

OSCAR ELIECER OJEDA TORO

**PROPOSTA E TESTE DE MEMÓRIA E NANO-OSCILADOR
BASEADOS EM ELEMENTOS MAGNÉTICOS
TOPOLÓGICOS**

Tese apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada, para obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

Orientador: Clodoaldo I. Levartoski de Araujo

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2021**

**Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Campus Viçosa**

T

O39p
2021

Ojeda Toro, Oscar Eliecer, 1986-

Proposta e teste de memória e nano-oscilador baseados em elementos magnéticos topológicos / Oscar Eliecer Ojeda Toro. – Viçosa, MG, 2021.

1 tese eletrônica (86 f.): il. (algumas color.).

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f. 82-86.

DOI: <https://doi.org/10.47328/ufvbbt.2021.060>

Modo de acesso: World Wide Web.

1. Magnetismo. 2. Magnetorresistência. 3. Litografia.
4. Osciladores. I. Universidade Federal de Viçosa. Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada.
II. Título.

CDD 22. ed. 530.412

Bibliotecário(a) responsável: Renata de Fátima Alves CRB6/2578

OSCAR ELIECER OJEDA TORO

PROPOSTA E TESTE DE MEMÓRIA E NANO-OSCILADOR
BASEADOS EM ELEMENTOS MAGNÉTICOS
TOPOLÓGICOS

Tese apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada, para obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

APROVADA: 05 de julho de 2021.

Assentimento:



Oscar Eliecer Ojeda Toro
Autor



Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo
Orientador

*A la memoria de mi padre,
responsable por los valores que me caracterizan.*

*A la persona mas importante de mi vida, mi madre,
por ser fuente de amor inagotable.*

Agradecimentos

A minha família, que sempre me apoiaram neste processo apesar de estarem a milhas de distância. Minha mãe Victoria que com certeza é a pessoa que mais me ama neste universo, meu pai Segundo Eliecer que me ensinou valores de honorabilidade até seu último dia de vida, meus prezados irmãos, Sandra, Juan Carlos e German que me dão todo seu amor e força, e meu querido sobrinho Alejandro, a pessoa que me faz sentir feliz com só saber que se encontra bem.

A Yohana, quem me acompanhou neste processo desde que iniciou, se embarcando numa longa viagem de duraria anos e sempre esteve me brindado seu apoio, mais ainda nos momentos em que nem eu mesmo acreditava em mim. Sempre estarei agradecido.

Ao professor Clodoaldo por toda a paciência e dedicação em me orientar. Seus conhecimentos e apoio foram de fundamental importância para a conclusão deste trabalho.

Aos professores do departamento de física da UFV, por acrescentar meus conhecimentos dentro e fora das aulas, em especial aos professores Joaquim, Sukarno, Sergio, Vagson, Winder e Eduardo que contribuíram no desenvolvimento teórico e/ou experimental desde trabalho, muito obrigado pelas discussões e ideias aportadas.

Aos membros da banca Gorge Junior, João Paulo Sinnecker, Vagson Santos e Rafael Cunha, que aceitaram ler nosso trabalho.

Aos pesquisadores do INL em Portugal, Paulo Freitas, Pedro Alpuim, Ricardo Ferreira e Jérôme Borme, por me aceitar no seus grupos de pesquisa e por todas suas contribuições

e orientações ao longo da minha estadia no INL.

A meus colegas e companheiros de estudo do DPF, especialmente ao Ulisses, Hamilton, Daniel, Emerson, Teônís, Sylvestre, Thiago, Paulo Victor, e Janaisa que de um ou outro jeito fizeram parte deste projeto e por todas as divertidas discussões.

A meus colegas e companheiros de estudo do INL, especialmente ao Leandro, Gonçalo, Tareq, Paulo, Cosimo e Luana que fizeram minha estadia em Braga muito mais agradável.

Ao Brasil e à Universidade Federal de Viçosa por me dar a oportunidade de realizar estudos de doutorado, e ao departamento de física e ao pessoal da secretaria pela ajuda em processos burocráticos.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001, por ter financiado este trabalho.

Resumo

TORO, Oscar Eliecer Ojeda, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, julho de 2021. **Proposta e teste de memória e nano-oscilador baseados em elementos magnéticos topológicos.** Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Uma estrutura composta por duas camadas ferromagnéticas (FM), separadas por uma fina camada isolante (I), é denominada junção túnel magnética. Nesta estrutura a camada isolante deve ser espessa suficiente para evitar interação magnética direta entre as camadas FM e fina suficiente para possibilitar que a corrente eletrônica flua de um eletrodo ferromagnético a outro mediante efeito de tunelamento. Tipicamente a magnetização de uma das camadas ferromagnéticas é pinada para servir como referência, enquanto a magnetização da outra fica livre para mover-se sob a influência de campo magnético externo. Nas junções túnel magnéticas os elétrons atravessam a barreira túnel perpendicularmente com respeito ao plano definido pela configuração $FM1/I/FM2$. Assim quando a magnetização da camada ferromagnética livre é antiparalela, com respeito à magnetização da camada pinada, a resistência experimentada pelos elétrons ao atravessar a junção é alta, e em uma configuração onde a magnetização da camada livre é paralela à magnetização da camada de referência a resistência é baixa. Este efeito é conhecido como magnetorresistência túnel e é a base para a fabricação de memórias magnéticas de acesso randômico. Neste trabalho foi utilizada técnica de *sputtering* de filmes finos para obtenção de camadas de $CoFeB/MgO/CoFeB$ com um gradiente de espessura para a junção túnel (MgO) com resistividade variante entre $2-72 \text{ Ohm}/\text{cm}^2$ e foram realizadas medidas com magnetometro de amostra vibrante para estabelecer a espessura adequada da junção túnel na qual se apresenta desacoplamento das camadas ferromagnéticas na presença de campo externo, encontrando efeito de desacoplamento na faixa dos $7 \text{ Ohm}/\text{cm}^2$. Posteriormente foi utilizado o método de tunelização de corrente no plano para medir as

propriedades magnetorresistivas da junção túnel encontrando magnetorresistência túnel do 160%. Ainda serão apresentados os passos realizados para a nano-fabricação de nanopilares e as medidas de magnetorresistência perpendicular em nanopilares de 300 *nm* de diâmetro com magnetização em configuração de vórtice que funciona como dispositivo de memória. Adicionalmente apresentamos as propriedades dinâmicas dos modos coletivos da magnetização baseadas no movimento de paredes de domínio (*DW*). Usando simulações micromagnéticas e cálculos analíticos, estudamos a precessão de uma *DW* fixada por um defeito em forma de T em uma nano-banda magnética anisotrópica.

Palavras-chave: MRAM. Nanofabricação. Magnetorresistência túnel. Nano-osciladores.

Abstract

TORO, Oscar Eliecer Ojeda, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, July, 2021. **Proposal and test of memory and nano-oscillator based on topological magnetic elements.** Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

A structure composed of two ferromagnetic layers (FM), separated by an isolated thin layer (I), is called magnetic tunnel junction. In this structure, an insulating layer must be thick enough to avoid direct magnetic interaction between the FM layers and thin enough to allow the electronic current to flow from one ferromagnetic electrode to another through tunneling effect. Typically, the magnetization of one of the ferromagnetic layers is pinned to serve as reference, while the magnetization of the other is free to move under the influence of an external magnetic field. At magnetic tunnel junctions, electrons cross a tunnel barrier perpendicularly with respect to the plane defined by the $FM1/I/FM2$ configuration. Therefore, when the magnetization of the free ferromagnetic layer is anti-parallel, with respect to the magnetization of the pinned layer, the resistance experienced by the electrons when crossing the junction is high, and in a configuration where the magnetization of the free layer is parallel to the magnetization of the reference layer a resistance is low. This effect is known as magnetoresistance tunnel and is a basis for the manufacture of random access magnetic memories. In this work, thin film sputtering technique was used to obtain $CoFeB/MgO/CoFeB$ layers with a thickness gradient for the tunnel junction (MgO) with resistivity varying between $2-72 \text{ Ohm}/\text{cm}^2$. Measurements were made with a magnetometer of vibrant sample to establish the appropriate thickness of the tunnel junction in which the decoupling of the ferromagnetic layers is present in the presence of an external field, finding an effect of decoupling in the range of $7 \text{ Ohm}/\text{cm}^2$. Subsequently, the current in plane tunneling method was used to measure the magnetoresistive properties of the tunnel junction, finding the 160% tunnel magnetoresistance. The

steps carried out for the nano-fabrication of nano-pillars and the measurements of perpendicular magnetoresistance in nano-pillars of 300 *nm* in diameter with magnetization in vortex configuration that functions as memory device will also be presented. Additionally, we present the dynamic properties of the collective modes of magnetization based on the movement of domain walls (*DW*). Using micromagnetic simulations and analytical calculations, we studied the precession of a *DW* fixed by a T-shaped defect in an anisotropic magnetic nano-strip.

Keywords: MRAM. Nanofabrication. Magnetoresistance tunnel. Nano-oscillators.

Sumário

1	Introdução	12
2	Memórias Magnéticas	17
2.1	Magnetorresistência Gigante	17
2.2	Magnetorresistência Túnel	19
2.2.1	Modelo de Jullière	20
2.3	Transferência de torque de spin - STT	22
2.4	Estrutura básica da Junção Túnel Magnética (MTJ)	23
2.5	Memória de Campo Toggle	26
2.6	Memória assistida termicamente (TA-MRAM).	29
2.7	Memórias STT-MRAM (Spin Transfer Torque) e SOT-MRAM (Spin Orbit Torque)	30
3	Proposta: MRAM multinível baseada em vórtices com comutação assistida termicamente	33
3.1	Paredes de domínio e vórtices magnéticos.	34
3.2	MRAM multinível.	35
3.3	Deposição da MTJ	38
3.4	Caracterização da MTJ	40
3.4.1	Magnetometria de amostra vibrante - VSM	40
3.4.2	CIPT - Current-In-Plane Tunneling	43
3.5	Processo de nanofabricação do dispositivo de memória proposto	47
3.5.1	Definição do nanopilar.	48
3.5.2	Definição dos contatos.	51

4	Medidas e resultados experimentais do dispositivo de memória MRAM.	54
4.1	Perspectivas.	61
5	Nano-oscilador de três terminais.	62
5.1	Nano-osciladores spintrônicos.	62
5.2	Proposta: Nano-oscilador baseado em paredes de domínio.	64
5.3	Modelo Teórico.	66
6	Resultados Nano-oscilador de três terminais	70
6.1	Perspectivas.	79
7	Conclusões	80
	Referências Bibliográficas	82

Capítulo 1

Introdução

Desde a descoberta da magnetorresistência túnel (*TMR*) em junções túnel magnéticas (*MTJ*) à temperatura ambiente [1,2], tecnologias de Memórias de Acesso Randômico Magnetorresistivas (*MRAM*) foram exaustivamente investigadas [3,4]. Nos últimos anos, *MRAMs* foram apontadas como as tecnologias mais proeminentes de serem adotadas pelo mercado em substituição às utilizadas atualmente como, por exemplo, as Memórias de Acesso Randômico Dinâmicas (*DRAM*), Memórias de Acesso Randômico Estáticas (*SRAM*) e Flash. Devido a sua operação ser baseada em efeitos capacitivos, estas memórias possuem a escalabilidade comprometida por efeitos quânticos que evitam o funcionamento ideal em dimensões menores que alguns nanômetros. As *MRAMs* são ótimas candidatas para superar as desvantagens das tecnologias de memórias atuais, já que elas possuem uma ótima escalabilidade, permitindo grande aumento na densidade de informação, invulnerabilidade à radiação para aplicações em ambientes extremos, como tecnologia aeroespacial, e foram comprovadamente eficazes ao trabalhar em conjunto com a tecnologia baseada em silício quando posicionadas entre os níveis metálicos nos processos *CMOS* [5].

Uma *MRAM* é um dispositivo de memória que armazena informação de forma permanente usando o fato de que sua resistência elétrica muda de acordo com a direção da magnetização das camadas ferromagnéticas que o compõe. Este dispositivo de memória é baseado em uma estrutura elementar de três camadas na qual um filme fino de material isolante (barreira túnel) encontra-se entre dois filmes ferromagnéticos (*FM*), sendo este

elemento básico conhecido como “Junção túnel magnética (*MTJ*)”. Nesta estrutura básica um dos filmes ferromagnéticos tem uma direção fixa de magnetização e é chamado de camada fixa ou de referência. A outra camada ferromagnética é capaz de mudar sua direção de magnetização e é chamada de camada livre ou de armazenamento.

O processo de leitura deste dispositivo de memória consiste em aplicar corrente através da *MTJ* e ler a resistência que este oferece, quando a magnetização das camadas *FM* se encontram na mesma direção (estado paralelo) a resistência lida na *MTJ* é baixa em comparação com uma resistência de referência. E quando a magnetização das camadas *FM* da *MTJ* se encontram em direção oposta (estado antiparalelo) a resistência lida é alta. Esta diferença na resistência elétrica é armazenada como um valor lógico.

Mesmo o processo de leitura da *MRAM* sempre seja aplicar corrente na *MTJ* para determinar sua resistência; alta (estado de magnetização paralelo) ou baixa (estado de magnetização antiparalelo), existem diferentes formas de obter estes estados de magnetização nas camadas *FM* da *MTJ*. Portanto existem diferentes tecnologias para escrever informação nas *MRAMs*.

Já que para escrever a *MRAM* precisamos modificar a magnetização da camada livre, inicialmente foi adotada uma técnica chamada “método de alternância” (*MRAM Toggle*) para girar a direção de magnetização da camada livre usando campo magnético externo, induzido por linhas de corrente, este tipo de *MRAM* é conhecida como dispositivo de memória de campo. No entanto, o método de alternância tem o problema de ser difícil de miniaturizar e foi usado apenas para memórias de pequena capacidade. Além disso a *MRAM toggle* se compõe de várias células unitárias de memória que se encontram distribuídas em forma de matriz, precisando duas linhas de campo para que cada célula unitária seja selecionada e conseqüentemente conseguir modificar sua configuração magnética, uma dessas linhas é chamada linha de “*Bit*” e a outra linha de “*Word*”, de modo que no processo de escrita obrigatoriamente as células unitárias de memória que se encontram na mesma linha de “*Bit*” ou “*Word*” experimentarão a corrente que flui pela respectiva linha de campo, enfrentando margens de escrita deficientes, e problemas de resistência e confiabilidade devido à ativação térmica de bits meio selecionados.

Tentando contornar essas dificuldades, foi elaborado um esquema alternativo de escrita, que consiste em auxiliar termicamente a comutação da magnetização. A ideia baseia-se em reduzir os campos de comutação utilizados mediante aquecimento. Este tipo de memória em que o processo de escrita é auxiliado termicamente se conhece como *MRAM* assistida termicamente (*TA – MRAM*). Existem variedade de desenhos propostos na literatura para a célula *TA – MRAM*, onde o método de aquecimento ou a dependência térmica das propriedades magnéticas da célula *MRAM* varia; como um desenho baseado em um baixo ponto de Curie [6], ou uma camada de armazenamento polarizada por troca (*exchange bias*) [7,8]. Além disso, o aquecimento pode ser obtido passando corrente pelas linhas de *Bit* e/ou *Word* [6] ou com corrente fluindo diretamente através da junção túnel magnética [8].

Posteriormente foram desenvolvidas *MRAMs* onde não se precisa aplicar campo para modificar a magnetização da camada livre, senão corrente polarizada em spin através da *MTJ*, este tipo de dispositivos são conhecidos como *MRAMs* de tipo corrente. Tais memórias usam o efeito conhecido como Torque por Transferência de Spin (*STT*), o qual foi proposto em 1996 por Slonczewski [9] e Berger [10], de forma simultânea mas independente.

STT é um fenômeno em que o momento angular é transferido desde uma corrente elétrica polarizada em spin para um determinado material ferromagnético. Desta forma, evidenciou-se que é possível manipular a magnetização de um material ferromagnético injetando corrente elétrica. Assim podemos alterar a direção da magnetização da camada livre de uma *MTJ* para fabricação de dispositivos de memória magnéticos conhecidos como *STT – MRAM* [11]. No entanto, devido a que as densidades de corrente necessárias para obter um efeito *STT* são da ordem de $10^7 - 10^8$ A/cm², este fenômeno só é observável na escala nanométrica.

Agora bem, o torque por transferência de spin pode excitar dois tipos qualitativamente diferentes de comportamentos magnéticos, a inversão de uma orientação magnética de equilíbrio estático a outra [12–15] ou a um estado de quase equilíbrio dinâmico no qual

a magnetização precessa (nano-osciladores) [16–18]. Ambos tipos de comportamentos têm potenciais aplicações em spintrônica e tecnologia de armazenamento magnético, como, por exemplo, as memórias magnéticas já mencionadas *STT – MRAM* [19, 20] e osciladores de alta frequência sintonizáveis [21, 22].

Ao fluir elétrons por uma *MTJ* estes se polarizam em spin na camada *FM* de referência, atravessam a camada isolante mediante tunelamento até atingir a camada *FM* livre onde transferem o spin torque tendo uma compensação do amortecimento (*Damping*) gerando um movimento de precessão da magnetização, se posteriormente medimos a resistência, devido à posição relativa das duas magnetizações das camadas *FM*, tendo em consideração que uma delas se encontra precessando, obtemos uma medida de tensão oscilatória com uma determinada frequência, que pode ser calculada amplificando o sinal da tensão e realizando sua respectiva transformada de Fourier. Este dispositivo é o que conhecemos como nano-oscilador.

No desenvolvimento desta tese aprofundaremos nos diferentes dispositivos de memória mencionados anteriormente e nos efeitos físicos que fazem possível sua operação (Capítulo 2). Posteriormente e como primeira parte de nosso trabalho propomos um dispositivo de memória magnética *MRAM* assistida termicamente em configuração de vórtice, o interessante desta configuração é que permite obter uma *MRAM* multinível capaz de armazenar mais de um bit de informação por cada celular unitária de memória como será explicado no Capítulo 3.

Nosso dispositivo proposto foi primeiramente simulado pelo professor Clodoaldo I. L. de Araújo (orientador desta tese) no seu período de Pós-doutorado no Spintec em Grenoble – França em 2016 [23], e posteriormente trabalhamos na deposição e caracterização da *MTJ* e nano-fabricação do dispositivo de memória na sala limpa do Laboratório Ibérico Internacional de Nanotecnologia (*INL*) em Braga – Portugal, estas análises e resultados ainda serão encontrados no Capítulo 3. Já as caracterizações elétricas e magnéticas do nosso dispositivo foram realizadas no Laboratório de Spintrônica e Nanomagnetismo (*LabSpiN*) da Universidade Federal de Viçosa em Brasil. Os resultados destas medidas experimentais são apresentados no Capítulo 4.

A segunda parte de nosso trabalho consiste na micro simulação magnética em mumax³ de um nano-oscilador baseado em paredes de domínio de três terminais, uma introdução aos nano-osciladores spintrônicos, seu respectivo marco teórico e nossa proposta de um nano-oscilador de três terminais baseado no movimento das paredes de domínio são apresentados no Capítulo 5, e os respectivos análises dos resultados desta proposta podem ser encontrados no Capítulo 6. Por último no Capítulo 7 encontram-se as conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

Memórias Magnéticas

A magnetorresistência (MR) é uma propriedade associada a um dispositivo ou material que consiste na dependência da resistência elétrica do material na presença de um campo magnético externo. Medindo a resistência elétrica $R(H)$ e varrendo o campo magnético H , os valores de resistência máxima e mínima, R_{max} e R_{min} , respectivamente, podem ser usados para expressar a magnitude do efeito magnetorresistivo. Ao longo deste texto, o valor mínimo de resistência será utilizado como referência e a magnetorresistência será expressa em porcentagem.

$$MR(\%) = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}} \times 100 \quad (2.0)$$

2.1 Magnetorresistência Gigante

A Magnetorresistência Gigante (GMR) foi observada em 1988 em super-redes metálicas de Fe/Cr [24]. É um efeito extrínseco manifestado em estruturas artificiais tais como multicamadas que envolvem camadas metálicas ferromagnéticas (FM) e não magnéticas (NM). O efeito se mostra como uma grande diminuição da resistividade quando se aplica um campo magnético às super-redes. O campo magnético muda a orientação relativa das magnetizações de camadas ferromagnéticas vizinhas, de uma configuração antiparalela para uma paralela provocando a diminuição da resistividade do sistema como se mostra na figura 2.1.

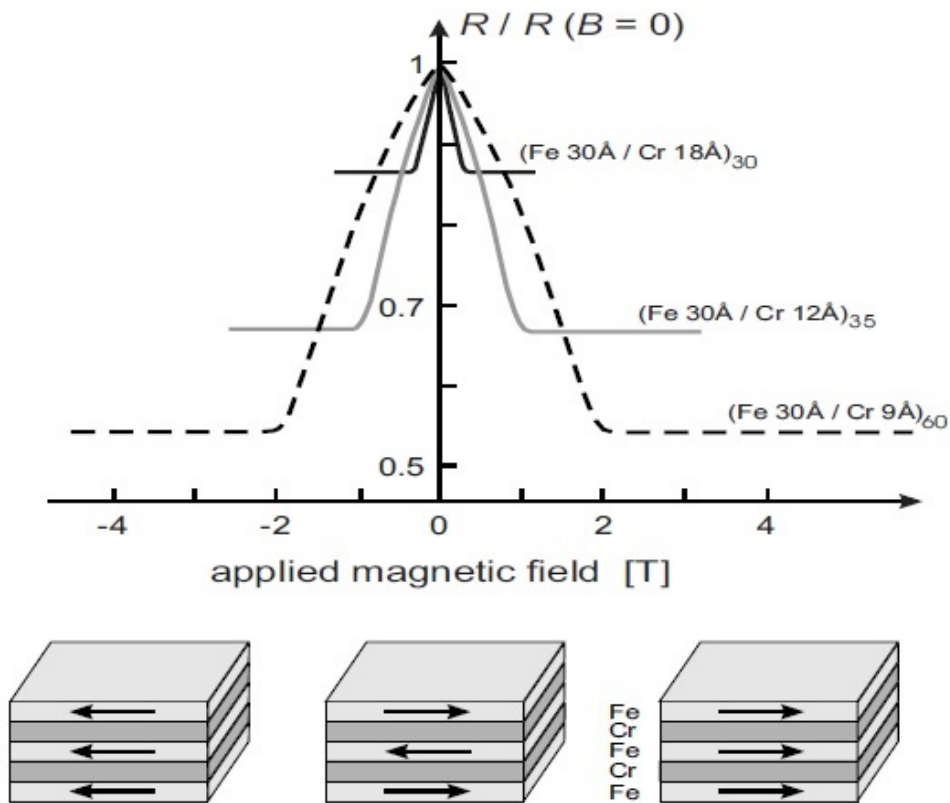


Figura 2.1: Magnetorresistência de super-redes de Fe/Cr medido a 4,2 K. a corrente e o campo estão aplicados paralelos e no plano das camadas. Na parte inferior do gráfico se mostra a alteração das orientações relativas da magnetização em cada camada quando se aplica um campo ao sistema [24].

O efeito GMR em multicamadas está relacionado com o acoplamento magnético entre as camadas magnéticas (*ineterlayer Exchange coupling, IEC*) descoberto em 1986 [25]. Nestas multicamadas se observa um acoplamento magnético entre camadas magnéticas adjacentes mediado por elétrons das camadas não magnéticas (espaçadores). A magnitude e sinal do acoplamento depende da espessura do espaçador. Se as magnetizações das camadas estão antiparalelas no estado fundamental, a orientação relativa delas pode mudar por efeito de um campo magnético externo.

Em sistemas sem acoplamento antiparalelo intrínseco entres suas camadas magnéticas, a alteração das orientações relativas das magnetizações pode ser causada por anisotropia magnética devido, por exemplo, às diferentes espessuras das camadas magnéticas ou a diferentes materiais magnéticos. A GMR está influenciada pela estrutura eletrônica e pelas configurações das magnetizações das camadas magnéticas devido ao espalhamento (*scattering*) do spin dos elétrons nas interfaces e no interior das camadas [26]. A GMR

aumenta quando diminui a temperatura e com o número de interfaces.

O efeito de *GMR* pode-se descrever pelo modelo de duas correntes: uma correspondente a elétrons com spins (\uparrow) (maioritários) e a outra correspondente a elétrons com spins (\downarrow) (minoritários) [27]. A secção eficaz de espalhamento é diferente para os elétrons maioritários e minoritários. Na figura 2.2 se mostra o espalhamento dependente de spin. Quando a multicamada tem seus momentos alinhados em paralelo, os elétrons maioritários ao nível de Fermi EF (\uparrow) atravessam facilmente o sistema (seta horizontal mais grossa na figura). Contrariamente, os elétrons minoritários (\downarrow) experimentam maior espalhamento aumentando sua resistividade (seta mais fina). Quando a multicamada tem seus momentos alinhados antiparalelos, ambos canais de spins tem a mesma resistividade, apresentando em conjunto uma resistividade liquida maior que quando as multicamadas estão ordenadas com seus momentos paralelos.

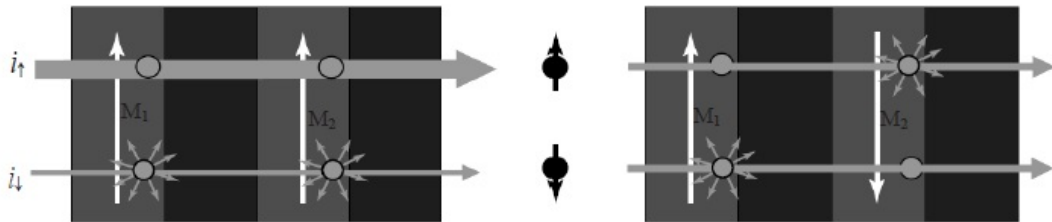


Figura 2.2: Espalhamento dependente de spin. Multicamada magnética com momentos paralelos (esquerda) e antiparalelos (direita). As setas horizontais representam as correntes de spins maioritários (*up*) acima e minoritários (*down*) abaixo.

2.2 Magnetoresistência Túnel

Até agora, consideramos apenas estruturas totalmente metálicas. Mas, efeitos magnetoresistivos foram observados previamente em junções túnel magnéticas (*MTJs*). Estas são estruturas que consistem em uma fina barreira isolante (*I*) intercalada entre duas camadas ferromagnéticas (*FM1/I/FM2*). Nesta configuração a camada isolante tem que ser fina suficiente para permitir tunelamento dos elétrons entre as camadas *FM*, e espessa suficiente para evitar interação magnética direta entre estas camadas ferromagnéticas, geralmente da ordem de 1 nm.

Antes da descoberta do efeito *GMR*, Jullière em 1975 relatou a relação da magnetorresistência túnel (*TMR*) em *MTJs* de *Fe/Ge – O/Fe* [28]. Nesta configuração a magnetização de uma camada *FM* pode ser fixada enquanto a outra gira livremente quando se aplica campo magnético externo, permitindo-nos controlar facilmente a configuração magnética correspondente (paralela (*P*) ou antiparalela (*AP*)) entre as camadas *FM*. Neste primeiro experimento de Jullière a *TMR* foi limitada em 14% para uma temperatura de 4,2 K. As baixas temperaturas necessárias para observar a *TMR* reduziram o interesse por este efeito.

Com a descoberta da *GMR*, extensos esforços experimentais e teóricos foram realizados para obter uma *TMR* considerável à temperatura ambiente (*RT*), encontrando experimentalmente *TMR* de 604% à temperatura ambiente e de até 1144% à 5 K em *MTJs* baseadas em *CoFeB/MgO/CoFeB* [29].

2.2.1 Modelo de Jullière

O fenômeno físico responsável pela magnetorresistência observada nas *MTJs* consiste em um desequilíbrio da corrente elétrica (*I*) transportada pelos elétrons com spin \uparrow e \downarrow que atravessam uma barreira isolante. A polarização do spin (*P*) da corrente túnel é então dada por:

$$P = \frac{I^\uparrow - I^\downarrow}{I^\uparrow + I^\downarrow} \quad (2.1)$$

Em 1975 Jullière propôs um modelo para explicar o efeito da *TMR* em *MTJs* [28] usando duas hipóteses; a primeira é que, como a função de onda dos elétrons no material *FM* é a mesma em ambos eletrodos, todos os números quânticos dos elétrons são conservados no processo de tunelamento. Isto significa que os elétrons apenas tunelarão entre estados de igual spin nas duas camadas ferromagnéticas. A segunda hipótese é que a probabilidade de tunelamento é proporcional ao produto entre a densidade de estados no ferromagneto original e no final. Sob essas suposições, a densidade de corrente na

configuração paralela (J_P) e antiparalela (J_{AP}) das camadas ferromagnéticas são dadas por:

$$J_p = D_1^\uparrow D_2^\uparrow + D_1^\downarrow D_2^\downarrow \quad (2.2)$$

$$J_{AP} = D_1^\uparrow D_2^\downarrow + D_1^\downarrow D_2^\uparrow \quad (2.3)$$

Onde, D_1 e D_2 representam a densidade de estados (DOS) no nível de Fermi do $FM1$ e $FM2$, respectivamente, já que apenas os elétrons próximos ao nível de Fermi contribuem para o processo de condução. A dependência da densidade de estados no spin surge do fato que estamos considerando o caso em que as camadas metálicas em cada lado da barreira são ferromagnéticas. Os metais ferromagnéticos como Ni , Co e Fe e suas ligas têm um forte desequilíbrio de spin que resulta do preenchimento da banda 3d. Este desequilíbrio é modelado dividindo as bandas de energia para elétrons com spin (\uparrow) e spin (\downarrow). Como consequência, estes materiais ferromagnéticos adquirem um momento magnético permanente e um desequilíbrio de spin próximo ao nível de Fermi, é dizer, entre os elétrons que participam dos mecanismos de condução com pode ser visto na figura 2.3.

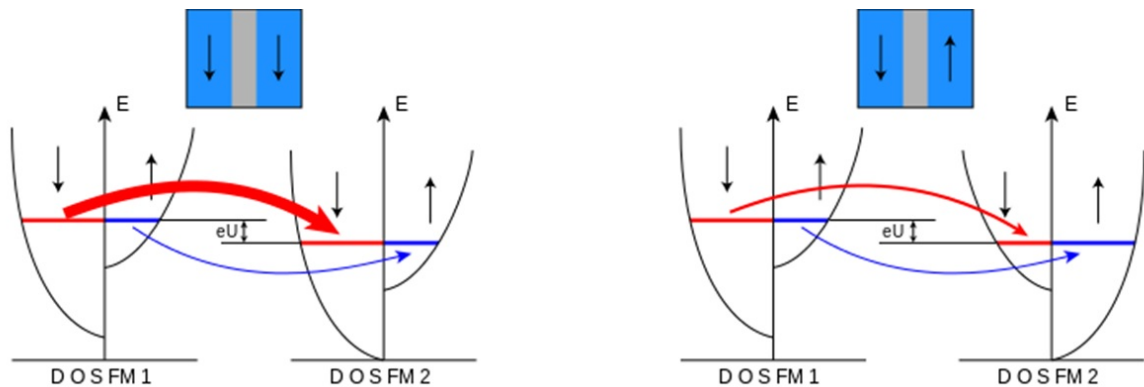


Figura 2.3: Origem do efeito de Magnetorresistência Túnel TMR

Nestas condições a TMR de um sistema esta dada por:

$$TMR = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}} \times 100 = \frac{J_p - J_{AP}}{J_{AP}} \times 100 \quad (2.4)$$

e introduzindo a densidade de polarização de spin como:

$$P_i = \frac{D_i^\uparrow - D_i^\downarrow}{D_i^\uparrow + D_i^\downarrow} \quad (2.5)$$

podemos verificar que a equação 2.4 pode-se escrever como:

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \times 100 \quad (2.6)$$

onde P_1 e P_2 são as polarizações de spin do $FM1$ e $FM2$, respectivamente. A equação 2.6 tem sido amplamente usada para inferir a polarização de vários FM usando os valores medidos de TMR .

2.3 Transferência de torque de spin - STT

Após de aparecerem os dispositivos de GMR (baseados no controle do fluxo de elétrons através da magnetização de camadas FM), seu efeito inverso, o controle de magnetização em camadas FM usando uma alta densidade de corrente polarizada em spin, foi descrito teoricamente por Slonczewski [9] e Berger [10].

Consideremos novamente um sistema de duas camadas FM separadas por uma fina camada não magnética (NM), estrutura pela qual passaremos uma corrente elétrica \mathbf{J}_e perpendicular ao plano, como apresentado na figura 2.4. Se a primeira camada ($FM1$) é suficientemente espessa, os elétrons que atravessam por ela vão se polarizar na direção dada por sua magnetização (\mathbf{m}_1), assim a corrente que atinge a segunda camada $FM2$ vai estar polarizada em spin. Entre a direção da corrente polarizada em spin e a direção da magnetização local da segunda camada $FM2$ (\mathbf{m}_2) normalmente existe um certo ângulo. Sendo assim o momento magnético dos elétrons de condução precessionarão na direção da magnetização local mudando no processo seu momento angular. Como a variação da direção da corrente polarizada em spin é uma consequência da troca de momento, este deve, por conservação, ter sido transferido ao material, especificamente à magnetização local. Esta transferência gera um torque na magnetização \mathbf{m}_2 , possibilitando o controle da configuração magnética mediante o uso da corrente aplicada.

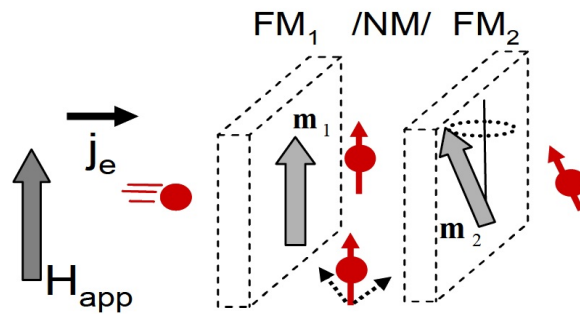


Figura 2.4: Diagrama do passo da corrente através de uma estrutura $FM_1/NM/FM_2$ composta por duas camadas finas ferromagnéticas.

2.4 Estrutura básica da Junção Túnel Magnética (MTJ)

Até agora, buscando entender como funciona uma MTJ , focalizamos em estruturas MTJ na sua configuração fundamental $FM_1/I/FM_2$. Embora, uma estrutura MTJ é muito mais complexa quando se usa em aplicações práticas. Um ponto importante é desenvolver a melhor configuração para obter a camada de referência (camada FM presa).

Na figura 2.5 podemos ver uma estrutura típica para um pilar de uma MTJ com anisotropia magnética no plano usada como elemento em uma memória magnética. Iniciando desde a camada inferior, podemos ver que este pilar inicia com uma camada AFM , seguido de um antiferromagneto sintético (SAF) (camada de referência), posteriormente a barreira túnel, e por último a camada FM livre (camada de armazenamento). A camada AFM se usa para pinar a camada de referência (SAF) criando uma interação de polarização de troca (*Exchange bias interaction*) com a primeira camada FM , que cons-

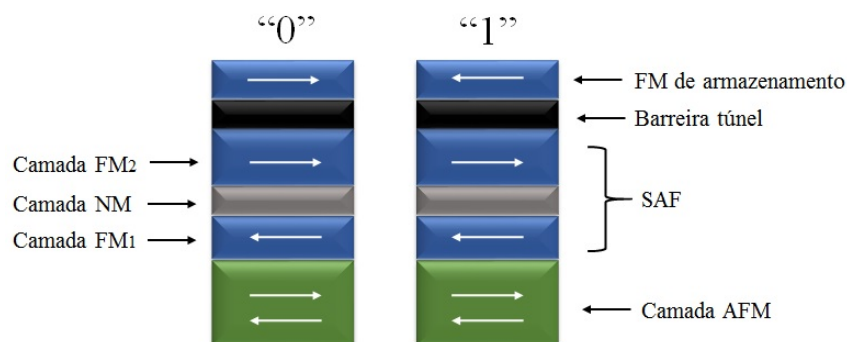


Figura 2.5: Pilar fundamental de uma memória magnética convencional. A informação armazenada ("0" ou "1") está diretamente relacionada com a magnetização da camada livre (de armazenamento).

titui parte da estrutura *SAF*. Este efeito (*Exchange bias*) se mostra na figura 2.6 [30], onde o material *AFM* desloca o ciclo de histerese do material *FM* adjacente de modo que é possível ter um material *FM* saturado em ausência de campos magnéticos aplicados.

A figura 2.6 mostra o ciclo de magnetização do material *FM*. Os pontos (i) e (iii) representam estados nos quais o *FM* se encontra saturado, e os pontos (ii) e (iv) representam estados onde o campo externo tem deslocado a magnetização do estado saturado.

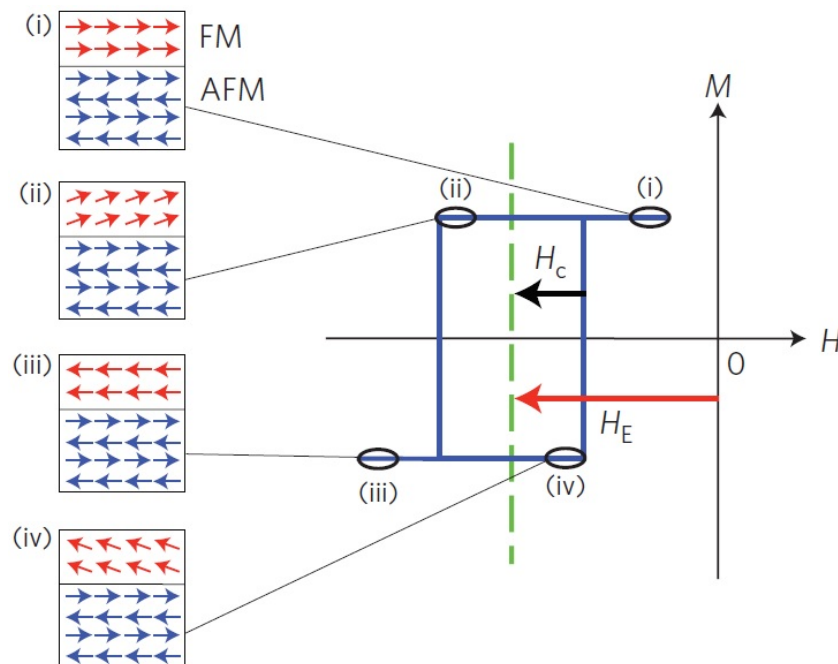


Figura 2.6: Representação do efeito de *Exchange bias*, as orientações relativas dos momentos no material *AFM* e *FM* são esquematizadas. H_E representa a magnitude do campo de *exchange bias* e H_c a magnitude do campo coercitivo [30].

A estrutura *SAF* (*FM1/NM/FM2* na figura 2.5) composta de três camadas cria acoplamento antiferromagnético baseado na interação *RKKY* entre as duas camadas *FM* mediadas pela espessura da camada *NM* que mantém fixa a camada *FM2* na figura.

A função do espaçador *NM* na estrutura *SAF* é desacoplar a interação que existe entre as duas camadas *FM*, este deve satisfazer três condições. A primeira é que esta camada *NM* tem que ser espessa suficiente para poder desprezar a interação dipolar entre as camadas *FM*. A segunda é que a corrente que atravessa o pilar não deve perder totalmente sua polarização em spin, já que a corrente que passa pela camada *FM* que se

encontra em contato com a camada *AFM* fica polarizada em spin, assim que esta camada *NM* também não pode ser muito espessa. E a terceira condição é que deve ser possível desconsiderar a interação de troca direta *RKKY*, esta interação tem comportamento oscilatório que decai com a distância do espaçador, de forma tal que o acoplamento entre as camadas é $J_{RKKY}(x) \sim \cos x/x^3$, como apresentado na figura 2.7 [31].

Na figura 2.7 podemos ver a variação da energia de acoplamento *RKKY* em função da separação entre as camadas *FM*. Esta interação é oscilatória entre estados ferromagnéticos e antiferromagnéticos que decaem com a espessura do separador *NM*. Esta curva corresponde a uma tri-camada de *Co/Au(111)/Co* onde o eixo-Y corresponde à energia do sistema e o eixo-X à espessura do material *NM*, neste caso *Au(111)*, onde sua espessura esta dada em unidades de *AL* (atomic layer) [31].

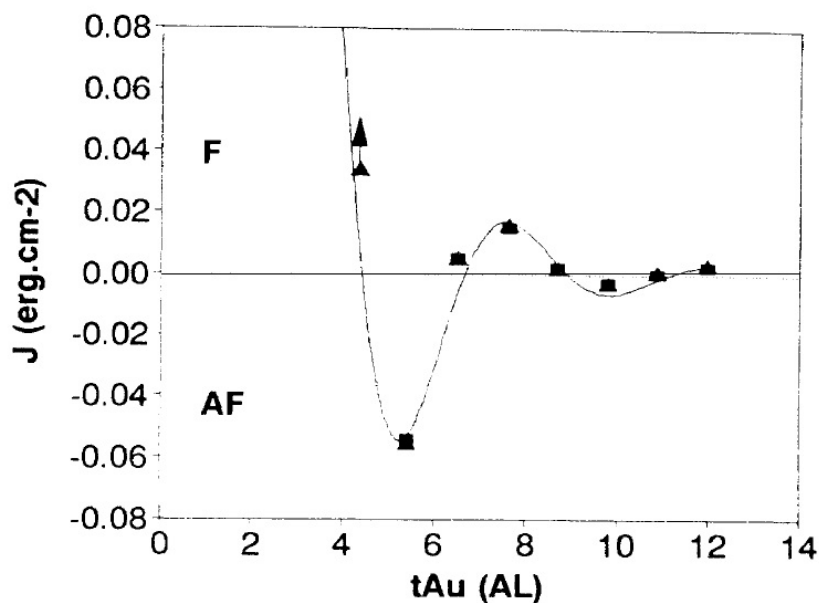


Figura 2.7: Variação da energia de acoplamento *RKKY* em função da separação entre as camadas *FM*, para *Co/Au(111)/Co* [31]

Contudo existem dois principais motivos para usar uma estrutura *SAF* e não apenas uma camada *AFM* em contato com uma camada *FM* fixa [32]. O primeiro é que a interação de polarização de troca é maior quando se usa uma estrutura *SAF*. O segundo é que há uma atenuação da interação dipolar entre as camadas *FM* livres e pinadas. A consequência imediata da interação dipolar é a mudança no domínio do campo magnético do ciclo de histerese obtido das medições elétricas.

2.5 Memória de Campo Toggle

A memória magnética de acesso aleatório *MRAM* (*Magnetic Random Access Memory*), é um dispositivo de memória *RAM* magnética não volátil considerado um dos mais promissores no caminho de desenvolver uma memória universal que seja capaz de combinar velocidade de operação, baixo consumo energético e armazenamento permanente.

A estrutura básica de uma *MRAM* é apresentada na figura 2.8(a), sendo esta do tipo *AFM/FM1/I/FM2*. Este dispositivo de memória está composto por duas camadas *FM*, das quais a primeira (*FM1*), apresenta magnetização fixa em uma direção determinada devido à interação superficial de contato com uma camada antiferromagnética (*AFM*) adjacente. O campo que fixa a direção da magnetização de *FM1* é conhecido como *exchange bias field* (H_E).

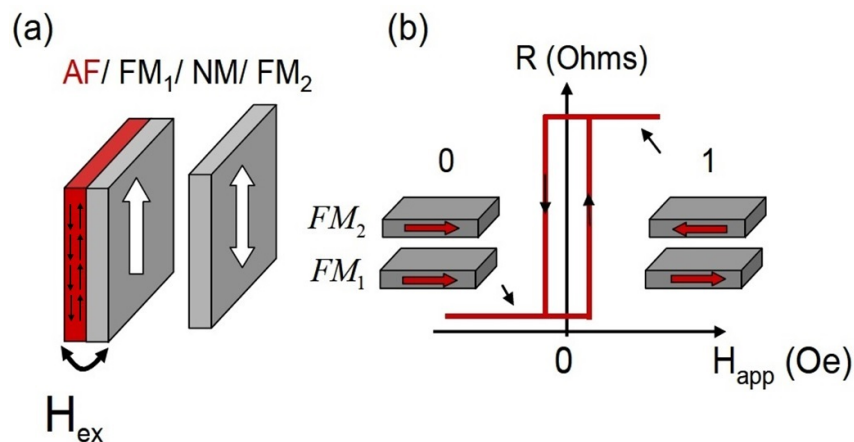


Figura 2.8: (a) Estrutura da *MTJ*, composta por duas camadas *FM*, separadas por uma fina camada isolante *I*. (b) Curva da resistência versus campo magnético aplicado da estrutura, esta apresenta os dois estados magnéticos, de alta (1) e baixa resistência (0).

Geralmente os materiais *AFM* utilizados são *IrMn* ou *PtMn* por apresentar alto campo H_E (500 Oe). A camada ferromagnética, *FM2* esta livre para girar na direção de um campo magnético externo aplicado. Estas memórias *MRAMs* funcionam de acordo com a orientação relativa entre as magnetizações das camadas *FM1* e *FM2*. A posição relativa destas camadas *FM* produzem um estado de alta resistência (estado antiparalelo) ao qual atribuímos um “1” ou um estado de baixa resistência (estado paralelo) ao qual atribuímos um “0”, tendo assim um sistema binário de dois bits.

A magnitude da magnetorresistência túnel (*TMR*) é um parâmetro crítico e impor-

tante nestes dispositivos de memória, quanto maior seja, melhor será a identificação do estado 1 ou 0 e diminui os erros ao ler a informação. O campo magnético aplicado para conseguir a mudança de estados se conhece como campo de escrita ou *switching*, e é caracterizado por ser baixo, da ordem dos 10 Oe. Na procura de favorecer a mudança de estados magnéticos (P para AP ou vice-versa), fabricam-se estruturas elípticas, já que estruturas magnéticas com esta forma geram um eixo de fácil magnetização (eixo onde a magnetização consegue se posicionar com custo baixo de energia), favorecendo a escrita direta do estado desejado sem perturbações ou estados intermédios.

Na figura 2.8(b) podemos ver a curva de resistência vs campo magnético aplicado, além dos estados de resistência (P e AP) os quais permitem caracterizar o dispositivo mediante medida da TMR .

A *MRAM Toggle* usa um transistor e uma MTJ para cada célula de memória (ver figura 2.9), na qual consegue armazenar um bit de informação, o transistor subministra o fluxo de corrente através da MTJ necessário para ler a TMR . Cada célula de memória (MTJ) está localizada na interseção de duas linhas condutoras ortogonais, uma por cima da MTJ denominada linha de bits e outra linha condutora por baixo desta (*Word line*), as quais são energizadas para alternar o bit. A MTJ selecionada experimenta campos magnéticos de ambas linhas, enquanto outras MTJ ao longo das linhas energizadas, cha-

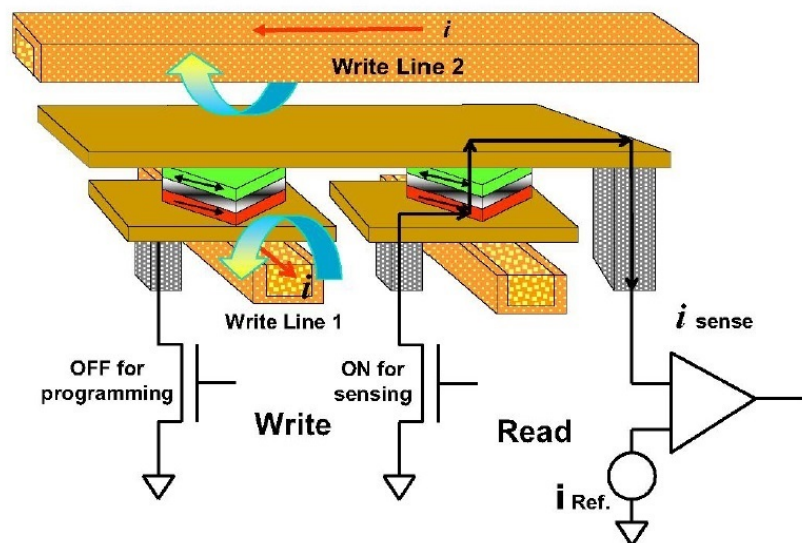


Figura 2.9: MRAM Toggle

madras de *MTJ* parcialmente selecionadas (figura 2.10), experimentam apenas um dos dois campos. Um dos problemas fundamentais da *MRAM* com comutação de campo é projetar a *MTJ* e os pulsos de campo para que a *MTJ* selecionada sempre alterne, e as semitransceptadas nunca mudem.

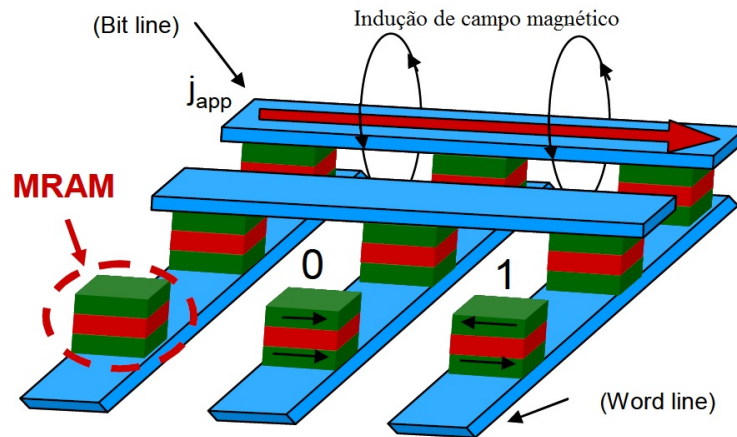


Figura 2.10: Configuração básica de matriz de memória *MRAM*.

Comutar a *MRAM* evita problemas de perturbação de meia seleção através do uso de um modo de comutação chamado “*Savtchenko switching*” [33], este emprega um antiferromagneto sintético de camada livre (*SAF*) e uma orientação para a célula de memória girada 45° em relação às linhas de campo, combinadas com uma sequência de pulsos de corrente específica. A seleção usando este modo é bastante aprimorada porque um único pulso de linha de corrente não reduz a barreira de energia para reversão, e mesmo grandes campos de linha única não podem alternar o bit. Esse comportamento exclusivo resulta em uma ampla região operacional com um início de umbral para a comutação [34].

A sequência de pulsos de programação e o comportamento magnético resultante estão representados na figura 2.11. As setas pretas e brancas representam o momento magnético das duas subcamadas da *SAF*, onde o branco representa a camada que está em contato com a barreira túnel. Para alternar o bit de um “0” inicial para um “1” final, as correntes i_1 e i_2 são pulsadas com a relação de fase mostrada na figura, de modo que a soma vetorial dos dois campos magnéticos comece em 45° do eixo fácil e então efetivamente gira 90° . A *SAF* responde orientando-se ortogonalmente a este campo e rodando com ele de tal forma que quando i_2 é desligado, os momentos relaxam para o seu eixo fácil com cada

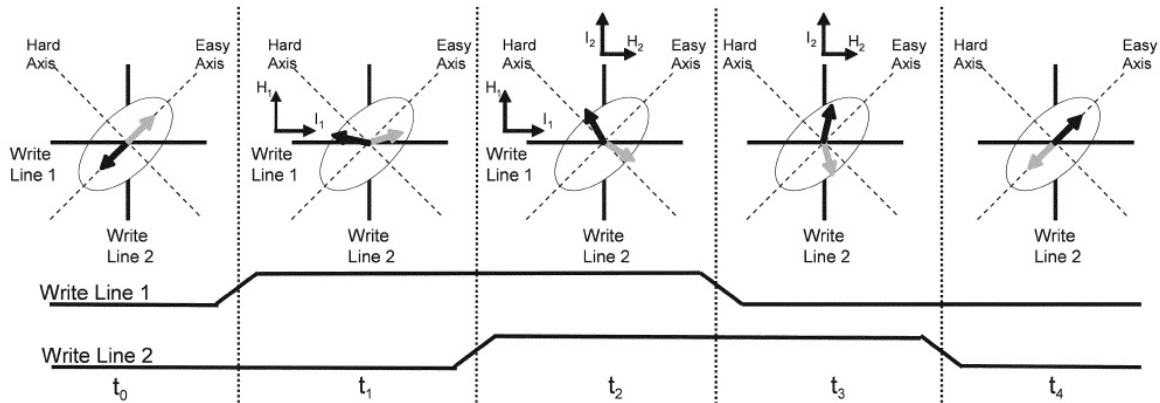


Figura 2.11: Esquema da operação de comutação *Savtchenko*. Os pulsos são aplicados em uma sequência projetada para girar a *SAF* 180° para o estado de resistência oposto.

180° orientado a partir do seu estado inicial. Como a *TMR* depende apenas da direção da camada que está em contato com a barreira túnel (branco), a resistência muda de estado de baixa resistência para alta, ou seja, de “0” para “1”.

2.6 Memória assistida termicamente (TA-MRAM).

Recentemente, pensou-se em usar a temperatura para ajudar a escrever células de memória, aquelas memórias que utilizam essa nova proposta são conhecidas como *MRAMs* de chaveamento termicamente assistido (*TA – MRAM*).

Nesta nova proposta, para evitar modificar a informação das células não selecionadas e para aumentar a estabilidade térmica, a camada livre é acoplada a uma camada antiferromagnética por meio de interação de troca. Portanto, no processo de escrita, somente quando uma corrente flui através de uma determinada junção, a temperatura da camada antiferromagnética acoplada à camada livre dessa *MTJ* se eleva por acima de sua respectiva temperatura de bloqueio, mas, se mantém por baixo da temperatura de bloqueio da camada de referência, liberando assim somente a camada livre da *MTJ* selecionada. Portanto, a magnetização da camada livre pode ser revertida aplicando um único campo magnético gerado por uma única linha de campo. Posteriormente se esfria a junção na presença desse campo magnético aplicado, modificando e fixando assim a nova configuração magnética da camada livre.

Esta nova tecnologia apresenta vantagens em relação à *MRAM Toggle* de primeira geração, já que os erros de direcionamento são bastante reduzidos devido ao fato de que a seleção da célula a ser escrita é feita por temperatura. O consumo de energia também é reduzido, pois apenas um campo magnético é necessário para escrever a célula de memória selecionada. E, por fim, a anisotropia de troca com a camada antiferromagnética garante a estabilidade térmica da magnetização.

2.7 Memórias STT-MRAM (Spin Transfer Torque) e SOT-MRAM (Spin Orbit Torque)

As memórias magnéticas convencionais baseadas em tecnologia *STT* com *MTJ* são dispositivos de dois terminais com leitura baseada em magnetoresistência túnel *TMR* e escrita baseada em corrente (spin-torque) polarizada em spin que passa através da *MTJ* como mostrado na figura 2.12(a).

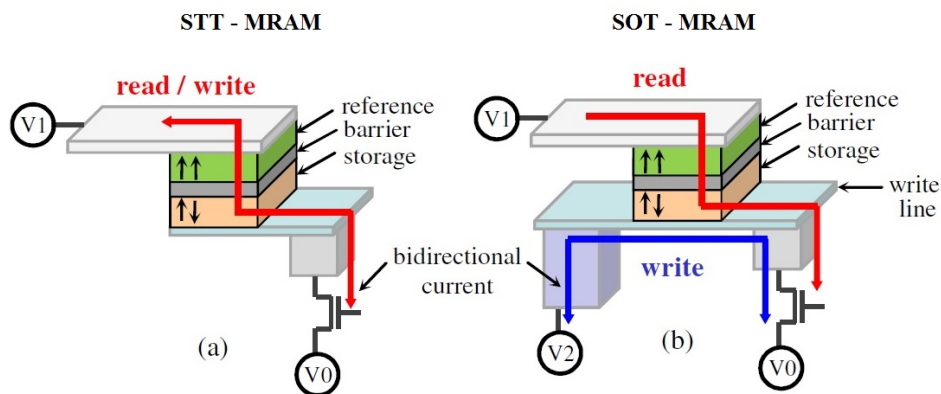


Figura 2.12: Estrutura de célula de 1-bit (a) dispositivo *STT* de 2 terminais com rota de leitura e gravação comum, (b) dispositivo *SOT* de 3 terminais com duas rotas independentes para operações de leitura e gravação. Injeção de corrente no plano através da linha de gravação induz a comutação perpendicular da camada de armazenamento

As duas principais deficiências destes dispositivos de dois terminais são a confiabilidade e a resistência: de fato, (i) a alta densidade de corrente na escrita pode danificar ocasionalmente a barreira túnel da *MTJ* e (ii) segue sendo um desafio garantir a leitura confiável sem causar nenhuma comutação. Estas deficiências não existem nas células de memória de três terminais, como a apresentada na figura 2.12(b), estes dispositivos utilizam diferentes trajetórias para operações de leitura e escrita, como consequência a alta

corrente de escrita no flui através da barreira MTJ .

No ano 2011, provou-se a possibilidade de um novo método de comutação da magnetização chamado “*Spin – Orbit – Torque*” (SOT). Este método de escrita usa corrente induzida no plano para inverter o estado da MTJ sem passar através da junção. A nova geometria de três terminais do dispositivo SOT separa a trajetória de escrita da trajetória de leitura, omitindo-se os problemas de confiabilidade encontrados na $STT – MTJ$ [35].

A estrutura básica destes dispositivos é composta por duas camadas FM separadas por um material isolante (I). Ambas camadas possuem uma magnetização intrínseca. A primeira camada FM (camada dura) com magnetização fixa, atua como referência, no entanto a segunda camada FM (camada mole) com magnetização livre, atua como camada de armazenamento, (figura 2.12). A magnetização da camada de armazenamento pode-se comutar entre dois estados estáveis, sendo paralelo (P) ou antiparalelo (AP) com respeito à camada de referência. Os elétrons podem tunelar através da barreira isolante (~ 1) nm quando se aplica tensão de polarização entre os dois eletrodos do dispositivo. A resistência TMR é baixa (ou alta) para uma configuração de magnetização P (ou AP). Os dispositivos baseados em materiais com anisotropia magnética perpendicular (PMA) apresentam uma melhor estabilidade térmica e escala em comparação com os dispositivos baseados em materiais com anisotropia magnética no plano (IMA) [36, 37].

Uma célula de memória SOT é uma MTJ fabricada em um canal de metal pesado com forte interação spin-órbita, no qual a camada livre está em contato direto com o canal do metal pesado. O torque de spin é induzido pela corrente no plano através do efeito de acoplamento spin-órbita em termos do efeito Rashba e/ou efeito Hall de spin (SHE) [38, 39]. Embora, uma deficiência particular é que um campo magnético externo é requerido para proporcionar comutação determinista [40]. A outra desvantagem deste tipo de memória em comparação com dispositivos de dois terminais é que demanda mais espaço e portanto uma menor densidade de área devido ao segundo transistor requerido para o processo de escrita [41].

Já que a trajetória de escrita e leitura é comum na comutação STT padrão, normal-

mente temos que $|\text{tensão de leitura}| < |\text{tensão de escrita}| < |\text{tensão de ruptura}|$. Mas, o principal inconveniente em *MRAM* baseadas em dispositivos *STT* é a interferência destes três domínios (ver figura 2.13(a)) pois temos um caminho comum de leitura e escrita através da junção. Assim, a confiabilidade das *MRAM* baseadas em tecnologia *STT* se deteriora dramaticamente. Por outro lado, a figura 2.13(b) mostra que apenas a interferência entre tensões de leitura e ruptura são importantes para o dispositivo com tecnologia *SOT* de três terminais, já que a operação de escrita se consegue independentemente por circulação de corrente no plano sem passar pela junção. É por isso que na figura 2.13(b) não representamos o domínio de tensão de escrita no mesmo gráfico já que a rota de escrita é independente e não interfere nem com o domínio da tensão de leitura nem com a tensão de ruptura.

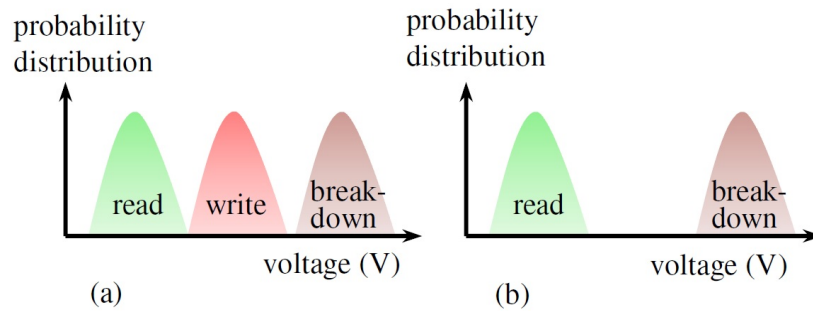


Figura 2.13: Distribuição de probabilidade de leitura, escrita e tensão de ruptura em operações *MRAM*, (a) *MRAM* baseada em *STT* e (b) *MRAM* baseada em *SOT*

Capítulo 3

Proposta: MRAM multinível baseada em vórtices com comutação assistida termicamente

A principal diferença entre nossa proposta e os tradicionais dispositivos de memória já existentes radica na configuração da magnetização das camadas de armazenamento e de referência. Até agora sempre se considerou magnetização lineal no plano das camadas *FM* destes dispositivos de memória, independentemente se o funcionamento do dispositivo se baseava no chaveamento por efeitos de campo magnético externo, ou por corrente atravessando pelas *MTJs*.

Nossa proposta considera a magnetização das camadas *FM* do dispositivo em configuração de vórtice. A principal vantagem desta configuração radica na possibilidade de deslocar o núcleo do vórtice magnético para uma posição desejada alterando sua configuração magnética. Esta modificação magnética pode ser lida e interpretada como um estado diferente do inicial. E já que podemos movimentar o núcleo do vórtice para um determinado número de posições diferentes, podemos considerar cada nova posição como um novo estado, possibilitando ter mais de um bit de informação por cada célula unitária de memória, aumentando consideravelmente a densidade de informação.

3.1 Paredes de domínio e vórtices magnéticos.

Os materiais ferromagnéticos estão divididos em domínios magnéticos. Estes domínios magnéticos são pequenas regiões de volume do material em que seus momentos magnéticos estão alinhados na mesma direção apresentando assim uma determinada magnetização. Em ausência de campo magnético externo, os domínios magnéticos de um material ferromagnético são orientados aleatoriamente, de modo que seus efeitos magnéticos se cancelam e a magnetização líquida medida externamente é identicamente nula.

Em domínios magnéticos, por razões termodinâmicas, a orientação dos momentos magnéticos locais muda gradualmente e não repentinamente entre um domínio e o adjacente. Por este motivo, a largura das paredes de domínio pode ser da ordem de uns 300 átomos, e como não há alinhamento perfeito, a parede sempre tem uma energia interna maior do que o interior do domínio.

A região que separa dois domínios magnéticos se denomina parede de domínio (DW). Normalmente há dois tipos de parede de domínio, tipo Bloch e tipo Néel, que diferem dependendo da forma em que a magnetização muda de um domínio magnético para outro. Nas paredes de Bloch (figura 3.1(a)) os momentos magnéticos giram mudando sua direção saindo do plano da magnetização dos domínios, e nas paredes de Néel (figura 3.1(b)) os momentos magnéticos giram no mesmo plano da magnetização dos domínios.

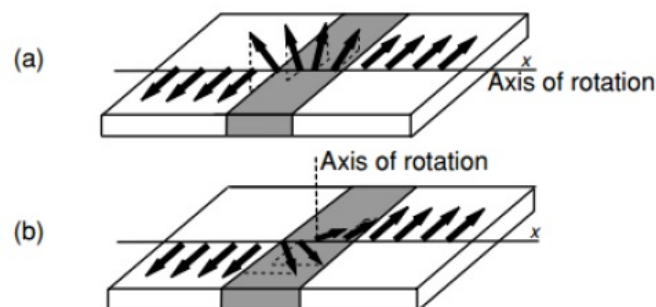


Figura 3.1: Parede de domínio (a) tipo Bloch, e (b) tipo Néel [42].

Em filmes ferromagnéticos, quando a espessura da amostra é pequena, a parede de Bloch se transforma em uma parede de Néel. Além disso um fenômeno interessante surge quando duas paredes de Néel se cruzam, nesta condição surge um vórtice magnético na

intersecção das paredes de Néel. Porém, o cruzamento de duas paredes de domínio não é a única forma de gerar um vórtice magnético, também podem ser observados em matérias ferromagnéticas com geometria cilíndricas cujo diâmetro seja da ordem dos nanômetros, nestas condições os domínios magnéticos se fecham, como apresentado na figura 3.2.

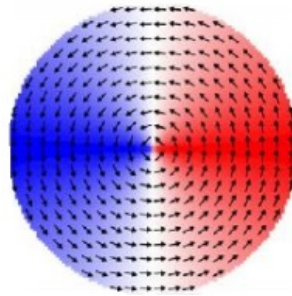


Figura 3.2: Vórtice magnético.

A figura 3.2 corresponde a um vórtice magnético, neste se observa uma região externa na qual os momentos magnéticos se orientam em torno da estrutura circular, diminuindo a energia dipolar, e uma região central (núcleo do vórtice) na qual os momentos magnéticos se orientam saindo do plano. O comportamento da magnetização em ambas regiões define duas características do vórtice; a polaridade, que está definida pelo sentido da magnetização do núcleo do vórtice (*up* ou *down*), e a quiralidade, que está definida pelo sentido da rotação da parte externa do vórtice, sendo no sentido horário ou anti-horário no plano de rotação. Desta forma um vórtice apresenta propriedades topológicas tridimensionais. Enquanto uma parede de domínio ao ser considerada apenas no plano apresenta propriedades topológicas bidimensionais.

3.2 MRAM multinível.

Como dito no capítulo anterior, a tecnologia *MRAM* empregada atualmente em geral possui a configuração apresentada na figura 3.3(a), funcionando sob dois modos de operação denominados “leitura” e “escrita”. Durante o modo de escrita, uma corrente elétrica (nas *STT – MRAM*) ou campo magnético (nas *MRAM – Toggle*) atravessa as camadas *FM* de modo a inverter a direção de magnetização da camada de armazenamento, que se torna paralela ou antiparalela à magnetização da camada de referência. Dependendo se a camada de armazenamento é paralela ou antiparalela em relação à camada de referência,

um “0” ou “1” é armazenado na camada de armazenamento. Durante o modo leitura, uma corrente elétrica é injetada através do dispositivo de modo a ler a sua resistência. Quando a magnetização entre as camadas de referência e armazenamento são paralelas, a resistência na junção é baixa, e quando a magnetização entre as camadas de referência e armazenamento são antiparalelas a resistência é alta, comparando com uma resistência de referência o valor armazenado na camada de armazenamento (“0” ou “1”) pode ser determinado.

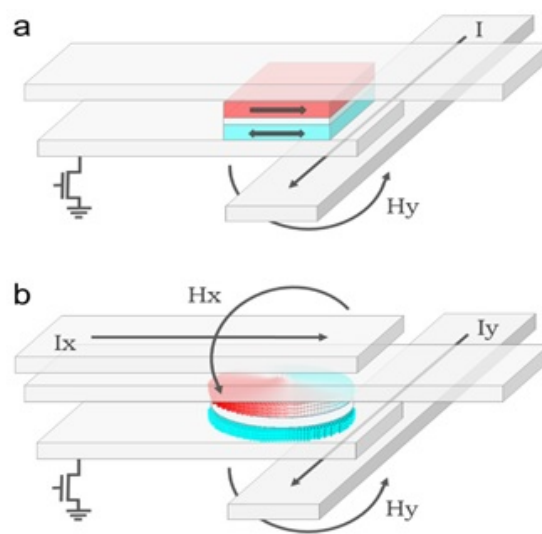


Figura 3.3: (a) Estrutura de uma *MRAM* convencional com corrente na linha inferior gerando o campo de escrita e (b) é o sistema proposto com os estados de magnetização em configuração de vórtice e a camada de referência em um domínio unidirecional. As correntes I_x e I_y nas linhas inferiores e superiores são responsáveis por gerar o campo de escrita e girar a magnetização da camada de referência [23].

Adicionando ao dispositivo descrito anteriormente uma camada antiferromagnética (*AFM*) em contato com a camada de armazenamento é possível fixar a direção da magnetização quando este se encontra no modo de leitura, tal que a informação armazenada na camada de armazenamento não seja modificada. Por outro lado, no modo de escrita, esta camada antiferromagnética é aquecida até ultrapassar a temperatura de Néel e se tornar paramagnética, permitindo modificar a informação gravada na camada de armazenamento. A temperatura de Néel é normalmente menor do que a temperatura de Curie do material ferromagnético mas tende a esta quando a duração do aquecimento é diminuída para alguns nanossegundos. A temperatura de Curie de um material ferromagnético é a temperatura na qual a ordem ferromagnética desaparece e que quando superada o

material se comporta como paramagnético.

Quando a temperatura do material antiferromagnético ultrapassa a temperatura de Néel, a direção da magnetização da camada de armazenamento pode então ser modificada já que não se encontra mais fixada pela camada antiferromagnética pois esta adquire comportamento paramagnético. Assim que a direção da magnetização da camada de armazenamento foi modificada pelas linhas de campo, o aquecimento na camada antiferromagnética adjacente é interrompido e esta adquire novamente um comportamento antiferromagnético. Assim a direção de magnetização da camada de armazenamento é fixada na direção que foi encontrada após o processo de escrita. Os dispositivos magnéticos compostos de tal camada antiferromagnética e que implementam um processo de aquecimento temporário desta camada, quando escrever informação é parte do dispositivo, são chamados de dispositivos “auxiliados termicamente”.

No atual estado da arte, dispositivos de escrita magnética auxiliados termicamente apresentam diversas desvantagens, como os campos intensos necessários para a escrita. Isto ocorre devido ao aumento na coercividade do material, causado por anisotropia devido à forma dos pilares ou armadilhas magnetostáticas em suas bordas. Estes efeitos hoje são minimizados pela fabricação de nanopilares em geometrias de disco ou elipses com filmes ferromagnéticos de baixa espessura, de modo a se obter uma magnetização unidirecional na direção do plano. No entanto, em uma determinada região de diâmetro e espessura, ao invés de um estado fundamental com magnetização composto de mono-domínios com magnetização uniforme arranjadas na direção do plano, o estado fundamental encontra-se em configuração de vórtice. Nas bordas curvadas, os spins estão fixos em uma configuração em sentido horário ou anti-horário e quando próximo do centro do disco, para minimizar a energia, os spins do núcleo do vórtice viram para a direção perpendicular ao plano [43].

No sistema proposto (figura 3.3(b)), ao invés dos estados usuais “0” e “1” medidos nos sistemas convencionais de memória, a mesma montagem de *MRAM* em configuração de vórtice pode fornecer vários estados diferentes. Isto é possível devido à fixação do núcleo do vórtice na camada de armazenamento, durante a fase de escrita, por acoplamento com

a camada antiferromagnética após um deslocamento do núcleo do vórtice sob um campo magnético aplicado na direção do plano. O processo de leitura é realizado através de uma medida de TMR na $MRAM$, enquanto um campo magnético circular faz com que a magnetização da camada de referência gire. A amplitude e a fase medidas são então relacionadas às diferentes posições do núcleo escritas na camada de armazenamento e o estado correlacionado.

3.3 Deposição da MTJ

O processo de nanofabricação foi realizado inteiramente no Laboratório Ibérico Internacional de Nanotecnologia - *INL* - Portugal. Este iniciou com a deposição do pilar para a MTJ (*stack*) em um substrato de *Si* de 200 mm de diâmetro (*wafers*), mediante técnica de “*Sputtering*”. No *INL* se usaram dois equipamentos controlados totalmente por computador para realizar estas deposições: O módulo Timaris Multi-Target (MTM) para deposição da MTJ e o módulo Timaris Four-Target (FTM) para depositar camadas de metalização e passivação. Estes módulos usam tecnologia de Deposição Dinâmica Linear (LDD) permitindo depositar filmes finos com espessuras diferentes no substrato e depositar filmes de ligas com gradientes de concentração ajustáveis através deste, já que o substrato se move em uma trajetória linear sob o alvo, durante o processo de deposição.

Usando o módulo Timaris MTM se depositou uma *stack* (ver figura 3.4) sobre um substrato de óxido de Silício com um gradiente de espessura para a camada isolante (MgO) como segue: $NO\ ETCH\ /5Ta\ /50CuN\ /5Ta\ /50CuN\ /5Ta\ /5Ru\ /20IrMn\ /2.0CoFe_{30}\ /0.7Ru\ /2.6CoFe_{40}B_{20}\ /MgO[(2-72)\Omega um^2]\ /2.0CoFe_{40}B_{20}\ /0.21Ta\ /7NiFe\ /0.5CoFe_{30}\ /6IrMn\ /10Ta\ /7Ru$. O número que precede cada elemento faz referência à espessura de cada material depositado expressada em nanômetros.

Como apresentado na figura 3.4, as primeiras camadas depositadas correspondem a materiais condutores que usaremos posteriormente como contato elétrico inferior para injetar corrente na MTJ . Posteriormente depositamos uma camada de 20 nm de material antiferromagnético (AFM) sendo este $IrMn$, responsável de fixar a configuração da camada de referência (SAF) após esta ser estabelecida. A continuação temos a camada de



Figura 3.4: Stack da MRAM depositada usando o módulo Timaris MTM no INL.

referência (*SAF*), composta por três filmes finos de *CoFe/Ru/CoFeBo*, a qual segue o comportamento já exposto nas seções 2.4 e 2.5. Por cima da *SAF* temos a *MTJ* que é uma camada isolante de *MgO*, esta foi depositada com um gradiente de espessura iniciando com uma resistividade de $2 \Omega\mu\text{m}^2$ na parte inferior da *wafers* (*bottom*) até $75 \Omega\mu\text{m}^2$ na parte superior da *wafers* (*top*) com respeito ao *notch* (ver figura 3.5). Posteriormente temos materiais *FM* que correspondem a nossa camada de armazenamento que estarão em configuração de vórtice, seguidos por uma camada *AFM* de *IrMn* de 6 nm encarregada de fixar a camada de armazenamento após ser escrita. Por último temos camadas de material condutor que serão usadas como contato elétrico superior para fechar o nosso circuito e permitir o passo da corrente injetada ao pilar desde o contato inferior.

Note-se que as duas camadas *AFM* usadas tanto para definir o estado da *SAF* como para prender a camada de armazenamento após esta ser escrita são de *IrMn*, mas com espessuras diferentes, 20 nm e 6 nm respectivamente. Isto pode ser possível uma vez que este material *AFM* (*IrMn*) apresenta temperatura de Néel dependente da espessura da camada depositada, a maior espessura, maior será sua temperatura de Néel. Desde modo

podemos usar o mesmo material *AFM* garantindo que podemos acessar e modificar os estados da *SAF* e da camada de armazenamento independentemente usando a temperatura adequada dependendo de cada caso.

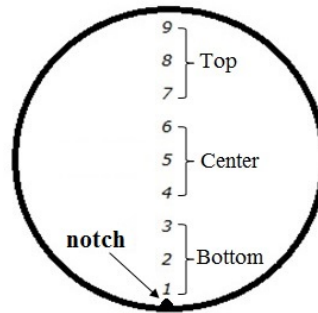


Figura 3.5: Disposição da *wafer*.

3.4 Caracterização da MTJ

A espessura da camada isolante de *MgO*, correspondente à *MTJ*, está determinada pelo produto da sua resistência por área (*RA*), quando menor espessura, menor sua *RA* ($2 \Omega\mu\text{m}^2$, pontos marcados como 1, 2 e 3 na figura 3.5), e assim por diante até chegar ao *top* da *wafer* (pontos marcados como 7, 8 e 9 na figura 3.5) correspondente a sua maior *RA* ($75 \Omega\mu\text{m}^2$). Este gradiente de espessura foi depositado para caracterizar a barreira túnel (*MgO*) mediante técnicas de magnetometria de amostra vibrante (*VSM – vibrating sample magnetometer*) e corrente de tunelamento no plano (*CIPT – Current – In – Plane Tunneling*) e assim estabelecer a espessura (*RA*) que se usará na fabricação do dispositivo de memória.

3.4.1 Magnetometria de amostra vibrante - VSM

Na magnetometria de amostra vibrante (*VSM*) a amostra é inserida em uma região com um campo magnético uniforme criado por um eletroímã. Uma unidade de vibração mantém a amostra em um movimento oscilatório na direção perpendicular ao campo magnético externo com uma frequência da ordem dos 70Hz . A vibração muda periodicamente o fluxo magnético que passa por bobinas sensoras próximas, induzindo uma força eletromotriz (lei de Faraday) nas mesmas. Assim, as bobinas sensoras recolhem o sinal

elétrico usado para medir o momento magnético total da amostra em função do campo magnético externo.

Usando um magnetômetro de amostra vibrante (DMS model 880), se realizaram medidas em três regiões diferentes da *wafers* (*bottom*, *center*, *top*, ver figura 3.5). A primeira região medida com a técnica de *VSM* foi a parte inferior da *wafers* (*bottom*), onde a relação *RA* é a menor. A curva de magnetização em função do campo magnético aplicado obtida é apresentada na figura 3.6(a), nesta figura podemos apreciar uma típica curva de histerese magnética onde a magnetização aumenta de forma discreta quando o campo aplicado é incrementado. Este comportamento pode-se relacionar com que a espessura da *MTJ* não é espessa suficiente para desacoplar as duas camadas *FM* presentes por cima e por baixo da barreira túnel, portanto nesta região as duas camadas *FM* separadas pela junção túnel se comportam como se fosse apenas uma camada espessa de material *FM* e não se observa corrente tunelando pela junção.

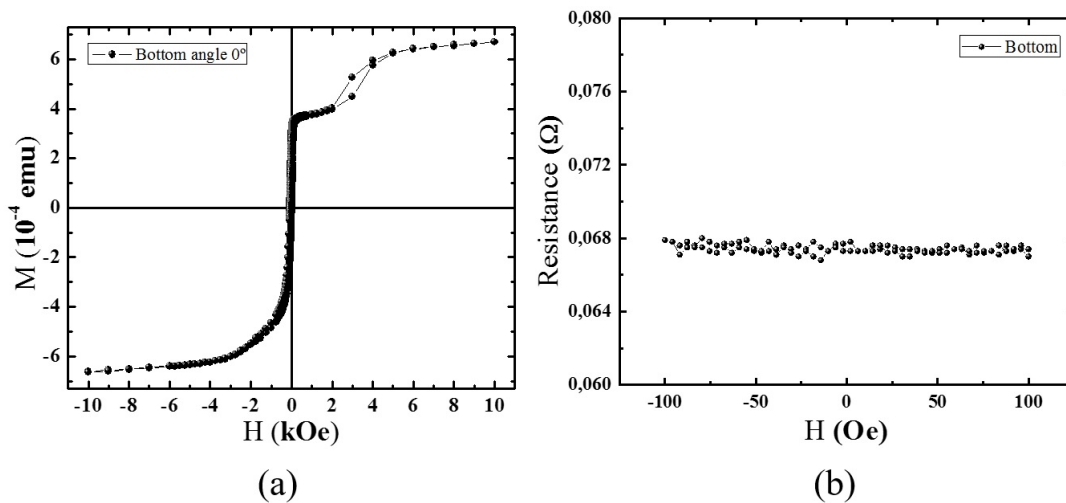


Figura 3.6: Medidas de *VSM* para a *MTJ* na região inferior da *wafers*, em (a) se apresenta a magnetização em função do campo magnético, e em (b) a resistência em função do campo magnético.

Adicionalmente na figura 3.6(b) se mostra o comportamento da resistência em função do campo magnético, nesta curva podemos ver que não existe nenhuma variação da resistência com o campo, esta se mantém sempre constante e próxima do zero, isto devido a que as duas camadas *FM* não estão desacopladas e giram conjuntamente com o campo magnético aplicado, de modo a se manter sempre na configuração paralela, que como visto

anteriormente corresponde a um estado de baixa resistência.

Posteriormente se realizaram medidas de magnetização e resistência em função do campo magnético na região central (*center*) e superior (*top*) da *wafer*, os resultados obtidos são apresentados na figura 3.7. As curvas mostradas nas figuras 3.7 (a) e (c) correspondem ao comportamento da magnetização em função do campo magnético para as medidas realizadas no “*center*” e no “*top*” da *wafer* respectivamente, nestas curvas observamos a presença de um salto abrupto de magnetização negativa para positiva quando se atinge um determinado valor de campo magnético externo próximo do zero, isto indica que as duas camadas *FM* (livre e de referência) separadas pela *MTJ* estão desacopladas

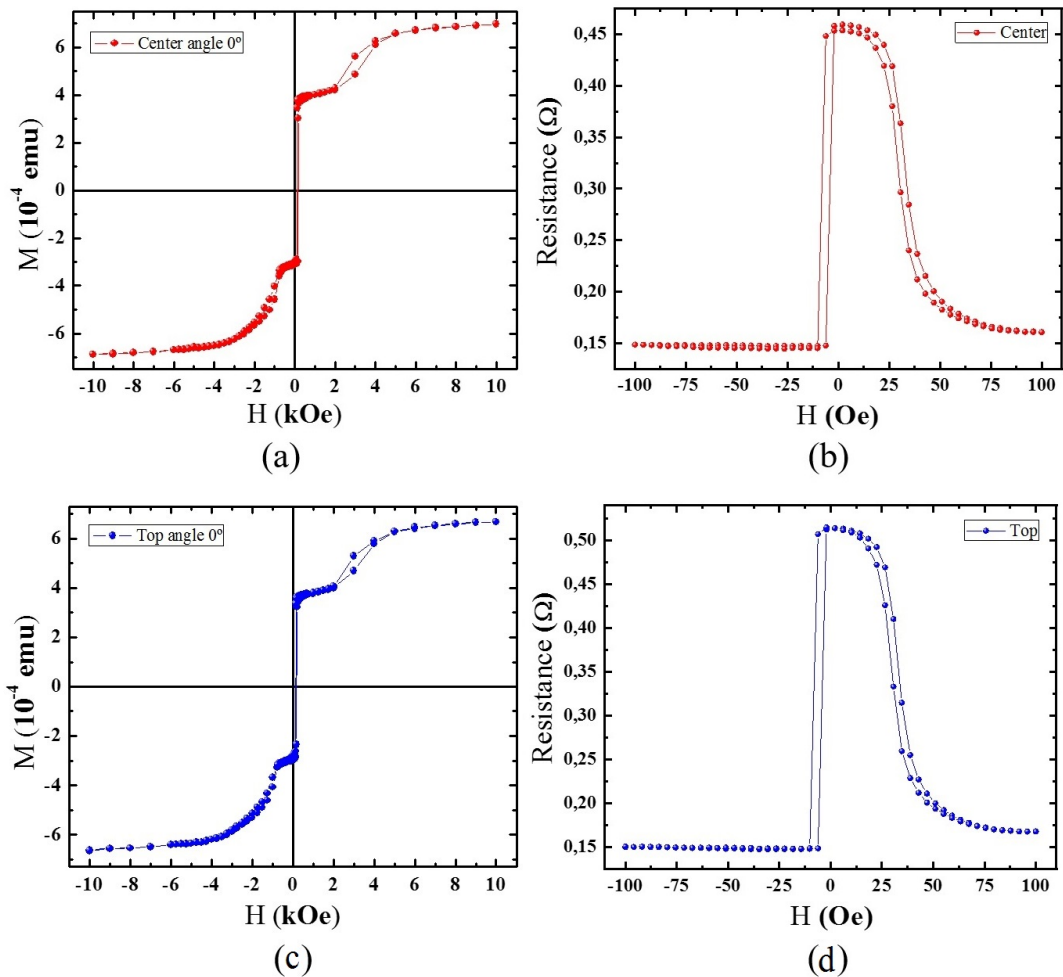


Figura 3.7: Medidas de *VSM* para a *MTJ* na região *center* e *top* da *wafer*. As curvas de magnetização em função do campo magnético são apresentadas em (a) e (c) para a região *center* e *top* respectivamente, e a variação da resistência em função do campo magnético é mostrada em (b) e (d) para a região *center* e *top* respectivamente.

e podem agir uma independentemente da outra, podendo assim ter configurações de magnetização paralela (P) ou antiparalela (AP) entre elas dependendo do campo magnético que estas experimentam, efeito que se manifesta em uma variação da resistência de acordo com a sua orientação relativa (P ou AP). Nas figuras 3.7 (b) (*center*) e (d) (*top*) podemos ver a variação da resistência em função do campo magnético para este sistema, estas curvas apresentam dois estados possíveis, um de baixa resistência para o caso em que a orientação entre as camadas FM é P , e um estado de maior resistência para o qual a orientação entre as camadas FM é AP .

3.4.2 CIPT - Current-In-Plane Tunneling

Nas medidas *CIPT*, a resistência (de folha) de uma amostra é medida usando um método de sonda de quatro pontas. Se uma corrente é enviada através da amostra por duas sondas (I_+ e I_-), a resistência desta amostra pode ser calculada desde a queda de tensão induzida entre outras duas sondas (V_+ e V_-).

Se a amostra é uma *MTJ* (ver figura 3.8), um campo magnético externo é aplicado para medir a resistência nas duas configurações (P e AP) da *MTJ* e cada medição de resistência é feita em um espaçamento diferente entre as sondas. Adicionalmente existem importantes considerações com respeito ao intervalo de espaçamento entre estas sondas. Para filmes finos, a resistência volumétrica específica é dada por:

$$R = \frac{\rho L}{Wt} = R_s \frac{L}{W} \quad (3.1)$$

Onde L é o comprimento, W a largura, t a espessura, ρ a resistividade e $R_s = \rho/t$ a resistência de folha do material. Nas duas camadas FM , a resistência aumenta com o espaçamento entre as sonda ($R \propto L$). No caso da barreira isolante (*MTJ*), o aumento do espaçamento entre as sondas aumenta a seção na qual a corrente elétrica pode passar por tunelamento entre as camadas FM , portanto a resistência diminui ($R \propto (Wt)^{-1}$). Abaixo de um certo limite de espaçamento entre as sondas (figura 3.8(a)), a resistência da camada FM superior é muito menor que a resistência da barreira isolante, de modo que toda a corrente elétrica flui através da camada FM superior. A figura 3.8(b) mostra o

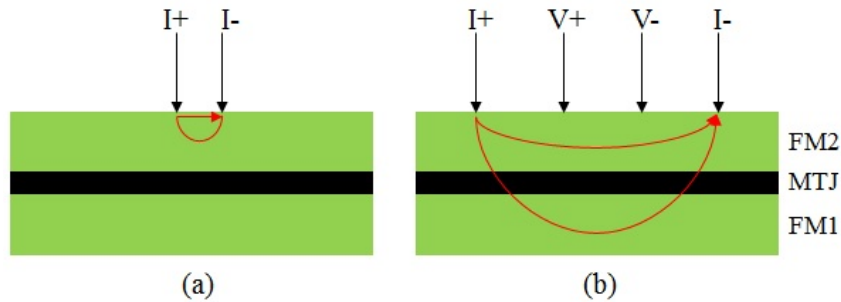


Figura 3.8: Ilustração das medições *CIPT*, representando os dois limites de espaçamento das sondas. (a) As sondas estão muito próximas e, portanto, a corrente flui somente através da camada *FM* superior. (b) O grande espaçamento das sondas cria uma propagação paralela de corrente através das duas camadas *FM*

limite oposto no qual a resistência da barreira isolante é muito menor que a resistência das camadas *FM*, de modo que a corrente flui principalmente através das duas camadas *FM* em uma configuração de resistores paralelos. Nas duas situações limite, a *TMR* não pode ser medida. No caso representado na figura 3.8(a), para ambas configurações da *MTJ*, a resistência medida não muda porque a corrente flui apenas através da camada *FM* superior. Na figura 3.8(b), a contribuição da barreira isolante para a resistência geral da junção é muito pequena para ver uma diferença de resistência significativa para diferentes configurações da *MTJ*. No entanto, é possível medir a *TMR* para um espaçamento intermediário das sondas, cujo comprimento de escala é fornecido por [44]:

$$\lambda = \sqrt{\frac{RA}{R_T + R_B}} \quad (3.2)$$

Sendo RA o produto da área pela resistência da *MTJ* e R_T e R_B a resistência de folha das camadas *FM* superior e inferior, respectivamente.

Este método *CIPT* foi proposto por Worledge no ano 2003 [44], onde é possível derivar uma solução analítica que descreve o *CIPT*, na qual a resistência da *MTJ* é dada por:

$$R = \frac{R_T R_B}{2\pi(R_T + R_B)} \left[\frac{R_T}{R_B} \frac{K_0}{\lambda} (a + d - c - d) + \ln\left(\frac{bc}{ad}\right) \right] \quad (3.3)$$

Onde K_0 é a função de Bessel modificada do segundo tipo de ordem zero. Considerando as quatro sondas utilizadas nas medições, a é a distância entre I_+ e V_+ , b entre

I_+ e V_- , c entre I_- e V_+ e d entre I_- e V_- . A figura 3.9 mostra os dados experimentais do *CIPT* obtidos no INL. O testador *CIPT* possui doze eletrodos cantilever com espaçamento variável, até 750 nm. A solução analítica da equação 3.3 é usada para ajustar os dados experimentais usando TMR , RA , R_t , R_b e λ como parâmetros de ajuste que caracterizam a *MTJ*.

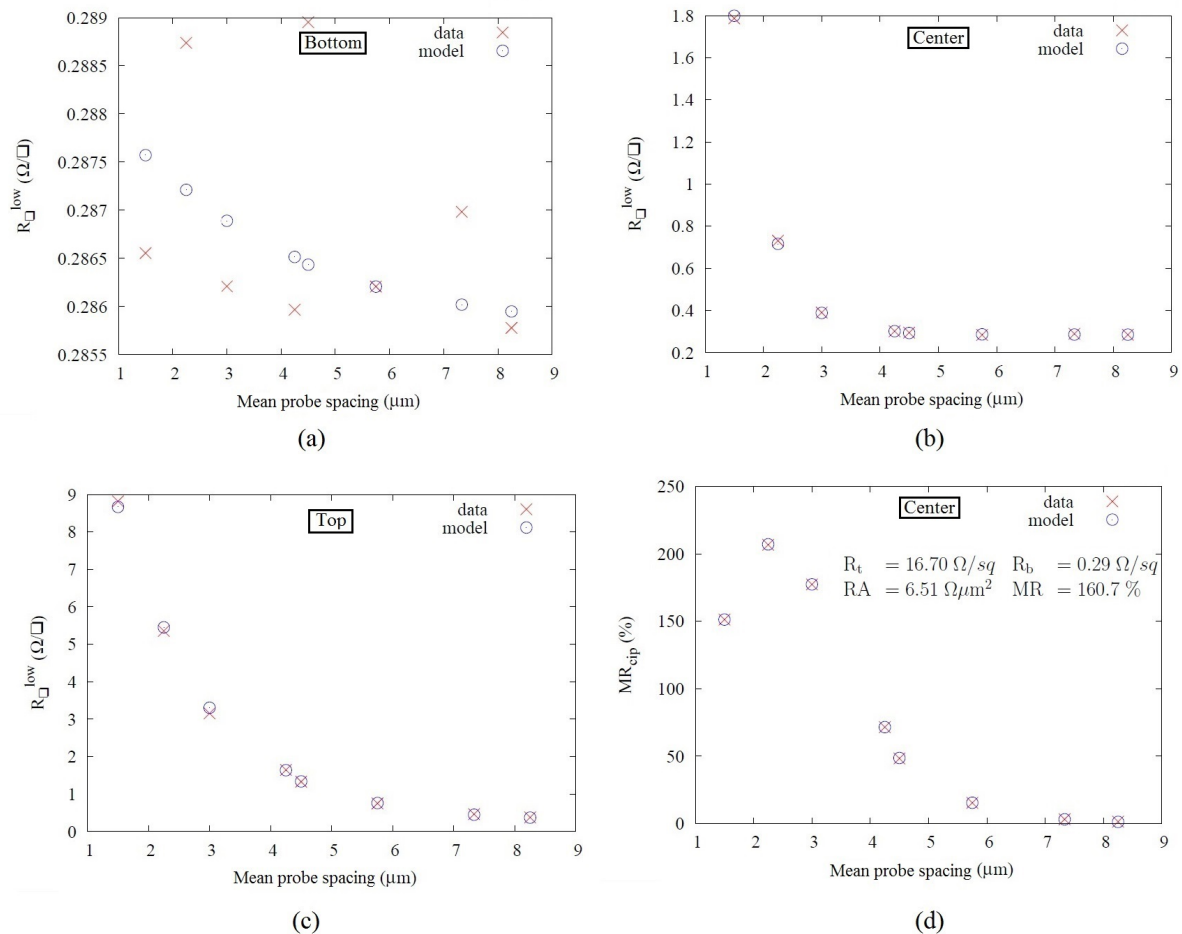


Figura 3.9: Dados experimentais obtidos utilizando o método *CIPT* e respectivo ajuste com o modelo teórico [44]. R_{\square} refere-se à resistência de folha da *MTJ* na configuração paralela e MR_{cap} é a magnetorresistência no plano medidas em função do espaçamento das sonda.

Na figura 3.9 (a), (b) e (c) se apresentam os resultados obtidos nas medidas *CIPT* da variação da resistência em função do espaçamento entre as sondas para a barreira túnel de *MgO* nas regiões *bottom*, *center* e *top* da *wafers* respectivamente, e na figura 3.9(d) se apresenta a variação da *TMR* (dada em porcentagem) em função do espaçamento entre as sondas na região central (*center*), onde as curvas das medidas experimentais usando a técnica *CIPT* estão simbolizadas por X e as curvas dos dados do modelo teórico resultante da solução analítica da equação 3.3 estão simbolizados por O.

Na figura 3.9(a) (*bottom*) correspondente à menor relação RA ($\sim 2 \Omega\mu\text{m}^2$) podemos ver que as medidas experimentais distam do esperado no modelo teórico, isto evidencia que a espessura da MTJ é muito fina para conseguir desacoplar as duas camadas FM , atuando estas como se fossem uma única camada espessa de material FM , e reafirmando o resultado obtido na medida de VSM apresentado na figura 3.6(a) e por tanto não temos resposta de TMR como mostrado na figura 3.6(b).

As figuras 3.9 (b) e (c) correspondem a uma relação RA de $6.51 \Omega\mu\text{m}^2$ e $47 \Omega\mu\text{m}^2$ respectivamente, nestas figuras podemos ver que a curva obtida experimentalmente se ajusta bastante bem ao modelo teórico em ambos casos, de forma que podemos usar uma relação RA compreendida entre as usadas nas regiões *center* e *top* da *wafers*, este resultado também corrobora o obtido nas medidas de VSM apresentadas na figura 3.7 para estas duas regiões da *wafers*.

Por último na figura 3.9(d) se mostra a medida da TMR em função do espaçamento entre as sondas na região *center*, na qual pode-se ver que se ajusta ao modelo teórico da técnica usada, de esta medida obtemos que nossa *stack* nesta região apresenta uma magnetorresistência túnel de 160.7%.

Com estes resultados conseguimos caracterizar e avaliar a funcionalidade da *stack* depositada (ver figura 3.4) e identificar a relação RA da MTJ para obter efeito de magnetorresistência túnel, e procedemos a depositar uma nova *stack* sob uma *wafers* de Silício (Si) com uma camada de 300 nm de SiO_2 que isolará a nossa *stack* do substrato de Si . A deposição foi feita com as mesmas camadas e condições da *stack* avaliada, mas, nesta vez com uma barreira isolante (MTJ) uniforme de MgO , que de acordo a nossa caracterização a MTJ adequada para nosso estudo obedeceu uma relação RA de $7 \Omega\mu\text{m}^2$, o que corresponde a uma espessura de material isolante de aproximadamente 6 nm.

Contudo a *stack* se depositou como segue: $NO\ ETCH /5Ta /50CuN /5Ta /50CuN /5Ta /5Ru /20IrMn /2.0CoFe_{30} /0.7Ru /2.6CoFe_{40}B_{20} /MgO[7\Omega\mu\text{m}^2] /2.0CoFe_{40}B_{20} /0.21Ta /7NiFe /0.5CoFe_{30} /6IrMn /10Ta /7Ru$. E continuamos com o processo de

nanofabricação dos pilares usando técnicas de litografia e posteriormente caracterizamos a *MRAM* proposta.

3.5 Processo de nanofabricação do dispositivo de memória proposto

O processo de nanofabricação da nossa memória magnética foi realizado na sala limpa do *International Iberian Nanotechnology Laboratory – INL* mediante técnicas de litografia tanto eletrônica como de laser óptico, sendo necessários em total oito processos litográficos, dois dos quais foram de litografia eletrônica e seis de litografia óptica. A diferença relevante entre estes dois métodos de litografia é a resolução fornecida pelas diferentes técnicas, tendo a litografia eletrônica uma resolução de até 7 nm, no entanto a litografia óptica consegue ter resolução máxima de 1 μm . A primeira etapa no processo de litografia é depositar o fotorresister sob a *wafer* com uma *stack* definida. Após ter depositado uma fina camada de fotorresister na *wafer*, existem dois modos de transferir um padrão predefinido por uma máscara impressa no fotorresister: corrosão (*etching*) e *lift – off*, em nosso projeto apenas foi usada a técnica de *etching*, esquematizada na figura 3.10, usando um plasma de argônio (*Ion – Milling*) para transferência do padrão, onde íons de *Ar* são acelerados a partir de uma fonte para a superfície do substrato, re-

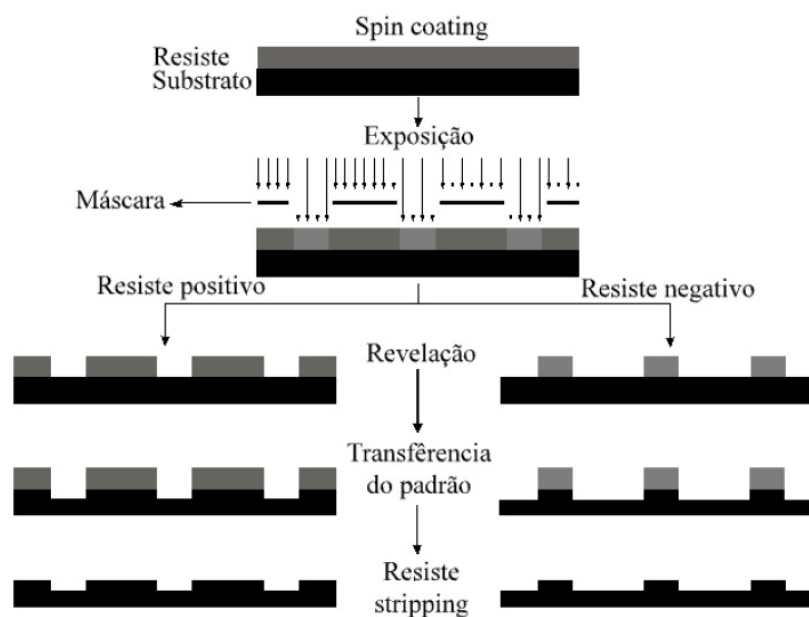


Figura 3.10: Processo litográfico mediante *etching* usando fotorresiste positivo e negativo.

movendo o material, usamos esta técnica por ser mais limpa e por fornecer uma resolução maior em comparação com a obtida mediante técnica de *lift-off*.

3.5.1 Definição do nanopilar.

Tendo nossa *stack* definida iniciamos depositando uma camada sacrificial de 230 nm de Nitrato de Titânio Tungstênio (*TiWN*) para evitar oxidação da camada superficial e para ter uma margem de erro no processo de planarização que explicaremos posteriormente. A primeira litografia realizada (*L1*) foi apenas para delimitar a região de trabalho na *wafers* e realizou-se mediante litografia óptica, nesta etapa se fez uma corrosão usando o *Ion-Milling* até atingir o óxido de silício da *wafers*, com objetivo de isolar as áreas nas quais vamos a definir nossos dispositivos e estes fiquem independentes uns dos outros evitando curto circuito na hora de passar corrente pelo pilar.

Com a segunda litografia (*L2E*) definimos os pilares (*MTJ*) (ver figura 3.11), esta foi uma litografia eletrônica, já que queremos definir pilares circulares entre 75 nm e 500 nm de raio e apenas com litografia de elétrons se consegue esta resolução. A corrosão mediante *Ion-Milling* nesta litografia foi feita até atingir o tântalo (*Ta*) presente nas primeiras camadas do pilar (ver figura 3.4), esta camada de tântalo na base do pilar vai ser usada como contato inferior para conectar uma fonte de corrente que usaremos nas medidas de caracterização de nosso dispositivo de memória.

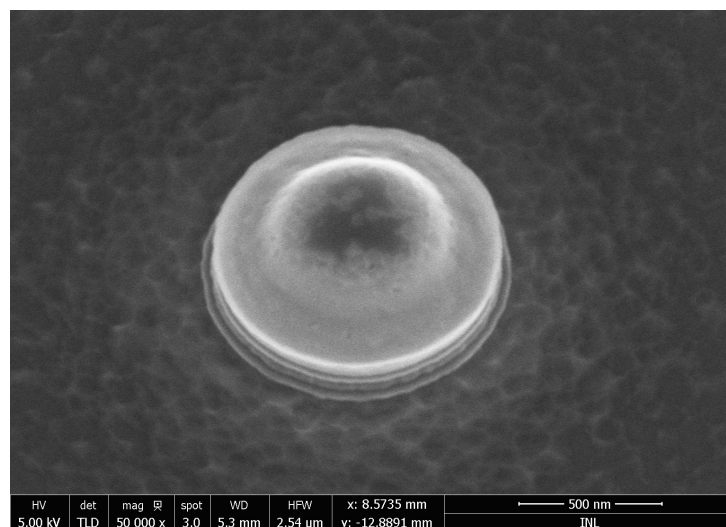


Figura 3.11: Pilar definido (*MTJ*) por litografia eletrônica.

A figura 3.11 corresponde a uma imagem de um dos pilares definidos mediante $L2E$ após corrosão mediante $Ion - Milling$ obtida por microscopia eletrônica de varredura (SEM) e a figura 3.12 corresponde às curvas obtidas no espectrômetro de massas ($secondary\ ion\ mass\ spectroscopy - SIMS$) durante a corrosão, neste espectro podemos ver que a corrosão foi suspensa quando se atingiu a terceira camada (de cima para baixo na $stack$) de tântalo (curva azul), já que precisamos que a base do pilar seja de um material condutor que será usado como contato elétrico inferior.

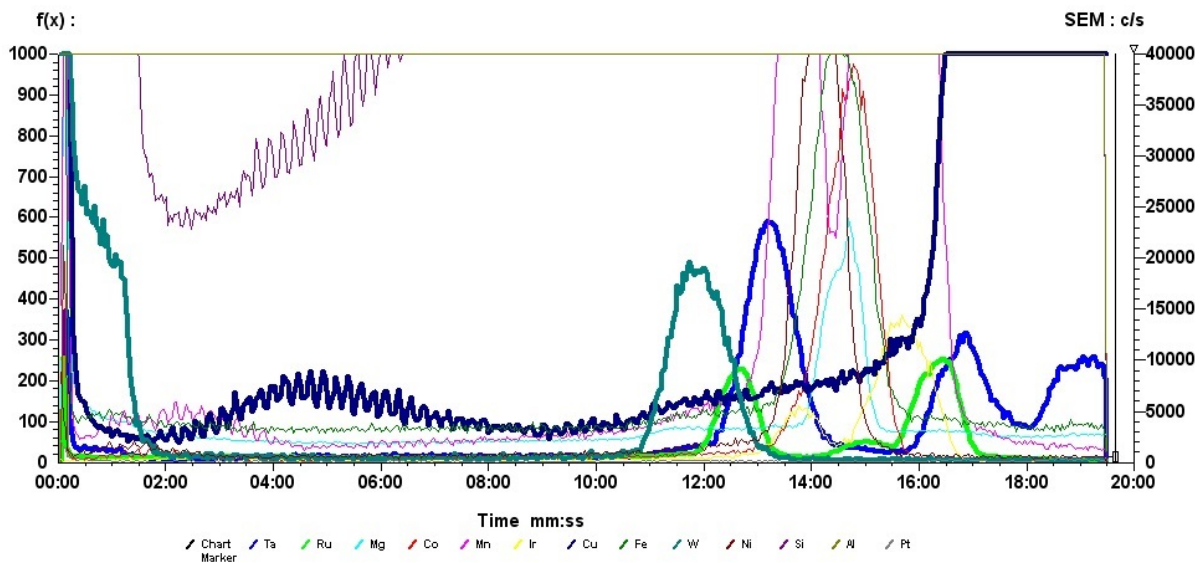


Figura 3.12: Espectro de massas (SIMS) durante a corrosão da $stack$, suspensa ao atingir o terceiro pico de Ta .

Uma vez definidos os pilares sobre uma base metálica, teremos que realizar contatos tanto por cima como por baixo deles, para assim conseguir injetar corrente na MTJ , requerida no processo de leitura da $MRAM$. Para isso cobrimos toda a $wafers$ com uma camada espessa de material isolante, usamos 800 nm de SiO_2 (figura 3.13 (a) e (b)) depositados mediante CVD ($Chemical\ Vapor\ Deposition$) e posteriormente planarizamos usando $Ion - Milling$ com ângulo de 10° , corroendo a camada isolante de SiO_2 até conseguir liberar apenas o topo dos pilares que utilizaremos para realizar os contatos superiores (figura 3.13(c) e (d)).

Na figura 3.13(a) observamos uma representação esquemática de um pilar imerso em uma camada espessa de material isolante, aproximadamente 800 nm de SiO_2 (792 nm medidos no NanoCalc). Esta deposição de SiO_2 entre os pilares se realiza procurando

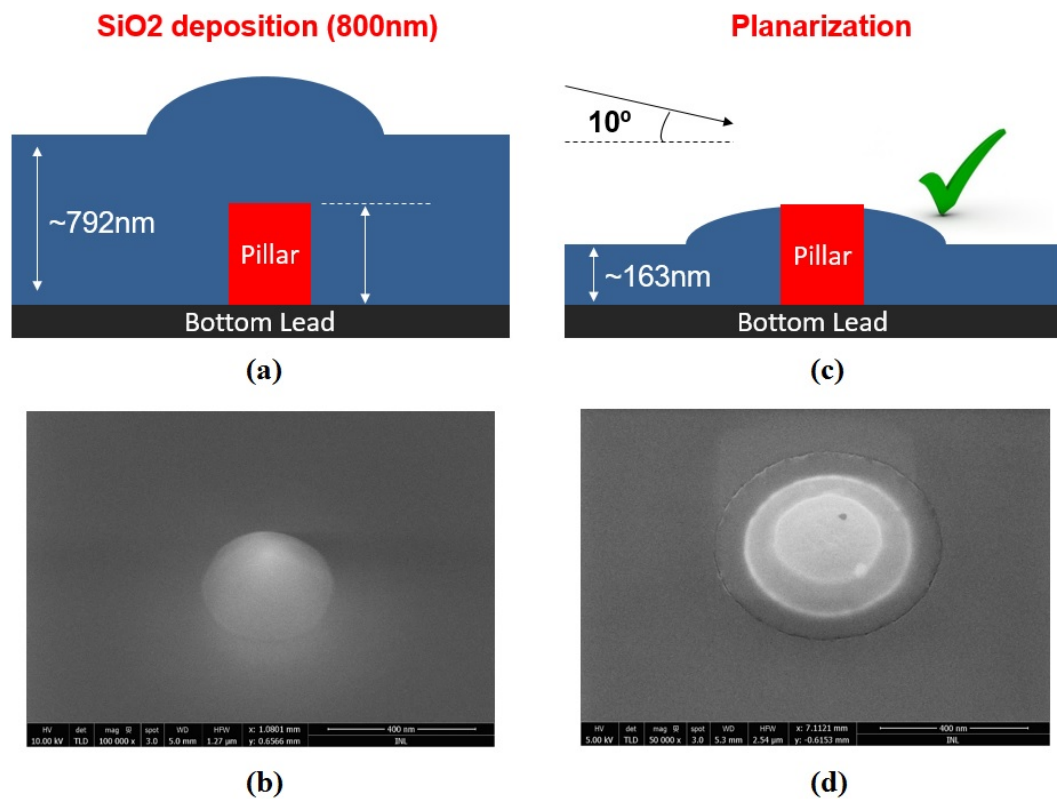


Figura 3.13: Pilar no processo de planarização.

isolar eletricamente tanto os pilares definidos como os contatos superiores e inferiores de cada um deles, assim como para proteger as paredes laterais da *MTJ* da corrosão do *Ion – Milling* que usaremos para definir as estruturas dos contatos elétricos nas seguintes litografias. Esta camada de *SiO₂* também servirá para estabelecer uma base sobre a qual se depositará material metálico para os contatos elétricos superiores. Como a deposição do *SiO₂* é uniforme e conformal, esta segue o perfil do pilar, e é de esperar que após depositar a camada isolante se forme uma bolha acima de cada pilar como mostrado na figura 3.13(b) (figura obtida mediante microscopia SEM).

A ideia da planarização é eliminar a camada isolante mediante *Ion – Milling* de alta energia com ângulo rasante 10° até atingir o topo do pilar, como esquematizado na figura 3.13(c). Lembrando que acima da nossa “*stack*” depositamos uma “camada sacrificial” de 230nm de *TiWN* usamos o *Ion – Milling* monitorizando o espectro SIMS até atingir a metade da camada sacrificial, nesse ponto paramos o plasma de argônio do *Ion – Milling* pois já teremos liberado o topo do pilar, como apresentado na figura 3.13(d) obtida por microscopia *SEM*, na qual podemos ver que a superfície do pilar está exposta e com isso

finalizamos o processo de planarização.

3.5.2 Definição dos contatos.

A terceira ($L3$) e quarta ($L4$) litografia são para definir a região do contato inferior (bottom-contact) e abrir a via através do SiO_2 depositado na planarização até atingir este contato respectivamente, a figura 3.14 mostra o bottom-contact e um zoom na região central onde esta nossa MTJ .

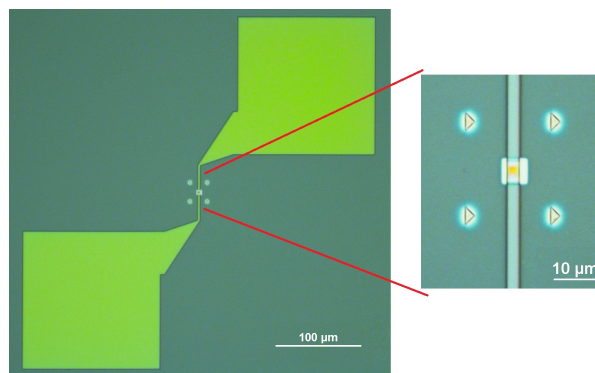


Figura 3.14: Bottom-contat da MTJ

A quinta litografia ($L5$) é usada para definir uma região para contatar a MTJ por cima (top-contact), para isso primeiro metalizamos a *waf*er com uma fina camada de 15 nm de $TiWN$ e posteriormente com $L5$ definimos um quadrado de $5 \mu m$ de lado acima da MTJ que será contatado posteriormente. O problema que estamos por enfrentar é a possibilidade de ter um curto circuito entre o bottom-contact e o top-contact, por esta razão antes de depositar a camada metálica usada para o top-contact criamos esta pequena área condutora acima de nosso pilar, já que será mais fácil de contatar em comparação com a cabeça de nosso pilar (que é da ordem dos nanômetros), para posteriormente depositar uma camada de 400 nm de SiO_2 para isolar nosso bottom-contact do top-contact, assim nosso top-contact estará suportado pela camada de óxido, e usando um material condutor que não oxide e não difunda, como o $TiWN$, podemos definir nosso top-contact. Porém, antes de definir este top-contact teremos que abrir uma via através dos 400 nm de SiO_2 para contatar a cabeça do pilar que agora esta definida pelo quadrado de $5 \mu m$ de lado, para isso usamos a sexta litografia ($L6E$). Esta é a segunda litografia eletrônica, já que precisamos de boa resolução para atingir o topo do pilar.

Na figura 3.15 temos duas imagens de microscopia ótica nas quais podemos apreciar o bottom-contact e a região metálica definida por $L5$, assim como a via que foi aberta com $L6E$. Embora, as imagens ópticas não garantem que a via esteja contatando a região metálica acima do pilar, para isso temos as outras duas imagens obtidas por microscopia eletrônica de varredura, nas imagens SEM podemos observar a via feita com $L6E$ e fazendo zoom no meio dessa via podemos ver a região metálica que esta sobre o pilar.

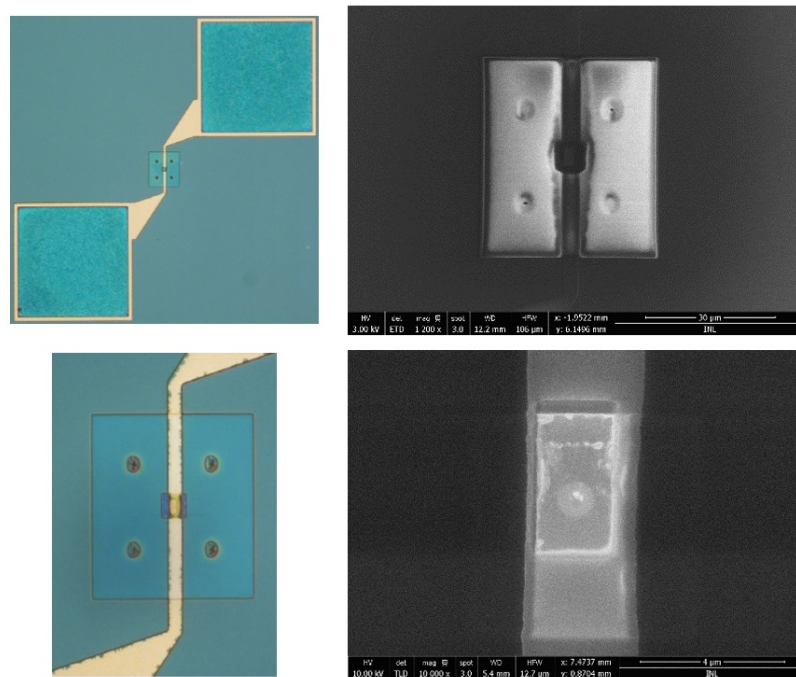


Figura 3.15: Imagem da MTJ após $L6E$, usada para abrir a via através do oxido até atingir o topo do pilar.

Tendo as vias do top-contact abertas podemos metalizar a nossa *wafers* com uma camada de 430 nm de $TiWN$ e definir mediante a sétima litografia ($L7$) os respectivos contatos. A figura 3.16 mostra uma imagem do nosso dispositivo com o pilar contatado por cima e por baixo, os quatro quadrados são utilizados para injetar corrente no pilar usando um sistema de quatro pontas, onde vamos a passar corrente por dois destes contatos e medir a queda de tensão nos outros dois.

Tendo contatado nosso pilar, fica faltando construir as linhas de campo, que usaremos tanto para deslocar o núcleo do vórtex no processo de escrita da memória, assim como para gerar um campo rotativo na camada de referência no processo de leitura da memória.

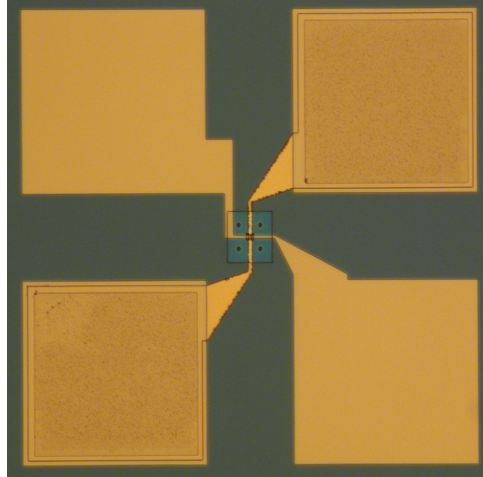


Figura 3.16: Imagem da *MTJ* com os contatos acima e embaixo do pilar.

Para construir as linhas de campo primeiro depositamos uma camada de 400 nm de Al_2O_3 por toda a *wafers* para não ter curto entre as linhas de campo e os contatos do pilar, pois estas linhas de campo também passaram por cima do pilar. Posteriormente depositamos 430 nm de *TiWN* e usando a oitava litografia (*L8*) definimos as linhas de campo com seus respectivos contatos.

A figura 3.17 mostra o resultado após a oitava litografia, nesta foram desenhadas duas linhas de campo, uma vertical e outra horizontal passando por cima da *MTJ*, cada uma destas duas linhas de campo está ligada a três contatos, que serão usados para injetar corrente que passará pelas linhas de campo para induzir mediante indução de Faraday campos magnéticos usados nos processos de leitura e escrita da memória. Nesta figura também podemos ver uma imagem *SEM* das linhas de campo acima do pilar. Tendo assim nosso dispositivo terminado.

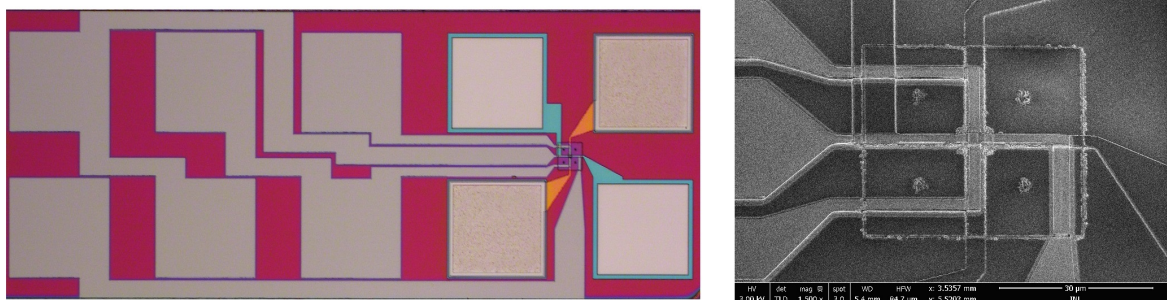


Figura 3.17: Dispositivo com linhas de campo e contatos por cima e por baixo da *MTJ*

Capítulo 4

Medidas e resultados experimentais do dispositivo de memória MRAM.

Após ter o nosso dispositivo de memória concluído montamos um sistema experimental de medida, que permite ler e escrever nossa *MRAM*. Para isso usamos uma *probe station* como a apresentada na figura 4.1, junto com um programa desenvolvido em LabVIEW (ver figura 4.2), que controla mediante porta GPIB diferentes fontes de corrente e tensão (keithley 2401, keithley 230) além de um gerador de campo magnético (Kepco model BOP 20-20M) e um multímetro (keithley 2000).

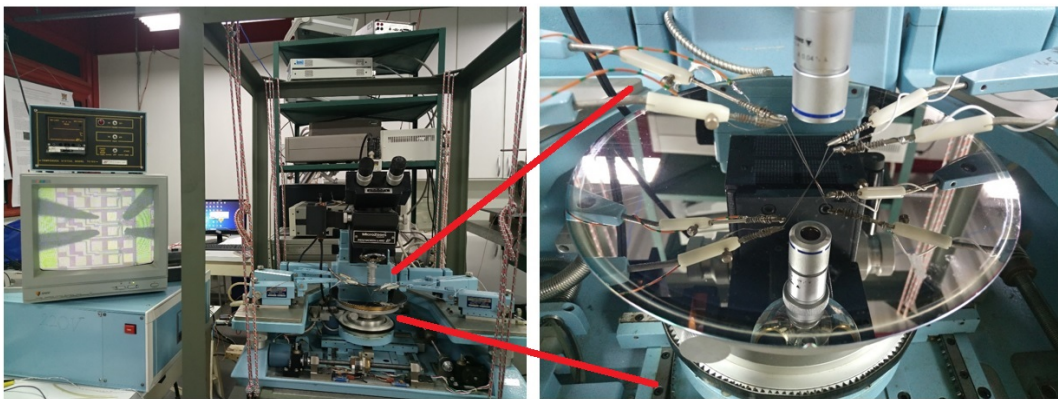


Figura 4.1: Probe-Station usada em nosso sistema de medida.

Em nossa primeira tentativa testamos tanto os contatos superior e inferior do pilar assim como as linhas de campo magnético, as quais tem a capacidade de suportar corrente de até 100 mA gerando campos de até 70 Oe. A montagem experimental das sondas usadas é apresentada na figura 4.3, onde 4 pontas são usadas para atingir o pilar (2 para aplicar

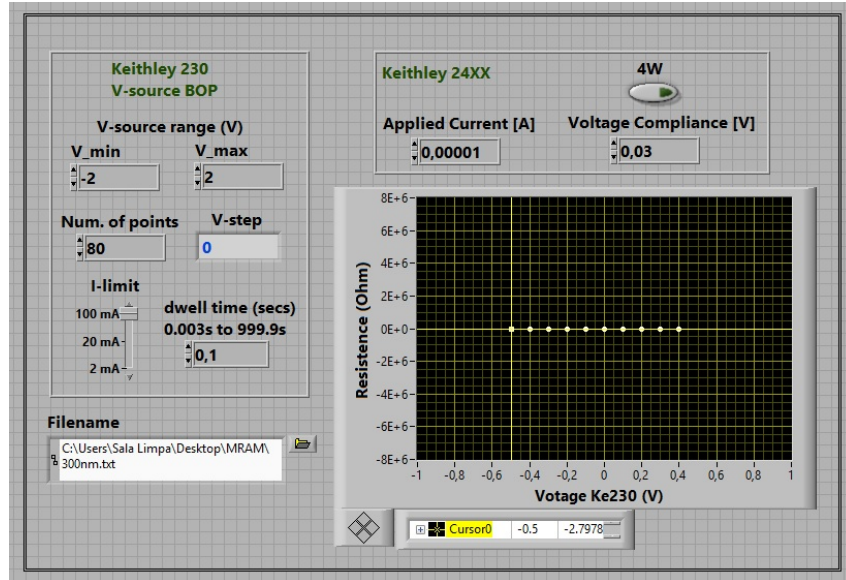


Figura 4.2: Interface de usuário desenvolvida em LabVIEW.

corrente e 2 para ler a queda de tensão no pilar) e as outras 4 são para aplicar corrente nas linhas de campo para assim gerar campo magnético acima do pilar mediante lei de indução de Faraday tanto na direção horizontal (2 pontas) como vertical (2 pontas).



Figura 4.3: Sistema de pontas nos *pads* do dispositivo de memória.

Já que todos os contatos e linhas condutoras foram feitos com $TiWN$, material condutor ôhmico, caracterizamos todos os contatos a ser usados mediante uma curva de corrente em função da tensão, o resultado obtido é apresentado na figura 4.4. Nesta curva podemos ver o comportamento ôhmico dos contatos a usar e que a resistência que oferecem ao passo

da corrente é de 8Ω . Se usaram diferentes faixas de corrente até verificar que a corrente máxima que suportam estas trilhas ôhmicas é de 100 mA.

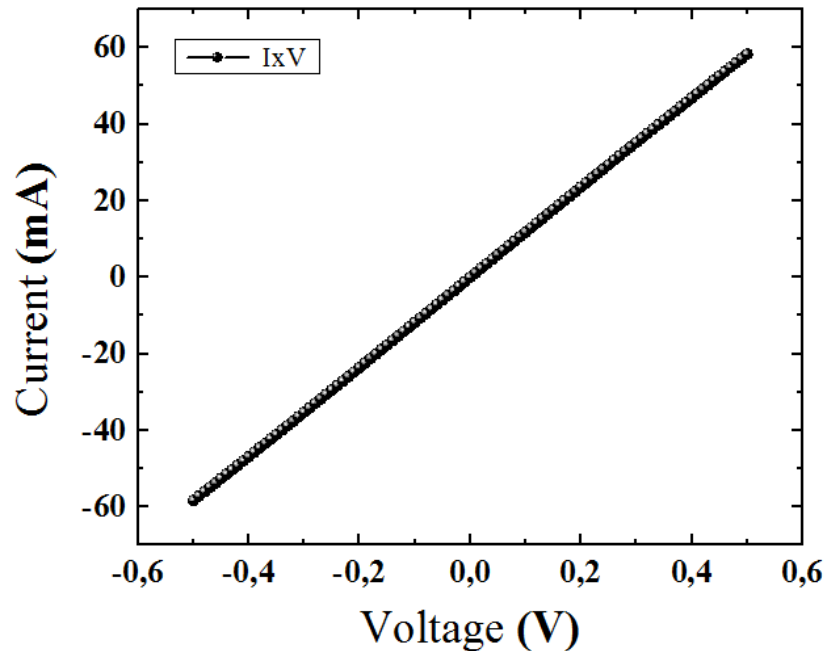


Figura 4.4: Corrente em função da tensão das linhas de campo do dispositivo de memória nano-fabricado.

Terminado o processo de nanofabricação e tendo já definidos os dispositivos de memória, submetemos a *wafer* a tratamento térmico à $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ durante duas horas, aplicando campo magnético constante de 300 Oe na direção do notch (eixo fácil). Nesta configuração as duas camadas antiferromagnéticas (*AFM*) que fixam a camada ferromagnética (*FM*) de referência (*SAF*) e a camada livre encontram-se acima da sua temperatura de Néel ($180 \text{ }^\circ\text{C}$ e $120 \text{ }^\circ\text{C}$ respectivamente) comportando-se como materiais paramagnéticos, porém estas camadas *FM* encontram-se abaixo da sua respectiva temperatura de Curie se orientando na direção do campo aplicado no tratamento térmico.

Realizando medidas de magnetorresistência túnel (*TMR*) usando o sistema experimental montado em nosso laboratório de spintrônica e nanomagnetismo (LabSpiN) observamos diferentes curvas de histerese magnética que saturam com campos maiores a 100 Oe, com isso concluímos que que as linhas de campo desenhadas no processo de nanofabricação não geram campo suficiente para saturar os momentos magnéticos das camadas *FM* livre e de referência, tendo a necessidade de modificar a interface de usuário com

objetivo de controlar um gerador de campo magnético (BOP) acoplado a uma bobina para aplicar campo magnético externo na direção perpendicular ao eixo fácil. A bobina desenhada para esta experiência foi capaz de aplicar campo magnético de até 400 Oe.

Uma das curvas de histerese magnética obtida após tratamento térmico é apresentada na figura 4.5. Esta medida corresponde a um pilar com diâmetro de 300 nm. Escolhemos este diâmetro porque camadas *FM* apresentam magnetização em configuração de vórtice naturalmente para este tamanho, evidência que pode ser observada na figura 4.5. Esta medida de *TMR* foi feita à temperatura ambiente, quando as camadas *AFM* encontram-se abaixo da sua temperatura de Néel e seu comportamento é antiferromagnético, pinando a camada *FM* na configuração adotada logo após do tratamento térmico, a qual se encontra em configuração de vórtice devido à anisotropia de forma e ao princípio de conservação de mínima energia.

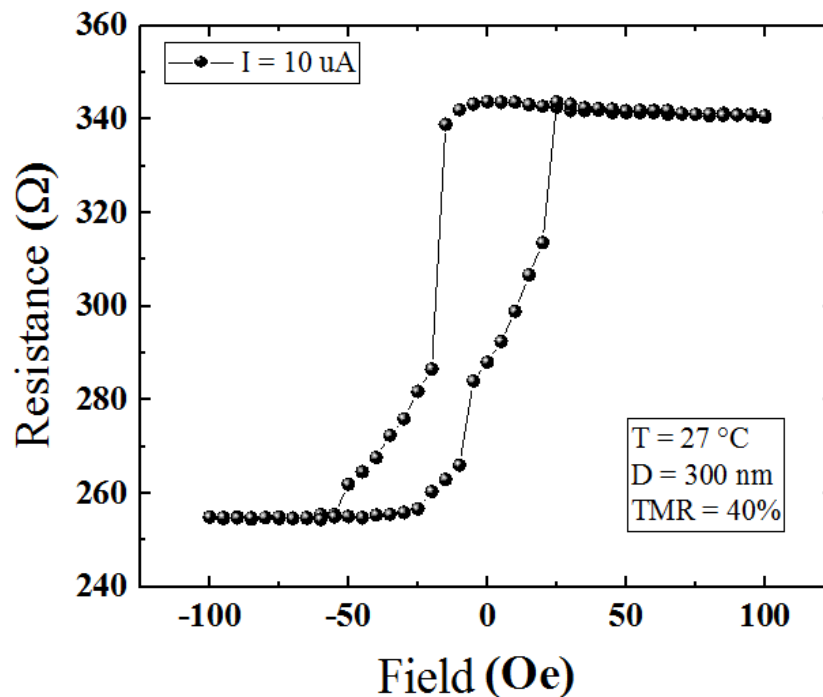


Figura 4.5: Resistência em função do campo magnético para uma *MTJ* circular com diâmetro de 300 nm.

A figura 4.5 corresponde a uma medida de magnetorresistência túnel (*TMR*) na que aplicamos uma corrente constante de 10 μA através da *MTJ* com seção transversal circular de 300 nm de diâmetro à temperatura ambiente, a *TMR* obtida para este dispositivo foi

de 40%. Também podemos observar que a curva não é simétrica com respeito ao campo magnético externo zero, devido ao efeito de *Exchange Bias* a partir da camada *AFM* acoplada à *SAF* do dispositivo.

Após observar magnetorresistência túnel na *MTJ* verificaremos os processos de escrita e leitura da *MRAM*. No processo de escrita elevamos a temperatura da camada *AFM* (até 150 °C) que se encontra em contato com a camada *FM* livre, superando sua temperatura de Néel (120 °C) e cuidando que não seja maior à temperatura de Néel da camada *AFM* (180 °C) que se encontra pinando a *SAF* permitindo a movimentação e fixação do núcleo do vórtice da camada de armazenamento em uma posição desejada e verificaremos se após esfriar essa camada *AFM* abaixo da sua temperatura de Néel (120 °C) fica pinando a camada livre na última configuração escrita.

Iniciamos a verificação do processo de escrita da *MRAM* liberando a camada de armazenamento levando sua respectiva camada *AFM* acima da sua temperatura de Néel (120 °C) aquecendo a base da *probe station* até uma temperatura de 150 °C e medindo magnetorresistência túnel nesta temperatura. Porém o fato de esquentar a *wafers* dilata as pontas em contato com os *pads* dificultando as medidas de magnetorresistência. Assim que aplicamos pulsos de corrente na *MTJ* para elevar a temperatura da camada *AFM* em contato com a camada de armazenamento e monitoramos a variação da resistência em função desta corrente aplicada (figura 4.6).

Na figura 4.6 apresentamos os resultados da variação da resistência em função da corrente (0 até 20 mA) que atravessa uma *MTJ* com seção transversal circular de 300 nm, nesta curva podemos observar duas quedas abruptas de resistência, a primeira ocorrendo em 11,5 mA e a outra em 15,5 mA. Estas quedas de resistência ocorrem quando as camadas *AFM* perdem sua característica magnética se comportando como materiais paramagnéticos e não fixando mais as camadas *FM* acopladas por cima destas, assim que os momentos magnéticos das camadas *FM* de referência e de armazenamento se polarizam gradualmente na mesma direção oferecendo menor resistência ao passo da corrente. Com este resultado podemos concluir que aplicando uma corrente de 11,5 mA na *MTJ* a camada *AFM* acoplada à camada de armazenamento atinge sua temperatura de Néel

(120 °C) e aplicando uma corrente de 15,5 mA a camada *AFM* acoplada à *SAF* também atinge sua temperatura de Néel (180 °C). De forma que para conseguir modificar a configuração da *MRAM* (escrever no dispositivo) precisamos aplicar uma corrente nos pilares entre 11,5 mA e 15,5 mA, neste trabalho usamos uma corrente média de 13,5 mA, que comparando com as correntes e temperaturas de Néel das camadas *AFM* podemos determinar que corresponde a uma temperatura de aproximadamente 150 °C.

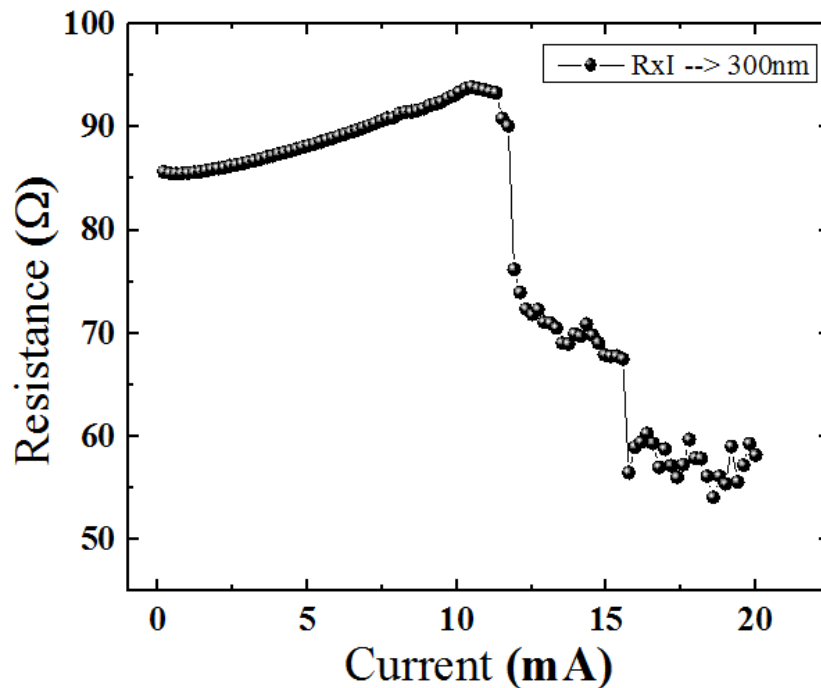


Figura 4.6: Resistência em função da corrente da *MTJ* com 300 nm de diâmetro.

Sabendo qual é a corrente necessária para ultrapassar a temperatura de Néel da camada *AFM* acoplada à camada *FM* de armazenamento procedemos a realizar medidas de *TMR* em três etapas diferentes. A primeira realizada a temperatura ambiente, a segunda a 150 °C usando uma corrente de 13,5 mA através da *MTJ* onde a camada de armazenamento não está pinada e fica livre para modificar sua configuração magnética, e a terceira novamente à temperatura ambiente. O resultado obtido nesta experiência é apresentado na figura 4.7.

Na figura 4.7 observamos três curvas de *TMR* para um dispositivo de 300 nm de diâmetro, a curva vermelha corresponde à medida feita logo do tratamento térmico à temperatura ambiente, nesta curva podemos medir uma magnetorresistência túnel de 40% e

evidenciar a presença do efeito de *Exchange Bias* por conta da camada *AFM* acoplada à camada de armazenamento, assim como campo coercitivo de 100 Oe.

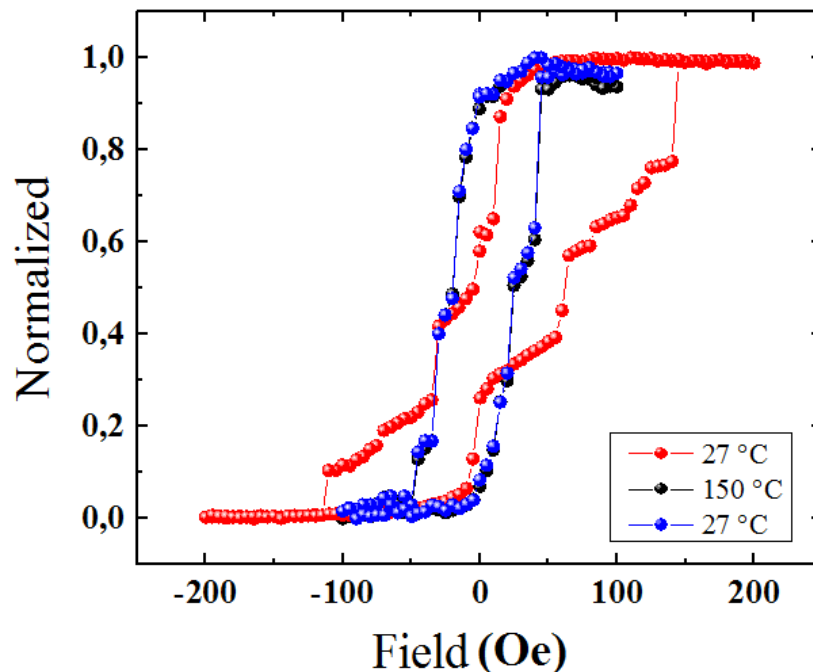


Figura 4.7: *TMR* para diferentes temperaturas da *MTJ* com 300 nm de diâmetro.

Posteriormente usamos uma corrente constante de 13,5 mA para realizar a seguinte medida de *TMR* (curva preta), esta corrente corresponde a uma temperatura de 150 °C, temperatura que se encontra acima da temperatura de Néel da camada *AFM* que fixa a camada de armazenamento. Nesta curva podemos evidenciar uma diminuição do campo coercitivo para 50 Oe, devido a que nesta configuração temos uma das camadas *FM* não fixa e uma camada *AFM* em estado paramagnético. Também podemos evidenciar simetria com respeito ao campo zero eliminando o efeito de *Exchange Bias*, isto devido a que a camada *AFM* que fixa a camada de armazenamento se encontra acima de sua respectiva temperatura de Néel (120 °C). Assim temos modificado a configuração inicial do dispositivo de memória.

Posteriormente tiramos a corrente de 13,5 mA e esperamos esfriar o pilar para realizar uma outra medida à temperatura ambiente para verificar se a informação da última configuração se conserva logo de que a camada *AFM* se torne novamente antiferromagnética (abaixo da sua temperatura de Néel) e fixa a informação na camada de armazenamento.

Esta terceira medida corresponde à curva azul da figura 4.7, nesta podemos observar simetria com respeito ao campo magnético zero e campo coercitivo de 50 Oe, é dizer, esta última curva (azul) é praticamente idêntica à curva preta que foi tomada à alta temperatura, evidenciando que a camada de armazenamento conserva a mesma configuração depois que a camada *AFM* passa de seu estado paramagnético para seu estado antiferromagnético, e pina a camada *FM* livre. A magnetorresistência túnel de estas curvas foi sempre de 40% para este dispositivo testado.

4.1 Perspectivas.

Como trabalho futuro pretendemos automatizar nosso sistema de medidas comunicando a *probe – station* com um computador anfitrião para mapear a *waffer* enquanto se realiza as respectivas medições de *TMR*, assim como concluir as medidas do dispositivo de memória proposto, para verificar que é possível deslocar o núcleo do vórtice e fixá-lo em diferentes posições desejadas do disco obtendo uma célula de memória multinível cujo processo de leitura seja determinado pela amplitude e fase da medida da *TMR* quando comparada com a corrente de referência que atravessa a *MTJ*.

Capítulo 5

Nano-oscilador de três terminais.

5.1 Nano-osciladores spintrônicos.

Dentro desta importante gama de novos dispositivos baseados em controle de spin, destaca-se um dispositivo denominado nano-oscilador spintrônico (Spin Transfer Torque Oscillator, *STO*), agrupando os três fenômenos previamente descritos (*GMR*, *TMR* e *STT*) e estudando-os através da dinâmica da magnetização. Este dispositivo possui características operacionais muito boas, devido à não linearidade do sistema gerando propriedades que podemos aproveitar. Essa não linearidade [45] se deve ao fato de que o campo efetivo é função da magnetização do sistema $\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{m})$, que gera soluções que permitem o controle da frequência em função da corrente aplicada, além do campo magnético aplicado. É por esta razão que os *STOs* são candidatos a substituir os osciladores controlados por tensão de corrente *VCO* (Voltage Control Oscillator), que são os geradores de frequência na eletrônica convencional.

O *STO* mais básico é baseado em duas camadas ferromagnéticas finas, em uma estrutura semelhante à mostrada na figura 5.1(a).

O princípio de funcionamento de um *STO* é o seguinte: uma corrente DC é aplicada através do *STO*, fazendo com que o fluxo de elétrons interaja com a magnetização da estrutura, polarizando-se em FM_1 e transferindo momento angular em FM_2 . Para uma

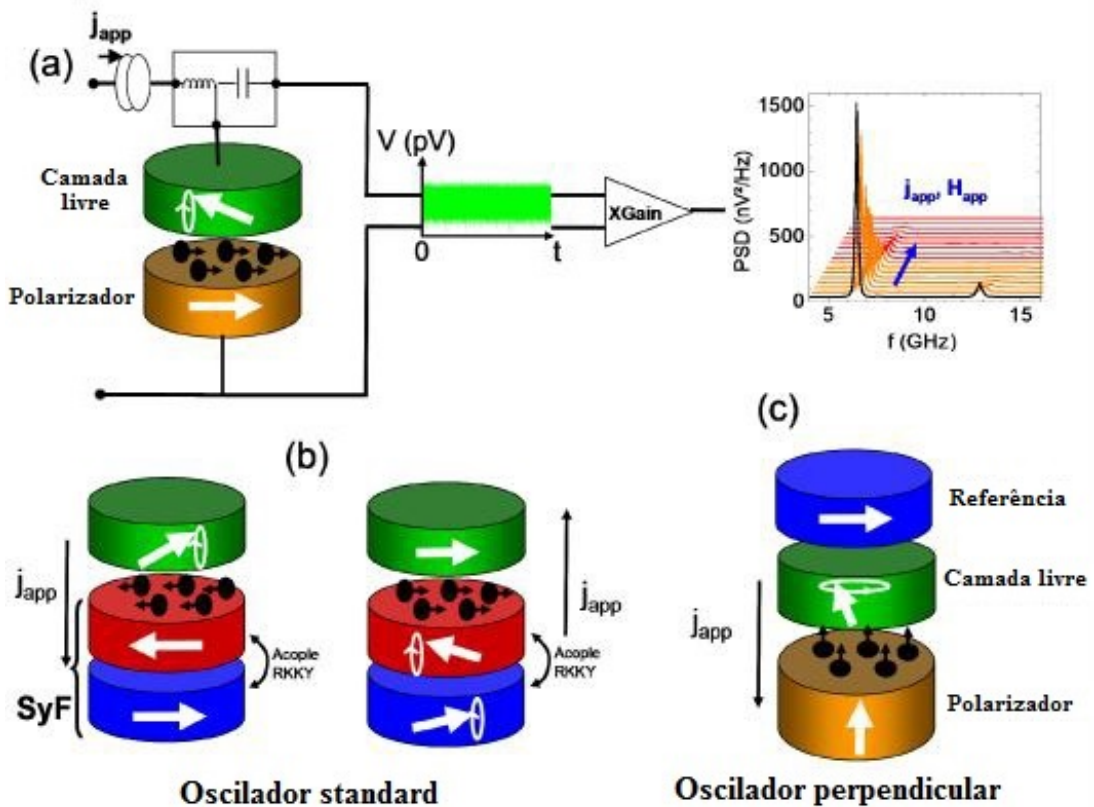


Figura 5.1: O sistema operacional de um *STO* é apresentado em (a). Diferentes tipos de *STOs* atualmente estudados, como o oscilador padrão em (b) e o oscilador com polarizador perpendicular em (c).

quantidade adequada de corrente DC, o amortecimento é compensado e as oscilações são geradas no FM_2 .

Devido ao efeito da *GMR* ou *TMR*, a resistência da estrutura depende da orientação relativa entre a magnetização, FM_1 e FM_2 , e como temos oscilações periódicas constantes no FM_2 , a resistência irá variar e; conseqüentemente, a tensão de saída entre as camadas superiores será alternada. É possível usar esta tensão AC cujo sinal é amplificado, e utilizando um analisador de espectro, obter a frequência de oscilação. Ao pico da figura 5.1(a) corresponde uma densidade espectral de potência (*PSD*) com frequência de oscilação da ordem de *GHz*, sendo esta a frequência de oscilação da magnetização. Este sinal pode ser aproximado a um Lorentziano e obter a largura de banda Δf da ordem de dezenas de *MHz*.

Outra vantagem deste novo dispositivo é a não necessidade de aplicar campo magnético externo. Existem atualmente vários tipos de *STOs* sob investigação. O mais comum

é o oscilador padrão, como o apresentado na figura 5.1(b), em que é possível mudar a direção da corrente aplicada e também excitar uma camada *FM* simples ou uma *SAF*.

Propriedades muito importantes foram encontradas na *SAF*, como a mudança na inclinação da frequência em relação à corrente aplicada, df/dj_{app} negativo (redshift) para um df/dj_{app} positivo (blueshift), alterando o valor do campo magnético aplicado [46]. O *STO* baseado em um polarizador com magnetização perpendicular é outro dispositivo em estudo devido à sua ampla gama de estados de oscilação, como oscilações fora do plano, ver figura 5.1(c).

5.2 Proposta: Nano-oscilador baseado em paredes de domínio.

A competição entre diferentes interações magnéticas pode produzir diferentes configurações de magnetização em uma nanopartícula ferromagnética. Dentre essas configurações, podemos destacar as paredes de domínio (*DW*), que consistem em modos coletivos de magnetização que podem ser controlados por campos magnéticos e correntes.

Conforme mencionado anteriormente, os nano-osciladores são dispositivos geralmente baseados em uma junção túnel magnética (*MTJ*) [2], desenvolvidos em pilares nanométricos que possuem duas características principais, a baixa resistividade do isolante e a magnetização de uma das camadas ferromagnéticas apontando levemente perpendicular ao pilar. Esta segunda característica pode ser alcançada usando materiais com um certo grau de anisotropia fora do plano [47]. Devido à baixa resistência do pilar, a densidade de corrente que flui nele não tem um alto consumo de energia. Nesse caso, a corrente está polarizada pela orientação no plano do primeiro material ferromagnético e exerce um torque na segunda camada desalinhada. O torque por transferência de spin (*STT*) [9,10] é responsável pela oscilação da segunda camada ferromagnética, que pode ser lida na resposta da magnetorresistência túnel (*TMR*).

Baseados nas técnicas de fabricação disponíveis, os nano-osciladores podem atingir tamanhos pequenos [48] de tal forma que têm recebido muita atenção para possíveis

aplicações em diversos e diferentes contextos em nanotecnologia. Porém, devido à necessidade de alta corrente na tecnologia *STT*, esses dispositivos operam em um regime muito próximo da tensão limite do isolante, diminuindo sua durabilidade. Portanto, o desenvolvimento de novas tecnologias que permitam uma baixa queda de tensão na barreira deve ser desenvolvido para contornar tais limitações.

Entre as diferentes configurações que foram consideradas para desenvolver dispositivos nano-osciladores, pode-se destacar o conceito de dispositivos de três terminais baseados no torque spin-orbit (*SOT*). Nestas estruturas, contatos de metal pesado são utilizados logo abaixo do primeiro eletrodo ferromagnético na junção túnel. Assim uma alta corrente flui através do metal, e a interação entre os spins eletrônicos, momento angular e momento angular orbital gera uma polarização da corrente de spin [49]. Os spins polarizados impõem um *STT* no contato ferromagnético vizinho, cuja magnetização é alinhada levemente perpendicular ao plano do pilar, proporcionando uma oscilação de magnetização, necessária para os nano-osciladores de tecnologia *STT*.

A realização de nano-osciladores baseados em paredes de domínio (*DW*) requerem a fixação da *DW* ao longo da nano-banda e o controle da frequência de precessão da *DW*. Recentemente foi proposto um nano-oscilador de três terminais baseado em *DW* com frequências de operação de alguns gigahertz, conduzido por correntes de spin não uniformes [50]. Também foi mostrado que uma etapa de anisotropia magnética [51] e a competição entre as ações da corrente contínua e o campo magnético [52] poderiam levar a uma fixação da *DW* em uma posição determinada ao longo de uma nano-banda, e a densidade de corrente pode controlar a frequência de precessão.

Com isso, e baseados no fato que uma modulação em um nanofio magnético cilíndrico pode produzir um campo magnético que fixa uma *DW* [53], propomos um estudo dinâmico da *DW* ao longo de uma nano-banda magnética em forma de T que possui uma anisotropia fora do plano e propomos o uso deste conjunto em um nano-oscilador de três terminais baseado na fixação da *DW* por um defeito em uma nano-banda magnética. Usando simulação micromagnética e cálculos analíticos, se mostra que devido à competição entre os torques produzidos por uma densidade de corrente e um campo magnetostático efetivo

(gerado pelo defeito da pista), a DW é fixada em uma coordenada específica ao longo da pista, e a fase da DW precessa em torno da direção no plano. A coordenada específica e a frequência de precessão dependem de ambos: densidade de corrente e anisotropia da pista. Finalmente, estimamos a resposta magnetorresistiva proporcional do nano-oscilador de três terminais proposto em função da anisotropia e da densidade de corrente.

5.3 Modelo Teórico.

O sistema analisado está representado na figura 5.2(a), este consiste em uma junção túnel magnética (MTJ) composta por: *i*) uma fina nano-banda magnética que possui anisotropia perpendicular e um defeito em forma de T; *ii*) um espaçador isolante fino; *iii*) e um nanodot magnético exibindo magnetização de domínio único no plano, que pode ser obtido projetando uma forma específica ou acoplando-se a uma camada antiferromagnética. O pilar MTJ do nano-oscilador pode ser desenvolvido usando alguma técnica convencional de fabricação de cima para baixo, enquanto a região da seção transversal mais espessa seria subsequentemente desenvolvida usando técnica de baixo para cima (lift-off).

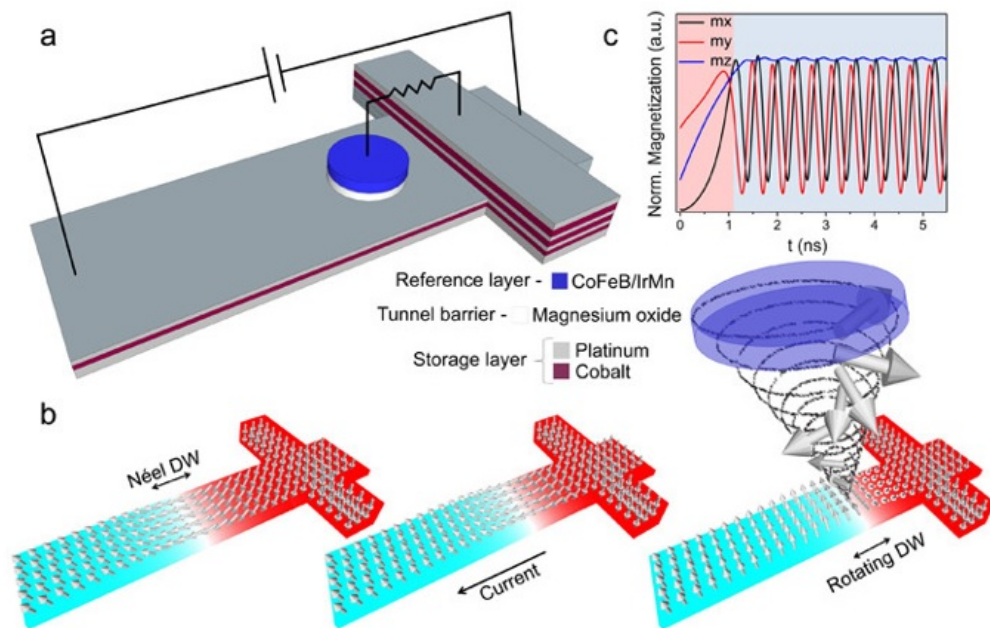


Figura 5.2: (a) Proposta para o nano-oscilador de três terminais baseado na fixação da DW por uma região mais espessa com geometria em forma de T. (b) Movimento da DW através da pista com rotação de magnetização no plano xy . (c) Oscilação da magnetização antes e depois da fixação da DW .

A operação do nano-oscilador é baseada nas propriedades dinâmicas de uma parede de domínio (DW) movendo-se ao longo da nano-pista em forma de T. Neste contexto, nosso foco principal é descrever a dinâmica da magnetização local \mathbf{M} dentro de uma DW . Para atingir nossos objetivos, parametrizamos a DW em um sistema de coordenadas esféricas sobre uma base cartesiana, ou seja, $\mathbf{M} = M_S(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. Sob esta estrutura, o perfil da DW pode ser representado por:

$$\theta(y) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{y - y_0}{\Delta} \right) \right] \quad (5.1)$$

Onde consideramos que o centro da DW está localizado em y_0 , onde $\theta = \pi/2$. Δ é a largura da parede do domínio, cujo valor depende da constante de anisotropia (K), da rigidez de troca (A) e da contribuição magnetostática, caracterizada aqui pelos termos de desmagnetização do tensor de desmagnetização de um corpo magnético retangular (N_x , N_y e N_z) [54, 55], isto é,

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K + \frac{\mu_0 M_S^2}{2} \mathcal{N}_0}} \quad (5.2)$$

Onde usamos a definição em que a largura da DW é baseada na inclinação do ângulo da magnetização [56] e $\mathcal{N}_0 \equiv \mathcal{N}_0(\phi) = (N_x \cos^2 \phi + N_y \sin^2 \phi)$. A dinâmica de magnetização é determinada pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLGe) [57], na presença de termos spin-torque [58, 59], escritos como:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - u \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} + \frac{\beta}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \quad (5.3)$$

Onde γ é a relação giromagnética, M_S é a magnetização de saturação, α é o coeficiente de amortecimento de Gilbert, β é o parâmetro fenomenológico de transferência de spin não adiabático e \mathbf{H}_{eff} é o campo efetivo que a DW experimenta ao se movimentar na nano-banda magnética. Além disso, $u = g J_e \mu_B P / 2e M_S$ tem dimensão de velocidade e depende da corrente elétrica J_e , g é o fator de Landé, μ_B é o magneto de Bohr, e é a carga do elétron e P é o fator de polarização da corrente elétrica. O campo efetivo é

composto pelo campo magnético externo e pelos campos efetivos gerados pela anisotropia magnetocristalina, troca e interações dipolares.

A posição de equilíbrio da DW e a frequência de precessão foram obtidas a partir de simulações micromagnéticas e cálculos analíticos. As simulações micromagnéticas foram realizadas com o simulador micromagnético acelerado por GPU MuMax³ [60], que realiza iterações para transições entre configurações de spin e minimização de energia com base no LLGe. Os cálculos analíticos foram desenvolvidos seguindo as ideias de Mougín e colaboradores [61,62], nos quais os diferentes torques atuando na DW podem ser escritos em termos de uma base esférica $(\hat{\rho}, \hat{\theta}, \hat{\phi})$. Portanto, a partir do teorema do momento cinético geral, podemos determinar os componentes de torque Γ_θ e Γ_ϕ em termos de suas velocidades de precessão associadas como segue:

$$\dot{\theta} = -\frac{\gamma}{M_S}\Gamma_\theta, \quad \text{e} \quad \dot{\phi} = -\frac{\gamma}{M_S}\Gamma_\phi. \quad (5.4)$$

Onde os torques são:

$$\Gamma_\theta = \left[\mu_0 M_S^2 \mathcal{N}_2 + \frac{\alpha M_S}{\gamma} \dot{\phi} + \frac{M_S u}{\gamma \Delta} \right] \sin \theta \quad (5.5)$$

$$\Gamma_\phi = - \left[M_S H + \frac{\beta M_S u}{\gamma \Delta} + \cos \theta (\mu_0 M_S^2 \mathcal{N}_1 + K) \right] \sin \theta - \frac{\alpha M_S}{\gamma} \dot{\theta} \quad (5.6)$$

Onde $\mathcal{N}_1 = \mathcal{N}_0 - N_z$, e $\mathcal{N}_2 \equiv \mathcal{N}_2(\phi) = (N_y - N_x) \sin \phi \cos \phi$.

O sistema estudado está dividido em duas partes. A primeira é a faixa em que a DW se propaga sob a ação da densidade de corrente. A segunda parte é uma região mais espessa, aqui chamada de estrutura em forma de T (TS). As dimensões da pista usadas em nossas simulações são $100 \text{ nm} \times 20 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$, enquanto as dimensões do TS são $10 \text{ nm} \times 50 \text{ nm} \times 8 \text{ nm}$. A nano-banda foi dividida em células cúbicas de $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$, muito inferior que o comprimento de troca do material considerado.

Para a pista, consideramos os parâmetros do *CoPt* como, magnetização de saturação $M_S^{\text{CoPt}} = 5 \times 10^5 \text{ A m}^{-1}$, rigidez de troca $A_{\text{ex}}^{\text{CoPt}} = 1.5 \times 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$ e amortecimento de Gilbert $\alpha = 0.3$. As dimensões da pista adotadas permitem obter os fatores de desmagnetização da região *DW* assumindo que ela se encontra em um prisma retangular [54, 55], dando $N_x \approx 0.0875$, $N_y \approx 0.149$, e $N_z \approx 0.763$. Devido ao estado da arte em nanofabricação, as dimensões do dispositivo escolhido visam a investigar os menores tamanhos possíveis para nano-osciladores práticos.

A *MTJ* é simulada com uma separação de 2 nm acima da pista, representando a espessura do isolante entre a pista e a camada de referência. A camada de referência deve ter um estado de magnetização de domínio único ao longo da direção no plano. Sob o torque de transferência de spin (*STT*), gerado pela corrente polarizada em spin aplicada nas extremidades dos contatos da pista, a *DW* pode se movimentar através da pista (figura 5.2(b)). Devido à competição entre os pares produzidos pela corrente elétrica e o campo magnetostático gerado por *TS*, a *DW* é fixada em uma posição de equilíbrio ao longo da pista [53]. Com base nisso, propomos que ao manter as correntes abaixo do valor crítico, a competição descrita induz uma dinâmica de *DW* estacionária, na qual a *DW* está em equilíbrio próximo de *TS*, mas precessa em torno da direção no plano, transformando-se periodicamente de *DW* de Neel para *DW* de Bloch (ver figura 5.2(c)). Sob essa suposição, uma *MTJ* colocada logo acima da região de fixação poderia medir a frequência de precessão.

Capítulo 6

Resultados Nano-oscilador de três terminais

Partindo de uma configuração de magnetização aleatória, realizamos simulações micromagnéticas para obter o estado fundamental da magnetização na estrutura proposta. Consideramos materiais com diferentes anisotropias para a região da pista e a região TS . Desta forma, variamos a anisotropia perpendicular da pista de $K_1 = 2 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ a $K_1 = 5 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, enquanto a anisotropia na região TS permanece constante, e dada por $K_2 = 5 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$.

Os principais resultados, são apresentados na figura 6.1, estes revelam que para uma anisotropia menor que $K_1 = 2 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, a configuração de magnetização do estado fundamental da pista consiste em um domínio único apontando ao longo da direção fora do plano. Por outro lado, para $K_1 \geq 2 \times 10^5$, foi obtida uma DW de Néel, que separa as regiões nas quais a magnetização aponta ao longo da direção para cima e para baixo (ver figura 6.1(a)). Também pode-se observar que o aumento da anisotropia produz uma redução na distância entre o centro da DW e TS . De fato, para $K_1 = 2 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, a distância entre a região DW e a região TS é $d_{DW} \sim 57 \text{ nm}$, enquanto para $K_1 = 5 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, essa distância é reduzida para $d_{DW} \sim 38 \text{ nm}$. Estes resultados são ajustados pela equação exponencial decrescente mostrada na figura 6.1(b) a qual revela que para $K_1 < 1,23 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, a configuração de magnetização do estado fundamental da nano-banda consistiria em um único domínio apontando ao longo da direção fora do plano e a

distância mínima DW alcançada para K_1 maiores seria $d_{DW} = 37$ nm.

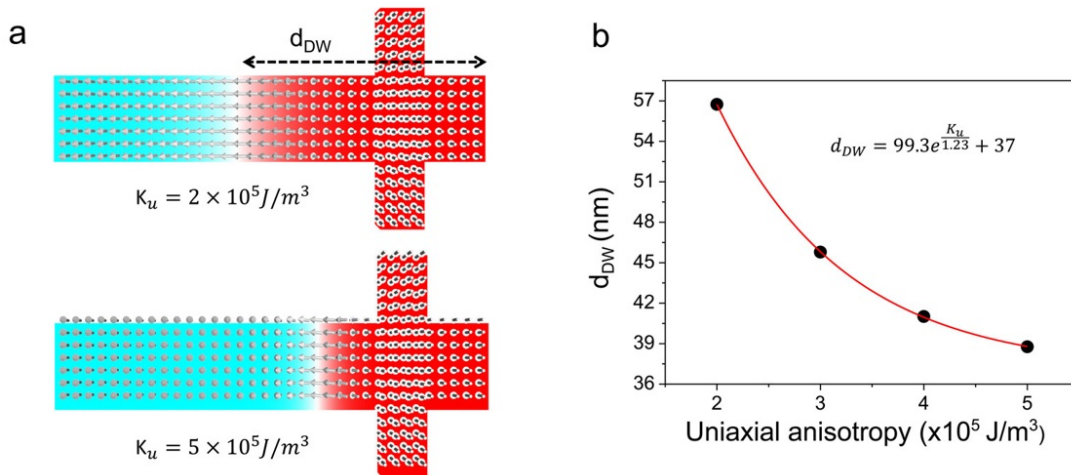


Figura 6.1: (a) Estado fundamental obtido da simulação mostrando diferentes distâncias da DW d_{DW} e tamanhos, dependendo da anisotropia do material da pista. (b) Distância da DW em função da anisotropia da pista, mostrando que, abaixo de $K_1 = 1,23 \times 10^5$ Jm⁻³, a DW estaria fora da pista, o que significa a presença de um único domínio de magnetização fora do plano.

Agora focamos nossa análise na dinâmica da DW sob a ação de uma corrente polarizada em spin. Ao adotar os valores de anisotropia descritos acima, se investigou a faixa de correntes capazes de mover a DW na pista por STT ($J \in [6 \times 10^7, 6 \times 10^8]$ A/cm²). Observamos que para $J \leq 2 \times 10^8$ A/cm², a DW é fixada em uma posição específica ao longo da pista, próximo de TS , e sua fase precessa em torno da direção no plano, fazendo uma oscilação não harmônica, conforme representado na figura 5.2(b). Por outro lado, quando $J > 6 \times 10^8$ A/cm², as ondas de spin passam a se injetar na região mais espessa, de forma semelhante ao demonstrado por Michele Voto e seus colaboradores [63].

Porém, a análise da geração e propagação dessas ondas de spin não são o foco deste trabalho, assim centraremos nosso estudo na oscilação da DW fixada em função da anisotropia e densidade de corrente. Os principais resultados são apresentados na figura 6.2(a), onde podemos observar que a frequência de precessão da DW depende tanto da anisotropia da pista como da densidade de corrente. E a partir da transformada de Fourier dos resultados da oscilação da magnetização (figura 6.2(b)), é possível observar que ajustando a corrente elétrica aplicada e a anisotropia, uma ampla faixa de frequências podem ser obtidas (até 30 GHz). A figura 6.2(c) apresenta a dependência da frequência com a corrente aplicada para diferentes valores de anisotropia. Neste caso, um aumento da frequência

de precessão da DW pode se observar em função da densidade de corrente e da anisotropia.

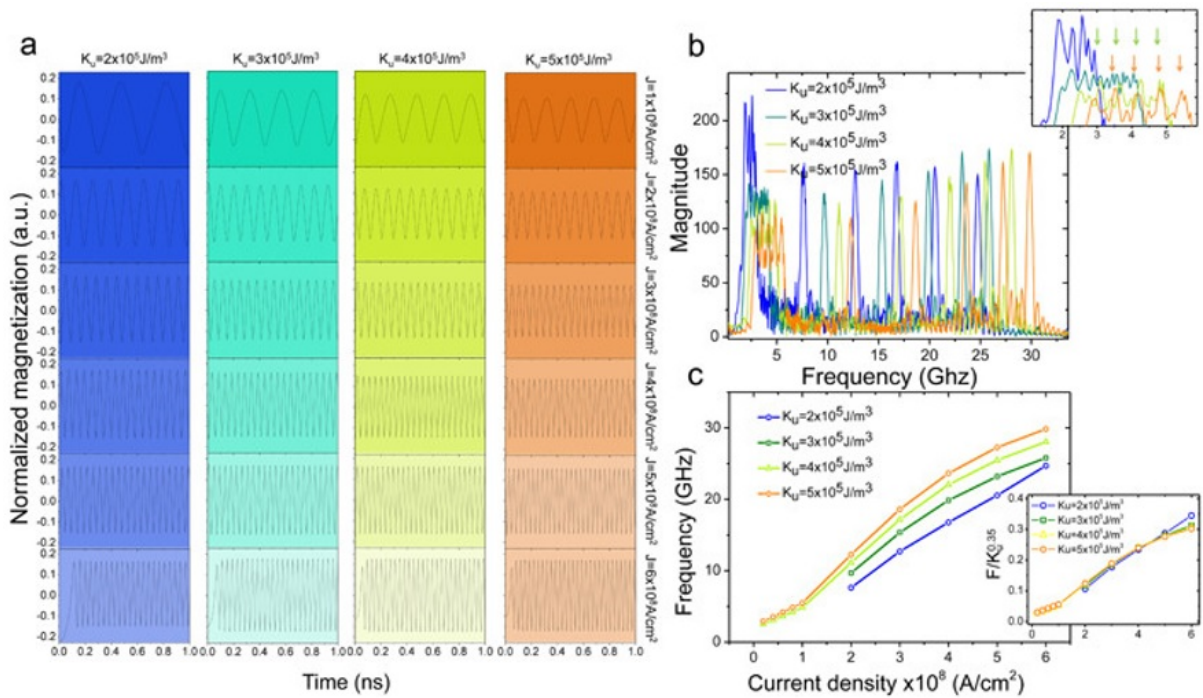


Figura 6.2: (a) Variação da dinâmica da magnetização no plano na posição de fixação da DW em função de diferentes anisotropias e correntes aplicadas. (b) Transformada de Fourier do comportamento dinâmico da magnetização. (c) Resumo da frequência de precessão em função da corrente aplicada.

Os resultados descritos podem ser entendidos partindo do pressuposto de que a estrutura TS atua como uma modulação na nano-banda [53] que pode gerar um campo dipolar efetivo, H_T , apontando ao longo da direção do eixo z , competindo com o torque produzido por uma densidade de corrente, J . Portanto, a partir das equações (5.4), (5.5), e (5.6), os termos de velocidade para o centro da DW ($\theta = \pi/2$) são dados por:

$$\dot{\theta} = -\frac{\gamma\alpha H_T}{1+\alpha^2} - \frac{\mu_0 M_S \gamma \mathcal{N}_2}{1+\alpha^2} - \frac{u(1+\alpha\beta)}{\Delta(1+\alpha^2)}, \quad (6.1)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\gamma H_T - \mu_0 M_S \gamma \alpha \mathcal{N}_2}{1+\alpha^2} + \frac{u(\beta - \alpha)}{\Delta(1+\alpha^2)}. \quad (6.2)$$

Supondo que $\dot{\theta} = 0$ quando se fixa a DW , podemos determinar o campo magnético que produz a fixação na DW , avaliado como:

$$H_{T_{\text{pin}}} = -\frac{\mu_0 M_S \gamma \mathcal{N}_2 + \frac{u}{\Delta}(1 + \alpha\beta)}{\gamma\alpha}. \quad (6.3)$$

Devido à dependência de \mathcal{N}_2 com ϕ , o campo de fixação depende da fase da DW , apresentando seus valores máximo e mínimo quando $\phi = \pi/4$ ($\phi = 5\pi/4$) e $\phi = 3\pi/4$ ($\phi = 7\pi/4$), respectivamente. Porém, considerando que $\langle \sin 2\phi \rangle = 0$, o valor médio de $H_{T_{\text{pin}}}$ não depende de ϕ . Neste caso, a partir da análise da figura 6.3, pode-se observar que o campo médio de fixação aumenta tanto com a densidade de corrente quanto com a constante de anisotropia. Estes resultados concordam com os obtidos na análise de um deslocamento da DW sob a ação da corrente elétrica e do campo magnético. De fato, foi observado que para uma densidade de corrente de $J = 1 \times 10^8 \text{ A cm}^{-2}$, o campo de fixação deveria ser da ordem de $10 \sim 100 \text{ mT}$ [52].

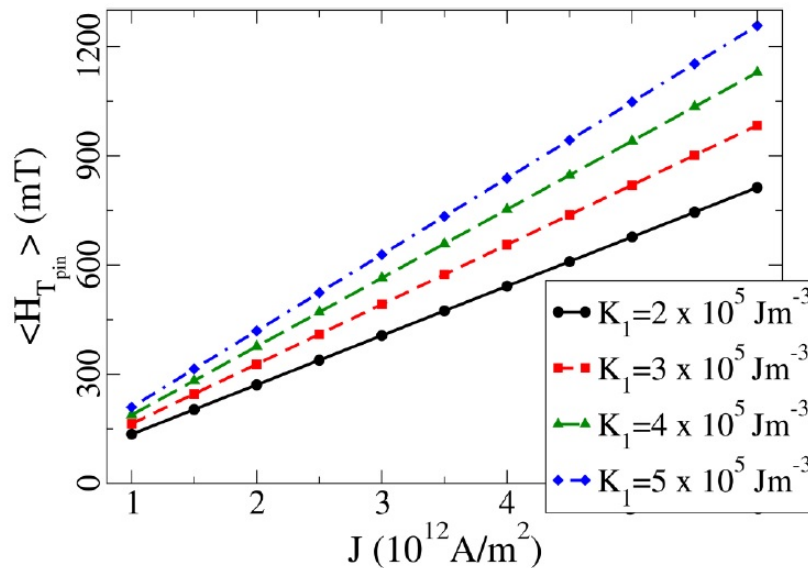


Figura 6.3: Valor médio do campo de fixação em função da densidade de corrente para diferentes constantes de anisotropia.

A velocidade de rotação quando se fixa a DW pode ser obtida substituindo a equação (6.3) em (6.2), resultando em:

$$\dot{\phi}_c = -\frac{\mu_0 M_S \gamma \mathcal{N}_2}{\alpha} - \frac{u}{\Delta\alpha}. \quad (6.4)$$

Algumas características principais podem ser destacadas neste ponto. A velocidade (e consequentemente a frequência) da precessão da fase da DW não depende do parâmetro de transferência de spin não adiabático β . Além disso, como a largura da DW depende da anisotropia, a equação (6.4) revela que a velocidade de rotação é uma função tanto da densidade de corrente quanto da anisotropia magnetocristalina (ver figura 6.4). Esses resultados estão de acordo com os obtidos em simulações micromagnéticas. Porém, a partir das simulações micromagnéticas, pode-se observar um pequeno desvio do comportamento linear da frequência de rotação em função da densidade de corrente. Este desvio é causado pelos efeitos não lineares na presença de ondas de spin e pela variação da largura da DW quando a DW precessa em torno da direção no plano, o que induz pequenos desvios nas frequências obtidas anteriormente.

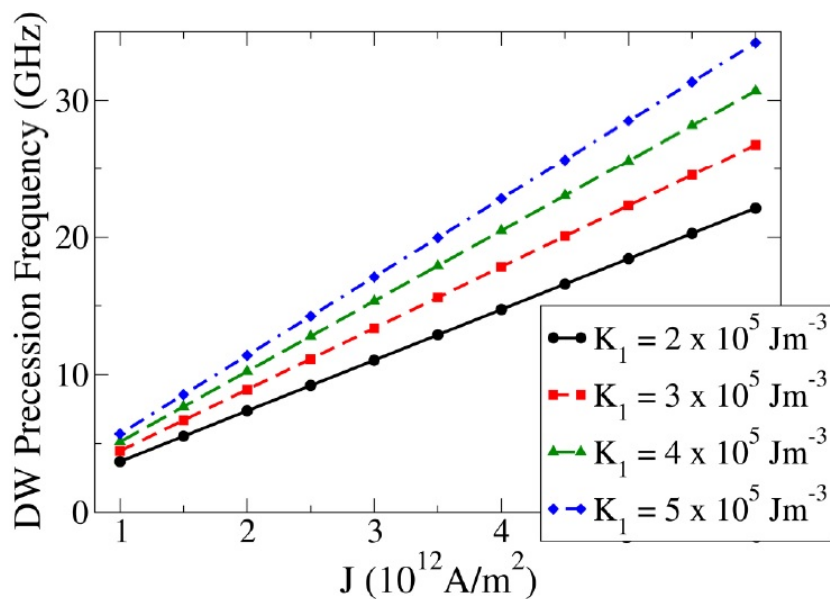


Figura 6.4: Frequência de precessão da DW média em função da densidade de corrente para diferentes valores de K_1 .

Para obter uma descrição completa da influência da anisotropia na frequência da DW , determinamos as soluções da equação (6.4) numericamente considerando a dependência da largura da DW em sua fase. Portanto, assumindo que o campo de fixação é aproximadamente constante, comparando o comportamento de fase da DW para os casos em que a DW apresenta uma largura fixa e variável durante sua precessão. Os principais resultados são apresentados na figura 6.5. Onde se pode notar que as variações na largura da DW durante sua precessão podem induzir efeitos não lineares que geram diferenças

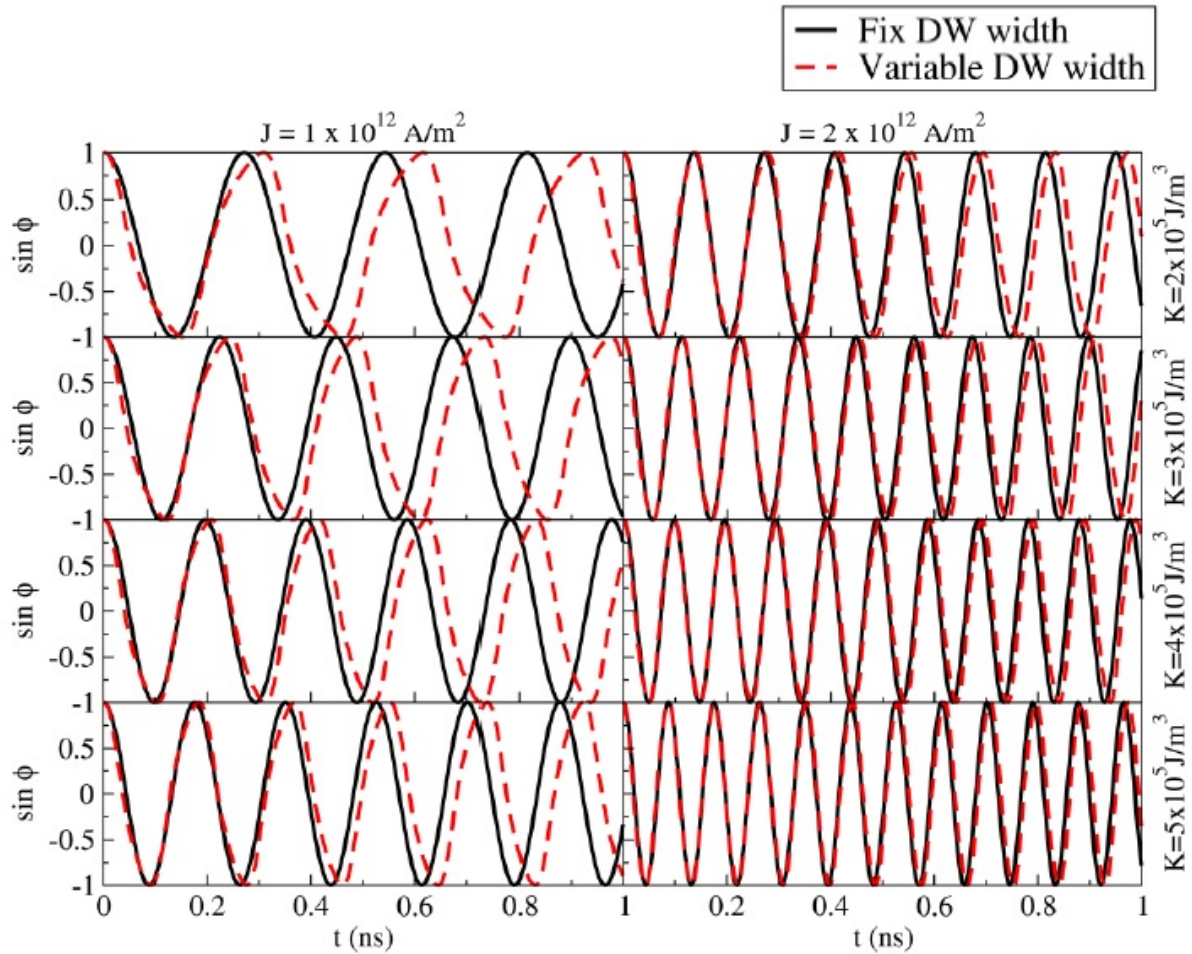


Figura 6.5: Fase da DW em função do tempo. As linhas pretas representam a precessão da DW considerando que a DW não muda sua largura durante a precessão. As linhas pontilhadas vermelhas mostram a fase da DW no caso em que a largura da DW é uma função da fase.

na frequência de precessão da DW . Os efeitos da largura da DW na precessão de fase são mais evidentes no caso de valores menores de anisotropia e densidade de corrente. Na verdade, a partir da análise de Fourier apresentada na figura 6.2(b), é difícil identificar as frequências de precessão da DW para valores menores de anisotropia. As diferenças nas frequências da DW para larguras fixas e variáveis diminuem com o aumento da anisotropia e das densidades de corrente. Portanto, o aparecimento de ondas de spin deve ser a causa do desvio do comportamento linear observado na figura 6.2(c).

Para medir as propriedades de magnetização apresentadas, uma MTJ pode ser usada em aplicações de dispositivos nano-osciladores. Assim, realizamos simulações micromagnéticas de um disco ferromagnético de 10 nm de diâmetro e 2 nm de espessura, separado da nano-banda por um espaçador de 2 nm para simular o isolante, que atuaria como uma

barreira túnel em um dispositivo real. Um nano-disco magnético colocado 5 nm antes da TS pode medir a precessão da DW . E a condutância túnel magnética esperada (TMG) é calculada pelo produto escalar da magnetização, para cada célula de simulação adjacente na nano-banda e o disco frente à região de separação [23].

Na figura 6.6(a) apresentamos um exemplo de um resultado coerente para a TMG calculada em uma nano-banda com anisotropia $K_1 = 2 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ e corrente $J = 2 \times 10^8 \text{ A cm}^{-2}$. Na figura 6.6(b), apresentamos um zoom de um intervalo de tempo específico, em que cada ponto da curva TMG é destacado e anexado às imagens que representam os resultados dos produtos escalares apresentados na figura 6.6(c).

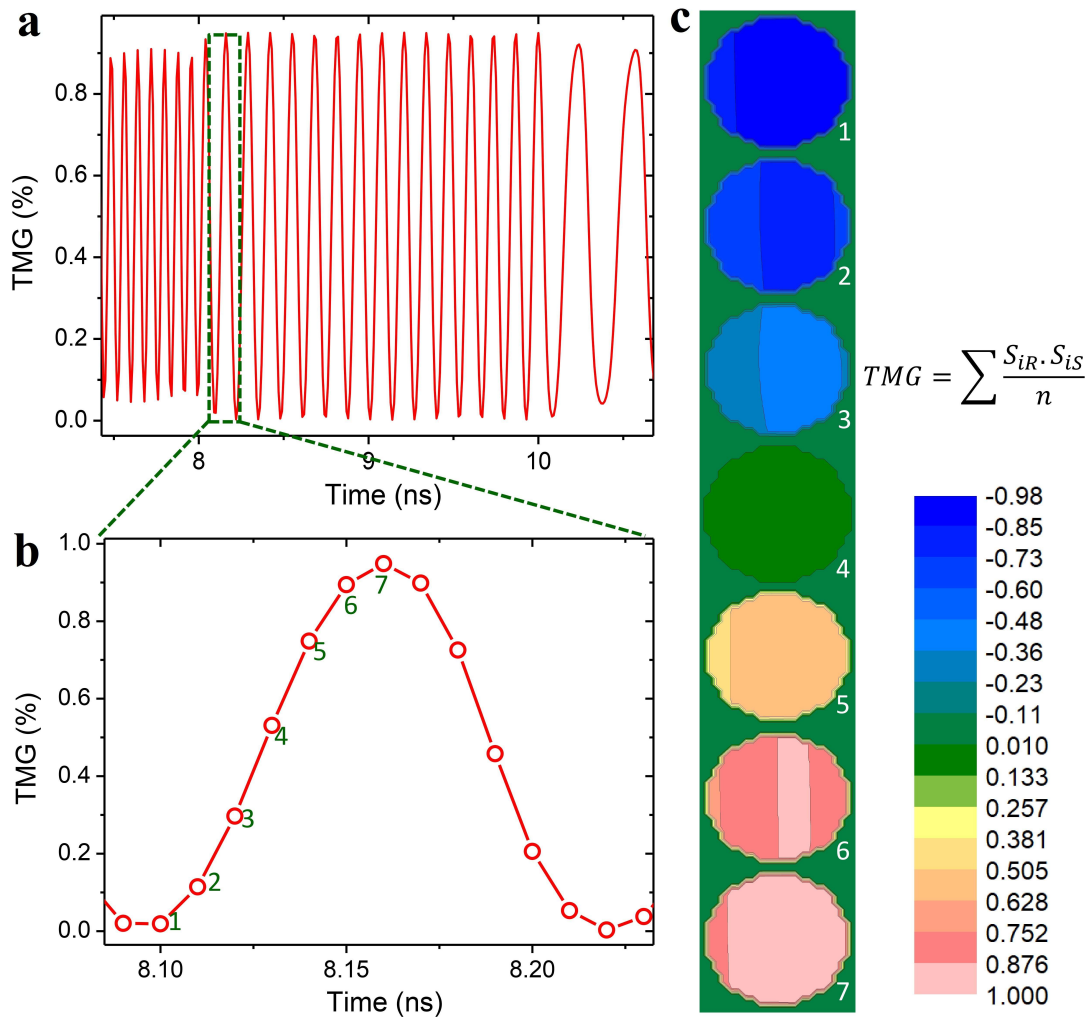


Figura 6.6: a) TMG calculada em simulação realizada com anisotropia de pista $K_1 = 2 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$, b) zoom de uma TMG calculada a partir da oscilação de magnetização sob corrente $J = 2 \times 10^8 \text{ A cm}^{-2}$ com números que representam o cálculo de cada produto escalar demonstrado em c) por escala de cores.

A dependência da TMG em função da anisotropia e da densidade de corrente é apresentada na figura 6.7, que descreve as frequências dos sinais que seriam medidos por um amplificador lock-in na caracterização experimental de tal dispositivo. A evolução da TMG mostra que a sensibilidade do nano-oscilador depende da anisotropia e da densidade de corrente. Os maiores valores de TMG são obtidos para uma baixa anisotropia e densidade de corrente. A diminuição da TMG em função da anisotropia e da corrente está relacionada com a diminuição do tamanho da DW , o que resulta em um desalinhamento com a camada de referência na posição do pilar. Ao aumentar a densidade de corrente, a DW passa a ser pressionada contra TS , e então a rotação de magnetização efetivamente lida pela MTJ diminui.

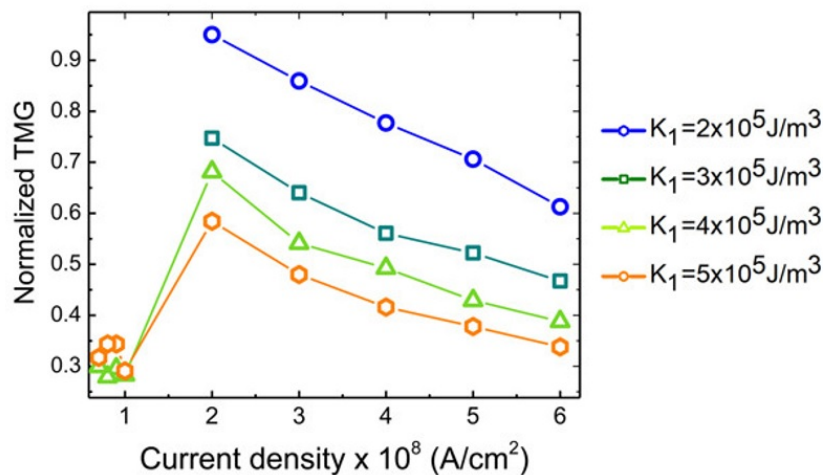


Figura 6.7: Evolução da TMG medida pelo pilar MTJ para diferentes anisotropias de pista de $K_1 = 2 \times 10^5$ J m⁻³ (hexágonos) a $K_1 = 5 \times 10^5$ J m⁻³ (círculos) sob diferentes correntes.

Já que valores de anisotropia mais baixos levam a larguras de DW maiores, o desalinhamento não afeta muito o sinal. Mesmo com as perdas causadas pelo posicionamento da MTJ , toda a sensibilidade medida é razoável para aplicação em nano-osciladores. No regime de baixa frequência, alcançado para $J < 1 \times 10^8$ A cm⁻², o sinal TMG é aproximadamente constante. O sinal TMG é baixo, mas ainda possível de ser medido em um dispositivo real.

Investigações de aquecimento de nano-bandas por pulsos de corrente tem sido realizadas, e uma temperatura de $T = 780$ K foi calculada para nano-bandas de permalloy, com densidades de corrente semelhantes às usadas neste trabalho, e pulsos mais longos de

~ 4 ns [64]. Nesse contexto, a alta frequência rotacional da *DW* medida neste trabalho permite o uso de pulsos de corrente mais baixos de ~ 1 ns. Além disso, espera-se que a espessura do cobalto usada na banda tenha uma alta T_c . Estas propriedades evitam qualquer dano ou perda de informação no dispositivo proposto pelo aquecimento Joule.

Portanto, a fim de estender nossas observações sobre a dependência do comportamento de fixação e rotação da *DW* sob corrente externa em altas temperaturas, realizamos simulações dependentes da temperatura para uma nano-banda com anisotropia $K_1 = 5 \times 10^5$ J m $^{-3}$, sub densidade de corrente aplicada de $J = 6 \times 10^8$ A cm $^{-2}$, em $T = 300$ K e $T = 700$ K. Para as iterações, usamos o solucionador de Heun de segunda ordem Mumax 3 implementado com um intervalo de tempo fixo de 1×10^{-15} s [23]. Os principais resultados estão representados na figura 6.8, que evidencia que a fixação e a rotação da *DW* ainda são observados, mas apresentam um aumento no ruído do sinal e deslocamento de fase quando comparados com os resultados obtidos previamente (figura 6.8(a)). A transformada de Fourier da magnetização apresentada na figura 6.8(b) mostra uma diminuição sistemática da frequência em função da temperatura, sugerindo um possível desvio na faixa de frequência em dispositivos práticos.

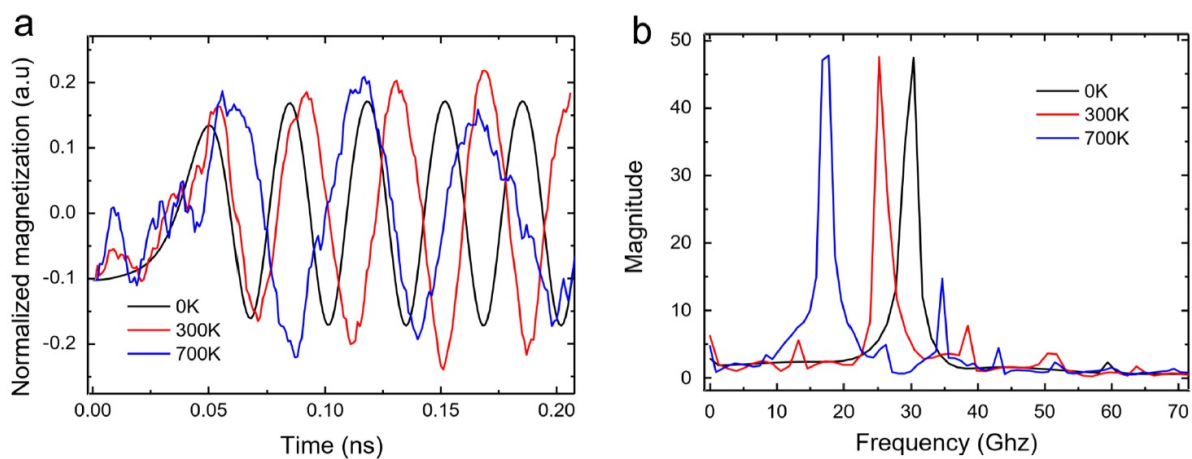


Figura 6.8: a) Evolução da magnetização no tempo para as temperaturas de 0 K, 300 K e 700 K para a pista com $K_1 = 5 \times 10^5$ J m $^{-3}$ sob $J = 6 \times 10^8$ A cm $^{-2}$. (b) Mudança da frequência de operação em função da temperatura.

6.1 Perspectivas.

O seguinte passo neste trabalho é a fabricação do dispositivo nano-oscilador proposto mediante sistemas de litografia na sala limpa do Departamento de Física da UFV. Já que atualmente contamos com um sistema de fotolitografia com resolução de até $1,5 \mu\text{m}$, e proximamente teremos um sistema de nano-litografia por feixe de elétrons com resolução de até 10 nm, junto com sistemas de deposição de filmes finos, um sistema de corrosão por plasma de argônio (Ion Milling) e outro por plasma de oxigênio dentro da sala limpa categoria 1000 do nosso departamento, temos as condições para a nano-fabricação do dispositivo e comprovação das simulações e teoria aqui apresentadas.

Capítulo 7

Conclusões

No estudo das memórias magnéticas de acesso randômico em configuração de vórtice determinamos a relação adequada $R \times A$ da camada isolante de MgO para obter efeito de tunelamento entre as camadas ferromagnéticas das $MTJs$ depositadas. Esta relação depende da espessura da camada isolante depositada e foi determinada usando magnetometria de amostra vibrante (VSM) e técnicas de tunelamento de corrente no plano ($CIPT$), encontrando efeito túnel entre as camadas FM para $R \times A$ entre $5 \Omega\mu\text{m}^2$ e $87 \Omega\mu\text{m}^2$.

Depositamos uma wafer com $R \times A = 7 \Omega\mu\text{m}^2$, e com técnicas de nano e micro litografia definimos os pilares das $MTJs$ de maneira satisfatória para nossos dispositivos de memória, obtendo magnetorresistência túnel de até 160%.

Realizamos medidas de resistência em função de campo magnético externo a pilares de 300 nm de diâmetro observando curvas de histereses típicas de estruturas em configuração de vórtice magnético. Posteriormente caracterizamos os dispositivos de memória nanofabricados a diferentes temperaturas, medindo resistência em função de campo magnético e analisando as curvas de histereses encontradas, concluindo que podemos modificar sua configuração magnética para serem usados como dispositivos de memória. Porém, não conseguimos aplicar campo magnético em altas temperaturas para deslocar o núcleo do vórtice e assim comprovar que o dispositivo $MRAM$ pode armazenar mais de um bit de informação por cada célula unitária de memória.

Com relação ao nano-oscilador baseado em paredes de domínio mostramos que a parede de domínio é fixada em uma posição de equilíbrio ao longo da nano-banda devido à ação de um campo magnético efetivo gerado pela estrutura em forma de T.

Na posição de fixação, a fase da parede do domínio apresenta uma precessão em torno da direção no plano com uma frequência bem definida. O campo de fixação e as frequências obtidas são funções da anisotropia da banda e da densidade de corrente aplicada.

Os resultados analíticos mostram que a dependência da frequência de precessão com a largura da parede de domínio pode ser desprezada para valores mais elevados de anisotropia e densidade de corrente.

Com base nos resultados obtidos, propomos um nano-oscilador de três terminais. Se mostrou que a variação da largura da parede de domínio em função da corrente pode afetar o sinal *TMG*, e que a frequência prática do dispositivo pode diminuir em função da temperatura. No entanto, ainda é alto o suficiente para aplicação prática em um nano-oscilador que cobre uma ampla faixa de frequências.

Referências Bibliográficas

- 1 MIYAZAKI, T.; TEZUKA, N. Giant magnetic tunneling effect in fe/al₂o₃/fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier BV, v. 139, n. 3, p. L231–L234, 1995.
- 2 MOODERA, J. S. *et al.* Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 74, n. 16, p. 3273–3276, 1995.
- 3 HAYAKAWA, J. *et al.* Current-driven magnetization switching in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, Japan Society of Applied Physics, v. 44, n. No. 41, p. L1267–L1270, 2005.
- 4 PREJBEANU, I. L. *et al.* Thermally assisted MRAM. *Journal of Physics: Condensed Matter*, IOP Publishing, v. 19, n. 16, p. 165218, 2007.
- 5 RIZZO, N. D. *et al.* A fully functional 64 mb DDR3 ST-MRAM built on 90 nm CMOS technology. *IEEE Transactions on Magnetics*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 49, n. 7, p. 4441–4446, 2013.
- 6 DAUGHTON, J. M.; POHM, A. V. Design of curie point written magnetoresistance random access memory cells. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 93, n. 10, p. 7304–7306, 2003.
- 7 WANG, J.; FREITAS, P. P. Low-current blocking temperature writing of double barrier magnetic random access memory cells. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 84, n. 6, p. 945–947, 2004.
- 8 PREJBEANU, I. *et al.* Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 40, n. 4, p. 2625–2627, 2004.
- 9 SLONCZEWSKI, J. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier BV, v. 159, n. 1-2, p. L1–L7, 1996.
- 10 BERGER, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 54, n. 13, p. 9353–9358, 1996.
- 11 KHVALKOVSKIY, A. V. *et al.* Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 46, n. 7, p. 074001, 2013.
- 12 ALBERT, F. J. *et al.* Spin-polarized current switching of a co thin film nanomagnet. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 77, n. 23, p. 3809–3811, 2000.

- 13 KATINE, J. A. *et al.* Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in co/cu/co pillars. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 84, n. 14, p. 3149–3152, 2000.
- 14 MYERS, E. B. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices. *Science*, American Association for the Advancement of Science (AAAS), v. 285, n. 5429, p. 867–870, 1999.
- 15 KISELEV, S. I. *et al.* Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, Springer Science and Business Media LLC, v. 425, n. 6956, p. 380–383, 2003.
- 16 RIPPARD, W. *et al.* Direct-current induced dynamics in Co₉₀Fe₁₀/Ni₈₀Fe₂₀ point contacts. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 92, n. 2, 2004.
- 17 KRIVOROTOV, I. N. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques. *Science*, American Association for the Advancement of Science (AAAS), v. 307, n. 5707, p. 228–231, 2005.
- 18 KAWAHARA, T. *et al.* Spin-transfer torque RAM technology: Review and prospect. *Microelectronics Reliability*, Elsevier BV, v. 52, n. 4, p. 613–627, 2012.
- 19 CHEN, E. *et al.* Advances and future prospects of spin-transfer torque random access memory. *IEEE Transactions on Magnetics*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 46, n. 6, p. 1873–1878, 2010.
- 20 KATINE, J.; FULLERTON, E. E. Device implications of spin-transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier BV, v. 320, n. 7, p. 1217–1226, 2008.
- 21 PUFALL, M. R. *et al.* Frequency modulation of spin-transfer oscillators. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 86, n. 8, p. 082506, 2005.
- 22 SUN, J. Z. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 62, n. 1, p. 570–578, 2000.
- 23 ARAUJO, C. de *et al.* Multilevel thermally assisted magnetoresistive random-access memory based on exchange-biased vortex configurations. *Physical Review Applied*, American Physical Society (APS), v. 6, n. 2, 2016.
- 24 BAIBICH, M. N. *et al.* Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 61, n. 21, p. 2472–2475, 1988.
- 25 GRÜNBERG, P. *et al.* Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 57, n. 19, p. 2442–2445, 1986.
- 26 VALET, T.; FERT, A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 48, n. 10, p. 7099–7113, 1993.

- 27 MOTT, N. Electrons in transition metals. *Advances in Physics*, Informa UK Limited, v. 13, n. 51, p. 325–422, 1964.
- 28 JULLIERE, M. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, Elsevier BV, v. 54, n. 3, p. 225–226, 1975.
- 29 IKEDA, S. *et al.* Tunnel magnetoresistance of 604% at 300k by suppression of ta diffusion in cofeb-mgo-cofeb pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 93, n. 8, p. 082508, 2008.
- 30 FAN, Y. *et al.* Exchange bias of the interface spin system at the fe/MgO interface. *Nature Nanotechnology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 8, n. 6, p. 438–444, 2013.
- 31 GROLIER, V. *et al.* Unambiguous evidence of oscillatory magnetic coupling between co layers in ultrahigh vacuum grown co/au(111)/co trilayers. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 71, n. 18, p. 3023–3026, 1993.
- 32 YUASA, S.; DJAYAPRAWIRA, D. D. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 40, n. 21, p. R337–R354, 2007.
- 33 N. D. Rizzo M. F. DeHerrera L. Savtchenko B. N. Engel e J. A. Janesky. 2003. U.S. Patent No. 6545906 B1.
- 34 ENGEL, B. *et al.* A 4-mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method. *IEEE Transactions on Magnetics*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 41, n. 1, p. 132–136, 2005.
- 35 MIRON, I. M. *et al.* Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, Springer Nature, v. 476, n. 7359, p. 189–193, 2011.
- 36 KANG, W. *et al.* An overview of spin-based integrated circuits. In: *2014 19th Asia and South Pacific Design Automation Conference (ASP-DAC)*. [S.l.]: IEEE, 2014.
- 37 CHUN, K. C. *et al.* A scaling roadmap and performance evaluation of in-plane and perpendicular MTJ based STT-MRAMs for high-density cache memory. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 48, n. 2, p. 598–610, 2013.
- 38 KIM, K.-W. *et al.* Magnetization dynamics induced by in-plane currents in ultrathin magnetic nanostructures with rashba spin-orbit coupling. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 85, n. 18, 2012.
- 39 SEO, S.-M. *et al.* Current-induced motion of a transverse magnetic domain wall in the presence of spin hall effect. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 101, n. 2, p. 022405, 2012.
- 40 LIU, L. *et al.* Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin hall effect. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 109, n. 9, 2012.

- 41 FUKAMI, S. *et al.* Advances in spintronics devices for microelectronics from spin-transfer torque to spin-orbit torque. In: *2014 19th Asia and South Pacific Design Automation Conference (ASP-DAC)*. [S.l.]: IEEE, 2014.
- 42 COEY, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009.
- 43 COWBURN, R. P. *et al.* Single-domain circular nanomagnets. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 83, n. 5, p. 1042–1045, 1999.
- 44 WORLEDGE, D. C.; TROUILLOUD, P. L. Magnetoresistance measurement of unpatterned magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 83, n. 1, p. 84–86, 2003.
- 45 SLAVIN, A.; TIBERKEVICH, V. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current. *IEEE Transactions on Magnetics*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 45, n. 4, p. 1875–1918, 2009.
- 46 HOUSSAMEDDINE, D. *et al.* Spin torque driven excitations in a synthetic antiferromagnet. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 96, n. 7, p. 072511, 2010.
- 47 IKEDA, S. *et al.* A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, Springer Science and Business Media LLC, v. 9, n. 9, p. 721–724, 2010.
- 48 PERRISSIN, N. *et al.* Perpendicular shape anisotropy spin transfer torque magnetic random-access memory: towards sub-10 nm devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 52, n. 23, p. 234001, 2019.
- 49 MANCHON, A.; ZHANG, S. Theory of spin torque due to spin–orbit coupling. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 79, n. 14, 2009.
- 50 SHARMA, S.; MURALIDHARAN, B.; TULAPURKAR, A. Proposal for a domain wall nano-oscillator driven by non-uniform spin currents. *Scientific Reports*, Springer Science and Business Media LLC, v. 5, n. 1, 2015.
- 51 FRANKEN, J. H. *et al.* Tunable magnetic domain wall oscillator at an anisotropy boundary. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 98, n. 10, p. 102512, 2011.
- 52 HIRAMATSU, R. *et al.* Localized precessional mode of domain wall controlled by magnetic field and dc current. *Applied Physics Express*, IOP Publishing, v. 8, n. 2, p. 023003, 2015.
- 53 ESPEJO, A. P. *et al.* Nanometric alternating magnetic field generator. *Scientific Reports*, Springer Science and Business Media LLC, v. 7, n. 1, 2017.
- 54 AHARONI, A. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 83, n. 6, p. 3432–3434, 1998.
- 55 SMITH, A. *et al.* The demagnetizing field of a nonuniform rectangular prism. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 107, n. 10, p. 103910, 2010.
- 56 CHEN, A. P.; GONZALEZ, J.; GUSLIENKO, K. Y. Axially symmetric domain walls confined in ferromagnetic nanotubes. *Materials Research Express*, IOP Publishing, v. 2, n. 12, p. 126103, 2015.

- 57 GILBERT, T. Classics in magnetics a phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 40, n. 6, p. 3443–3449, 2004.
- 58 THIAVILLE, A. *et al.* Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, IOP Publishing, v. 69, n. 6, p. 990–996, 2005.
- 59 ZHANG, S.; LI, Z. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 93, n. 12, 2004.
- 60 VANSTEENKISTE, A. *et al.* The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, AIP Publishing, v. 4, n. 10, p. 107133, 2014.
- 61 MOUGIN, A. *et al.* Domain wall mobility, stability and walker breakdown in magnetic nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, IOP Publishing, v. 78, n. 5, p. 57007, 2007.
- 62 YAN, M. *et al.* Beating the walker limit with massless domain walls in cylindrical nanowires. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 104, n. 5, 2010.
- 63 VOTO, M.; LOPEZ-DIAZ, L.; MARTINEZ, E. Pinned domain wall oscillator as a tuneable direct current spin wave emitter. *Scientific Reports*, Springer Science and Business Media LLC, v. 7, n. 1, 2017.
- 64 LELIAERT, J. *et al.* Adaptively time stepping the stochastic landau–lifshitz–gilbert equation at nonzero temperature: Implementation and validation in MuMax3. *AIP Advances*, AIP Publishing, v. 7, n. 12, p. 125010, 2017.