin polarizada transfere momentum angular, cedendo energia ao sistema, compensando a dissipação e mantendo a magnetização em precessão contínua, com frequência da ordem de GHz.

1.6 Ressonância Estocástica

Ressonância Estocástica (“Stochastic Resonance”) é o nome que se dá para fenômenos em que a adição de ruído a um sistema pode melhorar a resposta do mesmo, existindo um nível ótimo de ruído para o qual a relação saída/entrada é máxima. Apesar do nome, é importante ressaltar que essa não é verdadeiramente uma ressonância, no sentido de uma resposta crescente quando a frequência de uma força externa é sintonizada com uma frequência natural de oscilação do sistema [72], mas sim um fenômeno similar a ressonância, no sentido que a razão sinal/ruído (ou a resposta) é maximizada quando um parâmetro,

no caso o ruído, é levado para um determinado valor.

O conceito de ressonância estocástica como amplificação de um sinal externo por perturbações aleatórias, através de não-linearidades internas de um sistema, foi primeiramente utilizado por Benzi *et al.*[73] como explicação para a recorrência de eras glaciais na Terra. Nesse caso, variações na órbita da Terra[74] desempenham o papel de um pequeno sinal externo periódico (não aleatório) enquanto flutuações causadas por eventos geodinâmicos geram perturbações aleatórias que podem causar transições de um estado para outro (ou seja, de uma época glacial para uma não glacial e vice-versa). O mesmo mecanismo foi proposto independentemente por Nicolis[75], também em 1981, e parece ser bem geral na natureza[19, 76], especialmente em sistemas biológicos[18, 20, 77]. A ocorrência de ressonância estocástica é possível em sistemas não-lineares que possuam três componentes básicos[17]: (i) uma barreira de energia, ou algum tipo de limiar de ativação; (ii) um sinal fraco (periódico) de entrada; (iii) uma fonte de ruído que seja inerente ao sistema ou que se some ao sinal de entrada.

Para compreender como é possível melhorar ou amplificar um sinal através da adição de ruído, pode-se fazer uma simples análise qualitativa em que um sinal periódico de pequena intensidade fica abaixo de um limite de detecção (figura 10a), mas com a adição de ruído a esse sinal, a combinação sinal + ruído passa a ser detectável (10b). Assim, pode-se entender também a existência de um nível ótimo de ruído: quando o ruído for muito pequeno ou nulo, o sinal não será detectável. Ao se aumentar a intensidade dessa componente aleatória externa, há uma soma com o sinal original fazendo com que o resultado seja uma amplificação do sinal e a possibilidade de detectá-lo, porém, se a intensidade desse ruído continuar crescendo, chegará um ponto em que será impossível distinguir o sinal periódico do ruído aleatório. Dessa forma, a relação sinal/ruído irá apresentar um ponto de máximo em um valor finito de ruído. Isso pode ser visto, como exemplo, na figura 11, que mostra uma curva típica de ressonância estocástica.

Da mesma forma que é possível uma análise qualitativa para compreender a amplificação de um sinal com ruído, pode-se também entender o efeito dessas flutuações aleatórias em

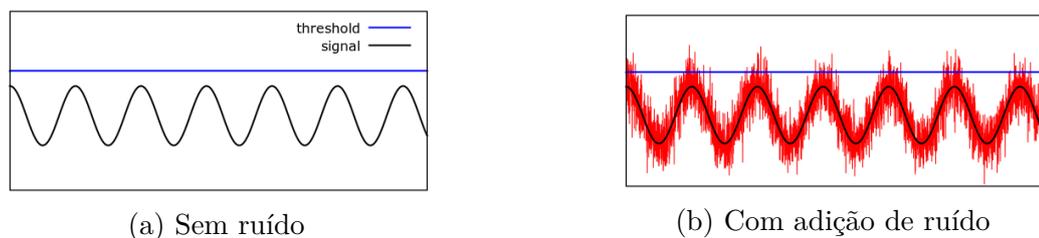


Figura 10 – Exemplo qualitativo de como a adição de ruído pode melhorar a resposta de um sistema não-linear. (a) Sem ruído, o sinal periódico de entrada (“signal”) não tem intensidade suficiente para atingir o limiar (“threshold”), ou barreira de energia. (b) Com o auxílio de ruído, há uma combinação do sinal periódico com flutuações estocásticas que permite superar o limiar existente, resultando em melhor resposta do sistema, ou um maior sinal de saída.

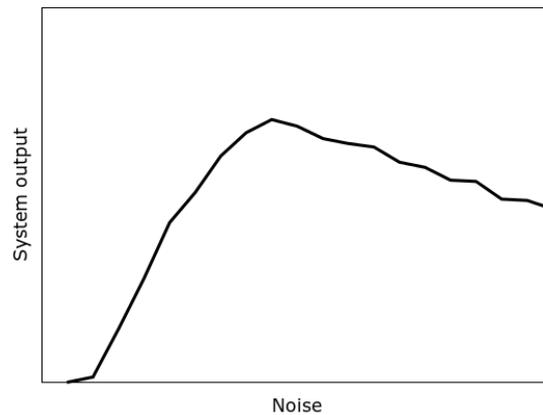


Figura 11 – Exemplo de uma curva de ressonância estocástica. Quando o ruído (“Noise”) é baixo, a resposta do sistema (“System output”) também é baixa. Conforme o ruído aumenta também ocorre um aumento da resposta, devido à combinação entre o sinal de entrada e as flutuações atuando no sistema não-linear, chegando em um valor ótimo de sinal em um nível finito de ruído. Quando a intensidade do ruído aumenta demais há uma piora da resposta, pois o sinal de saída passa a ser indistinguível do próprio ruído.

um sistema bi-estável. Imaginando um sistema do tipo poço duplo simétrico, com dois estados estáveis separados por uma barreira de energia, e uma perturbação oscilatória externa de intensidade insuficiente para levar o sistema de um estado ao outro, ao se adicionar também uma componente não determinística (flutuações térmicas, por exemplo) passa a ser possível a alternância entre estados. Essa alternância não é completamente determinística, porém é possível quantificar que existem momentos mais favoráveis à mudança de estado, que ocorrem justamente quando há um máximo da força externa favorecendo a transição. Isso se dá pelo fato de o sinal externo ajudar a estabilizar um dos estados ao mesmo tempo que instabiliza o outro. De forma resumida, a ressonância estocástica em um poço duplo simétrico se manifesta pela sincronização das transições ativadas entre os mínimos de potencial com a perturbação periódica[17, 78].

Como a cada $1/2$ período da força externa o estado instável (máximo) é trocado, o critério de correspondência temporal para a ressonância estocástica é de que o período médio de espera entre duas transições térmicas entre estados seja aproximadamente metade do período do sinal externo. Para um dado período do sinal externo, essa condição pode ser satisfeita ao se variar a intensidade do ruído. Uma característica marcante desse processo é que ele ocorre ao se manter o sinal em uma frequência constante e aumentar o ruído, porém o inverso não é verdade. Ao se manter um ruído constante e variar a frequência do sinal não é possível observar um comportamento do tipo ressonância, com a resposta sendo monotônica[79]. Esses conceitos serão vistos em maior detalhe no capítulo 3, em que analisa-se ressonância estocástica e outras dinâmicas em uma junção túnel submetida à transferência de spin.

1.7 Dinâmicas Não-Lineares e Caos

A equação LLG com transferência de spin (1.70), como apresentada aqui, descreve um sistema dinâmico contínuo de três equações diferenciais não-lineares de primeira ordem, na forma:

$$\dot{\mathbf{X}} = \frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{F}(\mathbf{X}, t), \quad (1.72)$$

onde \mathbf{F} é um conjunto de funções $F^i(\mathbf{X}, t)$, chamado de campo vetorial, que descreve o sistema e a diferenciação é feita em relação a um parâmetro contínuo t , que nesse caso é o tempo. A dinâmica resultante pode ser bastante rica, já que possui termos não lineares, facilmente notados ao se reescrevê-la em termos das suas componentes cartesianas. Por exemplo, para $dm_x/d\tau = \dot{m}_x$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa} \dot{m}_x = & (m_z h_y - m_y h_z) + b_j (m_z p_y - m_y p_z) - \alpha m_y (m_x h_y - m_y h_x) - \\ & \alpha m_z (m_z h_x - m_x h_z) - a_j (m_y (m_x p_y - m_y p_x) - m_z (m_z p_x - m_x p_z)), \end{aligned} \quad (1.73)$$

sendo que as componentes do campo efetivo $h_{x,y,z}$ também podem ser dependentes de $m_{x,y,z}$. Os termos $p_{x,y,z}$ são as componentes cartesianas do versor de polarização $\hat{\mathbf{p}}$. As equações para $\dot{m}_{y,z}$ tem a mesma forma da equação anterior, mas com permutação dos índices x, y, z .

A existência desses termos não-lineares abre a possibilidade de comportamento caótico no sistema. A importância desse tipo de comportamento em sistemas dinâmicos foi destacada a partir de 1963, quando Edward Lorenz[80] mostrou que um sistema simples de três equações, posteriormente chamadas equações de Lorenz, podia apresentar caos e atratores estranhos. Com o avanço de técnicas computacionais, a busca pelos sistemas e condições em que essa dinâmica surge se tornou um dos temas de maior interesse na física (além de outras áreas em que isso pode ocorrer, como engenharia, matemática e biologia, por exemplo). É possível dizer quais são os requisitos mínimos para que possa aparecer uma dinâmica caótica em um dado sistema, que são[81]: existência de termos não-lineares e dinâmica descrita por ao menos três variáveis independentes. Apesar de ser possível especificar esses requisitos mínimos, é impossível prever se, ou quando, caos irá ocorrer. Caos pode aparecer em qualquer sistema não-linear cujo espaço de fase é ao menos tridimensional. Dentre as características que sistemas caóticos apresentam estão a alta dependência em condições iniciais, que gera imprevisibilidade, e também elementos de regularidade, devido a existência de pontos periódicos[82]. Essa sensibilidade em relação as condições iniciais é comumente chamada de caos determinístico[83] e a abordagem mais utilizada para a caracterização desses sistemas é baseada na sensibilidade das condições iniciais, através do cálculo dos expoentes de Lyapunov[84], com o uso de métodos computacionais.

Expoentes de Lyapunov, ou EL, são medidas assintóticas que caracterizam a alteração média de pequenas perturbações nas soluções de um sistema dinâmico[82]. Em geral,

para um sistema descrito por um conjunto de equações $\dot{X}^i = F^i(\mathbf{X}, t)$, os expoentes de Lyapunov são definidos como[85]:

$$\lambda^i = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln \left(\frac{\|\delta X_t^i\|}{\|\delta X_0^i\|} \right), \quad (1.74)$$

sendo λ^i o i -ésimo expoente de Lyapunov e $\|X_\tau^i\|$ a distância entre as trajetórias do i -ésimo componente do campo vetorial no tempo τ . O número de expoentes existentes será igual a dimensão do espaço de fase do sistema em questão e eles podem assumir valores negativos, nulos ou positivos. Um sistema dissipativo de três dimensões, deve ter um ou mais atratores, de forma que a soma de seus expoentes de Lyapunov deve ser negativa e apenas o maior dos expoentes pode ser positivo[83]. Assim, haverá ao menos um expoente negativo. Se os três EL forem negativos, existe um atrator dado por um ponto de equilíbrio estável. Se um expoente for nulo, aparecerá um ciclo limite e no caso de dois expoentes nulos aparece um toróide. Já um expoente de valor positivo significa que uma pequena perturbação inicial em órbitas próximas irá crescer exponencialmente, resultando no aparecimento de um atrator estranho. Um sistema dinâmico apresentará comportamento caótico quando pelo menos um dos seus expoentes de Lyapunov for positivo. Efetivamente, calcular os expoentes de um sistema consiste em quantificar a divergência entre duas trajetórias inicialmente próximas (de maneira infinitesimal), por isso o método mais empregado para distinguir entre movimento regular e caótico é o cálculo do maior expoente de Lyapunov[82]. Se esse valor for maior que zero, a órbita será caótica.

A caracterização pretendida do comportamento dinâmico da magnetização da camada livre, dada pela equação LLG, inclui a construção de diagramas de fase completos, contendo as fases estáveis (periódicas ou não) que possam ocorrer. Quando se está avaliando um momento magnético único, ou usando a aproximação de macrospin, em que considera-se que todos os momentos comportam-se como um único macromomento, fica-se sujeito a restrição, $m^2 = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$, pois o módulo da magnetização permanece constante e o sistema descrito fica limitado a dois graus de liberdade, o que impossibilita o aparecimento de caos[15]. Porém, se o termo de transferência a_j (ou outro, como o campo efetivo, por exemplo) for explicitamente dependente do tempo, então passa-se novamente a ter um sistema com três graus de liberdade e a possibilidade de comportamentos caóticos. Dessa forma, na sequência do trabalho pretendemos analisar as dinâmicas descritas pela equação LLG, através do cálculo dos expoentes de Lyapunov, para diferentes parâmetros, especialmente com a inclusão de uma componente de corrente alternada em a_j .

CAPÍTULO 2

DINÂMICAS DETERMINÍSTICAS E CAOS DETERMINÍSTICO

O objetivo desse capítulo é apresentar possíveis situações descritas pela equação LLG acrescida do termo de transferência de spin (1.70), em que apenas componentes determinísticas são consideradas (não há aleatoriedade causada por flutuações térmicas). São utilizados métodos analíticos e simulações computacionais para avaliar a dinâmica da magnetização em algumas geometrias. O foco será na avaliação de nanopilares^x magnéticos em tricamada, cujas diferentes simetrias são modeladas por campos efetivos e orientações de polarização de spin diferentes. Inicialmente vamos recuperar alguns resultados obtidos anteriormente no mestrado[86], como forma de introduzir conceitos importantes relacionados ao trabalho e depois serão apresentados novos resultados.

2.1 Revisão: Nanopilar sem Anisotropias

O sistema mais simples de todos é um nanopilar em tricamada, de simetria cilíndrica, que foi analisado no mestrado[86]. Esse sistema é pouco realístico, pois não apresenta anisotropias, mas é importante por ter soluções analíticas das equações que descrevem o movimento da magnetização da camada livre, servindo como modelo para um melhor entendimento qualitativo e quantitativo do problema. Vamos definir que o único campo é o campo externo aplicado, $\mathbf{h}_e \equiv \mathbf{H}_e/M_s = h_e \hat{\mathbf{z}}$, com orientação paralela ao eixo $\hat{\mathbf{z}}$ e que a camada de polarização é orientada como $\hat{\mathbf{p}} = p_z \hat{\mathbf{z}}$, com $p_z = \pm 1$. Dessa forma, mudanças na componente m_z da camada livre correspondem à variações de magnetorresistência, podendo ser vistas por GMR/TMR.

Como o campo \mathbf{H}_{ef} é equivalente ao campo externo aplicado $\mathbf{H}_{ef} = H_e \hat{\mathbf{z}}$, o problema terá simetria cilíndrica, de forma que é interessante escrever a equação 1.70 em coordenadas cilíndricas ($m_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho, \theta \hat{\mathbf{e}}_\theta, m_z \hat{\mathbf{z}}$). Também definimos que $p_z \equiv +1$. Isso leva ao conjunto de equações (ponto denota diferenciação em relação a τ , $\dot{x} = dx/d\tau$):

$$\dot{m}_\rho = -\kappa m_z m_\rho (\alpha h_e + a_j) \quad (2.1)$$

$$m_\rho \dot{\theta} = \kappa m_\rho (h_e + b_j) \quad (2.2)$$

$$\dot{m}_z = \kappa m_\rho^2 (\alpha h_e + a_j) \quad (2.3)$$

^x Nanopilares são essencialmente filmes finos magnéticos, com características similares às multicamadas convencionais, mas cujas dimensões laterais também são de ordem nanométrica. Normalmente a espessura das camadas é da ordem de até 5 nm, enquanto a maior dimensão lateral é da ordem de 100 nm.

Lembrando que o módulo do vetor magnetização permanece constante, ainda é possível notar que

$$m_z^2 + m_\rho^2 = m^2 = 1, \quad (2.4)$$

$$m_z \dot{m}_z + m_\rho \dot{m}_\rho = 0, \quad (2.5)$$

e podemos escrever as equações para \dot{m}_z e $\dot{\theta}$:

$$\frac{\dot{m}_z}{1 - m_z^2} = \kappa(\alpha h_e + a_j) \quad (2.6)$$

$$\dot{\theta} = \kappa(h_e + b_j) \quad (2.7)$$

Pode-se ver aqui que alterações em m_z estão relacionadas a a_j , enquanto que variações na frequência de precessão em torno do eixo z , $\dot{\theta} = \omega_p$, estão ligadas com b_j . As equações 2.6 e 2.7 tem poucas não-linearidades por causa da simplificação de não incluir anisotropias. Normalmente as equações de movimento do sistema serão bem mais complexas, envolvendo mais termos não-lineares, que podem gerar diferentes dinâmicas.

Conforme as definições (1.66) e (1.71), vemos que a_j depende da corrente I e também tem uma dependência com m_z , por causa de $\eta(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}}) = \eta(m_z)$. Aqui vamos adotar duas simplificações que seguirão pelo resto do trabalho. Primeiro, vamos considerar que a densidade de corrente j no nanopilar é uniforme, dada por $j = I/\Sigma$, em que Σ é a área das camadas transversal à corrente. Essa é uma boa aproximação para nanopilares, diferentemente de outras geometrias em que a corrente se estende por uma área grande e pode apresentar não-uniformidades sendo concentrada em torno de um contato pontual. A outra aproximação é considerar que a transferência não dependerá de $\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}}$, ou seja, que a eficiência é a mesma para $\pm I$. Essa não é uma aproximação tão boa, mas pode ser justificada pelo fato de que a forma exata de η dependerá da geometria e materiais de cada sistema específico e estamos interessados em uma análise mais geral do problema e também porque essa assimetria pode ser compensada por valores diferentes de corrente e campos externos agindo no sistema. Após essas simplificações, as equações (2.6) e (2.7) tem solução analítica e até mesmo permitem uma dependência temporal nos parâmetros de transferência a_j e b_j , em que considera-se a existência de uma corrente direta (dc) e uma corrente alternada (ac). Isso pode ser escrito na forma

$$a_j(\tau) \equiv a_{dc} + a_{ac} \cos(\omega\tau), \quad (2.8)$$

$$b_j(\tau) \equiv b_{dc} + b_{ac} \cos(\omega\tau), \quad (2.9)$$

sendo ω uma frequência angular adimensional, com fator de conversão γM_s para a frequência angular real $w \equiv \gamma M_s \omega$.

$$\int \frac{dm'_z}{1 - m'^2_z} = \kappa \int \{\alpha h_e + a_j(\tau')\} d\tau' \quad (2.10)$$

$$\int d\theta' = \kappa \int \{h_e + b_j(\tau')\} d\tau' \quad (2.11)$$

Fazendo as integrações e usando $m_z^2 + m_\rho^2 = 1$, chega-se às equações para m_z , m_ρ e θ em função do tempo adimensional:

$$m_z(\tau) = \tanh(\kappa(\alpha h_e + a_{dc})\tau + f_z(\omega, \tau) + z_0), \quad (2.12)$$

$$m_\rho(\tau) = \operatorname{sech}(\kappa(\alpha h_e + a_{dc})\tau + f_z(\omega, \tau) + \rho_0), \quad (2.13)$$

$$\theta(\tau) = \kappa(h_e + b_{dc})\tau + f_\theta(\omega, \tau) + \theta_0, \quad (2.14)$$

em que z_0 , ρ_0 e θ_0 são as constantes de integração, que dão as condições iniciais do sistema e

$$f_z(\omega, \tau) = \kappa \frac{a_{ac}}{\omega} \sin(\omega\tau) \quad \text{e} \quad f_\theta(\omega, \tau) = \kappa \frac{b_{ac}}{\omega} \sin(\omega\tau). \quad (2.15)$$

As funções f_z e f_θ aparecem apenas no caso não estacionário, já que no caso de corrente constante, $j_{ac} = 0 \rightarrow f_z = f_\theta = 0$. Pode-se notar que as variações em $m_z(\tau)$ geradas por a_{ac} tem um caráter adiabático, sendo limitadas em alta frequência pelo termo a_{ac}/ω presente em f_z . Da mesma forma, há um termo b_{ac}/ω , mas a equação de movimento para $\dot{\theta}$ depende diretamente de $b_j(\tau)$. Por isso, é possível que existam ressonâncias e outras dinâmicas não-lineares capazes de serem estimuladas, especialmente em sistemas com anisotropias, quando as equações dinâmicas adquirem uma forma mais complexa.

No caso de uma corrente constante, a orientação da magnetização está relacionada ao sinal de $\alpha h_e + a_{dc}$. Para $\alpha h_e + a_{dc} > 0$, $m_z(\tau) \approx \tanh((\alpha h_e + a_{dc})\tau)$ de forma que $m_z \rightarrow +1$ conforme τ aumenta. Também é possível notar o caráter vetorial dos torques atuando sobre a magnetização através da equação 2.12. Isso está implícito na constante z_0 , pois para $m_z(0) = -1$ é necessário que $z_0 = -\infty$, de forma que o sistema permanece em $m_z = -1$ independentemente de $\alpha h_e + a_{dc}$. É necessário que exista ao menos uma mínima componente $m_\rho(0)$, para que os torques possam atuar sobre \mathbf{m} . Em um experimento real, sempre há ao menos uma pequena componente não colinear com $\hat{\mathbf{p}}$, devido à flutuações térmicas. De maneira similar, caso $\alpha h_e + a_{dc} < 0$, m_z tenderá ao valor limite $m_z = -1$, o que mostra como é possível controlar a orientação de \mathbf{m} através de transferência de spin. Logicamente, é possível atingir essas situações com h_e e a_{dc} tendo sinais opostos, o que também permite obter $\alpha h_e + a_{dc} = 0$. Nesse caso, podemos definir uma corrente crítica, a partir da qual o termo de transferência irá dominar a dinâmica, reorientando \mathbf{m} . Retomando as definições de a_j e a_{dc} , temos que

$$a_{dc} = -\alpha h_e \rightarrow \frac{\mu_B P j_{dc}}{e l \gamma M_s^2} = -\alpha h_e, \quad (2.16)$$

onde substituímos a corrente I_{dc} pela densidade de corrente j_{dc} , através do volume $V = l\Sigma$, sendo l a espessura da camada livre. O sinal negativo apenas indica que os torques de spin devem se opor ao campo, então podemos avaliar o módulo da densidade de corrente crítica

$$|j_c| = \frac{\alpha e l \gamma M_s^2 h_e}{\mu_B P}. \quad (2.17)$$

Utilizando alguns valores^{xi} típicos para filmes finos magnéticos, como $\alpha = 0.01$, $l = 2$ nm, $P = 0.2$, $M_s = 10^6$ A/m e $h_e = 1$ (ou seja, o campo de saturação), obtém-se $|j_c| \approx 4 \times 10^7$ A/cm². Apesar desse valor de j_c ter sido obtido para um sistema completamente irreal, ele é uma boa aproximação para os valores encontrados usualmente em experimentos, o que se deve ao fato de termos escolhido $h_e = 1$. Sistemas reais de transferência de spin invariavelmente envolvem filmes finos magnéticos, de forma que sempre há uma dimensão muito menor que as outras, e que terá associado a ela uma forte anisotropia de forma. Essa anisotropia pode ser entendida como um campo desmagnetizante h_d de valor máximo $|h_d|_m \approx 1$. Portanto, mesmo na ausência de campo aplicado, as anisotropias do sistema farão com que a densidade de corrente crítica seja da ordem de 10^7 A/cm². Alguém poderia imaginar que bastaria que essa rotação da magnetização se desse sempre no plano do filme para que a corrente crítica fosse muito menor, porém na prática isso é impossível, pois a reversão por transferência de spin sempre envolve oscilações fora do plano do filme, tornando isso uma característica intrínseca desses sistemas.

Voltando ao nosso conjunto de soluções (equações 2.12-2.14), podemos notar que, caso apenas correntes contínuas estejam presentes e $b_j = 0$, quando $a_{dc} = -\alpha h_e$ a dependência temporal em $m_z(\tau)$ desaparece, fazendo com que m_z e m_ρ sejam constantes. Porém, $\dot{\theta} = \omega_p = \kappa h_e$, de forma que essa situação descreve o sistema em precessão constante em torno do eixo $\hat{\mathbf{z}}$. A frequência de precessão estável é dada por

$$f_p = \kappa \frac{\gamma M_s h_e}{2\pi}, \quad (2.18)$$

e utilizando os mesmos valores de antes, chega-se a $f_p \approx 35$ GHz. Normalmente essa frequência de precessão estável estará associada ao valor do campo aplicado, sendo possível controlar o valor através do campo externo e da corrente elétrica aplicada. Isso permite o uso desses sistemas como osciladores de alta frequência, já que a precessão da magnetização está associada a um campo magnético variável. A possibilidade de reversão de magnetização $m_z \rightarrow -m_z$ também permite a utilização de dispositivos de transferência de spin como memórias magnéticas. No caso estudado aqui, não há uma anisotropia que permita posições específicas de equilíbrio de \mathbf{m} , mas, em sistemas reais, normalmente haverá alguma anisotropia uniaxial que resulta em, por exemplo, apenas dois pontos de equilíbrio, com energias iguais $E(m_z) = E(-m_z)$. Essas variações podem ser usadas como orientações relativas da magnetização em relação a uma segunda camada magnética (a camada polarizadora, por exemplo), de forma a se obter diferentes leituras de GMR ou TMR.

O tempo de reversão da magnetização, t_{rev} , dependerá da intensidade da corrente aplicada. Podemos fazer uma estimativa adotando $h_e = 0$, $j_{dc} = 10^{11}$ A/m² e repetindo os outros valores usados anteriormente. Supondo que a condição inicial é $m_z(0) = -0.96$ e

^{xi} Os valores da constante de amortecimento $\alpha = 0.01$ e da polarização $P = 0.2$ serão os mesmos durante todo o trabalho. Constantes não indicadas explicitamente tem valor dado pela lista do Apêndice C.

definindo a reversão para $m_z(\tau) = 0.96$, após um certo tempo adimensional τ . Assim, o tempo de reversão, obtido através da equação 2.12, será

$$t_{rev} = \gamma M_s \tau = \frac{2}{a_{dc}} \operatorname{arctanh}(0.96) \approx 7 \text{ns}. \quad (2.19)$$

Apesar de termos obtido o resultado novamente para um sistema irreal ($h_{ef} = 0$), os valores de t_{rev} giram em torno de nanossegundos para sistemas reais, em que $|j_{dc}| > |j_c|$. Isso decorre da maneira que o torque de spin atua para reversão de \mathbf{m} . Imaginando um sistema com anisotropia uniaxial, a magnetização em equilíbrio terá flutuações em torno do ponto de equilíbrio, causada por efeitos térmicos. Quando a corrente spin polarizada atinge seu valor crítico, ela é capaz de amplificar essas oscilações e caso j_{dc} exceda esse valor, as flutuações de \mathbf{m} serão aumentadas rapidamente e causarão a reversão da magnetização em um curto intervalo de tempo.

2.2 Revisão: Adicionando Anisotropias

Consideramos até o momento um sistema homogêneo, com alto grau de simetria e sem anisotropias. Isso nos permitiu obter uma solução analítica no primeiro caso analisado, mas a maioria dos sistemas apresenta algum tipo de anisotropia, de forma que é interessante equacionar o mesmo sistema anterior, mas agora com a inclusão de um campo desmagnetizante $h_d = H_D/M_s$. Isso já faz com que a situação se aproxime mais daquela que descreve um sistema físico real, pois em filmes finos (ou seja, na camada livre) é normal ter um campo desmagnetizante $H_D \approx -M_s$ na direção perpendicular ao plano do filme. No caso em que se toma o eixo z como perpendicular ao plano, o campo desmagnetizante será dado por $h_d = -m_z$. A simples inclusão desse termo na equação que descreve o problema torna-o impossível de ser resolvido analiticamente, já que resulta em uma equação transcendental para $m_z(\tau)$ [86]. Ainda assim, é possível obter alguns resultados interessantes.

Em relação às equações da seção anterior, a única alteração a ser feita é no campo efetivo em z , $\mathbf{h}_{ef} = h_{ef}\hat{\mathbf{z}}$, que será dado pelo campo externo aplicado com acréscimo de um campo desmagnetizante, de forma que $\mathbf{h}_{ef} = (h_e - m_z)\hat{\mathbf{z}}$. Isso corresponde a fazer a substituição $h_e \rightarrow h_e - m_z$ nas equações 2.6-2.7. Entretanto, devido à simetria do problema, é possível ver que a frequência de precessão estável será alterada da mesma maneira, logo

$$\omega_p = \kappa(h_e - m_z), \quad (2.20)$$

com $b_j = 0$. Como m_z pode assumir valores positivos e negativos, então

$$\omega_p = \kappa(h_e \pm |m_z|), \quad (2.21)$$

com densidades de corrente de precessão estável, j_p , obtidas através de $a_{dc} = -\alpha(h_e \pm m_z)$,

$$|j_p| = \alpha \frac{el\gamma M_s^2}{\mu_B P} (h_e \pm |m_z|) \quad (2.22)$$

Usando os valores $h_e = 1$, $m_z = 0.96$ e mantendo as outras constantes, obtém-se

$$\omega_{p1} = 0.04 \rightarrow f_{p1} \approx 1.4\text{GHz}, \quad (2.23)$$

para uma densidade de corrente $j_{p1} \approx 1.5 \times 10^6$ A/cm², e

$$\omega_{p2} = 1.96 \rightarrow f_{p2} \approx 68\text{GHz}, \quad (2.24)$$

para densidade de corrente $j_{p2} \approx 7.4 \times 10^7$ A/cm². A razão entre as frequências (e entre as correntes) é de ≈ 50 vezes. Isso dá uma ideia de como é possível controlar a frequência de precessão através da corrente aplicada e de como as anisotropias do sistema estão relacionadas à presença de modos de precessão.

Outra anisotropia comum em filmes magnéticos é a uniaxial, que dá preferência para um eixo do sistema. No caso, pode-se imaginar uma camada magnética com formato elipsoide, com eixos $e_1\hat{x}$, $e_2\hat{y}$ e $l\hat{z}$. Como l é a espessura da camada, então podemos considerar e_1 o eixo mais longo, de forma que $e_1 > e_2 \gg l$ e a magnetização terá em \hat{x} o seu eixo fácil. Isso pode ser modelado através de um campo de anisotropia que dê preferência à alinhar \mathbf{m} com \hat{x} , por exemplo, $\mathbf{h}_a \equiv \mathbf{H}_a/M_s = qm_x\hat{x}$, sendo q a constante de anisotropia. O valor de q dependerá do sistema em questão. Aqui iremos usar valores tipicamente da ordem de ≈ 0.02 . Esse não é um valor grande e servirá para justificarmos uma outra aproximação utilizada, de maneira implícita, até aqui: a ausência do campo induzido pela corrente, o campo de Oersted.

O campo de Oersted é um campo auto-induzido pela corrente elétrica, circunferencial e depende tanto da intensidade da corrente aplicada quanto das dimensões espaciais do sistema. Para o caso, novamente, de uma geometria com simetria cilíndrica, em que a corrente flui em \hat{z} , atravessando os planos das camadas, e considerando a densidade de corrente j uniforme, o campo gerado na camada livre será

$$\mathbf{h}_{Oe} \equiv \frac{\mathbf{H}_{Oe}}{M_s} = \frac{jr}{2\pi M_s} \hat{\theta}, \quad (2.25)$$

em que r é a distância radial entre o centro do nanopilar cilíndrico e um ponto \mathbf{r} , com tamanho máximo igual ao raio R do nanopilar. Portanto, o valor máximo de \mathbf{h}_{Oe} , para uma densidade de corrente $j = 5 \times 10^{11}$ A/m², $M_s = 10^6$ A/m e $R = 100$ nm é dado por $h_{Oe}(R) = 0.008$. Assim, em boa aproximação, podemos desprezar o campo de Oersted quando o tamanho máximo do eixo longo for da ordem de até ≈ 100 nm, ou quando a densidade de corrente utilizada estiver abaixo dos valores críticos. Essa aproximação também evita complicações decorrentes da dificuldade de se incluir um campo circunferencial com dependência em r em uma descrição de macrospin.

2.3 Caos Determinístico

Nessa seção vamos analisar dois sistemas de transferência de spin diferentes e tentar fazer sua caracterização através de diagramas completos para diferentes parâmetros, em busca de caos e periodicidade.

2.3.1 Nanopilar com Campo Externo em x

O primeiro sistema escolhido para ser analisado corresponde a um nanopilar do tipo tricamada (figura 12), com a camada polarizadora orientada na forma $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{x}} \rightarrow p_x = 1$, $p_y = p_z = 0$. Um dos motivos para a escolha dessa configuração em particular é a existência de um artigo[87], de 2006, tratando de dinâmicas caóticas nessa mesma configuração, porém sem uma caracterização completa do sistema com uso de expoentes de Lyapunov. Assim, procuramos usar parâmetros similares para facilitar a comparação de resultados novos com os já existentes. As anisotropias do sistema incluem um campo desmagnetizante $\mathbf{h}_d = -m_z \hat{\mathbf{z}}$ e uma anisotropia uniaxial $\mathbf{h}_a = qm_x \hat{\mathbf{x}}$, sendo $q = 0.01$. Além disso, é aplicado um campo externo $\mathbf{h}_e = 0.05 \hat{\mathbf{x}}$, de forma que o campo efetivo fica $\mathbf{h}_{ef} = (0.05 + 0.01m_x) \hat{\mathbf{x}} - m_z \hat{\mathbf{z}}$. A energia magnética adimensional, que depende apenas do campo efetivo e de \mathbf{m} , é

$$\epsilon(\mathbf{m}) = -0.05m_x - 0.005m_x^2 + 0.5m_z^2, \quad (2.26)$$

com valor mínimo $\epsilon(m_x = 1) = -0.055$ e máximo $\epsilon(m_z = \pm 1) = 0.5$. Como m_x e m_z são quantidades que variam temporalmente, $\epsilon(\mathbf{m})$ também pode apresentar variação temporal, sendo $\Delta\epsilon_M = 0.555$ a variação máxima possível. A corrente spin polarizada flui perpendicularmente aos planos das camadas e é dada por um termo constante (dc) e um termo oscilatório, na forma

$$a_j(\tau) = a_{dc} + a_{ac} \cos(\omega\tau). \quad (2.27)$$

A corrente crítica constante de reversão de P para AP, a_c , é dada por $a_c = -\alpha(q+h_e+0.5) = -5.6 \times 10^{-3}$. Como o sistema simula uma junção metálica, então $b_j = 0$ e as equações que

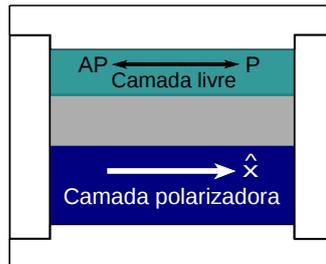


Figura 12 – Diagrama esquemático de uma junção magnética metálica, do tipo nanopilar, com camada polarizadora $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{x}}$, espaçador metálico e camada livre. P e AP são os estados em que \mathbf{m} é paralela e antiparalela em relação a $\hat{\mathbf{x}}$.

descrevem a dinâmica da camada livre ficam

$$\dot{m}_x = m_y m_z + \alpha \{m_x m_z^2 + (1.0 - m_x^2) h_x\} + \{a_{dc} + a_{ac} \cos(\omega\tau)\} (1.0 - m_x^2), \quad (2.28)$$

$$\dot{m}_y = -m_z h_x - m_x m_z - \alpha m_y (m_x h_x - m_z^2) - \{a_{dc} + a_{ac} \cos(\omega\tau)\} m_y m_x, \quad (2.29)$$

$$\dot{m}_z = m_y h_x - \alpha m_z \{m_x h_x + 1.0 - m_z^2\} - \{a_{dc} + a_{ac} \cos(\omega\tau)\} m_z m_x, \quad (2.30)$$

onde foi utilizado $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$, $h_y = 0$, $h_x = 0.05 + 0.01m_x$ e $h_z = -m_z$.

Os pontos fixos do sistema são aqueles que tem $\dot{m}_x = \dot{m}_y = \dot{m}_z = 0$. No caso, por causa da simetria do problema, é fácil perceber que na ausência de estímulo externo ($a_{dc} = a_{ac} = 0$) há dois pontos fixos, $m_x = \pm 1$. O ponto $m_x = +1$ é um ponto fixo estável, enquanto $m_x = -1$ é um ponto instável. Esses pontos correspondem às configurações paralela e antiparalela entre a camada livre e a polarizadora respectivamente. Ao se adicionar a corrente spin polarizada, ela será capaz de estabilizar ou desestabilizar os estados P e AP, dependendo do sinal de a_{dc} . Um sinal positivo estabiliza o estado P, enquanto $a_{dc} < 0$ desestabiliza $m_x = +1$ e favorece o estado AP. À primeira vista poderia-se imaginar que, para $|a_{dc}|$ maior que $|a_c|$, a magnetização deveria ficar nesse estado, com $m_x = -1$. Entretanto, quando $|m_x| \rightarrow 1$, o termo de transferência, dado por $(1.0 - m_x^2)a_j(\tau)$, vai a zero, sendo necessário que o campo de anisotropia qm_x estabilize \mathbf{m} . Porém, para $m_x = -1$ o campo externo também desestabiliza o estado AP e é mais intenso que a anisotropia ($h_e > q$), de forma que esse estado não pode ser estabilizado. Assim, o estado AP não é um ponto de equilíbrio por causa do campo externo aplicado e o estado P não é um estado de equilíbrio por causa da corrente a_{dc} , de forma que o sistema não tem mais nenhum ponto de repouso. Nessas condições, \mathbf{m} irá permanecer em precessão enquanto $a_{dc} < a_c$, ou enquanto $h_e > q$.

2.3.1.1 Métodos e Resultados

Para que houvesse concorrência entre o campo aplicado e a corrente spin polarizada, usamos $a_{dc} < 0$, com a magnetização permanecendo em precessão contínua. Diferentes valores foram testados para uma frequência de entrada fixa, assim como também foram testados diferentes valores de frequência enquanto foram mantidos constantes a_{dc} e a_{ac} . O resultado dessas variações é que diferentes dinâmicas podem ser obtidas. As condições iniciais do sistema foram escolhidas arbitrariamente, resultando em um estado transiente inicial que é descartado após um certo número de passos, ou tempo, de integração. A integração numérica do sistema foi feita através do método Runge-Kutta de quarta ordem, com passo de integração $\Delta\tau = 0.01$. Foram adotados os seguintes valores para as simulações, modelando uma camada livre em formato de elipsoide: raio maior $r_g = 100$ nm; raio menor $r_p = 50$ nm; espessura da camada livre $l = 2$ nm; magnetização de saturação $M_s = 10^6$ A/m.

De forma a ilustrar algumas das possíveis dinâmicas, vamos apresentar diagramas representando alguns dos movimentos desenvolvidos por \mathbf{m} e comentar os resultados das

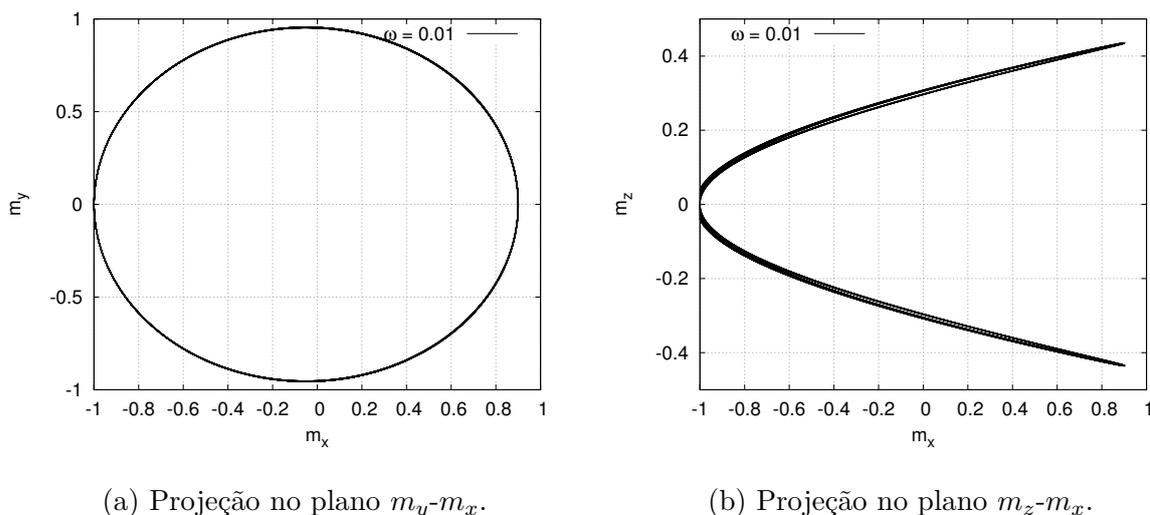


Figura 13 – Projeções nos planos m_y - m_x e m_z - m_x da dinâmica da magnetização para $a_j(\tau) = a^0 - 4 \times 10^{-4} \cos(\omega\tau)$, com $\omega = 0.01$. As transições entre valores de $m_z > 0$ e $m_z < 0$ podem ser regulares ou irregulares, com \mathbf{m} alternando intervalos oscilando no plano superior com outros no plano inferior.

simulações numéricas, tomando como padrão o caso em que $a_{dc} \equiv a^0 = -1.421 \times 10^{-2}$, portanto $\approx 3a_c$, e $a_{ac} = 4 \times 10^{-4}$ para uma frequência $\omega = 0.01$. A figura 13 mostra os diagramas m_y por m_x e m_z por m_x . Quando projetado no plano m_y - m_x , a trajetória de \mathbf{m} é um círculo, enquanto que no plano m_x - m_z é similar a uma parábola dada por $m_x \approx 10m_z^2 - 1$. Entretanto, existe uma variação importante causada pelas mudanças em $a_j(\tau)$ e ω . Dependendo dos valores utilizados, a dinâmica pode ficar confinada apenas em um dos planos $m_z > 0$, ou $m_z < 0$, ou permanecer oscilando entre os planos de maneira regular ou caótica. O valor de a_{dc} tem papel fundamental na possibilidade de transição das oscilações entre $m_z > 0$ e $m_z < 0$. Vemos na figura 14 os casos para três valores diferentes de a_{dc} : $= a^0$, $< a^0$ e $> a^0$. Ao se alterar a_{dc} , a magnetização pode conseguir acessar ou não o ponto de sela que aparece em $m_x = -1$. Quando $m_x = -1$ o sistema pode passar um tempo significativo nesse ponto e alternar entre os planos $m_z > 0$ e $m_z < 0$, de maneira caótica.

Com esses valores é possível observar comportamento caótico, mas, devido ao vínculo existente $m^2 = 1$, a dimensão do sistema dinâmico reduz-se para dois, o que excluiria a possibilidade de caos determinístico. O teorema de Poincaré-Bendixson determina que, para haver possibilidade de caos, a dimensão mínima do sistema deve ser três, portanto é necessária a adição de mais um grau de liberdade através de uma corrente alternada, que tem dependência temporal. Quando $a_j = a_{dc}$, não pode ocorrer caos, já que existem apenas estímulos externos constantes e dois graus de liberdade no sistema. É possível imaginar que nos limites $a_{ac} \rightarrow 0$ e $\omega \rightarrow \infty$ recaia-se nesse mesmo tipo de comportamento regular e isso foi verificado através das simulações numéricas.

Variações nos parâmetros aplicados ao sistema devem, ou podem, resultar em alternân-

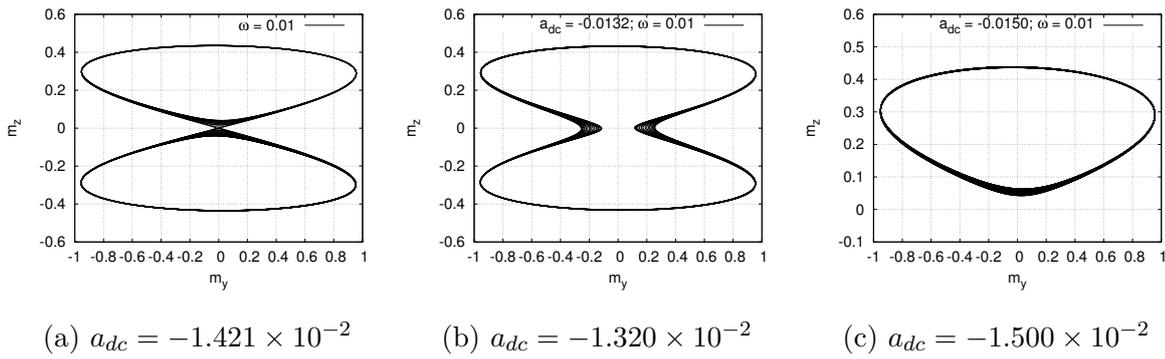


Figura 14 – Exemplos de como a_{dc} altera a dinâmica do sistema. São apresentados três respostas diferentes para três valores diferentes de a_{dc} , mesma frequência $\omega = 0.01$ e $a_{ac} = 4 \times 10^{-4}$. (a) O sistema tem acesso ao ponto de sela $m_x = -1$ e ocorrem transições irregulares entre as oscilações em $m_z > 0$ e $m_z < 0$, com aparecimento de caos. (b) Nesse caso as oscilações ocorrem sempre nos dois planos $m_z > 0$ e $m_z < 0$, mas de maneira regular. Não foi encontrado caos. (c) Oscilações confinadas em $m_z > 0$. Também não foi encontrado comportamento caótico nesse caso.

cia entre caos e regularidade. Não há como saber *a priori* quais valores dos parâmetros irão resultar em comportamentos regulares e quais levarão a comportamentos irregulares, sendo necessário testar a resposta dinâmica para diferentes parâmetros de forma sistemática. Uma maneira de realizar essa caracterização do sistema é através do cálculo dos expoentes de Lyapunov para diversos valores dos parâmetros, o que buscamos fazer. Entretanto, a convergência do sistema para dinâmicas caóticas ou regulares se mostrou difícil de caracterizar, por causa de tempos transientes muito elevados em alguns casos e mistura de comportamentos regulares e caóticos. É possível dizer que existem fases caóticas e regulares, mas não foi possível fazer a caracterização pelo método pretendido. As figuras 15 à 17 dão exemplos dessas dinâmicas.

O fato de o sistema apresentar essencialmente dissipação nula, devido ao efeito de transferência de spin, dificulta imensamente a caracterização, exigindo tempos de integração muito longos. A energia magnética se torna uma função oscilatória no tempo, com a dissipação sendo compensada pela energia fornecida ao sistema por torque de spin. Isso pode ser visto na figura 16b, que mostra um gráfico de $\epsilon(\mathbf{m})$ por τ . A variação entre o valor máximo de energia atingido durante as oscilações, $\epsilon \approx 4.76 \times 10^{-2}$, e o mínimo, $\epsilon \approx 4.36 \times 10^{-2}$, é $\Delta\epsilon \approx 0.4 \times 10^{-2}$. Comparando esse valor com a variação máxima possível para $\epsilon(\mathbf{m})$, $\Delta\epsilon_M$, vemos que essas oscilações correspondem à órbitas de energia quase constante. No comportamento de $\epsilon(\tau)$, assim como nos gráficos das outras variáveis em função do tempo, nota-se que existem duas dinâmicas diferentes, uma de alta frequência e outra de frequência menor. A dinâmica mais rápida está relacionada com o termo de corrente constante, que estimula as órbitas de energia constante após o transiente inicial, enquanto a mais lenta depende de a_{ac} e da frequência ω , gerando modificação do comportamento dinâmico.

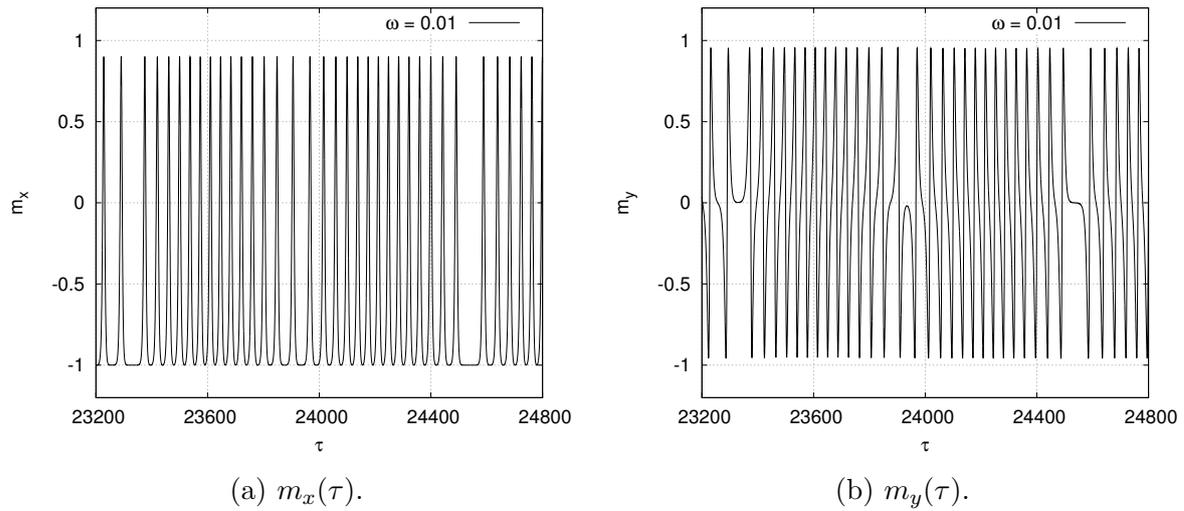


Figura 15 – Gráficos de $m_x(\tau)$ e $m_y(\tau)$. As oscilações ocorrem praticamente entre os valores máximo e mínimo ± 1 . É possível notar que, ocasionalmente, o sistema passa um tempo significativo em $m_x = -1$, causando variações de um comportamento regular para irregular. Em (a) e (b), $a_{dc} = -1.421 \times 10^{-2}$ e $a_{ac} = 4 \times 10^{-4}$.

Olhando a dinâmica de $m_z(\tau)$ em maior detalhe, pode-se notar que é possível haver ou não padrão nas oscilações observadas em uma escala temporal longa (figura 16a) ou curta (figura 17). Isso se revela na contagem do número de máximos, ou mínimos, locais atingidos por m_z , mostrando que um aparente comportamento regular, quando observado em escala grande, pode ser constituído de variações irregulares nos números de máximos

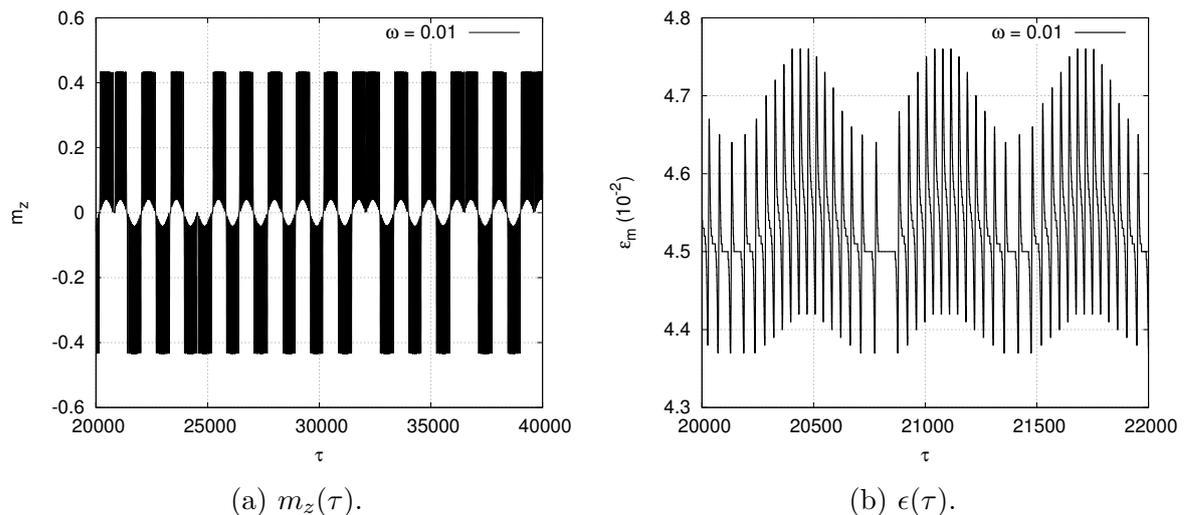


Figura 16 – Gráficos de $m_z(\tau)$ e $\epsilon(\tau)$, com $a_{dc} = -1.421 \times 10^{-2}$ e $a_{ac} = 4 \times 10^{-4}$. (a) A dinâmica de m_z alterna comportamentos regulares e irregulares em intervalos temporais grandes e também curtos (detalhe para $23000 \leq \tau \leq 26000$, na figura 17). (b) Como a energia magnética é função par em relação a m_z , ela é essencialmente periódica no tempo, exceto pelos intervalos em que a magnetização permanece em $m_x = -1$.

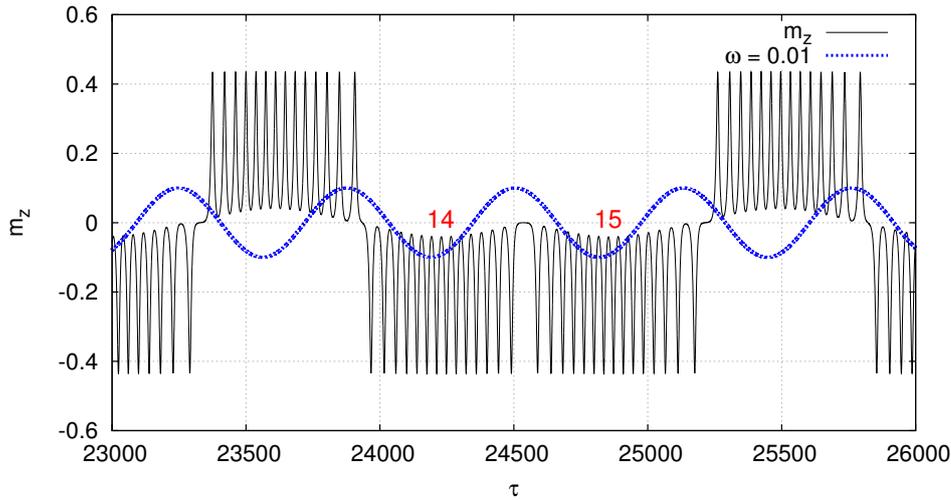


Figura 17 – Detalhe da dinâmica de $m_z(\tau)$. Os números 14 e 15 são a quantidade de mínimos entre $\tau \approx 24000$ e 24500 e entre $\tau \approx 24550$ e 25250 , respectivamente. A linha pontilhada (azul) representa a componente de corrente alternada a_{ac} (fora de escala). É possível notar que existe comportamento irregular em períodos longos, como na figura 16a, e também em intervalos menores, como aqui.

vistos em intervalos temporais menores. Da mesma forma, é possível haver regularidade nos números de máximos quando vistos durante um certo período de tempo, mas que depois acabam apresentando irregularidade em um intervalo temporal maior. Essa variação pode ocorrer em tempos curtos ou muito longos, dificultando a caracterização do comportamento dinâmico do sistema.

2.3.2 Nanopilar com Campo Externo em z

Diante das dificuldades encontradas na caracterização do sistema anterior, buscamos uma nova configuração que ainda fosse interessante do ponto de vista físico, mas que pudesse ser avaliada com o uso de expoentes de Lyapunov. No caso, escolhemos parâmetros que permitissem haver uma maior dissipação no sistema, evitando precessão contínua. Para isso vamos avaliar a dinâmica da magnetização da camada livre de um sistema que corresponde a um nanopilar, com campo externo $\mathbf{h}_e = h_e \hat{\mathbf{z}}$ e polarização de corrente em $\hat{\mathbf{z}}$ também (figura 18). Entretanto, dessa vez, não haverá corrente contínua no sistema, apenas o termo a_{ac} estará presente, de forma a aumentar os efeitos dissipativos.

As anisotropias do sistema incluem novamente um campo desmagnetizante $\mathbf{h}_d = -m_z \hat{\mathbf{z}}$ e uma anisotropia uniaxial $\mathbf{h}_a = qm_x \hat{\mathbf{x}}$, com $q = 0.02$. O campo externo aplicado poderá ter valor equivalente à magnetização de saturação, $h_e = 1.0$, de forma a favorecer o alinhamento paralelo entre $\hat{\mathbf{p}}$ e \mathbf{m} , mantendo a camada de polarização orientada como $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{z}}$. O campo efetivo fica $\mathbf{h}_{ef} = 0.02m_x \hat{\mathbf{x}} + (h_e - m_z) \hat{\mathbf{z}}$ e as equações de movimento do

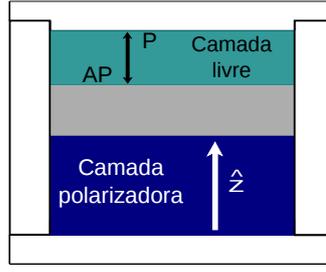


Figura 18 – Diagrama esquemático de uma junção magnética com camada polarizadora $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{z}}$, espaçador e camada livre. P e AP são os estados em que \mathbf{m} é paralela e antiparalela em relação a $\hat{\mathbf{z}}$.

sistema são

$$\dot{m}_x = -m_y h_z - \alpha \{m_x m_z h_z - (1.0 - m_x^2) h_x\} - a_{ac} m_x m_z \cos(\omega\tau), \quad (2.31)$$

$$\dot{m}_y = m_x h_z - m_z h_x - \alpha m_y (m_x h_x + m_z h_z) - a_{ac} m_y m_z \cos(\omega\tau), \quad (2.32)$$

$$\dot{m}_z = m_y h_x - \alpha \{m_z m_x h_x - (1.0 - m_z^2) h_z\} + \{a_{ac} \cos(\omega\tau)\} (1.0 - m_z^2). \quad (2.33)$$

Novamente usamos $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$, $h_y = 0$, $h_x = 0.02m_x$ e $h_z = h_e - m_z$. Os pontos fixos do sistema ocorrem em $m_y^0 = 0$, $m_z^0 = h_e / (1 + q)$ e $m_x^0 = \pm \sqrt{1.0 - (m_z^0)^2}$, para $h_e < (1 + q)$. Portanto, quando o campo externo aplicado for menor que $1.0 + q$, existem dois atratores no sistema, com coordenadas (m_x^0, m_z^0) e $(-m_x^0, m_z^0)$. Caso $h_e \geq (1 + q)$, então os pontos fixos passam a ser $m_z = 1.0$ e $m_x = m_y = 0$, com um único atrator. A energia magnética adimensional é

$$\epsilon(\mathbf{m}) = -h_e m_z - 0.01m_x^2 + 0.5m_z^2. \quad (2.34)$$

Para $h_e = 1$, a energia magnética tem valor mínimo $\epsilon(\pm m_x^0, m_z^0) \approx -0.5$ e máximo $\epsilon(m_z = -1) = 1.5$. O mínimo de energia ocorre na configuração P, enquanto o máximo ocorre no estado AP, sendo $\Delta\epsilon_M \approx 2.0$ a variação de energia entre essas configurações.

Considerando o caso de campo externo aplicado próximo do valor de saturação, então o ponto de equilíbrio da magnetização terá $m_z \approx 1$ e devemos calcular a corrente crítica a_c necessária para desestabilizar esse estado. No caso, a_c deve se contrapor ao campo externo, mas é parcialmente favorecida pelo campo desmagnetizante, que tende a levar a magnetização ao plano. Assim, $a_c \approx -\alpha(1.0 - 0.5m_z) \approx -5 \times 10^{-3}$. Quando $h_e \rightarrow 0$, os pontos de equilíbrio de \mathbf{m} tendem a se aproximar do plano do filme, de forma que a corrente crítica necessária para estabilizar uma configuração perpendicular ao plano $|m_z| \approx 1$ passa a ser da mesma ordem da constante de amortecimento, $a_c \approx \alpha$. Como a corrente será exclusivamente oscilatória, é possível prever que a frequência ω será determinante para a resposta do sistema, com baixas frequências induzindo movimentos de maior amplitude em \mathbf{m} , enquanto altas frequências devem induzir apenas pequenas oscilações em torno dos pontos de equilíbrio.

2.3.2.1 Métodos e Resultados

Para a caracterização do sistema foi feita a integração numérica das equações, pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem, com passo $\Delta\tau = 0.01$. O sistema começa em uma condição inicial arbitrária $m_{x0}, m_{z0}, m_{y0} = \sqrt{1 - m_{x0}^2 - m_{z0}^2}$ e é integrado inicialmente por 3.2×10^6 passos em que não são feitas “medidas”, que corresponde ao estado transiente inicial descartado. Após esse transiente, a integração é feita novamente por 3.2×10^6 passos, para cálculo dos expoentes de Lyapunov do sistema. Depois, a integração segue por mais 3.2×10^6 passos, sendo gravados os parâmetros do sistema para a geração dos diagramas de fase, que são do tipo *isospikes*[88, 89], que contém maior informação do que os diagramas apenas com espectro de Lyapunov[89]. Nesses diagramas, além da informação sobre as regiões com dinâmica caótica, também há informação sobre as áreas regulares, pois são contados os números de máximos locais por período de cada variável. Para determinar período e repetição dos valores das variáveis em questão, são gravados 800 extremos (máximos e mínimos locais) das variáveis e valor temporal (número de passos) em que ocorrem. Esses valores são comparados e, caso haja movimento regular dado pela repetição de padrões, esses são expressos no diagrama por cores indicando o número de máximos locais dentro de um período da variável. A caracterização do sistema foi feita variando os parâmetros h_e, a_{ac} e ω , buscando soluções periódicas e caóticas. Essa tarefa requer alto poder computacional, de forma que foi utilizado o cluster SGI Altix, com 1536 processadores, do CESUP/UFRGS para tal. Conforme o esperado, a resposta do sistema é maior para frequências menores, mas como veremos, mesmo para baixas frequências aplicadas a dinâmica da magnetização se mostrou irregular, ao se considerar um campo externo constante.

A figura 19 mostra um exemplo das dinâmicas observadas, para $a_{ac} = \alpha = 0.01$ e $h_e = 1.0$. Não existe regularidade, ou periodicidade, nos movimentos observados para esses valores. A componente m_z da magnetização tenta “seguir” a corrente aplicada, que é maior que a corrente crítica, mas conforme m_z diminui, também diminui o campo desmagnetizante, aumentando a intensidade relativa do campo externo e favorecendo que as oscilações se deem em um intervalo não muito grande de valores de m_z . Contribuem para a dinâmica resultante ainda o período em que a corrente se mantém com a mesma orientação de polarização, dependente de ω , e a precessão de \mathbf{m} causada pelo campo efetivo. Para valores maiores de a_{ac} e frequências aplicadas menores, a amplitude Δm_z do movimento tende a ser maior, enquanto que para baixos valores de a_{ac} e altas frequências as oscilações diminuem, sendo que com $\omega \gtrsim 0.1$ os movimentos passam a ser essencialmente oscilações de baixa amplitude em torno de um ponto de equilíbrio.

De forma a obter uma caracterização mais completa da dinâmica do sistema, foram gerados diagramas de fase em que se manteve h_e constante e foram variados a_{ac} e ω e também diagramas com ω constante e h_e e a_{ac} variáveis. As cores representam o número de máximos locais de uma variável em um certo intervalo de tempo. Os máximos são contados

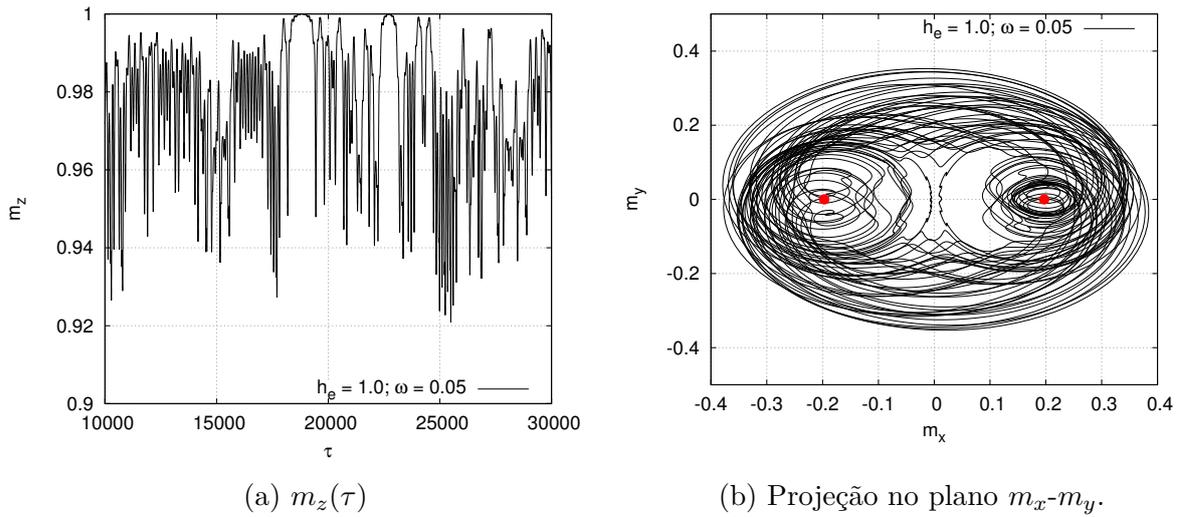


Figura 19 – (a) Gráfico de $m_z(\tau)$, no intervalo $10^3 \leq \tau \leq 3 \times 10^3$, para $h_e = 1.0$, $a_{ac} = 0.01$ e $\omega = 0.05$. Não há regularidade nas oscilações da magnetização. (b) Projecção da dinâmica no plano m_x - m_y , utilizando os mesmos parâmetros de (a) e durante o mesmo intervalo de tempo. Conforme τ aumenta, o espaço de fase vai sendo preenchido, havendo cruzamento de trajetórias. Em vermelho, estão marcados os pontos fixos do sistema ($m_x = \pm 0.197, m_y = 0$).

até o número limite de 17, quando as cores passam a serem recicladas, de forma que azul representa tanto 1 máximo em um período, como também 18 máximos, 35 máximos, etc, e o mesmo é válido para as outras cores. A cor preta é reservada para as dinâmicas caóticas, ou seja, onde foi encontrado um expoente de Lyapunov positivo e a cor vinho representa dificuldade numérica do programa em identificar o tipo de dinâmica obtida. Um exemplo de diagrama obtido ao se fazer essa análise para o sistema está representado na figura 20, em que a_{ac} e ω foram variados, mantendo $h_e = 1.0$ fixo. Foi utilizada uma resolução de 600 por 600 pontos equidistantes, para valores $-0.04 \leq a_{ac} \leq 0.04$ e $0 \leq \omega \leq 0.2$. Como esperado, existe simetria em relação à variação da corrente em valores positivos e negativos, afinal essa é uma componente oscilatória. Exceto para valores muito pequenos de a_{ac} , em baixas frequências o sistema apresenta comportamento caótico, mas ao se manter um valor fixo de a_{ac} e ir aumentando ω é possível ver que ocorre uma transição para movimento regular que se mantém para $\omega \rightarrow \infty$, o que está relacionado ao caráter adiabático da resposta do sistema. Também existe uma pequena mistura entre regiões de caos e periodicidade e “ilhas” de caos dentro de regiões periódicas. Isso pode ser visto na figura 21, que mostra em maior detalhe a área de valores baixos de a_{ac} e ω .

Outra análise feita foi a variação de valores de h_e e a_{ac} com $\omega = 0.05$ mantido constante. Os diagramas gerados são apresentados na figura 22. São mostrados apenas valores de h_e e $a_{ac} \geq 0$, mas novamente existe simetria em relação a inversão de sinal. Há bastante granularidade nos diagramas, com pontos de cores diferentes aparecendo dentro de regiões de predomínio de outra cor, o que pode ser percebido ao se aproximar as imagens. Também nota-se grande semelhança entre as respostas nas variáveis m_x e m_y (figuras 22a e 22b),

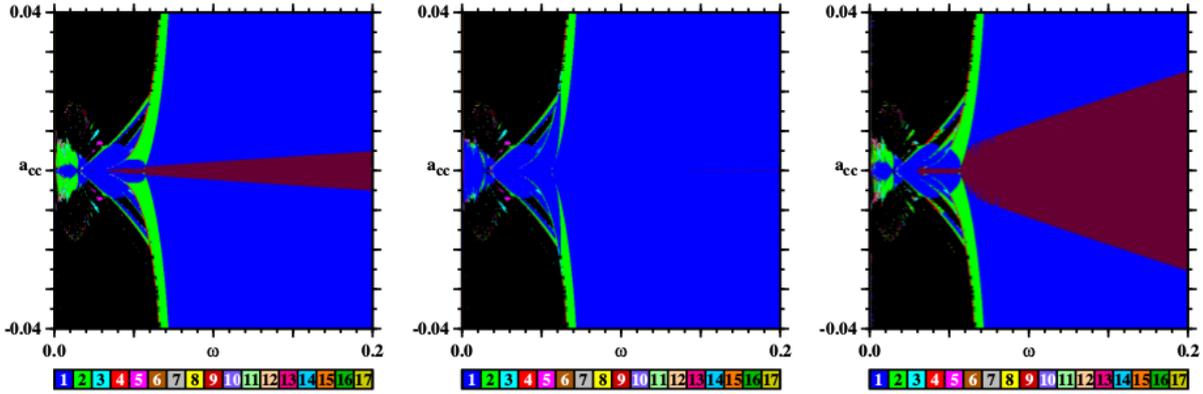


Figura 20 – Diagramas de fase de a_{ac} por ω , com $h_e = 1.0$. Da esquerda para a direita, são apresentados os diagramas para as variáveis m_x , m_y e m_z , respectivamente. É possível notar que valores baixos de ω resultam em caos (região preta), mas que para $\omega > 0.06$ os movimentos passam a ser regulares, mesmo com o aumento de a_{ac} . Resolução: 600×600 pontos.

que apresentam maior número de oscilações por período e diferem de m_z , que apresenta poucas oscilações. Isso se deve ao fato de que enquanto m_z é controlada pela competição entre a_{ac} e h_z e está ligada à variações significativas de energia magnética, m_x e m_y podem precessionar em torno do eixo \hat{z} em órbitas de energia quase constante e alta frequência, com dinâmicas mais complexas.

Para melhor compreender a alteração no número de picos por período das variáveis, vamos usar como exemplo os casos de m_y e m_z , para $a_{ac} = 0.15$ constante e dois valores diferentes de h_e , 0.3 e 0.45. Esses casos correspondem a cores diferentes nos diagramas de fase para m_y , mas iguais para m_z . A figura 23 contém os gráficos de $m_{y,z}$ em função

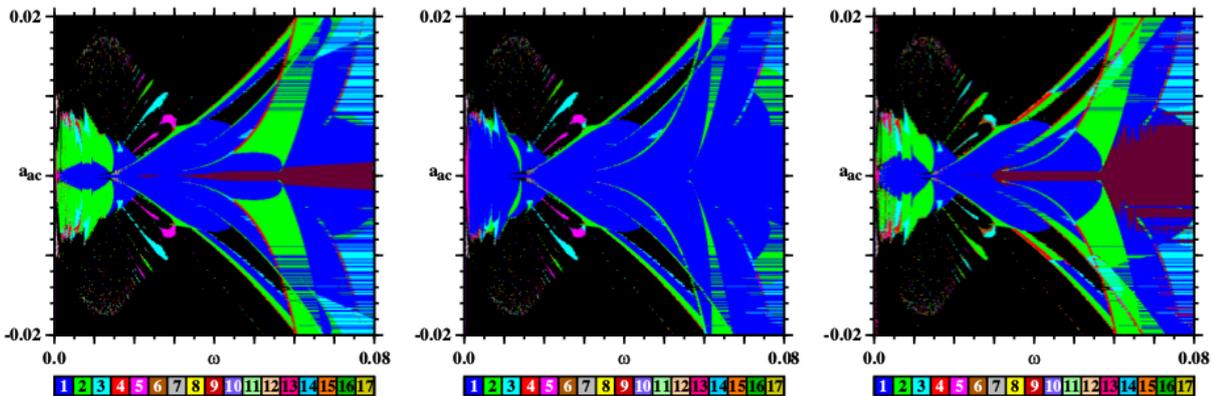


Figura 21 – Detalhe das regiões de caos e periodicidade para baixos valores de a_{ac} e ω . Novamente, da esquerda para a direita, são apresentados os diagramas para as variáveis m_x , m_y e m_z , respectivamente. Existem pequenas áreas de movimento regular dentro das regiões caóticas e ilhas de caos dentro de regiões de movimento periódico. Aqui fica mais fácil ver como o aumento de $|a_{ac}|$ resulta em caos se mantendo para valores maiores de ω . Resolução: 600×600 pontos.

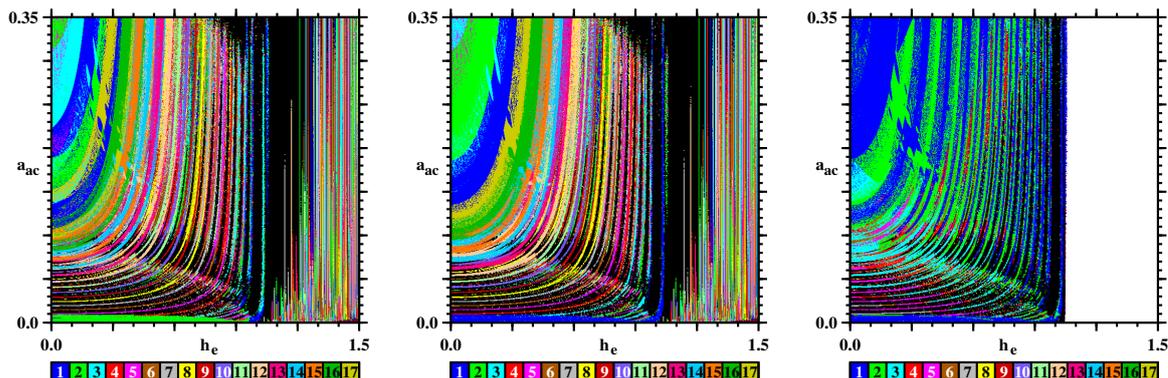
(a) Diagrama para m_x .(b) Diagrama para m_y .(c) Diagrama para m_z .

Figura 22 – Diagramas de a_{ac} por h_e , com $\omega = 0.05$. Valores de h_e e $a_{ac} \geq 0$, mas existe simetria em relação à inversão de sinal. (a) e (b) Pode-se notar que os diagramas para m_x e m_y são bastante similares entre si, apresentando mudanças nos números de máximos locais e caos, com variação de a_{ac} e h_e . (c) Diagrama para variável m_z . Existe menor variação no número de máximos, com regiões caóticas aparecendo entre regiões de movimento periódico. Resolução: 600×600 pontos.

de τ dentro de um mesmo intervalo $29900 \leq \tau \leq 30200$ e vê-se que com $h_e = 0.3$, m_y apresenta um comportamento oscilatório regular formado por dois padrões de oscilação diferentes, O1 e O2, na figura 23a. Ao se aumentar o valor do campo aplicado, para $h_e = 0.45$, esse padrão muda, sendo formado por apenas um tipo de oscilação e com período menor. O período das oscilações pode mudar continuamente, mas a quantidade de picos, ou máximos, é por definição de natureza discreta, variando de forma quantizada. Essa variação da forma e período das oscilações ao se alterar um parâmetro como o campo aplicado, pode se dar de forma regular ou irregular. No caso, vemos pela figura 22b que existem algumas regiões de comportamento caótico (faixas pretas) entre regiões com números de máximos diferentes, ao se alterar h_e mantendo a_{ac} constante e que essas transições com comportamento irregular ficam mais prováveis conforme h_e aumenta. Isso pode ser entendido pela ação do campo efetivo sobre a magnetização. Com baixo valor de h_e , $a_{ac} > h_e$, o termo de corrente domina amplamente e o termo de precessão fica pequeno, mas quando h_e aumenta esse termo passa a ter forte influência na dinâmica resultante, tornando mais provável o aparecimento de comportamentos irregulares. É a combinação da influência desses termos que irá determinar se a dinâmica será regular ou caótica para cada valor dos parâmetros.

Aqui, vê-se que mesmo sem o uso de uma componente de corrente constante, capaz de gerar precessão estável da magnetização, pode-se obter estados dinâmicos com precessão contínua, no sentido de que \mathbf{m} permanece oscilando de maneira regular, ou irregular, não permanecendo em um ponto de equilíbrio estável (repouso). Esse tipo de precessão requer um sinal de entrada com baixa frequência ω e gera dinâmicas de frequência menor do que

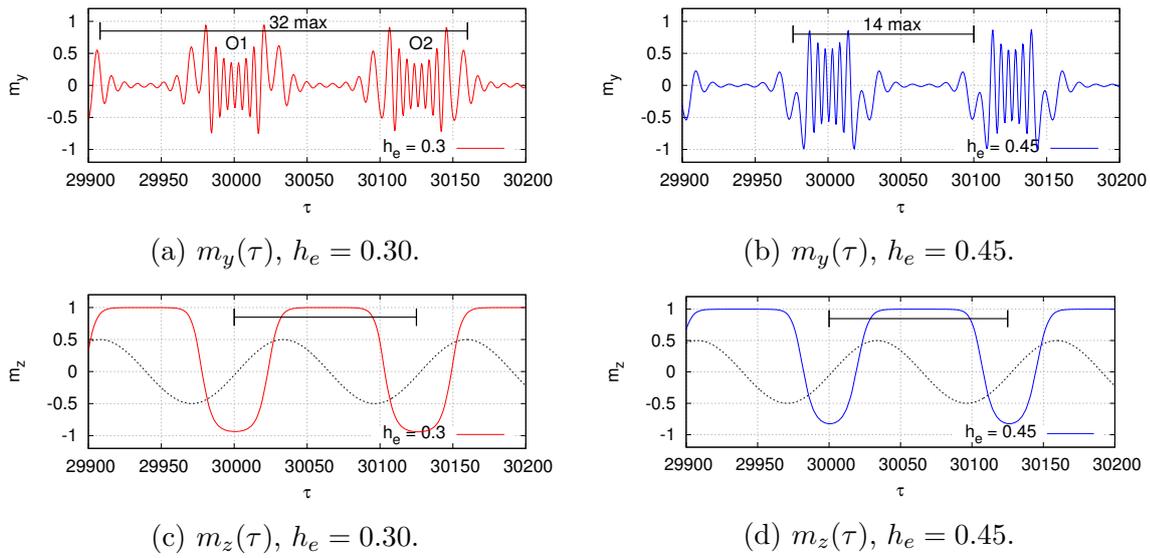


Figura 23 – (a) O movimento em m_y , para $h_e = 0.3$, é constituído de dois tipos de oscilações de amplitude maior, O1 e O2, e um período longo ($2/\omega$), com 32 máximos locais. (b) Com $h_e = 0.45$, o movimento se dá com um único padrão oscilatório em um período menor, igual ao da frequência aplicada ($1/\omega$) e 14 máximos locais. (c) e (d) Gráficos para $m_z(\tau)$, com $h_e = 0.3$ e $h_e = 0.45$, respectivamente. Há apenas um máximo por período e a frequência de oscilação é igual a ω . A linha pontilhada preta mostra a componente $a_{ac} \cos(\omega\tau)$ (fora de escala). Em todas as figuras $a_{ac} = 0.15$, $\omega = 0.05$ e as barras horizontais mostram um período de oscilação da variável em questão.

as obtidas com a_{dc} , mas também tem componentes de frequência mais alta, dada pelas oscilações em $m_{x,y}$, o que pode ser interessante para futuras aplicações tecnológicas.

CAPÍTULO 3

DINÂMICAS ESTOCÁSTICAS

Nesse capítulo vamos abordar situações descritas pela equação LLG acrescida do termo de transferência de spin (1.70) com adição de termos não-determinísticos, ou estocásticos. Isso corresponde a ter flutuações térmicas, que devem ser importantes no limite de sistemas espacialmente reduzidos, atuando conjuntamente com componentes determinísticos e podendo gerar dinâmicas diferentes.

3.1 Motivação

Um desafio constante em relação ao desenvolvimento de sistemas tecnológicos é a nossa capacidade de fabricar dispositivos cada vez menores e mais eficientes. Dentro desse desafio, sistemas de transferência de spin sofrem com a necessidade de altas densidades de corrente para sua utilização, o que pode resultar em alto consumo energético. A miniaturização desses dispositivos reduz a corrente necessária para efeitos de torque de spin, o que é facilmente compreendido se imaginarmos um nanopilar de área Σ transversal à corrente. Para uma densidade de corrente j constante e menor área transversal, a corrente $I = j\Sigma$ será menor. Entretanto, a diminuição de volume magnético torna esses dispositivos mais suscetíveis à flutuações térmicas, com aproximação do limite superparamagnético. Normalmente isso é visto como algo a ser evitado, pois retira determinismo do sistema e pode causar resultados não desejados, mas aqui vamos analisar a questão sob outro ponto de vista, tentando tornar as flutuações térmicas parte efetiva do funcionamento de dispositivos estocásticos, que podem resultar em melhor eficiência energética. Uma possível ferramenta é o uso do conceito de ressonância estocástica em sistemas com transferência de spin. Nesse caso, uma corrente alternada spin polarizada, menor que a corrente crítica de reversão, faz o papel de entrada coerente, enquanto as não-linearidades internas e flutuações térmicas contribuem para a resposta, ou saída, do sistema.

Conforme mencionado anteriormente no capítulo 1, junções túnel magnéticas (MTJs) são boas candidatas para a utilização em dispositivos compatíveis com tecnologia atual de fabricação de circuitos integrados e também tem dinâmicas associadas a efeitos de transferência de spin. Devido a isso, nos propomos a analisar dinâmicas em MTJs em que são considerados torques de spin e efeitos térmicos e como isso pode ser utilizado tecnologicamente através de ressonância estocástica.

3.2 Modelo e Métodos

Nosso objeto de estudo é a camada livre de uma junção túnel magnética, onde atuará uma corrente spin polarizada, causando transferência de spin, e que também pode apresentar flutuações térmicas em temperatura ambiente. Vamos modelar o sistema através de uma aproximação de macrospin, para uma camada livre de formato elipsoide, volume $V = (4\pi/3) \times 1 \times 25 \times 75 \text{ nm}^3$ e magnetização de saturação $M_s = 4 \times 10^5 \text{ A/m}$, em que são incluídas anisotropias de forma, como um campo desmagnetizante $\mathbf{h}_d = h_z \hat{\mathbf{z}}$ perpendicular ao plano do filme fino e uma anisotropia uniaxial, correspondendo a um eixo preferencial de magnetização do sistema de campo $h_x \hat{\mathbf{x}}$. A energia magnética adimensional é dada por

$$\epsilon(\mathbf{m}) = \frac{1}{2}(m_z^2 - qm_x^2), \quad (3.1)$$

de maneira similar ao sistema da seção 2.3.1, com $q = 2/150$. Entretanto, agora não há campo externo aplicado, apenas torques de spin e campos internos atuam no modelo. Existem dois pontos de equilíbrio estável, $m_x \pm 1$, que são os pontos fixos do sistema. A camada polarizadora será novamente orientada como $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{x}}$ e os pontos fixos correspondem aos estados P e AP de \mathbf{m} em relação à camada de polarização (figura 24a). Como estamos tratando de uma junção túnel magnética, a equação dinâmica da camada livre deve ter os termos $a_j(\tau)$ e $b_j(\tau)$:

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = \{-\mathbf{m} \times (\mathbf{h}_{ef} + b_j(\tau)\hat{\mathbf{x}}) - \mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times (\alpha\mathbf{h}_{ef} + a_j(\tau)\hat{\mathbf{x}})]\}. \quad (3.2)$$

O termo de transferência de spin $a_j(\tau)$ é dado por uma amplitude fixa multiplicada por uma componente oscilatória $\xi(\tau)$, portanto $a_j(\tau) \equiv a_{ac}\xi(\tau)$ e $b_j(\tau) \equiv b_{ac}\xi(\tau)$. Ambos os termos estão relacionados com a corrente elétrica I , que também pode ser escrita como $I(\tau) = I_{AC}\xi(\tau)$. Essa dependência temporal da corrente pode representar qualquer tipo de oscilação ou ainda um sinal aleatório, mas aqui vamos nos limitar a usar uma onda quadrada de valores $\xi(\tau) = \pm 1$ e uma frequência de entrada f_{in} bem definida. Novamente, vamos usar a relação simplificada dos torques de spin com a corrente, em que se considera $\eta(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}})$ constante, podendo colocar a eficiência do torque de spin na polarização P . Dessa forma, P passa a ser uma polarização efetiva e a expressão para $a_j(\tau)$ fica:

$$a_j(\tau) = \frac{\mu_B P I(\tau)}{\gamma |e| V M_s^2}. \quad (3.3)$$

Durante o resto do trabalho, tomamos b_j como tendo dependência linear com a_j , podendo ser expresso como uma fração de a_j . Posteriormente vamos analisar diferentes razões b_j/a_j e ver como influenciam na dinâmica do sistema. Aqui não estamos utilizando componente dc na corrente elétrica, mas a inclusão desse termo, caso necessário, seria simples e direta, através de $a_j(\tau) = a_{ac}\xi(\tau) + a_{dc}$.

Um macrospin sempre pode apresentar comportamento superparamagnético em temperatura não nula, com reversões espontâneas da magnetização além de oscilações em torno

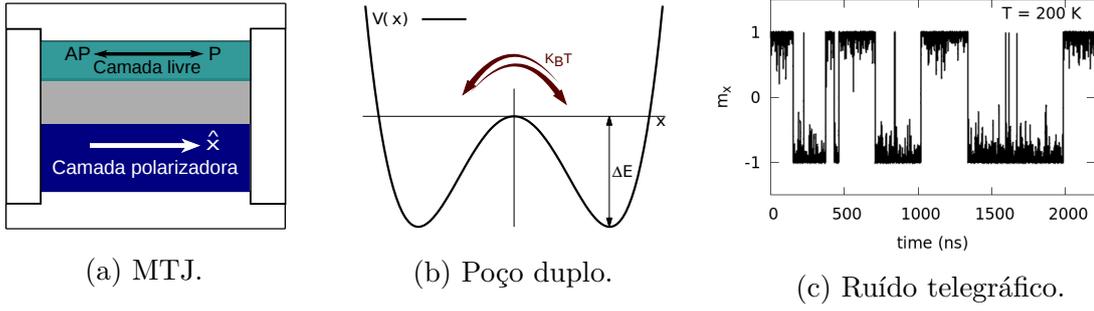


Figura 24 – (a) Diagrama esquemático da junção túnel, mostrando as camadas livre e de polarização. A camada livre tem duas posições estáveis: paralela (P), com $m_x = 1$, e antiparalela (AP), com $m_x = -1$. (b) Potencial do tipo poço duplo genérico, $V(x)$, com ruído térmico. Conforme a temperatura aumenta, a barreira δ_e diminui e a probabilidade de o sistema ir de um estado estável para outro aumenta. (c) Ruído telegráfico da camada livre, com $T = 200$ K, mostra reversões de m_x e oscilações em torno dos pontos de equilíbrio $m_x = \pm 1$.

dos mínimos de energia. Olhando para o problema como um poço duplo de potencial, com mínimos localizados em $m_x = \pm 1$, e notando que distribuição estatística de valores de \mathbf{m} é proporcional ao fator de Boltzmann $e^{-\delta_e}$, $\delta_e = \Delta E / (k_B T)$, então a probabilidade de se encontrar \mathbf{m} fora (ou longe) dos pontos de equilíbrio é baixa. Reversões aleatórias de m_x devem aumentar com a temperatura T , atingindo um nível significativo quando $\Delta E \approx k_B T$. Nesse caso, vê-se o chamado ruído telegráfico (figura 24c), causado pelas flutuações térmicas, e é possível associar uma taxa de transições térmicas r_T a essas reversões aleatórias, com um formato de Arrhenius-Kramers $r_T = r_0 e^{-\delta_e}$, sendo r_0 uma frequência relacionada à dinâmica dentro dos poços de potencial, da ordem de GHz. Devido a essas oscilações naturais, pode-se interpretar a junção túnel superparamagnética como um oscilador estocástico[71]. Assim, é necessário incorporar essas flutuações nas equações dinâmicas que descrevem o problema. Retomando a notação de que o campo efetivo é dado por um campo determinístico h^E mais um campo estocástico h^T , resta ver qual é esse campo relacionado à temperatura.

Pelas propriedades de h^T , dadas na seção Flutuações Térmicas do Capítulo 1, sabemos que

$$\langle h^T(\tau) \rangle = 0, \quad \langle h_i^T(\tau) h_j^T(\tau') \rangle = D \delta_{ij} \delta(\tau - \tau') \quad \text{e} \quad D = \frac{2\alpha k_B T}{\mu_0 V M_s^2}. \quad (3.4)$$

Isso significa que, durante a integração numérica, a média quadrada de h^T deve obedecer a^{xii} $\langle (h^T)^2 \rangle = D \Delta \tau$, em que $\Delta \tau$ é o passo de integração, relacionado à evolução temporal do sistema. Esse resultado nada mais é do que a bem conhecida expressão de Einstein de que uma partícula Browniana tem deslocamento proporcional a $\sqrt{D \Delta \tau}$, portanto dependente da raiz quadrada do intervalo temporal. Para um passo de integração numérica, considerando apenas os campos determinísticos, tem-se que a variação das componentes da magnetização

^{xii} Ver Apêndice B.

m_i , $i = x, y$, ou z , será $\Delta m_i \propto h^E \Delta\tau$. Dessa forma, para incluir o “campo térmico” como uma parte do campo efetivo e ainda obedecer às características do movimento Browniano, deve-se dividir as componentes de flutuação térmica por $\Delta\tau$, resultando nas componentes adicionadas ao campo efetivo

$$h_{ef}^T \propto \sqrt{\frac{D}{\Delta\tau}}. \quad (3.5)$$

Por fim, devemos lembrar que esses “campos” tem caráter estocástico, sendo necessário fazer uso de um gerador de números aleatórios para simular suas propriedades. Pelas definições usadas para h^T , equações 3.4, os números devem seguir uma distribuição Gaussiana de média zero, o que corresponde a um ruído branco, e desvio padrão $\sqrt{D/(\Delta\tau)}$, o que pode ser obtido através de uma distribuição normal padrão (ou unitária) $\mathcal{N}(0, 1)$ multiplicada pelo desvio padrão. Assim, finalmente, chegamos na expressão para os h_i^T :

$$h_i^T = \sqrt{\frac{D}{\Delta\tau}} \mathcal{N}(0, 1). \quad (3.6)$$

Essas componentes $h_{x,y,z}^T$ entram na equação dinâmica (3.2), que é agora uma equação de Langevin, da mesma forma que os termos determinísticos, mas existem alguns pontos do problema que requerem atenção.

Ao se falar de cálculo estocástico, é necessário fazer uma interpretação das equações de movimento, havendo duas interpretações que são largamente usadas, a de Itô e a de Stratonovich[90], e que correspondem à regras de cálculo diferentes. Os resultados derivados por Brown[39] foram obtidos usando as regras usuais de cálculo, que correspondem ao cálculo de Stratonovich. Dessa forma, essa é a interpretação formalmente correta ao se usar diretamente os resultados de Brown. Existem diferentes argumentos sobre como fazer a integração numérica e respeitar as regras de cálculo, com posições de que apenas alguns métodos numéricos seriam válidos[90] e também de que outros métodos são válidos desde que usados com o devido cuidado[91]. Uma parte do problema é que, para uma partícula Browniana, qualquer trajetória será uma solução possível, desde que sejam respeitadas as qualidades estatísticas do movimento. No caso específico do nosso sistema magnético, isso significa que, desde que a integração numérica resulte em soluções que obedecem à distribuição de Boltzmann em equilíbrio térmico e que a restrição $|m| = 1$ seja satisfeita em todos os instantes, essa solução será indistinguível de outra obtida através de método numérico diferente, mas resultando nas mesmas propriedades estatísticas. Dito isso, deve-se notar que há uma possível fonte de erro relacionada às componentes h_i^T . Enquanto o erro numérico associado à parte determinística da equação 3.2 será da ordem de $\mathcal{O}(\Delta\tau^k)$, em que $k \geq 1$ depende do tipo de método numérico utilizado, o erro associado às componentes estocásticas dependerá de $(\sqrt{\Delta\tau})^k$, sendo de ordem $\mathcal{O}(\Delta\tau^{\frac{k}{2}})$. Assim, uma integração realizada sem o devido cuidado poderá resultar em erros numéricos apreciáveis associados aos termos aleatórios.

Quanto à distribuição Gaussiana usada para as componentes h_i^T , é necessário que se tenha um método eficiente para obter números aleatórios. Normalmente é ineficaz, ou

mesmo impossível, a obtenção de números realmente aleatórios, através de algum processo físico real (usando valores associados à dinâmica atmosférica, por exemplo), já que um dos requerimentos para o uso de métodos computacionais é que esses sejam rápidos, não exigindo tempos extremamente longos para execução do programa. Diante disso, a solução mais simples e amplamente utilizada é fazer uso de alguma rotina computacional, um gerador de números aleatórios, ou mais precisamente, de números pseudo-aleatórios. Em programas que fazem utilização desse recurso uma grande parte do tempo de execução está associada ao gerador, de forma que a escolha do mesmo pode resultar em tempos muito diferentes de integração numérica. Diante disso, decidimos aqui pela utilização do gerador Mersenne Twister[92], pela sua boa relação de eficiência computacional e longo período numérico da ordem 10^{6000} (o que significa que são gerados 10^{6000} números antes de o gerador tornar a repetir a sequência). Esse gerador foi implementado através da biblioteca científica GNU[93], GSL (“GNU Scientific Library”), dentro de uma distribuição normal unitária. Esses funções estão presentes na biblioteca, podendo ser chamadas através de `gsl_rng_mt19937` e `gsl_ran_ugaussian()`. Junto a isso também decidimos pela integração numérica através de algoritmo de Runge-Kutta de quarta ordem. A cada iteração o gerador é chamado três vezes pelo programa para “sortear” os campos $h_{x,y,z}^T$, que formam, junto com a parte determinística, o campo efetivo atuando sobre a magnetização.

A projeção m_x da magnetização está associada à variações de TMR, o que nos permite usar o valor de m_x como a resposta (saída do sistema), para calcular a taxa média de reversão da magnetização, que vamos denominar de frequência média de saída $\langle f_{out} \rangle$ e a correlação σ entre o sinal de entrada e a resposta do sistema. Devido à natureza estocástica do problema, o sinal de entrada tem uma frequência bem definida, mas a saída não, sendo necessário entender a resposta através de uma frequência média, definida como metade do número de reversões, N_{rev} , de m_x sobre o tempo total computado, t_T :

$$\langle f_{out} \rangle \equiv \frac{N_{rev}}{2t_T}. \quad (3.7)$$

Por clareza e para permitir comparação com valores reais das variáveis adimensionais usadas, vamos manter f_{in} e $\langle f_{out} \rangle$ como as frequências de entrada e saída medidas em unidades SI e definir ω_{in} e $\langle \omega_{out} \rangle$ como as frequências angulares adimensionais, dadas por $\omega \equiv 2\pi f / (\gamma M_s)$. Com os parâmetros usados aqui, $\langle \omega_{out} \rangle = 0.1$ corresponde a $\langle f_{out} \rangle \approx 1.4$ GHz. Também usaremos, ao comparar diferentes valores de frequência, a razão desses valores com a taxa de transição térmica, r_T , em $T = 300$ K, $r_{300} \approx 0.002$, que corresponde a aproximadamente 28 MHz.

Nesse momento, é necessário comentar que deve-se fazer uma definição do que é entendido como uma reversão da magnetização. No caso, escolhemos o valor $m_x^R \equiv |m_x| = 0.98$ como o limite a ser superado para que haja a contagem de uma reversão, desde que m_x venha de um valor maior ou igual a m_x^R e com sinal oposto. A implementação computacional da definição é simples, sendo usado uma variável auxiliar discreta x_{ud} que

assume apenas dois valores: -1 , quando $m_x \leq -0.98$, e $+1$, quando $m_x \geq 0.98$. Assim, enquanto $|m_x| < 0.98$, x_{ud} mantém seu valor, mas quando $|x_{ud} - m_x| \geq 1.98$ há uma reversão e x_{ud} troca de sinal, o que permite a contabilização de N_{rev} para o cálculo de $\langle f_{out} \rangle$. O valor exato definido para m_x^R não irá alterar significativamente o resultado obtido (número de reversões contadas), exceto se esse valor estiver muito próximo de 1, ou se a barreira δ_e tender a zero. Isso se deve ao fato de que os valores de m_x tendem a ficar concentrados em torno dos pontos de equilíbrio, mas não atingem, necessariamente, $|m_x| = 1$, por causa das flutuações térmicas, e quando $\delta_e \rightarrow 0$ a hipótese do equilíbrio termodinâmico, com distribuição de Boltzmann, deixa de ser válida e o sistema pode passar mais tempo alternando entre valores menores de $|m_x|$ sem se aproximar tanto dos pontos de equilíbrio.

Por último, é necessário verificar se existe correlação entre os sinais de entrada e saída do sistema e se m_x e f_{in} estão em fase ou não. Dessa forma, usamos a correlação

$$\sigma = \sum_i^N \frac{m_x^i \cdot \xi^i(\tau)}{N} \quad (3.8)$$

como medida, fazendo a multiplicação do valor da componente x da magnetização, m_x^i , em cada iteração numérica i pelo valor do sinal de entrada $\xi^i(\tau) = \pm 1$, somando e dividindo pelo número total de iterações N . Essencialmente, a correlação dá uma medida da fração de tempo que a saída m_x está respondendo à entrada $\xi(\tau)$ e como a mudança de parâmetros do sistema afeta essa resposta. Ao se variar o nível de ruído (temperatura) na junção túnel é possível observar ressonância estocástica e sincronização entre f_{in} e $\langle f_{out} \rangle$, portanto usaremos a correlação como medida de SR e $\langle f_{out} \rangle$ para mostrar a sincronização. Quando $\sigma \rightarrow 1$, os sinais de entrada e saída estão correlacionados e em fase, ou seja, m_x está seguindo o sinal de entrada $\xi(\tau)$. Para $\sigma \rightarrow -1$, há uma correlação com fase oposta, indicando uma possível resposta com atraso do sistema. O caso $\sigma = 0$ pode indicar que não há correlação, ou que haveria uma correlação com meia fase de diferença, mas essa última alternativa não foi detectada nas simulações e não há motivo para supor que ela ocorre nesse sistema. Esse e outros pontos são abordados nas próximas seções, quando apresentados os resultados obtidos.

3.3 Resultados

A resposta dinâmica do sistema pode variar bastante, dependendo da presença ou não do torque tipo campo (FLT), b_j , do nível de ruído, D ou T , da frequência de entrada, f_{in} ou ω_{in} e da amplitude da corrente elétrica aplicada, I . Assim, vamos apresentar diversos casos com diferentes parâmetros de forma a mostrar a influência dos mesmos. Dentre esses parâmetros variáveis, a amplitude da corrente aplicada é mais facilmente analisada se for apresentada em comparação com o seu valor crítico em temperatura nula. Esse valor pode mudar dependendo da relação b_j/a_j existente, então vamos utilizar duas correntes críticas

para comparação, I_0 e I_c , que são os valores críticos obtidos para $b_j/a_j = 0.0$ e $b_j/a_j = 0.3$ respectivamente. Como em qualquer $T \neq 0$ a corrente necessária para obter uma reversão de \mathbf{m} é menor que seu valor para $T = 0$, então vamos analisar principalmente casos com correntes subcríticas. Quando houver variação da razão b_j/a_j , isso será explicitamente indicado nos resultados. Para os casos em que nada é mencionado, será usado o valor padrão $b_j = 0.3a_j$, por ser da mesma ordem de valores obtidos experimentalmente. Mais uma vez, vamos ver que as respostas em baixa ($\omega_{in} \lesssim r_T$) e alta frequência ($\omega_{in} \gg r_T$) são bastante distintas.

3.3.1 Taxas de Escape

A presença dos termos de torque de spin atuando na camada livre de uma junção magnética pode servir para estabilizar ou desestabilizar os estados de equilíbrio do sistema e, no caso de uma camada superparamagnética, isso se refletirá em diferentes tempos de relaxação da magnetização, ou diferentes *taxas de escape*. Sendo um processo ativado termicamente podemos avaliar o tempo médio para uma reversão da magnetização, τ_R , definido como

$$\tau_R \equiv \langle \tau \rangle = \tau_0 e^{U/D}, \quad (3.9)$$

que é o tempo de relaxação de Néel escrito em termos da barreira efetiva de energia (adimensional), U , observada no sistema. Ao se aumentar ou diminuir a corrente aplicada na junção, τ_R irá variar também, sendo possível interpretar essas alterações como influência dos torques de spin refletidas na barreira efetiva de energia, ou em uma temperatura efetiva[94, 95] usada para o cálculo. Entretanto, essas quantidades efetivas não devem ser confundidas com a barreira de energia real ΔE , dada pelas variações da energia magnética, e a temperatura real T , causadora das flutuações térmicas. Aqui usamos constantemente T como um parâmetro do sistema, portanto preferimos adotar a notação de que as alterações causadas pelos torques de spin são refletidos na barreira U , mantendo apenas a temperatura real T como variável, de forma a evitar confusão entre ela e a temperatura efetiva.

Para verificar qual a capacidade de alteração das taxas de escape e melhor entender como isso se transmitirá em capacidade de sincronização e de geração de ressonância estocástica, analisamos a influência de alguns valores de corrente contínua (dc) aplicada. Para isso, o sistema foi iniciado no estado AP ($m_x = -1$) e integrado numericamente com os mesmos parâmetros previamente estabelecidos. Quando m_x atinge o valor de reversão, $m_x^R = +0.98$, a simulação é parada, sendo anotado o tempo total da reversão. Esse procedimento é repetido ao menos 5×10^3 vezes, em cada valor de temperatura para uma corrente específica, de forma a gerar um número estatisticamente significativo de eventos que são usados para o cálculo do tempo médio de reversão τ_R . A figura 25 mostra os resultados obtidos com $b_j = 0$ e a corrente I_{DC} utilizada expressa em termos da corrente crítica I_0 . Valores de $I_{DC} > 0$ favorecem o estado P ($m_x = +1$), diminuindo

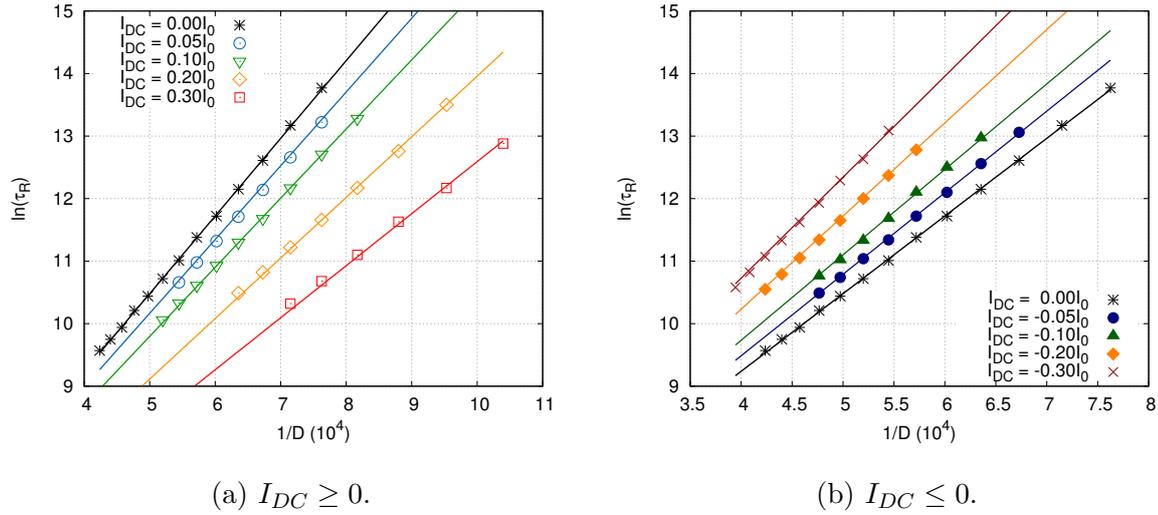


Figura 25 – Taxas de escape para valores positivos e negativos de corrente aplicada. (a) Com $I_{DC} > 0$ o estado P ($m_x = +1$) é favorecido e τ_R diminui com o aumento da corrente, em comparação com a reversão causada apenas por efeitos térmicos ($I_{DC} = 0$). (b) Para $I_{DC} < 0$ o estado inicial, AP ($m_x = -1$), é favorecido e τ_R aumenta em comparação com o tempo médio de reversão quando apenas efeitos térmicos são considerados. Em (a) e (b) os pontos são resultados das simulações numéricas e as linhas são dadas pela equação 3.10.

τ_R em relação ao que é obtido quando há apenas flutuações térmicas atuando no sistema ($I_{DC} = 0$, representada pela linha preta). Já $I_{DC} < 0$ estabiliza o estado inicial e ocorre um aumento do tempo médio de espera até que haja uma reversão.

A barreira U deve traduzir o efeito de transferência de spin nas taxas de escape e fazendo um ajuste linear dos pontos nos gráficos 25a e 25b, nota-se que eles ficam em retas dadas por

$$\ln(\tau_R) = (1 - I_{DC}/I_0)(1.242 \times 10^{-4})(1/D) + 4.27, \quad (3.10)$$

em que é possível identificar as quantidades $U = (1 - I_{DC}/I_0)(1.242 \times 10^{-4})$ e $\ln(\tau_0) = 4.27$. Pode-se ver que $1/\tau_0 \approx 0.014$ corresponde a uma frequência ω^0 da ordem de GHz, quando renormalizada na forma $w^0 = \gamma M_s/\tau_0$, estando associada às dinâmicas de energia aproximadamente constante. A equação 3.10 é característica de sistemas ativados termicamente e é válida enquanto a barreira efetiva não for muito baixa, com a probabilidade \mathcal{P} de reversão da magnetização em função do tempo sendo dada por $\mathcal{P}(\tau) = 1 - e^{-\tau/\tau_R}$. Para valores de $\ln(\tau_R) \lesssim 9$ começam a aparecer desvios significativos do ajuste linear, mostrando que a expressão $\tau_R = \tau_0 e^{U/D}$ não é mais válida para descrição do comportamento do sistema no limite de altas temperaturas ou alta corrente ($I_{DC}/I_0 \rightarrow 1$).

Até o momento consideramos apenas o torque de Slonczewski, ignorando o torque tipo campo. Ao se incluir a componente b_j , as taxas de escape são alteradas, pois a estabilização e a desestabilização das configurações P e AP passam a ser mais eficientes quando essa segunda componente de torque de spin está presente. A figura 26 mostra uma comparação entre a situação em que apenas a_j é considerado e também o que ocorre quando há o FLT,

com $I_{DC} = \pm 0.1I_0$ e $b_j = 0.3a_j$. Essa diferença nas taxas de escape pode ser representada

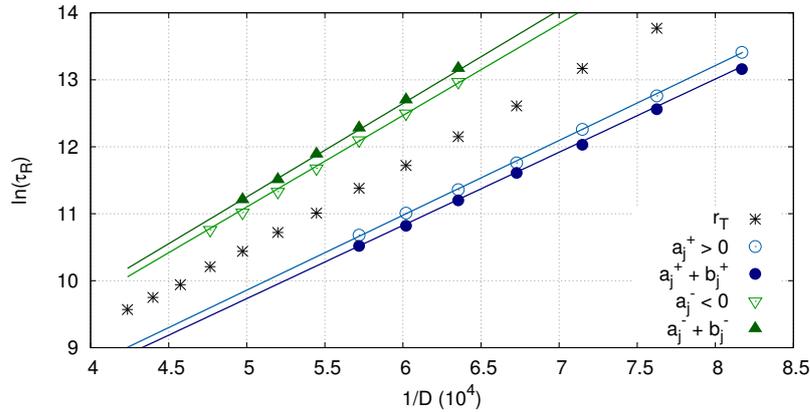


Figura 26 – Comparação das taxas de escape sem (a_j^\pm) e com ($a_j^\pm + b_j^\pm$) o campo tipo torque. No caso, $I_{DC} = \pm 0.1I_0$ e $b_j = 0.0$ ou $0.3a_j$. A inclusão do segundo termo de torque aumenta a eficiência da transferência de spin, ocasionando maior capacidade de estabilizar ou desestabilizar as configurações P e AP. Da mesma forma que na figura 25, $I_{DC} > 0$ favorece $m_x = +1$ e $I_{DC} < 0$ favorece $m_x = -1$.

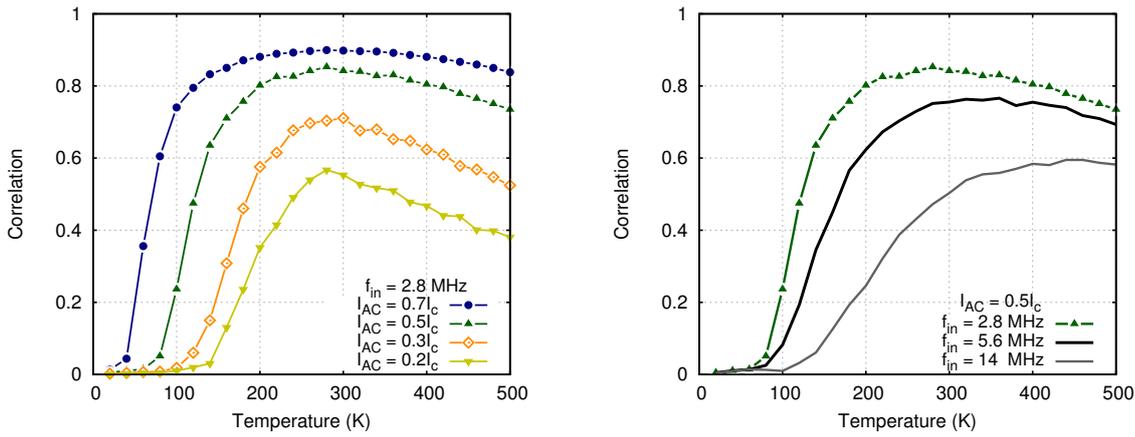
pela alteração da equação 3.10, que passa a ser escrita na forma

$$\ln(\tau_R) = (1 - I_{DC}/I_c)(1 - I_{DC}^b/I_c)^2(1.242 \times 10^{-4})(1/D) + 4.27, \quad (3.11)$$

quando o termo b_j é não nulo. A barreira efetiva é reescrita como $U = (1 - I_{DC}/I_c)(1 - I_{DC}^b/I_c)^2(1.242 \times 10^{-4})$, mas a frequência $1/\tau_0$ permanece inalterada. Além de aparecer mais um termo na expressão, relativo ao torque tipo campo, é necessário notar que a corrente crítica passa a ser I_c , em vez de I_0 , e que a corrente é dividida nas contribuições I_{DC} e $I_{DC}^b = I_{DC}b_j/a_j$. Ainda não existe consenso sobre o melhor formato das equações que descrevem as taxas de escape quando há presença de torques de spin, em especial em relação aos expoentes e_a e e_b que acompanham os termos $(1 - I_{DC}/I_c)^{e_a}$ e $(1 - I_{DC}^b/I_c)^{e_b}$. Na maioria dos trabalhos[94, 62], encontra-se $e_a = 1$ e $e_b = 3/2$ ou 2, mas há modelos que indicam $e_a = 2$, ou que esse valor pode variar com a razão I/I_c [96, 97]. Nos casos avaliados nesse trabalho, a equação 3.11, com expoentes $e_a = 1$ e $e_b = 2$, foi a que se mostrou mais adequada em relação aos resultados obtidos através de simulações numéricas. Nas próximas seções, veremos que essa diferença na eficiência dos torques de spin irá se traduzir em variações na capacidade de sincronização com a presença ou não de b_j .

3.3.2 Ressonância Estocástica e Sincronização

Ao se aplicar uma corrente elétrica alternada subcrítica é possível obter uma sincronização das reversões da magnetização com o sinal de entrada. Aqui apresentamos os resultados obtidos pela avaliação da correlação σ em função da temperatura e diferentes correntes aplicadas. Na figura 27, vemos o que ocorre ao se manter uma frequência de



(a) Correlação para valores diferentes de I_{AC} . (b) Correlação para valores diferentes de f_{in} .

Figura 27 – Correlação (“Correlation”) como medida de ressonância estocástica em função da temperatura. (a) Para uma mesma frequência de entrada, $f_{in} = 2.8$ MHz, a correlação aumenta com a amplitude da corrente aplicada I_{AC} . (b) Mantendo I_{AC} constante e aumentando a frequência f_{in} da corrente alternada ocorre redução da correlação, o que decorre do caráter adiabático da resposta do sistema.

entrada constante com diferentes valores de I_{AC} (27a) e ao se usar uma corrente fixa com diferentes valores de f_{in} (27b). Quando $f_{in} = 2.8$ MHz, ou seja, aproximadamente 10% do valor da taxa de transição puramente térmica em $T = 300$ K, a correlação aumenta com a amplitude da corrente aplicada. É interessante notar que mesmo uma amplitude pequena de $I_{AC} = 0.2I_c$ resulta em um máximo de correlação $\sigma \approx 0.6$. Aumentando a corrente para $I_{AC} = 0.3I_c$, $0.5I_c$, e $0.7I_c$ obtém-se o máximo de correlação praticamente na mesma temperatura, $T = 280$ K, mas o formato da curva e o valor máximo de σ são alterados, com o pico se tornando menos distinto. Já quando a corrente é mantida fixa e aumenta-se f_{in} ocorre uma queda na correlação, com o máximo aparecendo em temperaturas mais altas, o que está relacionado ao critério de correspondência temporal para a ressonância estocástica, de que o período médio de espera entre duas transições térmicas entre estados seja aproximadamente metade do período do sinal externo.

Outra importante característica do sistema é o casamento, ou travamento (“locking”), da taxa média de reversões da magnetização com a frequência de entrada da corrente aplicada (figura 28). Em um certo intervalo de valores, determinado pelos parâmetros do sistema, ocorre uma sincronização entre as variações de I com as reversões de \mathbf{m} , fazendo com que $\langle f_{out} \rangle \approx f_{in}$. Porém, essa correspondência não é exata, já que sempre existe a possibilidade (e a ocorrência) de reversões aleatórias da magnetização, por conta da agitação térmica, que não seguem $I(\tau)$ e aumentam o valor observado de $\langle f_{out} \rangle$. Pela mesma razão a correlação não atinge seu valor máximo, $\sigma = 1$, já que essas reversões indesejadas a diminuem. Ainda assim, σ pode atingir valores altos caso uma reversão indesejada de \mathbf{m} seja de curta duração, com a magnetização voltando rapidamente ao

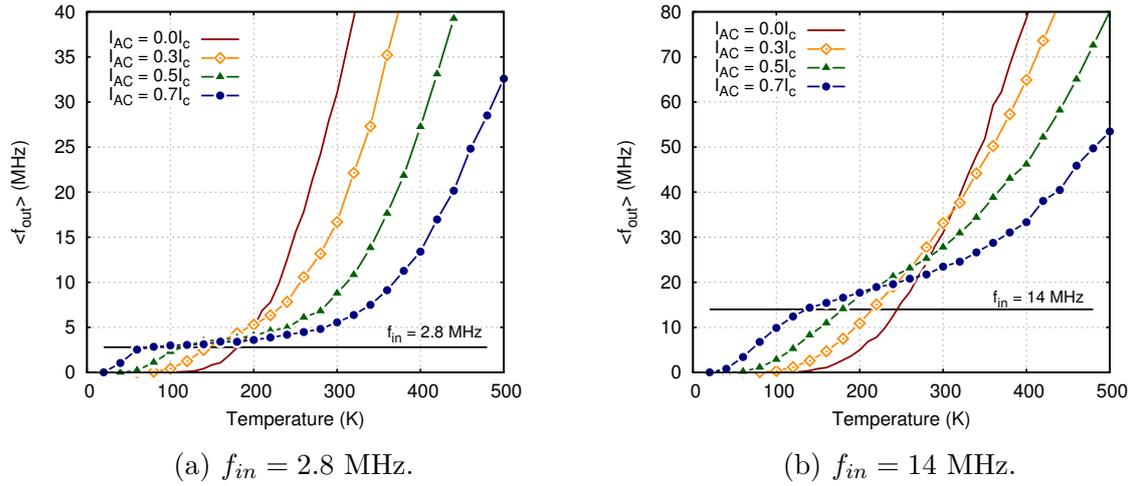


Figura 28 – $\langle f_{out} \rangle$ em função da temperatura para $I_{AC} = 0.0I_c$, $0.3I_c$, $0.5I_c$ e $0.7I_c$. Conforme I_{AC} aumenta $\langle f_{out} \rangle$ se desvia da curva térmica sem corrente e se aproxima de f_{in} dentro de um certo intervalo de temperatura. (a) Com $f_{in} = 2.8$ MHz ($\approx 0.1r_300$), $\langle f_{out} \rangle / f_{in} \approx 1$ entre $T \approx 60$ e 200 K. (b) Com uma frequência de entrada maior há uma piora sensível na relação $\langle f_{out} \rangle / f_{in}$.

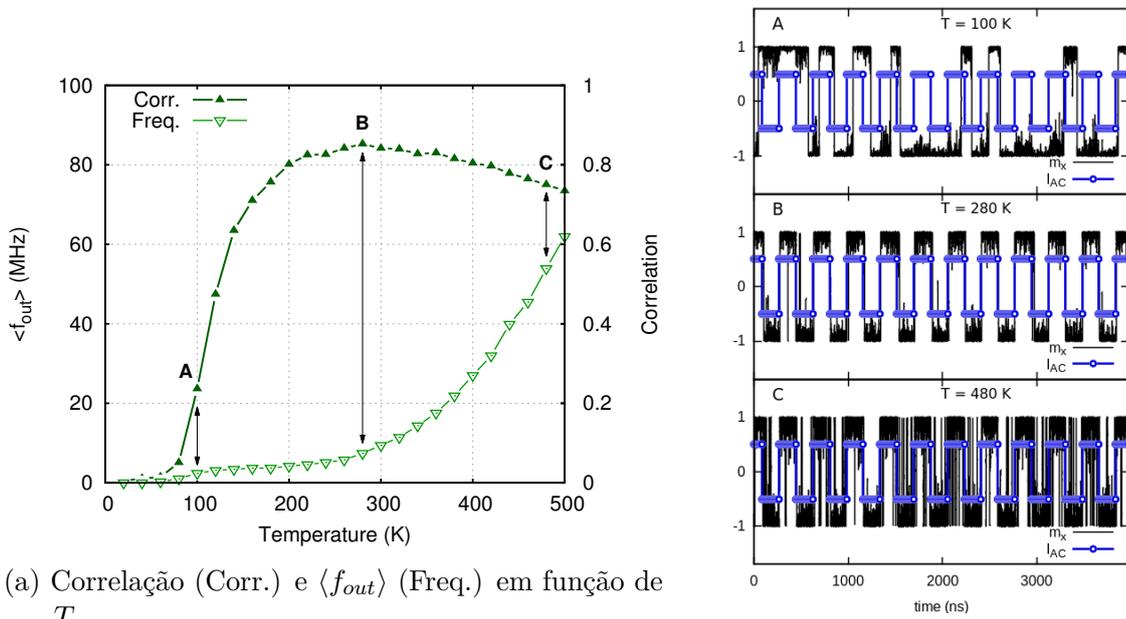
estado favorecido pela corrente aplicada. Ao associar-se a cada reversão de m_x e a cada inversão de sinal de $I(\tau)$ um aumento-decréscimo de fase, será vista uma difusão de fase[71] entre os sinais de entrada e saída, correspondendo ao descasamento das frequências. Usando esse tipo de análise de fase, é possível obter uma expressão analítica[98, 99] para a frequência de saída em termos da frequência de entrada, da amplitude do sinal de entrada e ruído no sistema. Isso é feito nas referências [98, 99], que chegam em formatos similares da seguinte expressão:

$$\langle \omega_{out} \rangle = (a_1 + a_2) - \frac{(a_2 - a_1)^2}{\omega_{in} + a_1 + a_2}, \quad (3.12)$$

sendo $a_1 = \omega^0 e^{-(\Delta\epsilon + A_0)/D}$, $a_2 = \omega^0 e^{-(\Delta\epsilon - A_0)/D}$, ω^0 uma frequência tentativa do sistema (no nosso caso da ordem da frequência de ressonância ferromagnética) e A_0 a amplitude do estímulo externo atuando no sistema. Porém, o casamento das frequências que aparece usando essa fórmula analítica é melhor do que os resultados obtidos com simulações numéricas para sistemas de transferência de spin. A razão para essa discrepância é que o modelo analítico é ainda mais simplificado que os modelos utilizados nessa tese, sendo feita a suposição, para tornar possível a obtenção de resultados analíticos, de que amplitude do sinal de entrada, valor do ruído e diferença de fase entre entrada e saída são os únicos fatores relevantes para o comportamento do sistema. Isso elimina a dependência da resposta do sistema com a frequência do sinal de entrada, o que não pode ser desconsiderado no nosso caso.

De forma a ter-se um melhor entendimento do que ocorre com a correlação e com $\langle f_{out} \rangle$ conforme a temperatura varia, pode-se colocar essas informações no mesmo gráfico para mesmos valores de I_{AC} e f_{in} , o que é feito na figura 29. Os três pontos A ($T = 100$ K), B

($T = 280$ K) e C ($T = 480$ K) marcam diferentes situações. No ponto A, σ e $\langle f_{out} \rangle$ tem valores baixos porque, em baixa temperatura, o sistema raramente consegue superar a barreira de energia, havendo poucas reversões. Com o aumento de T , a correlação aumenta enquanto a taxa média de reversões permanece próxima do valor de $f_{in} = 2.8$ MHz, até chegar ao ponto B, quando a correlação atinge seu máximo em $\sigma \approx 0.85$ e o travamento das frequências essencialmente acaba, pois agora $\langle f_{out} \rangle$ passa a crescer exponencialmente. Finalmente, em C, a frequência de saída é muito maior que a de entrada, mas a correlação ainda é forte. Esse comportamento é facilmente compreensível ao se olhar para a figura 29b, em que a evolução temporal de $m_x(t)$ e $\xi(t)$ são mostradas. A correlação continua alta em $T = 480$ K porque as reversões de m_x que aumentam $\langle f_{out} \rangle$ são rápidas, fazendo com que a fração do tempo total que o sistema está correlacionado permaneça alta.

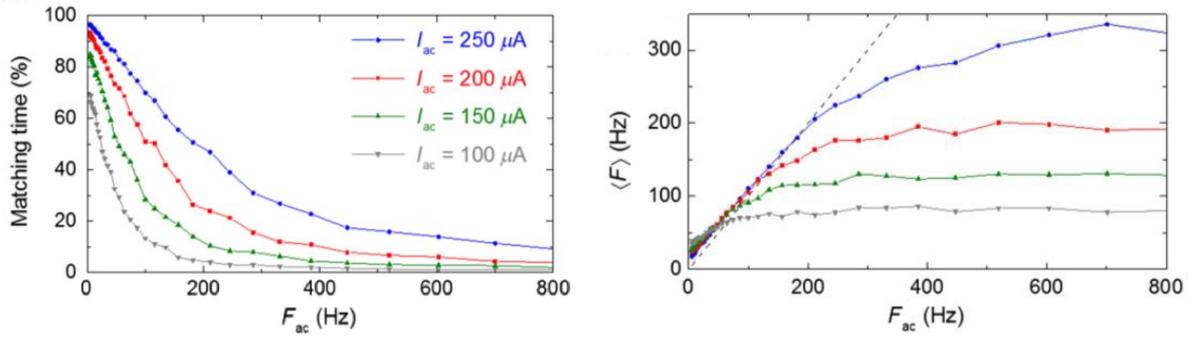


(a) Correlação (Corr.) e $\langle f_{out} \rangle$ (Freq.) em função de T .

(b) Evolução temporal de m_x em 3 temperaturas diferentes.

Figura 29 – (a) Correlação e $\langle f_{out} \rangle$ para $I_{AC} = 0.5I_c$ e $f_{in} = 2.8$ MHz. Conforme a temperatura aumenta a correlação atinge seu máximo em $T = 280$ K (ponto B) e depois diminui lentamente, enquanto $\langle f_{out} \rangle$ supera a região de sincronização e começa a aumentar exponencialmente. (b) Evolução temporal de $m_x(t)$ e $\xi(t)/2$ (I_{AC}) em A ($T = 100$ K), B ($T = 280$ K) e C ($T = 480$ K) para $I_{AC} = 0.5I_c$.

Por fim, vamos apresentar resultados experimentais obtidos no laboratório CNRS/Thales, com medidas de correlação e frequência de saída em uma junção túnel magnética (figura 30). A junção é do tipo nanopilar multicamada, com uma área de seção transversal (paralela aos planos das camadas) elíptica de aproximadamente 60×180 nm², composta por uma tricamada de referência de um antiferromagneto sintético de CoFe (2.5 nm)/Ru (0.85 nm)/CoFeB (3 nm), uma barreira túnel de MgO (1.05 nm) e uma camada livre de CoFeTiB (2 nm). O estímulo externo aplicado foi similar ao que descrevemos anterior-



(a) Correlação saída/entrada em função de F_{ac} . (b) Frequência de saída em função de F_{ac} .

Figura 30 – Resultados experimentais[71] mostrando a variação da resposta com a frequência de entrada e diferentes valores de I_{ac} aplicada. Pode-se notar que com aumento de F_{ac} há diminuição da correlação (“matching time”) em (a) e que $\langle F \rangle$ se afasta do valor de F_{ac} , tendendo a estabilizar em um valor aproximadamente constante em (b). O aumento da amplitude da corrente elétrica induz um aumento da correlação entre entrada e saída e também do intervalo de frequência em que há crescimento linear de $\langle F \rangle$ com F_{ac} .

mente, com uso de uma corrente elétrica alternada, dada por uma onda quadrada, na forma $I(t) = I_{ac}\xi(t)$. Foram feitas apenas medidas variando a frequência de entrada F_{ac} e a amplitude I_{ac} da corrente aplicada, sem variações de temperatura, o que deve-se à maior facilidade de alterações e medidas de frequência em comparação com temperatura e pelo objetivo inicial ser buscar sincronizações existentes com variação de F e não apenas T . Como não foram feitas medidas em baixa temperatura, a corrente crítica pôde ser apenas estimada em $I_C = 1.5 \text{ mA}$ através de ajuste de valores de resistência em termos da corrente constante aplicada[71]. Essa junção magnética era uma amostra, com comportamento superparamagnético em temperatura ambiente, disponível no laboratório, não tendo sido preparada especialmente para esse estudo. Assim, a taxa de transições térmicas da camada livre era baixa, da ordem de apenas 50 Hz, com barreira $\delta_e \approx 16$, mas é possível ver que a aplicação de correntes abaixo do valor crítico e com diferentes frequências induzem respostas dependentes desses parâmetros. As variações da orientação da magnetização foram medidos via alterações de tensão elétrica, causadas pelas alterações entre os estados de alta (AP, $\approx 200 \Omega$) e baixa (P, $\approx 150 \Omega$) resistência, associados ao efeito de TMR.

Na nossa análise, fica claro que tanto ressonância estocástica quanto travamento das frequências tem caráter adiabático, pois apenas frequências menores do que a taxa média de transições térmicas do sistema irão produzir resultados desejados. Valores grandes de f_{in} , da mesma ordem de r_T ou maiores, são menos efetivos na geração de correlação, com um máximo de σ menor ocorrendo em temperatura maior. Pode-se ver nas figuras 28b e 30, que aumentando f_{in} de 2.8 MHz para 14 MHz ocorre redução do máximo de correlação, de aproximadamente 25%, e que o aumento de F_{ac} diminui correlação e o casamento entre $\langle F \rangle$ e a frequência de entrada. Na próxima seção trataremos especificamente da resposta

da magnetização da camada livre em baixa frequência, permitindo a comparação entre resultados experimentais e teóricos.

3.3.3 Diferenças Associadas aos Termos a_j e b_j

Até o momento, mantivemos, nas simulações numéricas, uma razão $b_j/a_j = 0.3$ fixa, mas diferentes valores dessas componentes dos torques de spin podem causar diferentes respostas dinâmicas no sistema. As diferenças associadas a a_j e b_j aparecem na taxa média de reversões da magnetização e na correlação, sendo dependentes da frequência de entrada. Assim, vamos abordar o problema separando as respostas em baixa e em alta frequência.

3.3.3.1 Resposta em Baixa Frequência

No regime de baixa frequência ($\omega_{in} \lesssim r_T$), é possível observar ressonância estocástica, alta correlação e travamento das frequências. Vamos analisar os resultados produzidos por diferentes valores de a_j e b_j enquanto f_{in} é mantida fixa e a temperatura é variada e também o caso oposto, quando T permanece constante e altera-se a frequência de entrada. Iniciamos comparando correlação e frequência de saída em função da temperatura para dois casos: $b_j/a_j = 0.0$ e 0.3 , com mesma frequência de entrada $\omega_{in} = 0.1r_{300}$ (figura 31). Como a razão b_j/a_j altera a corrente crítica em $T = 0$ K, usamos os valores de corrente I_0 , para $b_j/a_j = 0.0$, e I_c , para $b_j/a_j = 0.3$, sendo $I_0 > I_c$, de forma a garantir que as alterações observadas na resposta são causadas pela presença em si do torque tipo campo e não apenas por uma diferença na proporção da corrente aplicada em relação à corrente crítica. Em ambos os casos usamos a corrente aplicada em 70% do valor crítico, sendo I_{07a} , para $I_{AC} = 0.7I_0$ e $b_j/a_j = 0.0$, e I_{07b} , para $I_{AC} = 0.7I_c$ e $b_j/a_j = 0.3$. A presença do torque tipo campo aumenta a correlação e também o intervalo de temperatura em que há travamento das frequências, indicando maior eficiência desse sistema.

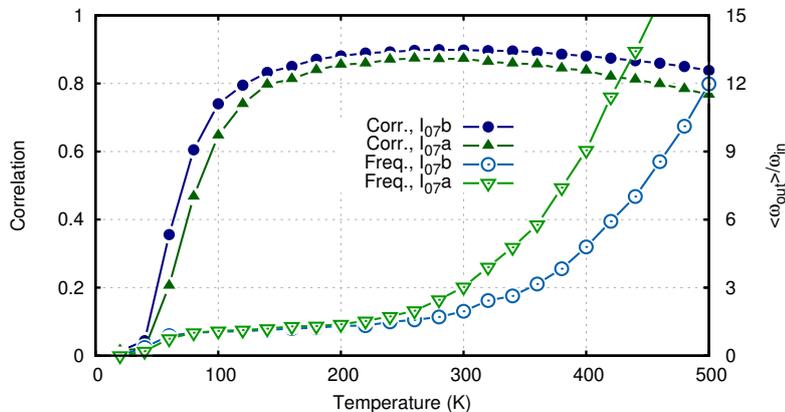


Figura 31 – Correlação e $\langle \omega_{out} \rangle / \omega_{in}$ em função de T , com (I_{07b}) e sem b_j (I_{07a}), e $\omega_{in} = 0.1r_{300}$. Para I_{07b} , $I_{AC} = 0.7I_c$ e $b_j = 0.3a_j$ e para I_{07a} , $I_{AC} = 0.7I_0$ e $b_j = 0.0$. A presença do torque tipo campo aumenta a correlação e o intervalo de temperatura em que $\langle \omega_{out} \rangle \approx \omega_{in}$.

É característica dos sistemas que apresentam ressonância estocástica que esse comportamento similar a ressonância, que aparece quando o ruído é variado, não é visto quando a frequência de entrada é a variável sendo alterada, com o sistema apresentando uma resposta essencialmente monotônica[79] nesse caso. Vamos analisar esse tipo de comportamento, observando como $\langle \omega_{out} \rangle$ e a correlação respondem às alterações em ω_{in} . Apresentamos alguns resultados, na figura 32, para diferentes amplitudes de a_j e b_j e duas temperaturas, $T = 200$ K (T2), e $T = 300$ K (T3). Em frequências muito baixas existe um crescimento linear de $\langle \omega_{out} \rangle$ com ω_{in} com alta correlação, próxima do limite $\sigma \rightarrow 1$ conforme $\omega_{in} \rightarrow 0$. A correlação e o travamento das frequências aumentam com a_j e b_j e diminuem rapidamente com o aumento da frequência de entrada. Quando $\omega_{in} \approx 2r_{300}$, a correlação é quase nula e $\langle \omega_{out} \rangle$ não tem mais uma dependência linear com ω_{in} . Testando os casos de correntes aplicadas com amplitude maior que o valor crítico, com $I_{AC} = 1.3I_0$, sem FLT (I_{13a}), e com um valor maior do torque tipo campo, $b_j = 0.6a_j$, com $I_{AC} = 0.7I_c$ (I_{07c}), o resultado é que um sistema com FLT maior requer uma menor corrente aplicada para atingir níveis similares de correlação e travamento das frequências do que um sistema equivalente com b_j menor ou nulo, tornando valores grandes de b_j/a_j uma possível característica positiva e desejável nesses sistemas. Aqui é possível comparar qualitativamente os resultados teóricos e experimentais, mostrando similaridade entre as figuras 32 e 30, apesar dos diferentes parâmetros envolvidos.

Comparando as curvas com $T = 200$ K e $T = 300$ K na figura 32a, nota-se que

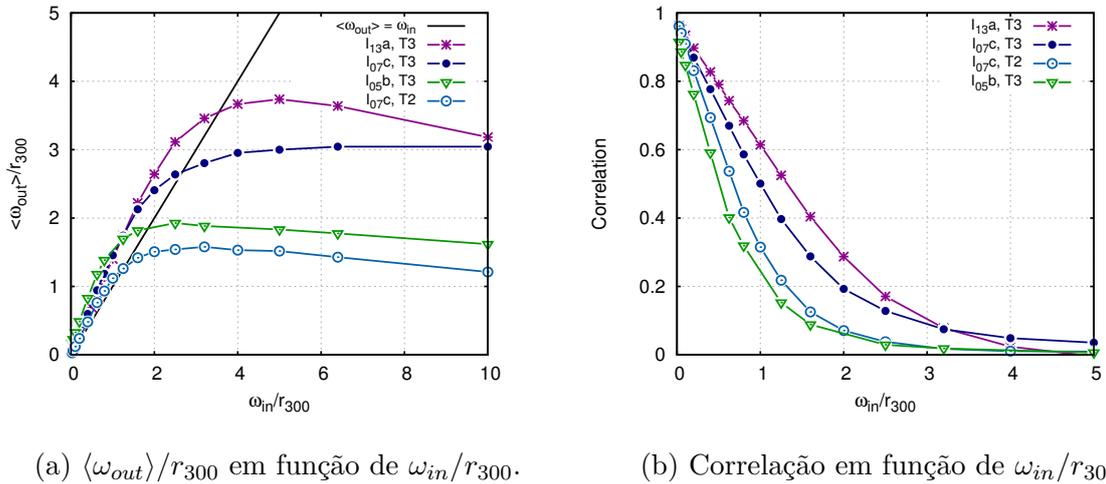


Figura 32 – Gráficos de frequência de saída e correlação para duas temperaturas, T2 = 200 K e T3 = 300 K, e três valores diferentes de corrente aplicada: I_{13a} (com $b_j/a_j = 0.0$ e $I_{AC} = 1.3I_0$), I_{05b} (com $b_j/a_j = 0.3$ e $I_{AC} = 0.5I_c$), e I_{07c} (com $b_j/a_j = 0.6$ e $I_{AC} = 0.7I_c$). (a) $\langle \omega_{out} \rangle / r_{300}$ em função de ω_{in} / r_{300} . A linha preta mostra $\langle \omega_{out} \rangle = \omega_{in}$. (b) Correlação em função de ω_{in} / r_{300} . Conforme ω_{in} aumenta a correlação diminui e em $\omega_{in} / r_{300} \approx 3$ ocorre um cruzamento de I_{13a} e I_{07c} (T3), por causa das diferentes respostas do sistema em relação a a_j e b_j em alta frequência. Pode-se notar a similaridade com os resultados experimentais na figura 30.

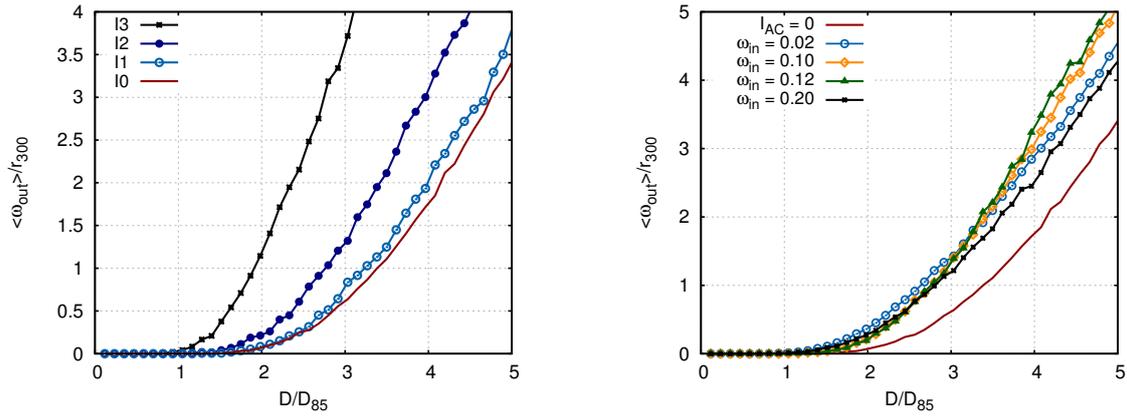
uma barreira menor (r_T maior) aumenta o intervalo de frequência no qual a saída cresce linearmente com a entrada, mas a taxa de reversões indesejadas também é maior. Enquanto que para T2 $\langle \omega_{out} \rangle \approx 1.2\omega_{in}$, para T3 $\langle \omega_{out} \rangle \approx 1.4\omega_{in}$, havendo aproximadamente o dobro de reversões indesejadas. Ao mesmo tempo, vê-se na figura 32b que a correlação é sempre maior para T3 quando comparada com a mesma corrente aplicada em temperatura T2, apesar do número crescente de reversões indesejadas. Conforme mencionado anteriormente, isso decorre do fato de que m_x retorna rapidamente ao valor mais estável, favorecido pelos torques de spin, de forma que o número de reversões aumenta, mas o tempo que o sistema permanece positivamente correlacionado é maior.

3.3.3.2 Resposta em Alta Frequência

A presença do torque tipo campo pode gerar resultados diferentes em baixa frequência, mas essas diferenças se tornam mais pronunciadas em alta frequência. Vamos iniciar a análise do problema avaliando $\langle \omega_{out} \rangle / r_{300}$ em função do ruído D . Na figura 33, são apresentadas curvas em função de D/D_{85} , sendo $D_{85} = 10^{-5}$. Quando não há corrente aplicada, todas as transições são ativadas apenas termicamente, não existindo estado favorecido, o que gera a curva I0. Assim, podemos comparar essa curva com os casos em que frequência de entrada e corrente aplicada são mantidos fixos em $\omega_{in} = 50r_{300}$ e $I_{AC} = 0.7I_c$, mas com razão b_j/a_j sendo alterada. Usamos os valores $b_j/a_j = 0.0$ (I1), 0.3 (I2), e 0.6 (I3) nas simulações, que mostram que o aumento da razão b_j/a_j , para mesma corrente e ω_{in} aplicadas, aumenta a taxa média de reversões com aumento de temperatura, desviando as curvas da taxa de transição térmica I0. Por causa das diferentes formas em que a_j e b_j entram na equação LLG 3.2, esse efeito em alta frequência é provavelmente causado pela atuação do torque tipo campo, enquanto a contribuição de a_j deve ser muito pequena.

Outra possibilidade é comparar diferentes frequências de entrada para valores fixos de razão $b_j/a_j = 0.3$ e corrente aplicada $I_{AC} = 0.7I_c$ enquanto D é variado. Fazendo isso para $\omega_{in} = 10r_{300}$, $50r_{300}$, $60r_{300}$, e $100r_{300}$, observa-se que $\langle \omega_{out} \rangle$ desvia-se da taxa térmica de reversões, aumentando até um certo valor de frequência aplicada, mas depois reduzindo e voltando a aproximar-se de r_T . Isso pode ser visto na figura 33b, em que $\langle \omega_{out} \rangle$ aumenta de $\omega_{in} = 10r_{300}$ até $\omega_{in} = 60r_{300}$, mas que um aumento para $\omega_{in} = 100r_{300}$ faz a frequência de saída reduzir-se e aproximar-se da taxa térmica. Esses resultados sugerem que a “força” externa que o sistema efetivamente percebe deve ser alguma função de a_j , b_j e ω_{in} e que em frequências muito altas ($\omega_{in} > 100r_{300}$) o torque tipo campo fica incapaz de influenciar na resposta do sistema, assim como o termo de Slonczewski a_j .

Já vimos que, quando o nível de ruído é alterado, podemos observar ressonância estocástica e um travamento das frequências de entrada e saída. Essa sincronização também aparece quando a frequência aplicada é a variável alterada, em baixa frequência, mas sem um comportamento do tipo ressonância. Em alta frequência, também não há



(a) Resposta para 3 valores diferentes de b_j . (b) Resposta para diferentes valores de ω_{in} .

Figura 33 – (a) Frequência média de resposta do sistema sem corrente aplicada, I0, e com a mesma amplitude de corrente aplicada, $I_{AC} = 0.7I_c$, e frequência, $\omega_{in} = 50r_{300}$, mas diferentes valores de b_j . Para I1, $b_j = 0.0a_j$, I2 tem $b_j = 0.3a_j$ e para I3 $b_j = 0.6a_j$. (b) Mesma corrente aplicada e razão $b_j/a_j = 0.3$ fixa, mas diferentes valores de frequência aplicada. A taxa média de reversões de m_x inicialmente aumenta com aumento de ω_{in} , mas a partir de $\omega_{in} > 0.12$ passa a diminuir, comportamento relacionado à resposta em frequência do torque tipo campo.

essa resposta similar à ressonância quando apenas o termo a_j está presente, mas caso b_j seja não nulo, é possível observar um comportamento “ressonante”. Nós avaliamos a taxa média de reversões para uma grande variedade de valores de ω_{in} , diferentes amplitudes de corrente aplicada, razões b_j/a_j e temperaturas. Ao colocar-se $\langle \omega_{out} \rangle$ em função de ω_{in} em um gráfico, figura 34, aparece um aumento considerável na frequência de saída, causado pelo torque tipo campo, com um máximo do tipo ressonância em $\omega_{in} \approx 0.12 = 60r_{300}$ e um segundo pico, mais visível para $T = 200$ K (T2), em $\omega_{in} \approx 0.19 = 95r_{300}$. Esses máximos aparecem quando o FLT está presente e aumentam com o aumento da razão b_j/a_j .

Para explicar os máximos podemos analisar a parte determinística relacionada à dinâmica em alta frequência da equação LLG (3.2), o termo de precessão

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -\mathbf{m} \times (\mathbf{h}^E + b_j(\tau)\hat{\mathbf{x}}), \quad (3.13)$$

que é um conjunto de três equações diferenciais de primeira ordem não-lineares acopladas:

$$\dot{m}_x = m_y m_z, \quad (3.14)$$

$$\dot{m}_y = -m_x m_z - q m_x m_z - b_j(\tau) m_z, \quad (3.15)$$

$$\dot{m}_z = q m_x m_y + b_j(\tau) m_y, \quad (3.16)$$

sendo que $b_j(\tau)$ entra diretamente nas equações \dot{m}_y e \dot{m}_z , mas não em \dot{m}_x . Isso difere da parte de baixa frequência, o termo de amortecimento, da equação 3.2, em que a_j aparece em todas as componentes. O sistema completo de equações não tem solução analítica,

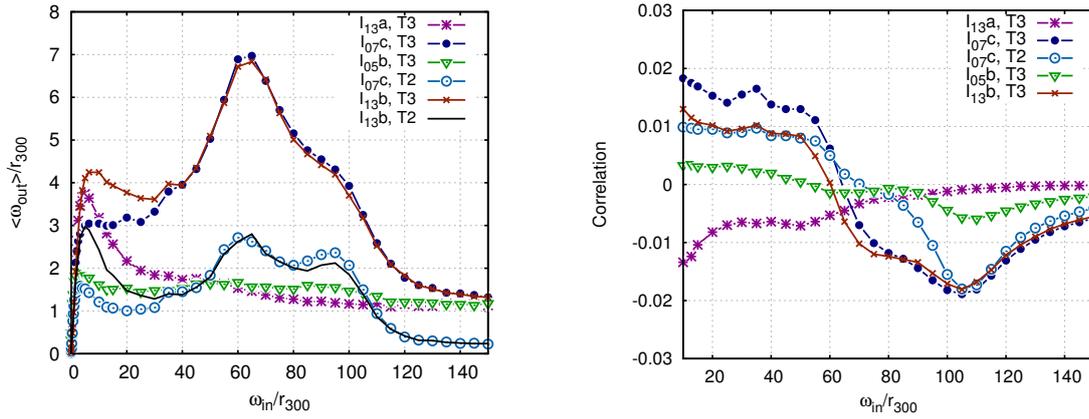
(a) Frequência de saída em função de ω_{in}/r_{300} .(b) Correlação em função de ω_{in}/r_{300} .

Figura 34 – (a) $\langle \omega_{out} \rangle / r_{300}$ para diferentes correntes aplicadas e temperaturas em função de ω_{in} / r_{300} . O pico em $\omega_{in} \approx 0.12 = 60r_{300}$ é claramente visível para $T = 200$ e $T = 300$ K. O segundo pico em $\omega_{in} \approx 0.19 = 95r_{300}$ é mais destacado para $T = 200$ K. Ambos estão associados à amplitude do FLT e às frequências ω_0 e ω_1 . (b) Correlação em função de ω_{in} / r_{300} para as mesmas temperaturas e correntes aplicadas. O mínimo próximo a $\omega_{in} = 0.2 = 100r_{300}$ é causado pela sincronia temporal de oscilações de $m_{x,y}$ com $a_j(\tau)$ e $b_j(\tau)$.

exceto para casos muito específicos, então vamos nos concentrar nas equações 3.14-3.16. As simulações numéricas mostram que existem basicamente dois casos diferentes de precessão em alta frequência: o primeiro caso é a magnetização oscilando, com pequena amplitude, em torno dos pontos de equilíbrio $|m_x| = 1$ e o segundo é um movimento de amplitude grande, com m_z permanecendo próximo de um valor médio $\langle m_{z1} \rangle$, enquanto m_x e m_y oscilam entre -1 e $+1$. Portanto, podemos tentar encontrar as frequências “naturais” ω_0 e ω_1 dessas situações, lembrando que os resultados devem ser entendidos como uma aproximação média, devido à natureza estocástica do problema.

No primeiro caso, podemos considerar $m_x \approx 1$ e calcular o que ocorre com $b_j = 0$. Dessa forma, m_y e m_z obedecem à duas equações do tipo oscilador harmônico

$$\ddot{m}_{y,z} = -q(1+q)m_{y,z}, \quad (3.17)$$

que tem a frequência natural $\omega_0 = \sqrt{q(1+q)} \approx 0.116 \approx 60r_{300}$. Essa é a possível causa do primeiro pico na figura 34a, pois $b_j(\tau)$ consegue amplificar as oscilações de $m_{y,z}$ em torno dos mínimos de energia, o que aumenta a probabilidade de ocorrer uma reversão da magnetização.

Para o segundo caso, podemos adotar o mesmo procedimento, mas agora devemos considerar que $m_z = \langle m_{z1} \rangle$ e $\dot{m}_z \approx 0$, para novamente gerar duas equações do tipo oscilador harmônico para m_x e m_y

$$\ddot{m}_{x,y} = -\langle m_{z1} \rangle^2 (1+q) m_{x,y}, \quad (3.18)$$

com frequência natural $\omega_1 = \langle m_{z1} \rangle \sqrt{(1+q)}$. Já que $\sqrt{(1+q)} \approx 1$, poderia-se pensar que $\langle m_{z1} \rangle \approx 0.19$ seria a fonte do segundo máximo visto na figura 34a, mas na realidade

as simulações numéricas mostram que, durante esse tipo de movimento, $\langle m_{z1} \rangle \approx \pm 0.1$, o que dá uma frequência $\omega_1 \approx 0.1 = 50r_{300}$. Nesse caso, observam-se duas frequências distintas de oscilação: $2\omega_1$ em m_z e ω_1 em $m_{x,y}$. O que ocorre é que o sinal de entrada sincroniza com as oscilações da componente z da magnetização, com $\omega = \omega_{in}$, se opondo à variação \dot{m}_z . Se $\dot{m}_z > 0$, então $b_j < 0$ e vice-versa, o que tende a estabilizar m_z em torno de $\langle m_{z1} \rangle = 0.1$, resultando na frequência “natural” ω_1 . Já em relação às componentes x e y , a diferença entre as frequências gera um pequeno atraso no movimento, com o sinal de entrada favorecendo o estado oposto da componente x , ou seja, ajudando na desestabilização de m_x . Esse tipo de comportamento explica o pequeno mínimo, pico negativo, de correlação na figura 34b próximo de $\omega_{in} = 0.2 = 100r_{300}$, gerando um requerimento de correspondência temporal similar ao necessário para a observação de ressonância estocástica.

De forma a confirmar que esses resultados não são causados apenas pela amplitude da corrente aplicada, também foram testados casos de correntes maiores que o valor crítico, $I_{AC} = 1.3I_0$ com $b_j = 0.0$ e $I_{AC} = 1.3I_c$ com $b_j = 0.3a_j$, nas curvas I_{13a} e I_{13b} (figuras 33 e 34) e também also analisamos a correlação em função da frequência de entrada nos mesmos casos. É importante perceber que as curvas obtidas para $I_{AC} = 0.7I_c$ e $b_j = 0.6a_j$, e para $I_{AC} = 1.3I_c$ e $b_j = 0.3a_j$ são muito similares (figuras 34a and 34b), o mesmo acontecendo nas curvas geradas em T2. Isso indica que a amplitude total do torque tipo campo é a variável importante nesse caso, não a razão b_j/a_j . Se tomarmos $(I_{AC}/I_c)(b_j/a_j)$ como a amplitude desse torque, então obtemos os valores 0.42 e 0.39 para esses casos, de forma que as respectivas curvas na figura 34 tem praticamente a mesma amplitude de torque tipo campo. Assim, fica clara a razão para que parâmetros diferentes do sistema causem respostas muito similares.

Esses últimos resultados, mostrando as diferenças associadas às contribuições dos termos a_j e b_j são, no momento, apenas teóricos, sendo ainda necessário verificar experimentalmente se esse tipo de comportamento “ressonante” em alta frequência ocorre em sistemas reais. A forma utilizada aqui, que considera os termos de torque de spin simétricos frente à troca de sinal da corrente elétrica aplicada, resultando na mesma eficiência para reversões do tipo $P \rightarrow AP$ e $AP \rightarrow P$, favorece esse tipo de sincronização. Caso haja diferença na eficiência dos torques, dependendo de $\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{p}}$, então uma das configurações será privilegiada, fazendo o sistema permanecer mais tempo em um dos estados, prejudicando o critério de sincronização temporal e diminuindo o comportamento tipo ressonância. Nessa situação, pode-se compensar, ao menos parcialmente, essa diferença adicionando uma corrente dc ou um campo externo que favoreça a reversão da magnetização para a orientação menos eficiente, de forma a reestabelecer o critério de correspondência temporal.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Esse capítulo se destina a fazer um fechamento do trabalho, expondo as conclusões mais importantes, com uma breve discussão dos resultados obtidos, e uma projeção de perspectivas futuras para o prosseguimento da pesquisa ou de tópicos relacionados a ela.

Conclusões

O efeito de transferência de spin, quando aplicado em junções magnéticas, apresenta grande variedade de possíveis utilizações futuras, mas também traz consigo muitas questões e desafios. Conforme visto, a camada livre de um nanopilar magnético quando submetida a torques de spin, mesmo considerando uma simples aproximação de macrospin, pode apresentar comportamentos dinâmicos complexos, com movimentos regulares, caos e aleatoriedade. Diante disso, foram analisados dois temas centrais nessa tese: caos determinístico e dinâmicas estocásticas.

Nos propusemos a avaliar o aparecimento de caos determinístico nas dinâmicas da magnetização da camada livre, o que se mostrou um objetivo bastante difícil de ser atingido pelo método inicialmente pretendido. Existem na literatura outros casos em que foi possível fazer a caracterização dinâmica de partículas, ou nanopartículas, magnéticas através do uso de expoentes de Lyapunov, com a partícula sendo submetida a campos magnéticos periódicos e quase-periódicos[85, 100, 101], mas não a torques de spin. Comparando esses resultados com os casos testados por nós durante o desenvolvimento desse trabalho, foi possível gerar os diagramas de fase apenas com um termo de corrente alternada, a_{ac} , mas não quando havia também uma excitação de corrente constante, a_{dc} . Fica claro que a razão para isso é a atuação dos torques de spin como *amortecimento negativo* que, conforme argumentamos anteriormente, é capaz de manter a magnetização em precessão constante, gerando comportamento similar ao de sistemas Hamiltonianos, com amortecimento nulo e energia conservada. Tais características não aparecem quando não há torques de spin dados por termos de corrente constante, o que permite obter resultados para excitações por campos externos ou correntes alternadas. É possível que outras técnicas resultem em melhores resultados, mas essa é uma questão ainda em aberto, a ser analisada em maior profundidade no futuro.

Outra característica dinâmica importante, vista ao longo dessa tese, é o caráter estocástico que pode aparecer em sistemas espacialmente reduzidos. Flutuações térmicas costumam ser um problema a ser evitado na tecnologia atual, mas organismos biológicos parecem capazes de utilizar ruído ambiente em seu favor, sendo, portanto, fonte de inspira-

ção para novas tecnologias. Assim, os conceitos de ressonância estocástica e sincronização facilitada por ruído em junções túnel magnéticas foram analisados teoricamente, por simulações computacionais, e também experimentalmente. Os resultados obtidos mostram que a resposta do sistema se torna pior com o aumento da frequência de entrada da corrente aplicada e que também depende bastante da intensidade da corrente elétrica. Tais características, que parecem ser genéricas para esse tipo de problema, podem tornar sua aplicação prática mais difícil, limitando a capacidade de utilização apenas em baixas frequências. Essa limitação dependeria ainda da possibilidade de sincronização e uso de um grande número de osciladores em paralelo, gerando capacidade computacional suficiente mesmo em baixas frequências. Por outro lado, também foi possível notar que mesmo uma baixa intensidade de corrente aplicada é capaz de gerar resposta no sistema, sendo esse um resultado interessante do ponto de vista de eficiência energética, especialmente quando se considera que um dos maiores desafios para uso tecnológico de torques de spin são as altas densidades de corrente requeridas para o efeito.

Durante a análise das dinâmicas estocásticas, também foram abordadas as diferenças produzidas pelos diferentes termos de torque de spin, o termo de Slonczewski e o torque tipo campo. Vimos que diante de um termo de transferência simétrico, em que a intensidade de corrente crítica tem o mesmo valor para transições da configuração paralela para antiparalela e vice-versa, o termo b_j é capaz de produzir efeitos dinâmicos em alta frequência, ao contrário de a_j . No momento esse é um resultado puramente teórico, requerendo confirmação experimental, mas, caso confirmado, pode ser uma nova maneira de estimar o valor da intensidade do FLT em junções túnel magnéticas. Outra consequência da presença do torque tipo campo é a maior eficiência da transferência de spin no comportamento do sistema, podendo ser desejável criar dispositivos que maximizem essa componente.

Como resultado do trabalho desenvolvido, foi publicado um artigo[71] relacionado aos resultados experimentais de sincronização facilitada por ruído em osciladores estocásticos, no caso uma junção túnel superparamagnética. Um segundo artigo[102], tratando das simulações numéricas de ressonância estocástica e diferentes influências dos termos de torque a_j e b_j , está sendo finalizado para publicação. Esperamos ainda desenvolver mais a avaliação de dinâmicas caóticas, de forma a obter possibilidade de publicação desses resultados também.

Concluimos que dispositivos baseados em tecnologia de transferência de spin se revelam ótimos candidatos para uma variada gama de aplicações[12], como osciladores e receptores de alta frequência, memórias magnéticas e geradores de números aleatórios, por exemplo, além de serem bons modelos de estudo de efeitos não-lineares e possíveis ferramentas no desenvolvimento de arquiteturas bio-inspiradas[103]. Não é possível afirmar que essas sejam aplicações imediatas ou mesmo venham a ter efetiva utilização futura, mas ainda assim são interessantes tanto do ponto de vista de pesquisa em física básica como do ponto de vista prático.

Perspectivas Futuras

Existem ainda muitas questões em aberto e possibilidades de pesquisa envolvendo o efeito de transferência de spin, o que gera perspectivas de desenvolvimento, ou continuidade, dos temas tratados nessa tese. Uma continuação direta dos resultados obtidos é a verificação experimental das “ressonâncias” em alta frequência, decorrentes da influência do torque tipo campo na dinâmica estocástica da magnetização, obtidas teoricamente. Seguindo ainda na linha de dinâmicas estocásticas, é necessário analisar a possibilidade de acoplamento de diversos osciladores, em série ou paralelo, de forma a criar conjuntos de osciladores com capacidade de atuação individual ou em grupo e baixo consumo de energia.

Um dos grandes problemas da atualidade está justamente relacionado à eficiência energética dos dispositivos tecnológicos utilizados por nós. Recursos naturais tendem a ser limitados, gerando uma necessidade corrente de conseguir melhores relações entre energia consumida, efetivamente utilizada e o que é desperdiçado (geralmente em forma de calor). Essa mesma ineficiência limita, em parte, a contínua redução de circuitos integrados, como microprocessadores, e aumento da frequência (*clock*) de operação dos mesmos, já que a capacidade de dissipação térmica se torna uma questão central. Uma possível solução é a maior paralelização dos dispositivos, o que já vem sendo adotado através do aumento do número de processadores, em vez do aumento do clock de um único processador. Outra possibilidade é que dispositivos não-determinísticos, com uso de ruído e altamente paralelizáveis sejam utilizados. Esse tipo de tecnologia bio-inspirada pode ser uma solução energeticamente eficiente, com alta capacidade computacional, e junções magnéticas são candidatos prováveis para o desenvolvimento desses dispositivos.

Quanto às dinâmicas determinísticas, é necessário pensar em maneiras possíveis de caracterização de fases regulares ou caóticas em sistemas com torques de spin. Nesse caso, deve-se usar um método computacionalmente eficiente e sistematicamente aplicável, que gere resultados em sistemas dinâmicos que apresentam dissipação essencialmente nula, o que é muito difícil de ser obtido. Outro ponto a ser abordado, que não tivemos tempo para desenvolver durante o trabalho, está associado aos termos a_j e b_j e quais diferenças poderiam ser criadas nas fases regulares e caóticas com a inclusão do torque tipo campo nas equações de movimento do sistema.

Finalmente, ainda pode-se pensar em estudar casos que não possam ser aproximados por um macrospin. Dinâmicas de vórtices[104], por exemplo, apresentam muitas possibilidades de aplicações como osciladores por transferência de spin e ocorrem em sistemas espacialmente maiores, com o movimento “orbital” do vórtice magnético se dando no plano do filme fino, mas em uma escala de micrômetros em vez de nanômetros. Assim, pode-se concluir que a pesquisa envolvendo torques de spin em filmes finos magnéticos apresentam grandes perspectivas futuras, tanto do ponto de vista da pesquisa básica em física como em relação à possíveis aplicações tecnológicas em novos dispositivos, especialmente na área de tecnologia da informação.

REFERÊNCIAS

- 1 COEY, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010. 1, 13
- 2 THOMSON, W. On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Proc. R. Soc. Lond.*, v. 8, p. 546–550, 1856. 1
- 3 PIPPARD, A. B. *Magnetoresistance in metals*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1989. 272 p. 1
- 4 CHEN, W. *Spin Transfer in Magnetic Nanopillars*. Tese (Doutorado) — New York University, 2008. 1
- 5 GRIFFITHS, D. J. *Introduction to Electrodynamics*. Upper Saddle River, New Jersey 07458: Prentice Hall, 1999. 2, 8
- 6 BAIBICH, M. N.; BROTO, J. M.; FERT, A.; DAU, F. N. V.; PETROFF, F. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, v. 61, n. 21, p. 2472–2475, 1988. 2, 24
- 7 BINASCH, G.; GRÜNBERG, P.; SAURENBACH, F.; ZINN, W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 39, n. 7, p. 4828–4830, 1989. 2
- 8 B. Dieny, B.A. Gurney, S.E. Lambert, D. Mauri, S.S.P. Parkin, V.S. Speriosu e D.R. Wilhoit. *Magnetoresistive sensor based on the spin valve effect*. 1993, US5206590 A. Disponível em: <<http://www.google.com/patents/US5206590>>. 2
- 9 SLONCZEWSKI, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 159, n. 1-2, p. L1–L7, 1996. 2, 31
- 10 BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 54, n. 13, p. 9353–9358, 1996. 2
- 11 SLONCZEWSKI, J. C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, v. 39, p. 6995–7002, 1989. 3, 37
- 12 LOCATELLI, N.; CROS, V.; GROLLIER, J. Spin-torque building blocks. *Nature Materials*, v. 13, p. 11–20, 2013. 3, 38, 84
- 13 PECORA, L. M.; CARROLL, T. L. Synchronization in chaotic systems. *Physical Review Letters*, v. 64, n. 8, p. 821–824, 1990. 3
- 14 CUOMO, K. M.; OPPENHEIM, A. V. Circuit implementation of synchronized chaos with applications to communications. *Physical Review Letters*, v. 71, n. 1, p. 65–68, 1993. 3

- 15 STROGATZ, S. H. *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. Reading, Massachusetts: Perseus Books, 1994. 3, 44
- 16 FUKUSHIMA, A.; SEKI, T.; YAKUSHIJI, K.; KUBOTA, H.; IMAMURA, H.; YUASA, S.; ANDO, K. Spin dice: A scalable truly random number generator based on spintronics. *Applied Physics Express*, v. 7, p. 083001, 2014. 4
- 17 GAMMAITONI, L.; HÄNGGI, P.; JUNG, P.; MARCHESONI, F. Stochastic resonance. *Reviews of Modern Physics*, v. 70, n. 1, p. 223–287, 1998. 4, 41, 42
- 18 DOUGLASS, J. K.; WILKENS, L.; PANTAZELOU, E.; MOSS, F. Noise enhancement of information transfer in crayfish mechanoreceptors by stochastic resonance. *Nature*, v. 365, p. 337–340, Set 1993. 4, 41
- 19 WIESENFELD, K.; MOSS, F. Stochastic resonance and the benefits of noise: from ice ages to crayfish and squids. *Nature*, v. 373, p. 33–36, Jan 1995. 4, 41
- 20 LEVIN, J. E.; MILLER, J. P. Broadband neural encoding in the cricket cercal sensory system enhanced by stochastic resonance. *Nature*, v. 380, p. 165–168, Mar 1996. 4, 41
- 21 COHEN-TANNOUDJI, C.; DIU, B.; LALOE, F. *Quantum Mechanics*. [S.l.]: John Wiley, 1991. 7
- 22 VLECK, J. H. van. *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*. [S.l.]: Oxford University Press, 1932. 9
- 23 VLECK, J. H. van. *Nobel Lecture: Quantum Mechanics - The Key to Understanding Magnetism*. 1977. Disponível em: <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1977/vleck-lecture.html>. 9
- 24 LANGEVIN, P. Sur la théorie du magnétisme. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, v. 4, p. 678–693, 1905. 9
- 25 ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid State Physics*. [S.l.]: Harcourt College Publishers, 1976. 10, 12
- 26 WEISS, P. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, v. 6, p. 661–690, 1907. 11
- 27 NUSSENZVEIG, H. M. *Curso de Física Básica: Eletromagnetismo*. [S.l.]: Editora Edgard Blücher, 1997. 12
- 28 HUBERT, A.; SCHÄFER, R. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998. 12, 13, 14
- 29 LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion.*, v. 8, p. 153–169, 1935. 13, 17
- 30 STONER, E. C.; WOHLFARTH, E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, v. 240, p. 599–642, 1948. 14
- 31 NÉEL, L. Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites. *Ann. Géophys.*, v. 5, p. 99–136, 1949. 15

- 32 PRÉVOT, M.; DUNLOP, D. Louis néel: forty years of magnetism. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, v. 126, p. 3–6, 2001. [15](#)
- 33 GILBERT, T. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 40, p. 3343–3449, 2004. [16](#), [18](#)
- 34 D'AQUINO, M. *Nonlinear Magnetization Dynamics in Thin-Films and Nanoparticles*. Tese (Doutorado) — Universita degli studi di Napoli Federico II, 2004. [17](#), [19](#)
- 35 GILBERT, T. L. *Phys. Rev.*, v. 100, p. 1243, 1955. [18](#)
- 36 GILBERT, T. L.; KELLY, J. M. *Proceedings of the Pittsburgh Conference on Magnetism and magnetic Materials*, p. 253, 1955. [18](#)
- 37 KIKUCHI, R. On the minimum of magnetization reversal time. *Journal of Applied Physics*, v. 27, p. 1352–1357, 1956. [19](#)
- 38 MALLINSON, J. C. On damped gyromagnetic precession. *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-23, p. 2003–2004, 1987. [19](#)
- 39 BROWN Jr., W. F. Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Physical Review*, v. 100, n. 5, p. 1677–1686, 1963. [19](#), [22](#), [23](#), [66](#)
- 40 CALLEN, H. B.; WELTON, T. A. Irreversibility and generalized noise. *Physical Review*, v. 83, p. 34–40, 1951. [23](#)
- 41 RISKEN, H. *The Fokker-Planck Equation: Methods of Solution and Applications*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1985. [23](#), [97](#)
- 42 BINASCH, G.; GRÜNBERG, P.; SAURENBACH, F.; ZINN, W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, v. 39, p. 4828–4830, 1989. [24](#)
- 43 PRATT Jr., W. P.; LEE, S.-F.; SLAUGHTER, J. M.; LOLOEE, R.; SCHROEDER, P. A.; BAS, J. Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers. *Physical Review L*, v. 66, p. 3060–3063, 1991. [24](#)
- 44 LEVY, P. M.; ZHANG, S. Theory of magnetoresistance in magnetic superlattices. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 93, p. 67–74, 1991. [24](#)
- 45 MOTT, N. F. The electrical conductivity of transition metals. *Proc. R. Soc. Lond.*, v. 153, p. 699–717, 1936. [24](#)
- 46 FERT, A.; CAMPBELL, I. A. Two-current conduction in nickel. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 21, n. 16, p. 1190–1192, 1968. [24](#)
- 47 FERT, A.; CAMPBELL, I. A. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. *J. Phys. F: Met. Phys.*, v. 6, p. 849–871, 1976. [24](#), [25](#)
- 48 MAEKAWA, S.; SHINJO, T. *Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures*. [S.l.]: CRC Press, 2002. [25](#), [28](#)
- 49 SHINJO, T.; INOUE, J.-I.; SUZUKI, Y.; TULAPURKAR, A. A.; CHAPPERT, C.; OHNO, T.; KOHNO, H.; TATARA, G.; THIAVILLE, A.; NAKATANI, Y. *Nanomagnetism and Spintronics*. [S.l.]: Elsevier, 2009. [26](#), [28](#), [29](#)

- 50 BUTLER, W. H.; ZHANG, X.-G.; NICHOLSON, D. M. C.; MACLAREN, J. M. Spin-dependent scattering and giant magnetoresistance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 151, n. 3, p. 354–362, 1995. [25](#)
- 51 JULLIERE, M. Tunneling between ferromagnetic films. *Physical Review*, v. 54A, p. 225–226, 1975. [27](#), [28](#)
- 52 MOODERA, J. S.; KINDER, L. R.; WONG, T. M.; MESERVEY, R. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical Review Letters*, v. 74, p. 3273–3276, 1995. [28](#)
- 53 TULAPURKAR, A. A.; SUZUKI, Y.; FUKUSHIMA, A.; KUBOTA, H.; MAEHARA, H.; TSUNEKAWA, K.; DJAYAPRAWIRA, D. D.; WATANABE, N.; YUASA, S. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, v. 438, p. 339–342, 2005. [28](#)
- 54 BARDEEN, J. Tunnelling from a many-particle point of view. *Physical Review Letters*, v. 6, p. 57–59, 1961. [28](#)
- 55 BARTHÉLÉMY, A.; FERT, A.; CONTOUR, J.-P.; BOWEN, M.; CROS, V.; TERESA, J. D.; HAMZIC, A.; FAINI, J.; GEORGE, J.; GROLLIER, J.; MONTAIGNE, F.; PAILLOUX, F.; PETROFF, F.; VOUILLE, C. Magnetoresistance and spin electronics. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 242-245, p. 68–76, 2002. [28](#)
- 56 RALPH, D.; STILES, M. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 320, n. 7, p. 1190–1216, 2008. Versão corrigida disponível em <http://arxiv.org/pdf/0711.4608v3.pdf>. [30](#), [31](#), [34](#), [38](#)
- 57 SON, P. C. van; KEMPEN, H. van; WYDER, P. Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface. *Physical Review Letters*, v. 58, p. 2271–2273, 1987. [30](#)
- 58 VALET, T.; FERT, A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 48, n. 10, p. 7099–7113, 1993. [30](#)
- 59 STILES, M. D.; ZANGWILL, A. Anatomy of spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 66, n. 1, p. 014407, 2002. [31](#), [34](#), [37](#)
- 60 STILES, M. D.; ZANGWILL, A. Noncollinear spin transfer in co/cu/co multilayers. *Journal of Applied Physics*, AIP, v. 91, n. 10, p. 6812–6817, 2002. [34](#)
- 61 KRIVOROTOV, I. N.; EMLEY, N. C.; SANKEY, J. C.; KISELEV, S. I.; RALPH, D. C.; BUHRMAN, R. A. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques. *Science*, v. 307, n. 5707, p. 228–231, 2005. [36](#)
- 62 APALKOV, D.; VISSCHER, P. Slonczewski spin-torque as negative damping: Fokker-planck computation of energy distribution. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 286, p. 370–374, 2005. ISSN 0304-8853. [36](#), [71](#)
- 63 XIA, K.; KELLY, P. J.; BAUER, G. E. W.; BRATAAS, A.; TUREK, I. Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures. *Physical Review B*, v. 65, p. 220401(R), 2002. [37](#)

- 64 ZWIERZYCKI, M.; TSERKOVNYAK, Y.; KELLY, P. J.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films. *Physical Review B*, v. 71, p. 064420, 2005. [37](#)
- 65 HUAI, Y.; ALBERT, F.; NGUYEN, P.; PAKALA, M.; VALET, T. Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, v. 84, p. 3118, 2004. [37](#)
- 66 SCHMIDT, G.; FERRAND, D.; MOLENKAMP, L. W.; FILIP, A. T.; WEES, B. J. van. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Physical Review B*, v. 62, p. R4790–R4793, 2000. [37](#)
- 67 SUN, J. Z.; RALPH, D. C. Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 320, p. 1227–1237, 2008. [37](#), [38](#)
- 68 GAJEK, M.; NOWAK, J. J.; SUN, J. Z.; TROUILLOUD, P. L.; O’SULLIVAN, E. J.; ABRAHAM, D. W.; GAIDIS, M. C.; HU, G.; BROWN, S.; ZHU, Y.; ROBERTAZZI, R. P.; GALLAGHER, W. J.; WORLEDGE, D. C. Spin torque switching of 20 nm magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy. *Applied Physics Letters*, v. 100, p. 132408, 2012. [37](#)
- 69 SANKEY, J. C.; CUI, Y.-T.; SUN, J. Z.; SLONCZEWSKI, J. C.; BUHRMAN, R. A.; RALPH, D. C. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, v. 4, p. 67–71, 2008. [37](#)
- 70 MATSUMOTO, R.; CHANTHBOUALA, A.; GROLLIER, J.; CROS, V.; FERT, A.; NISHIMURA, K.; NAGAMINE, Y.; MAEHARA, H.; TSUNEKAWA, K.; FUKUSHIMA, A.; YUASA, S. Spin-torque diode measurements of mgo-based magnetic tunnel junctions with asymmetric electrodes. *Applied Physics Express*, v. 4, p. 063001, 2011. [37](#)
- 71 LOCATELLI, N.; MIZRAHI, A.; ACCIOLY, A.; MATSUMOTO, R.; FUKUSHIMA, A.; KUBOTA, H.; YUASA, S.; CROS, V.; PEREIRA, L. G.; QUERLIOZ, D.; KIM, J.-V.; GROLLIER, J. Noise-enhanced synchronization of stochastic magnetic oscillators. *Physical Review Applied*, v. 2, p. 034009, 2014. [38](#), [65](#), [73](#), [75](#), [84](#)
- 72 MCNAMARA, B.; WIESENFELD, K. Theory of stochastic resonance. *Physical Review A*, v. 39, n. 9, p. 4854–4869, 1989. [40](#)
- 73 BENZI, R.; PARISI, G.; SUTERA, A.; VULPIANI, A. Stochastic resonance in climatic change. *Tellus*, v. 34, n. 1, p. 10–16, 1981. [41](#)
- 74 HAYS, J. D.; IMBRIE, J.; SHACKLETON, N. J. Variations in the earth’s orbit: Pacemaker of the ice ages. *Science*, v. 194, n. 4270, p. 1121–1132, 1976. [41](#)
- 75 NICOLIS, C. Solar variability and stochastic effects on climate. *Solar Physics*, v. 74, p. 473–478, 1981. [41](#)
- 76 GAMMAITONI, L.; HÄNGGI, P.; JUNG, P.; MARCHESONI, F. Stochastic resonance: A remarkable idea that changed our perception of noise. *The European Physical Journal B*, v. 69, p. 1–3, 2009. [41](#)

- 77 YASUDA, H.; MIYAOKA, T.; HORIGUCHI, J.; YASUDA, A.; HÄNGGI, P.; YAMAMOTO, Y. Novel class of neural stochastic resonance and error-free information transfer. *Physical Review Letters*, v. 100, p. 118103, 2008. [41](#)
- 78 GAMMAITONI, L.; MARCHESONI, F.; MENICHELLA-SAETTA, E.; SANTUCCI, S. Stochastic resonance in bistable systems. *Physical Review Letters*, v. 62, n. 4, p. 349–352, 1989. [42](#)
- 79 CHOI, M. H.; FOX, R. F.; JUNG, P. Quantifying stochastic resonance in bistable systems: Response vs residence-time distribution functions. *Physical Review E*, v. 57, p. 6335–6344, 1998. [42](#), [77](#)
- 80 LORENZ, E. N. Deterministic nonperiodic flow. *Journal of Atmospheric Sciences*, v. 20, p. 130–141, 1963. [43](#)
- 81 TÉL, T.; GRUIZ, M. *Chaotic Dynamics: An Introduction Based on Classical Mechanics*. The Edinburgh Building, Cambridge CB2 8RU, UK: Cambridge University Press, 2006. [43](#)
- 82 SKOKOS, C. The lyapunov characteristic exponents and their computation. *Lecture Notes on Physics*, v. 790, p. 63–135, 2010. [43](#), [44](#)
- 83 ARECCHI, F. T.; MEUCCI, R. Chaos in lasers. *Scholarpedia*, v. 3, n. 9, p. 7066, 2008. [43](#), [44](#)
- 84 LYAPUNOV, A. M. *The General Problem of the Stability of Motion*. [S.l.]: Taylor & Francis, 1992. [43](#)
- 85 BRAGARD, J.; PLEINER, H.; SUAREZ, O. J.; VARGAS, P.; GALLAS, J. A. C.; LAROZE, D. Chaotic dynamics of a magnetic nanoparticle. *Physical Review E*, v. 84, p. 037202, 2011. [44](#), [83](#)
- 86 ACCIOLY, A. D. *Estudo do efeito de transferência de spin*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2011. [45](#), [49](#)
- 87 LI, Z.; LI, Y. C.; ZHANG, S. Dynamic magnetization states of a spin valve in the presence of dc and ac currents: Synchronization, modification, and chaos. *Physical Review B*, v. 74, p. 054417, 2006. [51](#)
- 88 GALLAS, M. R.; GALLAS, J. A. C. Nested arithmetic progressions of oscillatory phases in olsen’s enzyme reaction model. *Chaos*, v. 25, p. 064603, 2015. [58](#)
- 89 FREIRE, J. G.; MEUCCI, R.; ARECCHI, F. T.; GALLAS, J. A. C. Self-organization of pulsing and bursting in a CO2 laser with opto-electronic feedback. *Chaos*, v. 25, p. 097607, 2015. [58](#)
- 90 GARCÍA-PALACIOS, J. L.; LÁZARO, F. J. Langevin-dynamics study of the dynamical properties of small magnetic particles. *Physical Review B*, v. 58, n. 22, p. 14937–14958, 1998. [66](#)
- 91 MARTÍNEZ, E.; LÓPEZ-DÍAZ, L.; TORRES, L.; ALEJOS, O. On the interpretations of langevin stochastic equation in different coordinate systems. *Physica B*, v. 343, p. 252–256, 2004. [66](#)

- 92 MATSUMOTO, M.; NISHIMURA, T. Mersenne twister: A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator. *ACM Trans. Model. Comput. Simul.*, v. 8, n. 1, p. 3–30, 1998. [67](#)
- 93 GALASSI, M.; DAVIES, J.; THEILER, J.; GOUGH, B.; JUNGMAN, G.; ALKEN, P.; BOOTH, M.; ROSSI, F.; ULERICH, R. *GNU Scientific Library Reference Manual*. Disponível em: <http://www.gnu.org/software/gsl/>. [67](#)
- 94 LI, Z.; ZHANG, S. Thermally assisted magnetization reversal in the presence of a spin-transfer torque. *Physical Review B*, v. 69, p. 134416, 2004. [69](#), [71](#)
- 95 KOCH, R. H.; KATINE, J. A.; SUN, J. Z. Time-resolved reversal of spin-transfer switching in a nanomagnet. *Physical Review Letters*, v. 92, n. 8, p. 088302, 2005. [69](#)
- 96 PINNA, D.; MITRA, A.; STEIN, D. L.; KENT, A. D. Thermally-assisted spin-transfer torque magnetization reversal in uniaxial nanomagnets. *Applied Physics Letters*, v. 101, p. 262401, 2012. [71](#)
- 97 TANIGUCHI, T.; UTSUMI, Y.; MARTHALER, M.; GOLUBEV, D. S.; IMAMURA, H. Spin torque switching of an in-plane magnetized system in a thermally activated region. *Physical Review B*, v. 87, p. 054406, 2013. [71](#)
- 98 NEIMAN, A.; SCHIMANSKY-GEIER, L.; MOSS, F.; SHULGIN, B.; COLLINS, J. J. Synchronization of noisy systems by stochastic signals. *Physical Review E*, v. 60, n. 1, p. 284–292, 1999. [73](#)
- 99 FREUND, J. A.; SCHIMANSKY-GEIER, L.; HÄNGGI, P. Frequency and phase synchronization in stochastic systems. *Chaos*, v. 13, n. 1, p. 225–238, 2003. [73](#)
- 100 LAROZE, D.; BECERRA-ALONSO, D.; GALLAS, J. A.; PLEINER, H. Magnetization dynamics under a quasiperiodic magnetic field. *IEEE Transactions on Magnetism*, v. 48, p. 3567–3570, 2012. [83](#)
- 101 PEREZ, L. M.; BRAGARD, J.; MANCINI, H.; GALLAS, J. A.; CABANAS, A.; SUAREZ, O. J.; LAROZE, D. Effect of the anisotropy on the magnetization dynamics. *Networks and Heterogeneous Media*, v. 10, p. 209–221, 2015. [83](#)
- 102 ACCIOLY, A.; LOCATELLI, N.; MIZRAHI, A.; PEREIRA, L. G.; GROLLIER, J.; KIM, J.-V. Theoretical study of stochastic resonance in magnetic tunnel junctions driven by spin-transfer torques. Em preparação. 2015. [84](#)
- 103 LOCATELLI, N.; MIZRAHI, A.; ACCIOLY, A.; QUERLIOZ, D.; KIM, J.-V.; CROS, V.; GROLLIER, J. Spin torque nanodevices for bio-inspired computing. *14th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications (CNNA)*, Notre Dame, IN, p. 1–2, 29-31 de Julho de 2014. [84](#)
- 104 PETIT-WATELOT, S.; KIM, J.-V.; RUOTOLO, A.; OTXOA, R. M.; BOUZEHOANE, K.; GROLLIER, J.; VANSTEENKISTE, A.; WIELE, B. V. de; CROS, V.; DEVOLDER, T. Commensurability and chaos in magnetic vortex oscillations. *Nature Physics*, v. 8, p. 682–687, 2012. [85](#)

APÊNDICE A

COORDENADAS CILÍNDRICAS

A.1 Transformação de coordenadas

A relação entre as coordenadas cartesianas (x, y, z) e as cilíndricas (ρ, θ, z) é dada pelas componentes

$$x = \rho \cos(\theta), y = \rho \sin(\theta) \text{ e } z = z$$

e pelos vetores unitários

$$\hat{\mathbf{e}}_\rho = \cos(\theta)\hat{\mathbf{x}} + \sin(\theta)\hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{e}}_\theta = \cos(\theta)\hat{\mathbf{y}} - \sin(\theta)\hat{\mathbf{x}} \text{ e } \hat{\mathbf{z}} = \hat{\mathbf{z}}$$

As componentes da equação LLG, em coordenadas cilíndricas, são:

$$\mathbf{m} = m_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + m_z \hat{\mathbf{z}}$$

$$\dot{\mathbf{m}} = \dot{m}_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + m_\rho \dot{\theta} \hat{\mathbf{e}}_\theta + \dot{m}_z \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{H}_{ef} = H_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + H_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + H_z \hat{\mathbf{z}}$$

$$\hat{\mathbf{p}} = p_\rho \hat{\mathbf{e}}_\rho + p_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + p_z \hat{\mathbf{z}}$$

A.2 Produtos vetoriais

Os produtos da equação LLG, nas coordenadas cilíndricas, são:

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{ef} = -H_\theta m_z \hat{\mathbf{e}}_\rho + (m_z H_\rho - m_\rho H_z) \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho H_\theta \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}} = -p_\theta m_z \hat{\mathbf{e}}_\rho + (m_z p_\rho - m_\rho p_z) \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho p_\theta \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{\mathbf{p}}) = m_z (m_\rho p_z - m_z p_\rho) \hat{\mathbf{e}}_\rho - (m_z^2 + m_\rho^2) p_\theta \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho (m_z p_\rho - m_\rho p_z) \hat{\mathbf{z}}$$

$$\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} = -m_z m_\rho \dot{\theta} \hat{\mathbf{e}}_\rho + (m_z \dot{m}_\rho - m_\rho \dot{m}_z) \hat{\mathbf{e}}_\theta + m_\rho^2 \dot{\theta} \hat{\mathbf{z}}$$

INTEGRAÇÃO DE $h^T(t)$ E IDENTIDADES

B.1 Integração dos termos estocásticos

Lembrando as propriedades de $h^T(t)$,

$$\langle h(t) \rangle = 0 \quad \text{e} \quad \langle h_i(t)h_j(t') \rangle = D\delta_{ij}\delta(t-t')$$

e definindo a integração temporal de $h_i(t)$ como

$$W_i \equiv \int_t^{t+\Delta t} h_i(t_1)dt_1,$$

então

$$\begin{aligned} \langle W_i W_j \rangle &= \int_t^{t+\Delta t} \int_{t'}^{t'+\Delta t'} \langle h_i(t_1)h_j(t_2) \rangle dt_1 dt_2, \\ &= \int_t^{t+\Delta t} \int_{t'}^{t'+\Delta t'} D\delta_{ij}\delta(t_1-t_2) dt_1 dt_2, \\ \langle W_i W_j \rangle &= \int_t^{t+\Delta t} D\delta_{ij} dt_1 = D\delta_{ij}\Delta t, \end{aligned}$$

resulta em

$$\langle W_i^2 \rangle = D\Delta t.$$

Também pelas propriedades de $h^T(t)$ pode-se ver o motivo do uso do termo ruído branco para esse tipo de flutuações estocásticas. A densidade espectral[41] $S(\omega)$ é a transformada de Fourier da função de correlação $\langle h(t)h(t') \rangle = D\delta(t-t')$:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} D\delta(\tau) d\tau = D,$$

com $\tau = t - t'$, e é independente de frequência, caracterizando a “cor branca” do ruído.

B.2 Identidades

$$\sin^2(u) + \cos^2(u) = 1$$

$$\sin(a \pm b) = \sin(a)\cos(b) \pm \cos(a)\sin(b)$$

$$\cos(a \pm b) = \cos(a)\cos(b) \mp \sin(a)\sin(b)$$

$$\frac{d}{du} \{\tanh(u)\} = \operatorname{sech}^2(u)$$

$$\tanh^2(u) + \operatorname{sech}^2(u) = 1$$

APÊNDICE C

CONSTANTES E UNIDADES

C.1 Constantes

Carga elétrica elementar (módulo): $e = 1.602176565(35) \times 10^{-19}$ C

Permissividade elétrica do vácuo: $\epsilon_0 = 8.854187817 \times 10^{-12}$ F/m ou $C^2/N.m^2$

Permeabilidade magnética do vácuo: $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ N/A²

Massa do elétron: $m_e = 9.10938291(40) \times 10^{-31}$ kg

Constante de Planck: $h = 6.62606957(29) \times 10^{-34}$ J.s

Constante de Planck reduzida: $\hbar = 1.054571726(47) \times 10^{-34}$ J.s

Magneton de Bohr $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 927.400968(20) \times 10^{-26}$ J/T ou A.m²

Razão giromagnética do elétron: $\gamma_e = 1.760859708(39) \times 10^{11}$ (rad)/s.T

Razão giromagnética do elétron/ 2π : $\gamma_e/2\pi = 28.024952$ GHz/T

Razão giromagnética do elétron $\times \mu_0$: $\gamma = \gamma_e \mu_0 = 2.21276 \times 10^5$ (rad) m/A.s

Constante de Boltzmann: $k_B = 1.3806488(13) \times 10^{-23}$ J/K

Fator g do elétron: $g_e = -2.00231930436153(53)$

Velocidade da luz no vácuo: $c = 299792458$ m/s

$\pi = 3.14159265359\dots$

C.2 Unidades

Campo magnético B : tesla [T] (SI) ou gauss [Gs] (CGS)

Magnetização M : ampere/metro [A/m] (SI) ou oersted [Oe] (CGS)

Momento magnético μ : ampere.metro² [A.m²]

1 A = 1 C/s

1 T = 1 N.s/(m.C) = 1 Kg/(s.C) = 1 Kg/(A.s²)

1 T = 10⁴ Gs

1 A/m = 4 π /10³ Oe