

1 Introdução

1.1. Transdutores Magnéticos

Os transdutores magnéticos (magnetômetros) têm sido úteis nas mais diversas aplicações, desde sistemas de navegação até na detecção da informação armazenada nos discos rígidos dos computadores. Na maioria das aplicações os magnetômetros são alternativas de detecção seguras, não invasivas e não destrutivas. Ao mesmo tempo destacam-se por serem opções robustas, confiáveis e com pequena necessidade de manutenção em relação aos demais métodos de sensoriamento [1-6].

A Tabela 1 apresenta uma comparação das resoluções e fundos de escala de diversos magnetômetros [1, 3, 5]. Destaca-se que os valores apresentados não significam que um dado magnetômetro (equipamento) seja capaz de ler toda a faixa indicada, mas sim que aquela família é capaz de realizar as leituras quando são feitas as adaptações necessárias. Isto é, assim como em qualquer tipo de transdutor, existe um compromisso entre fundo de escala e resolução.

Os dados, adaptados de [1], representam valores usuais dos dispositivos de uma dada família, ou seja, não representam uma limitação do respectivo transdutor, mas sim o estado da técnica. Destaca-se que, apesar da resolução e do fundo de escala serem parâmetros muito importantes na análise das características de um transdutor magnético, existem outros parâmetros a serem considerados em função da aplicação à qual o equipamento se destina, podendo-se citar: sensibilidade, tempo de resposta, resolução espacial, histerese, repetibilidade, estabilidade térmica, custo, entre outros.

Tabela 1 - Comparação do desempenho de Magnetômetros [1].

Magnetômetros	Densidade de Fluxo Magnético Detectável: (T)									
	10^{-14}	10^{-12}	10^{-10}	10^{-8}	10^{-6}	10^{-4}	10^{-2}	10^0	10^2	
Bobina										
<i>Fluxgate</i>										
Bombeamento Óptico										
Precessão Nuclear										
SQUID										
Efeito Hall										
Magnetoresistivo										
Magnetodiodo										
Magnetotransistor										
Fibra-óptica (magnetostricção)										
Magneto-óptico										
Magnetoimpedância Gigante (GMI)										

Os magnetômetros podem ser subdivididos em dois grupos: os que medem apenas o módulo do campo (magnetômetros escalares) e os que conseguem medir separadamente cada uma das componentes do campo (magnetômetros vetoriais) [2]. Dos transdutores magnéticos apresentados na Tabela 1, os únicos classificados como escalares são os dispositivos baseados em Bombeamento Óptico e Precessão Nuclear, todos os demais permitem detecção vetorial. Em um primeiro momento, poder-se-ia pensar que os magnetômetros vetoriais são sempre melhores, visto que fornecem mais informações. No entanto, essa análise dependerá da aplicação, sendo que em alguns casos magnetômetros escalares podem ser melhores que os vetoriais.

Ao se considerar um magnetômetro vetorial aderido a um veículo em movimento com o objetivo de detectar pequenas variações de campo atribuídas a materiais ferromagnéticos, percebe-se que as vibrações rotacionais devidas ao movimento do veículo acarretarão em variações das projeções do campo magnético terrestre nas direções de medição do magnetômetro. Tipicamente, tais variações são mais intensas que as atribuídas a pequenos objetos ferromagnéticos, tornando extremamente difícil sua separação do sinal de interesse. Uma possível

alternativa seria computar o módulo do campo magnético por meio do processamento dos dados das componentes. Porém, seria difícil garantir a exatidão dos valores calculados, pois as sensibilidades dos três magnetômetros axiais deveriam ser idênticas e eles deveriam estar exatamente alinhados perpendicularmente entre si. Assim, fica claro que, por exemplo nesta aplicação, magnetômetros escalares seriam mais adequados do que os vetoriais [2].

Os magnetômetros escalares possuem a vantagem de serem insensíveis a vibrações rotacionais. Esses baseiam seus princípios de funcionamento no fato da divisão entre alguns níveis de energia de elétrons ou de spins nucleares ser proporcional à intensidade dos campos magnéticos incidentes por uma vasta faixa de campos, suficiente para o desenvolvimento de magnetômetros. A obtenção de equipamentos de alta sensibilidade está associada à utilização de elementos químicos com linhas espectrais estreitas e tempos de vida longos. Tais fatores limitam a frequência de amostragem, ou seja, a sensibilidade de magnetômetros escalares, usualmente, decai rapidamente para frequências acima de 10 Hz [2].

Por outro lado, praticamente todas as famílias de magnetômetros vetoriais são muito afetadas por vibrações rotacionais [2] e pelo ruído $1/f$, o qual é dependente da frequência do campo e é o tipo de ruído dominante em baixas frequências (em geral, abaixo de 10 kHz). Porém, para frequências mais elevadas a intensidade do ruído $1/f$ decresce, fazendo com que ele se torne desprezível frente a outros tipos de ruído [2-4, 7-12].

1.1.1.

Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)

O SQUID é uma das mais importantes aplicações dos Princípios da Supercondutividade, do Efeito Meissner, da quantização do fluxo magnético e do Efeito Josephson. Por meio de tais efeitos, o SQUID se constitui em um transdutor magnético, realizando a transformação do campo magnético (mensurando) em tensão elétrica [1-8].

Os SQUIDs, no que tange às tecnologias de excitação dos anéis supercondutores, se subdividem em duas famílias: RF e CC. Basicamente, a primeira família utiliza correntes CA com frequências na faixa de RF (tipicamente de 20 MHz a 30 MHz), e a segunda utiliza-se apenas de correntes CC. Ambos os

sistemas se baseiam em anéis supercondutores interrompidos por junções Josephson, sendo que, em geral, os SQUIDS RF utilizam apenas uma junção por anel e os SQUIDS CC duas [1-6, 8]. Destaca-se que, a rigor, os SQUIDS são anéis supercondutores interrompidos por junções Josephson (Supercondutor-Óxido-Supercondutor). Porém, na literatura, é comum também se denominar apenas por SQUID os sistemas completos de magnetometria, baseados em elementos sensores SQUID.

Com a descoberta de materiais que se tornam supercondutores em temperaturas mais elevadas [13-14], os SQUIDS passaram a se diferenciar, também, em função do material utilizado na confecção dos anéis supercondutores [1-8]. Os SQUIDS LTS (*low-temperature superconductor*) demandam temperaturas de operação extremamente baixas (em torno de 4,2 K), exigindo resfriamento por hélio líquido. Por outro lado, os SQUIDS HTS (*high-temperature superconductor*) conseguem operar em temperaturas mais elevadas (acima de 77 K dependendo do material) possibilitando resfriamento por nitrogênio líquido (mais barato e fácil de operar em relação ao hélio), os quais utilizam em suas fabricações um composto óxido-cerâmico conhecido como YBCO (óxido de ítrio-bário-cobre) [14]. Os SQUIDS LTS são, em sua maioria, dispositivos CC; enquanto que os SQUIDS HTS são implementados utilizando tanto tecnologias CC quanto RF [1].

A Figura 1 apresenta a representação esquemática de um SQUID LTS típico, com as bobinas sensoras em configuração gradiométrica [4, 8], os anéis supercondutores interrompidos por junções Josephson, a eletrônica de processamento e o recipiente termicamente isolado (*dewar*) responsável por manter o hélio em seu estado líquido a 4,2 K [15].

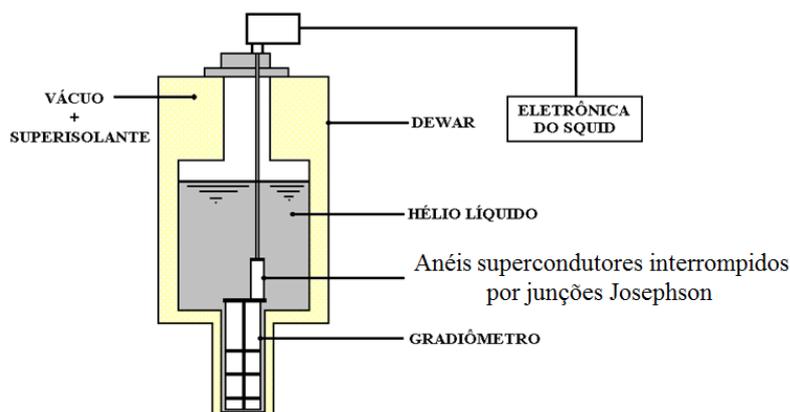


Figura 1 – Representação esquemática do SQUID.

Em termos de desempenho, os transdutores SQUID apresentam resposta a sinais verdadeiramente CC, ampla faixa de frequências, distorção de fase nula, e para os SQUIDs LTS mostra-se teoricamente que, mesmo em frequências de poucos hertz, é possível atingir-se densidades espectrais de ruído de $10^{-6} \cdot \phi_0 \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ($\phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ T} \cdot \text{m}^2 = 2,07 \cdot 10^{-11} \text{ T} \cdot \text{cm}^2$), elevada linearidade e ampla faixa dinâmica [1-8]. No entanto, na prática, as resoluções alcançadas, apesar de muito boas, são algumas ordens de grandeza superiores à teórica. Pode-se atribuir esse fato à grande dependência em relação à eletrônica de condicionamento e leitura, a heterogeneidades presentes nos anéis supercondutores e a fontes de ruído intrínsecas e extrínsecas ao sistema [1].

Ao longo dos anos foram desenvolvidos sistemas SQUID LTS multicanais com níveis de ruído extremamente baixos, da ordem de $5 \text{ fT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, para medições dentro de câmaras magneticamente blindadas. São exemplos de sistemas SQUID LTS multicanais os desenvolvidos pela Siemens (37 canais – 1989), pelo Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB, Alemanha) (63 canais – 1994), entre outros. Destaca-se que, tipicamente, a sensibilidade dos SQUIDs é significativamente reduzida para campos magnéticos com frequências superiores a 10 kHz, o que limita sua banda de passagem.

Mais recentemente, começaram a ser desenvolvidos sistemas SQUID HTS, os quais ainda apresentam resultados inferiores aos dos LTS. Em 2001, um sistema SQUID HTS multicanal (8 canais), foi testado e exibiu, em ambiente magneticamente blindado, um ruído $1/f$ de $50 \text{ fT} \text{ Hz}^{-1/2}$, na frequência de 10 Hz [4].

1.1.2. Bobinas Sensoras

Esse tipo de transdutor magnético baseia-se na Lei de Faraday-Lenz (eq. (1)), possuindo sua sensibilidade diretamente proporcional à taxa de variação, no tempo, do fluxo magnético que atravessa as bobinas [1-3, 5]:

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt}, \quad (1)$$

onde ε é a força eletromotriz induzida num circuito fechado como consequência da variação no tempo do fluxo magnético (ϕ) que o atravessa.

O fluxo magnético pode ser expresso como na eq. (2),

$$\phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} , \quad (2)$$

onde \vec{B} é a densidade de fluxo magnético que atravessa a área (\vec{A}) do circuito. Caso o circuito seja uma bobina constituída por N espiras, aplica-se a eq. (3),

$$\varepsilon = -N \frac{d\phi}{dt} . \quad (3)$$

Assim, percebe-se que essa família de magnetômetros inerentemente apresenta dificuldades para medir sinais de baixas frequências (tipicamente, inferiores a 100 Hz) [1, 3]. Uma possível solução para este inconveniente é fazer com que o sensor possua um movimento rotacional com velocidade controlável, pois dessa forma consegue-se ler até campos CC. No entanto, a incerteza da velocidade de rotação pode afetar significativamente a resolução do equipamento.

Em princípio, pela eq. (3) poder-se-ia concluir que quanto maior a frequência do campo mais fácil será a detecção, no entanto observa-se que também existem dificuldades em altas frequências (tipicamente, superiores a 1 MHz). Esse fato decorre do tempo de resposta do transdutor ser limitado pela razão entre a indutância e a resistência da bobina [2-3, 5].

A sensibilidade desses equipamentos também está relacionada à quantidade de enrolamentos N e à área das bobinas de medição A , ou seja, a obtenção de elevadas sensibilidades está associada à confecção de dispositivos com muitos enrolamentos e grandes áreas. Dessa forma, a resolução espacial fica comprometida e a resolução do equipamento é muito afetada pelo ruído térmico, devido ao grande número de enrolamentos [2-3, 5], inviabilizando sua utilização em inúmeras aplicações [1-2, 5].

1.1.3. **Fluxgates**

Os *fluxgates*, em sua configuração básica, consistem em magnetômetros compostos por um núcleo de material ferromagnético, com elevada permeabilidade, envolto por duas bobinas: uma para detecção do campo e outra para excitação [1-3, 5-6, 15-17]. A Figura 2 apresenta a configuração esquemática de um *Fluxgate*.

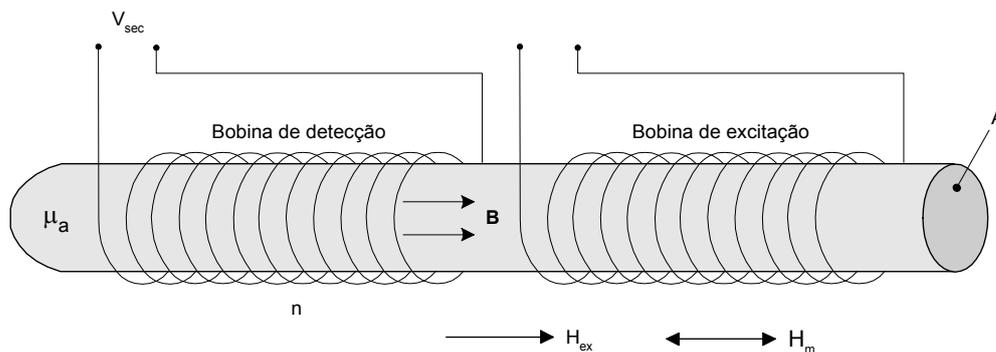


Figura 2 – Configuração esquemática de um transdutor magnético do tipo *Fluxgate*.

Seu princípio de funcionamento baseia-se na Lei de Faraday, eq. (1), assim como a dos magnetômetros do tipo bobina. No entanto, nos *Fluxgates* provocam-se variações no fluxo magnético por meio de alterações na permeabilidade magnética do núcleo ferromagnético [1-3, 5-6, 15-17].

Idealmente, as curvas de magnetização $B \times H$ devem ser praticamente verticais, visto que se deseja que o núcleo possua permeabilidade elevada ($\mu = dB/dH$) para um dado valor de H e sature ($\mu \approx 0$) abruptamente para uma pequena variação de H . Dessa forma é possível alterar a permeabilidade do núcleo por meio de um campo de excitação controlável, gerado pela bobina de excitação. Esse campo CA fará com que a saturação do núcleo seja alcançada duas vezes por período [2, 5]. A curva de magnetização com histerese apresentada na Figura 3 permite a observação do que foi discutido [15].

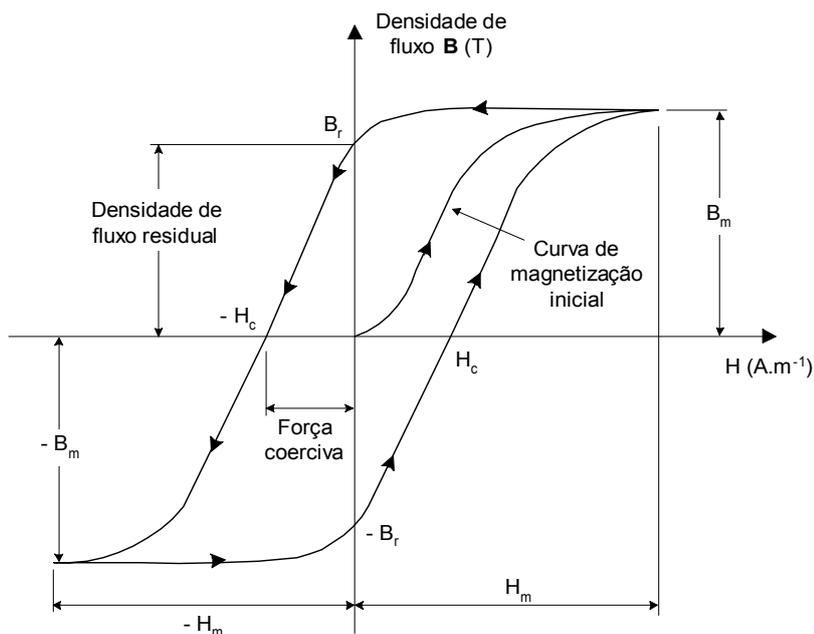


Figura 3 – Curva de magnetização com Histerese.

As alterações da permeabilidade do núcleo, decorrentes do campo de excitação, são percebidas pela bobina sensora. Assim, a tensão elétrica gerada nos terminais da bobina sensora contém as harmônicas pares (duas saturações por período) da frequência do campo produzido pela bobina de excitação. A adição de um campo externo altera a amplitude das harmônicas, podendo assim ser identificado. Usualmente, a eletrônica de leitura lê a segunda harmônica do sinal [2, 5]. A Figura 4 ilustra o princípio de funcionamento dos *Fluxgates* [2].

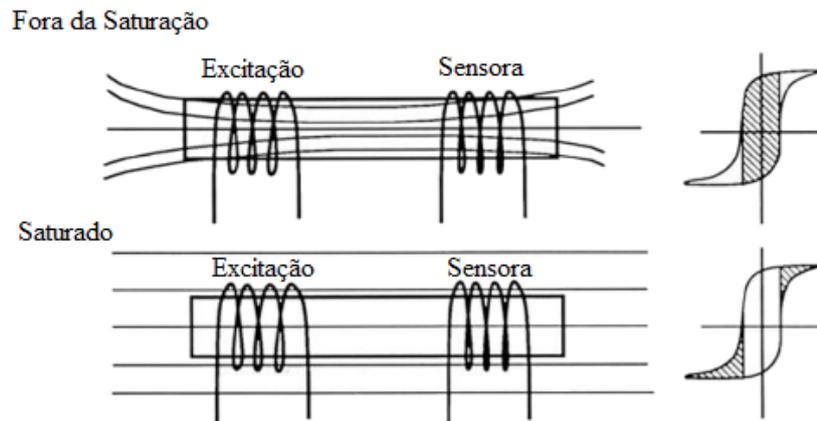


Figura 4 – Princípio de funcionamento de um *Fluxgate*.

A faixa de frequências desses equipamentos, em geral, vai até 100 Hz. Porém, existem *Fluxgates* que operam em frequências mais elevadas, até 10 kHz. Ainda, destaca-se que seu comprimento usual é de cerca de 3 cm [2-3, 5-6, 16-17].

1.1.4. Fibra-óptica

Essa família de magnetômetros se baseia num efeito magneto-óptico, utilizando-se de elementos sensores magnetostrictivos – os quais se deformam (expansão ou compressão) em função do campo magnético aplicado – aderidos à fibra-óptica [2, 18-20].

Basicamente, utilizam-se dois segmentos de fibra-óptica percorridos por uma onda eletromagnética (laser) gerada pela mesma fonte. No entanto, a um segmento da fibra adere-se um elemento magnetostrictivo enquanto que ao outro não. Assim, na presença de um campo magnético externo um dos segmentos de fibra (com elemento magnetostrictivo) estará sujeito a uma deformação

longitudinal enquanto que o outro (sem elemento magnetostrictivo) não se deformará. Essa deformação mecânica acarreta uma defasagem da onda eletromagnética que passa pela fibra em relação à onda que atravessa a fibra que não se deformou. Finalmente, essa defasagem pode ser detectada por interferometria óptica e, conseqüentemente, utilizada para se inferir qual o campo magnético aplicado [2, 18-20]. A configuração esquemática simplificada pode ser observada na Figura 5.

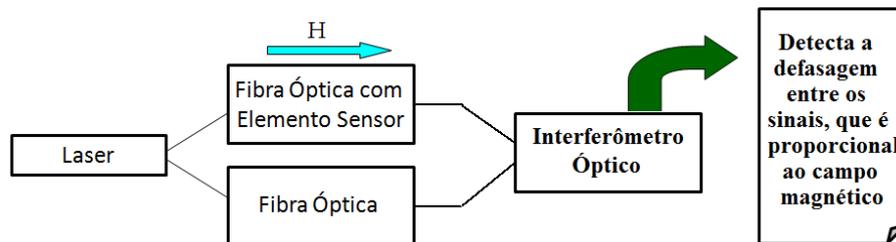


Figura 5 – Configuração esquemática de um transdutor magnético a Fibra-óptica.

A sensibilidade desses dispositivos está atrelada ao comprimento do segmento de fibra-óptica ao qual efetivamente está aderido o elemento magnetostrictivo. Mais especificamente, quanto maior o comprimento deste segmento maior a sensibilidade, o que certamente é um inconveniente em aplicações que requeiram alta sensibilidade mas também necessitem da miniaturização dos elementos sensores.

Estes magnetômetros têm seu funcionamento ótimo para frequências de campo magnético superiores a 100 Hz, sendo que frequências mais baixas deterioram rapidamente a resolução – pois esta é uma região de frequências sujeita a um ruído intenso, gerado pelas fontes laser. Ainda, destaca-se que a resolução total do sistema é função da resolução temporal dos detectores ópticos [20].

1.1.5. GMR

O fenômeno da Magnetoressistência Gigante (GMR – *Giant Magnetoresistance*) consiste em mudanças acentuadas na resistência de um material em função da variação do campo magnético [1-3, 5, 21-24]. A GMR pode ser compreendida como uma evolução de um efeito similar, porém de menor

intensidade, denominado Magnetoresistência Anisotrópica (AMR – *Anisotropic Magnetoresistance*) [25-26].

Os primeiros materiais possuidores do efeito GMR datam do final da década de 1980 e consistiam de uma série de filmes finos de ferro (Fe) e cromo (Cr), que quando colocados em temperaturas da ordem de 4 K, exibiam variações em torno de 50 % em sua resistência elétrica para variações do campo de centenas de oersteds [1-2, 5, 24].

Desde então, esses materiais foram intensamente pesquisados, fruto da necessidade de desenvolvimento de melhores dispositivos de gravação magnética que pudessem funcionar à temperatura ambiente e detectassem pequenas variações de campo. Assim, atualmente existem dispositivos GMR, operando em temperatura ambiente, capazes de apresentar variações de sua resistência em função do campo superiores a 10 %/Oe [1-2, 5].

A principal configuração de dispositivos GMR atuais é denominada “válvula de spin” ou “*spin-valve*”, a qual apresenta grandes variações da resistência numa região em torno do campo magnético nulo ($H=0$). Esses possuem, em geral, quatro camadas de filmes finos; sendo duas de materiais ferromagnéticos, uma de material condutor e outra de material anti-ferromagnético [1-2].

Pesquisas recentes nesse campo têm levado à fabricação de dispositivos magnetoresistivos com potencial para apresentar variações em suas resistências superiores aos GMR [2], dentre os quais, destacam-se: Junções de tunelamento magnético (MTJ – *Magnetic Tunnel Junctions*) [27-29], Magnetoresistência Extraordinária (EMR – *Extraordinary Magnetoresistance*) [30-31] e Magnetoresistência Balística (BMR – *Ballistic Magnetoresistance*) [32-33].

São encontrados relatos de transdutores magnéticos GMR comerciais capazes de detectar densidades de fluxo magnético da ordem de 10 nT e dispositivos em laboratórios providos de blindagem magnética capazes de atingir densidades de ruído de $20 \text{ pT} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ em 100 Hz [1-2]. Destaca-se que essa é uma tecnologia recente em relação à maioria dos outros magnetômetros apresentados e, conseqüentemente, ainda pode ser aperfeiçoada.

1.1.6. GMI

A Magnetoimpedância Gigante (GMI – *Giant Magnetoimpedance*) é uma das tecnologias de detecção de campos magnéticos mais recentes, tendo sido descoberta na década de 1990, encontrando-se ainda em fase de desenvolvimento [1-2, 15, 34-36].

Sua descoberta está associada a observações do módulo da impedância de amostras amorfas, em forma de fita, excitadas por corrente alternada, em função de um campo magnético externo. Estas indicaram grandes variações do módulo em função do campo, superiores às apresentadas em amostras GMR. Desde então, muitas pesquisas vêm sendo feitas no sentido de melhor compreender esse fenômeno e os parâmetros que o afetam.

O efeito GMI pode ser considerado, sobre certos aspectos, um análogo em altas frequências do efeito GMR [1]. No entanto, enquanto o GMR tem seu princípio de funcionamento atrelado à física quântica, o GMI pode ser explicado utilizando-se conceitos do eletromagnetismo clássico [1, 15, 34-36].

A importância do efeito GMI no cenário científico mundial tem aumentado e diversos laboratórios estão empreendendo pesquisas promissoras em várias áreas de aplicação. Apesar de ser um fenômeno relativamente recente, magnetômetros GMI já foram desenvolvidos para diversas aplicações, dentre as quais se podem destacar: detectores de presença [37], controle de processos industriais [38], pesquisa espacial e aplicações aeroespaciais [1-3, 5], sistemas de navegação [39], memórias de alta densidade e HDs [40], controle de tráfego [41], detecção de fissuras em materiais [42-43], microfluídica [44] e aplicações biológicas e biomédicas [15, 45-55].

1.1.6.1. Aspectos Teóricos

Fitas e fios de ligas ferromagnéticas moles têm atraído considerável atenção devido a suas propriedades físicas e aplicações tecnológicas. Um dos fenômenos mais interessantes observados nesses elementos é a magnetoimpedância gigante (GMI), presente, por exemplo, em amostras da família $\text{Co}_{75-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ – as quais possuem baixa magnetostricção [34-36, 56-62].

Em geral, a impedância de um condutor depende da distribuição de corrente dentro do material. Devido ao efeito pelicular (*skin effect*), quando a frequência da corrente aplicada aumenta é comum a corrente se concentrar na superfície do condutor [63]. Em materiais magnéticos, o valor da profundidade de penetração de corrente (*skin depth*) não depende apenas da frequência da corrente aplicada mas, também, da geometria e permeabilidade magnética do condutor, a qual, por sua vez, pode variar em função do campo magnético externo e da amplitude da corrente que atravessa o condutor. Isso faz com que, em amostras de materiais de alta permeabilidade, mesmo em uma faixa intermediária de frequências, possa-se esperar uma variação da impedância desses condutores em função do campo magnético aplicado [34-35, 59].

No efeito GMI, a corrente alternada aplicada ao longo do comprimento da amostra produz um campo magnético transversal (h_{ca}). Esse campo magnetiza a amostra, aumentando sua permeabilidade transversal. A permeabilidade cresce até atingir a condição de saturação do material em questão, na qual o campo magnético externo é suficientemente elevado a ponto de rotacionar os domínios magnéticos, reorientando-os completamente ao longo de sua direção. A dependência da permeabilidade magnética com o campo magnético externo e com a corrente aplicada na amostra modifica a profundidade de penetração da corrente dentro do material e, conseqüentemente, sua impedância [1, 34-36, 58-59, 64-66].

As amostras analisadas neste trabalho apresentam um caso particular de GMI, denominado magnetoimpedância longitudinal (LMI – *Longitudinal Magnetoimpedance*). O fenômeno LMI é gerado pela aplicação de uma corrente alternada (I) ao longo do comprimento de uma fita (ou fio), submetida a um campo magnético externo (H), paralelo ao comprimento da amostra. Logo, a diferença de potencial (V) é medida entre as extremidades da fita, como mostrado na Figura 6.



Figura 6 – Medição Típica do efeito LMI.

Dessa forma, o valor da impedância $Z_{sens}(H)$ da amostra GMI pode ser obtido pela expressão [36, 67]:

$$Z_{sens}(H) = \frac{|V|e^{j\theta_v}}{|I|e^{j\theta_i}} = \frac{|V|}{|I|}e^{j\theta_{sens}} = |Z_{sens}|e^{j\theta_{sens}} = R_{sens}(H) + jX_{sens}(H) \quad (4)$$

Em particular, para a faixa de frequências inspecionada nesta Tese (75 kHz a 30 MHz), a componente reativa $X_{sens}(H)$ das amostras GMI analisadas sempre apresentou comportamento indutivo. Consequentemente, a impedância $Z_{sens}(H)$ dos sensores GMI caracterizados pode ser eletricamente modelada como uma resistência $R_{sens}(H)$ em série com uma indutância $L_{sens}(H)$, conforme definido na eq. (5).

$$Z_{sens}(H) = R_{sens}(H) + j\omega L_{sens}(H) \quad (5)$$

Para uma liga ferromagnética metálica com comprimento l e seção transversal A , em uma aproximação linear, a impedância (Z_{sens}) é dada por [36, 97-98]

$$Z_{sens} = \frac{V}{I} = \frac{l \times E_z(s)}{A \langle J_z \rangle_A} = R_{cc} \frac{J_z(s)}{\langle J_z \rangle_A}, \quad (6)$$

onde E_z é a componente longitudinal do campo elétrico, J_z é a componente longitudinal da densidade de corrente, R_{cc} é a resistência elétrica CC, s representa o valor das funções E_z e J_z na superfície do material e $\langle J_z \rangle_A$ é o valor médio da componente longitudinal da densidade de corrente ao longo da seção transversal.

Assumindo-se, por simplicidade, que a relação entre a densidade de fluxo magnético (\bar{B}) e o campo magnético (\bar{H}) é linear e dada por $\bar{B} = \mu\bar{H}$, onde μ é a permeabilidade magnética do material [36, 68-73], com base nas equações de Maxwell, pode-se obter a expressão da componente longitudinal da densidade de corrente J_z [68]. Por sua vez, substituindo-a na eq. (6) obtém-se

$$Z_{sens} = \frac{R_{cc}jka}{2} \cot\left(\frac{jka}{2}\right), \quad (7)$$

sendo que

$$\begin{cases} k = \frac{(1-j)}{\delta} \\ \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_t\sigma}} \end{cases}, \quad (8)$$

onde R_{cc} é a resistência elétrica CC, j é a unidade imaginária, a é a espessura da fita, σ a condutividade elétrica do material e ω é a frequência angular da corrente.

Conforme esperado, as eqs. (7) e (8) mostram que o efeito GMI está relacionado à dependência da profundidade de penetração de corrente (δ) com a permeabilidade magnética transversal (μ_t), a qual é função do campo magnético externo (H), ou seja, $\mu_t = \mu_t(H)$. Entretanto, tipicamente, em materiais magnéticos não é satisfatório admitir que $\bar{B} = \mu\bar{H}$, sendo que a expressão de J_z será mais complexa do que a aqui obtida e, conseqüentemente, a definição da impedância Z_{sens} será alterada.

De forma geral, a densidade de corrente em um condutor pode ser calculada utilizando-se as equações de Maxwell. Em metais ferromagnéticos, onde as correntes de deslocamento podem ser desprezadas ($\dot{\bar{D}} = 0$) e em que as relações $\bar{J} = \bar{E}/\rho$ e $\bar{B} = \mu_0(\bar{H} + \bar{M})$ se mantêm [68], as equações de Maxwell podem ser escritas como

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + \dot{\bar{D}} \Rightarrow \nabla \times \bar{H} = \bar{J}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \bar{E} = -\dot{\bar{B}} \Rightarrow \nabla \times (\rho\bar{J}) = -\dot{\bar{B}} \Rightarrow \nabla \times (\rho\bar{J}) = -\mu_0 \left(\dot{\bar{H}} + \dot{\bar{M}} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \nabla \times \bar{J} = -\frac{\mu_0}{\rho} \left(\dot{\bar{H}} + \dot{\bar{M}} \right) \end{aligned} \quad \text{e} \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \left[\mu_0 \left(\bar{H} + \bar{M} \right) \right] = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \left(\bar{H} + \bar{M} \right) = 0, \quad (11)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo, ρ é a resistividade elétrica, \bar{J} é o vetor densidade de corrente, \bar{M} é o vetor magnetização, \bar{E} é o vetor campo elétrico, \bar{H} é o vetor campo magnético, \bar{B} é o vetor densidade de fluxo magnético.

Dessa forma, substituindo-se a eq. (9) na eq. (10), tem-se

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{H}) = -\frac{\mu_o}{\rho} \left(\dot{\bar{H}} + \dot{\bar{M}} \right). \quad (12)$$

Com base nas propriedades do operador rotacional, pode-se reescrever a eq. (12) como

$$\nabla (\nabla \cdot \bar{H}) - \nabla^2 \bar{H} = -\frac{\mu_o}{\rho} \left(\dot{\bar{H}} + \dot{\bar{M}} \right). \quad (13)$$

Por sua vez, a eq. (11) pode ser reescrita como

$$\nabla \cdot \bar{H} = -\nabla \cdot \bar{M}. \quad (14)$$

Substituindo-se a eq. (14) na eq. (13) obtém-se

$$-\nabla (\nabla \cdot \bar{M}) - \nabla^2 \bar{H} = -\frac{\mu_o}{\rho} \left(\dot{\bar{H}} + \dot{\bar{M}} \right). \quad (15)$$

Finalmente, isolando-se os termos dependentes de \bar{H} dos termos dependentes de \bar{M} , pode-se escrever [36, 68]

$$\nabla^2 \bar{H} - \frac{\mu_o}{\rho} \dot{\bar{H}} = \frac{\mu_o}{\rho} \dot{\bar{M}} - \nabla (\nabla \cdot \bar{M}). \quad (16)$$

A distribuição espacial e a variação temporal do vetor magnetização \bar{M} , em materiais ferromagnéticos, pode ser descrita pela equação de *Landau-Lifshitz*, apresentada na eq. (17) [74]

$$\dot{\bar{M}} = -\gamma \bar{M} \times \bar{H}_{ef} - \frac{\alpha \gamma}{M_S} \bar{M} \times (\bar{M} \times \bar{H}_{ef}), \quad (17)$$

onde γ é o fator giromagnético, M_S é a magnetização de saturação, \bar{H}_{ef} é o campo magnético efetivo e α é o fator de amortecimento.

A equação original de *Landau-Lifshitz*, eq. (17), pode ser reformulada com base na variação proposta por *Gilbert* [75], que substituiu o termo de amortecimento original da eq. (17), segundo termo da parte direita, por um termo dependente da derivada temporal do vetor magnetização $\dot{\bar{M}}$. Esta equação modificada, denominada equação de *Landau-Lifshitz-Gilbert*, é definida de acordo com a eq. (18),

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \dot{\vec{M}}. \quad (18)$$

O segundo termo da parte direita da eq. (18) é caracterizado pelo parâmetro α , aqui denominado fator de amortecimento de *Gilbert*. Este tipo de relaxamento garante um comprimento constante do vetor magnetização \vec{M} , sendo adequado para materiais ferromagnéticos cristalinos [68].

Por sua vez, conforme definido em [68], para modelar o processo de relaxação em materiais que apresentem imperfeições no ordenamento ferromagnético, como observado em materiais amorfos, deve-se introduzir um termo adicional na eq. (18), que é o fator de amortecimento modificado de *Bloch-Bloembergen*. A eq. (19) apresenta esta nova formulação [36, 68], onde o terceiro termo, na parte direita da eq. (19), representa o fator de amortecimento modificado de *Bloch-Bloembergen*, caracterizado pelo tempo de relaxação τ .

$$\dot{\vec{M}} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} - \frac{1}{\tau} (\vec{M} - \vec{M}_0), \quad (19)$$

onde \vec{M}_0 é a magnetização estática.

Dessa forma, resolvendo o sistema de equações composto pelas eqs. (16) e (19), podem-se determinar as expressões dos vetores magnetização \vec{M} e campo magnético \vec{H} . Conseqüentemente, conhecendo-se \vec{H} , pode-se utilizar a eq. (9) para determinar a densidade de corrente \vec{J} e, posteriormente, a impedância Z_{sens} , por meio da eq. (6) [68].

1.1.6.2. GMI Assimétrica

As curvas de variação da impedância de amostras GMI com o campo magnético externo H , são geralmente simétricas em relação a esse campo. Contudo, deve-se destacar que certas condições favorecem o aparecimento de uma assimetria nas curvas GMI, denominada Magnetoimpedância Gigante Assimétrica (AGMI). Essa assimetria é caracterizada pelo incremento de um dos picos (ou vales) da curva GMI em detrimento do outro [34, 36, 60-61, 76-77].

Apesar de nem todas as causas da AGMI serem conhecidas, três fatores se destacam na literatura: (a) corrente CC, (b) campos magnéticos CA e (c)

“*Exchange bias*”, a qual utiliza de técnicas de recozimento (*annealing*) sob condições especiais de modo a induzir de forma intrínseca um comportamento assimétrico às amostras GMI. Deve-se ressaltar que atualmente esses efeitos são explicados qualitativamente, sendo que muitos grupos de pesquisa têm trabalhado na tentativa de desenvolver modelos que permitam descrevê-los quantitativamente [34, 36, 60-61, 76-78].

No presente trabalho, buscou-se induzir AGMI apenas por corrente CC, ou seja, superpondo a corrente CA (necessária para o efeito GMI) a níveis arbitrários de corrente CC (necessária para o efeito AGMI). Desse modo, consegue-se alterar significativamente a forma das curvas GMI em função do campo magnético e, escolhendo-se adequadamente o nível CC da corrente de excitação, elevar a sensibilidade das amostras GMI [60-61, 79-86].

1.1.6.3. Técnicas de Transdução

Na literatura encontram-se magnetômetros GMI baseados em diversas técnicas de transdução. A presente seção faz um resumo do estado da arte das principais técnicas existentes, destacando as peculiaridades de cada uma delas.

1.1.6.3.1. Leitura Direta do Módulo

A magnetoimpedância gigante consiste em grandes variações da impedância de uma amostra sensora em função do campo magnético externo. Dessa forma, conforme apresentado na Figura 7, a técnica de transdução mais direta existente consiste na excitação da amostra GMI por uma fonte de corrente (CC + CA) e na consecutiva leitura da amplitude da tensão sobre os terminais da amostra sensora, por meio de um detector de pico [87].

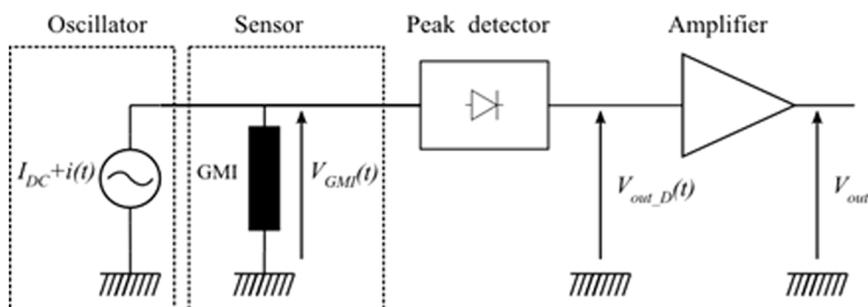


Figura 7 – Magnetômetro GMI baseado na leitura do módulo da impedância [87].

Para o arranjo eletrônico, apresentado na Figura 7, tem-se que a amplitude da tensão sobre o sensor GMI será proporcional ao módulo da impedância do sensor, que, por sua vez, é função do campo magnético externo. Logo, tem-se um transdutor de campo magnético em tensão elétrica [87].

1.1.6.3.2. Leitura em Meia Ponte

Ao invés de se medir diretamente a variação do módulo da impedância das amostras GMI, conforme apresentado na subseção anterior, pode-se fazer uma leitura em ponte, a fim de se obter uma maior exatidão. O circuito apresentado na Figura 8 exemplifica uma topologia que propicia a leitura em meia ponte da variação da impedância dos elementos sensores [54].

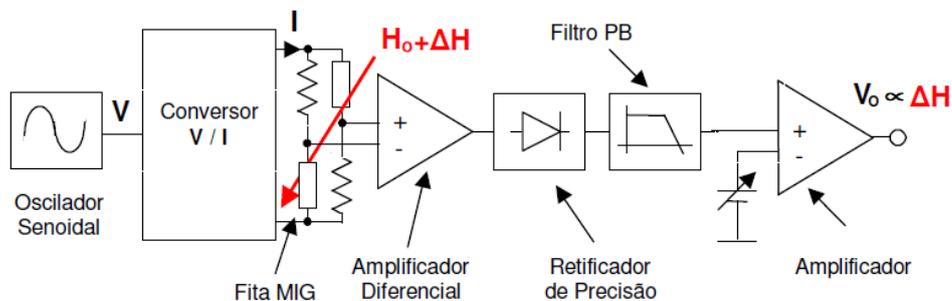


Figura 8 – Magnetômetro GMI baseado na leitura em meia ponte [54].

O circuito consiste em um oscilador senoidal seguido por um conversor de tensão em corrente, que permite a geração da corrente de excitação das amostras GMI. Conforme apresentado na Figura 8, as amostras estão inseridas em braços opostos da ponte, sendo que as demais resistências da ponte são ajustadas de forma a balanceá-la na situação de equilíbrio, isto é, a fim de fazer com que a tensão de saída da ponte seja nula, quando o campo magnético externo é nulo.

Dessa forma, para a ponte balanceada, a corrente I gerada se divide igualmente entre os braços. No entanto, ao variar o campo magnético externo, a impedância das amostras GMI varia e, conseqüentemente, a ponte torna-se desbalanceada. Nesta situação, a corrente I não se dividirá mais igualmente entre os braços da ponte, tornando a tensão de saída diferente de zero.

Por sua vez, os terminais de saída da ponte são conectados às entradas de um amplificador de diferenças, sendo que sua tensão de saída será proporcional à tensão de saída da ponte e, conseqüentemente, ao campo magnético ao qual as

amostras GMI estão submetidas. O amplificador de diferenças deve apresentar alta impedância de entrada, a fim de não afetar a tensão de saída da ponte.

Na sequência da cadeia de transdução, passa-se o sinal por um estágio composto por um retificador de precisão e filtro PB (passa-baixa), que opera como um demodulador AM. Finalmente, o sinal é fornecido a um amplificador de instrumentação de ganho ajustável, que gera a tensão de saída do transdutor, havendo ainda um ajuste de *offset* por meio de um potenciômetro de precisão.

1.1.6.3.3. Rede de Duas Portas

A variação da impedância elétrica das amostras GMI, em função do campo magnético, advém de alterações na permeabilidade das amostras, conforme discutido na seção 1.1.6.1. Tipicamente, as amostras GMI apresentam baixas impedâncias e são excitadas por baixas correntes, sendo que a tensão medida entre em seus terminais será pequena. Logo, pode-se perceber que uma técnica de transdução baseada na leitura direta da diferença de potencial entre os terminais da amostra sensora, como a discutida na seção 1.1.6.3.1, será altamente suscetível ao ruído eletrônico, visto que a amplitude do sinal de interesse é muito baixa.

Uma forma de aumentar o nível de sinal no ponto de leitura e, conseqüentemente, a sensibilidade do circuito de transdução, é utilizar uma configuração baseada em uma rede de duas portas, onde faz-se um enrolamento solenoidal em torno do elemento sensor GMI. Esta técnica é comumente denominada *off-diagonal* GMI. A representação esquemática da configuração aqui descrita é apresentada na Figura 9, em conjunto com o modelo equivalente da rede de duas portas associada. Por sua vez, a definição matemática da rede apresentada na Figura 9 é dada pela eq. (20) [88].

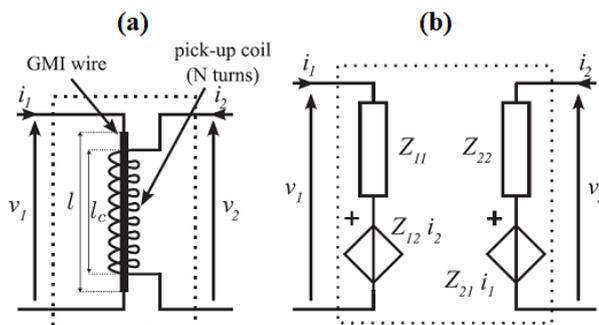


Figura 9 – (a) Representação esquemática do elemento sensor e (b) Modelo da rede de duas portas associada.

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = [Z_{sens}(H)] \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11}(H) & Z_{12}(H) \\ Z_{21}(H) & Z_{22}(H) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (20)$$

A Figura 10 apresenta o circuito eletrônico de transdução para excitação e leitura da rede de duas portas [88].

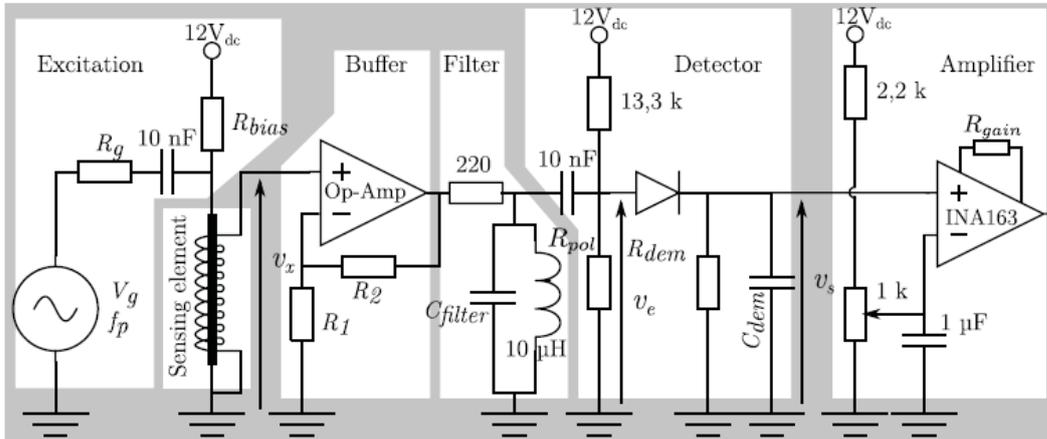


Figura 10 – Magnetômetro GMI baseado na configuração do elemento sensor como uma rede de duas portas, composta pela associação da amostra GMI a uma bobina de leitura [88].

A componente alternada de excitação do sensor GMI é gerada por meio de um oscilador senoidal V_g , cuja saída em tensão é convertida em corrente por meio do ajuste adequado de R_g . Por sua vez, a componente contínua da corrente de excitação é gerada pela combinação da fonte de 12 V com R_{bias} . Admite-se que a impedância do sensor GMI é muito menor que R_g e R_{bias} .

Por sua vez, variações no campo magnético incidente sobre a amostra GMI acarretam na variação da permeabilidade da amostra e, conseqüentemente, em alterações na tensão medida nos terminais da bobina solenoidal. Esta diferença de potencial pode ser ajustada por meio do número de espiras, sendo que os níveis de tensão aqui obtidos são significativamente superiores aos provenientes de medições diretas da queda de tensão sobre o sensor GMI.

Os terminais da bobina devem ser conectados a uma carga de alta impedância, a fim desta não se influenciar o nível de tensão medido. Dessa forma, os terminais são conectados entre o terra e a entrada não-inversora de um AmpOp, configurado como *buffer* de tensão com ganho. O ajuste da relação entre R_2 e R_1 possibilita que se defina o ganho desejado para o sinal.

Na sequência, o sinal é filtrado por um filtro passa-faixas RLC centrado na frequência f_p do oscilador senoidal (portadora do sinal), de forma a atenuar as componentes de ruído nas demais componentes espectrais. A saída do filtro passa por um detector de pico, implementado por um diodo de alta velocidade de comutação. O limiar de detecção é arbitrado por meio do ajuste de R_{pol} , que é responsável pela polarização do diodo.

A saída do detector de pico é fornecida a um amplificador de instrumentação, cujo ganho é ajustável por R_{gain} , e ajustes de *offset* podem ser realizados por meio de um potenciômetro de precisão.

1.1.6.3.4. Leitura de Frequência

Uma técnica alternativa, apresentada em [89], consiste na implementação de um transdutor de campo magnético em frequência. A representação esquemática do circuito eletrônico é apresentada na Figura 11.

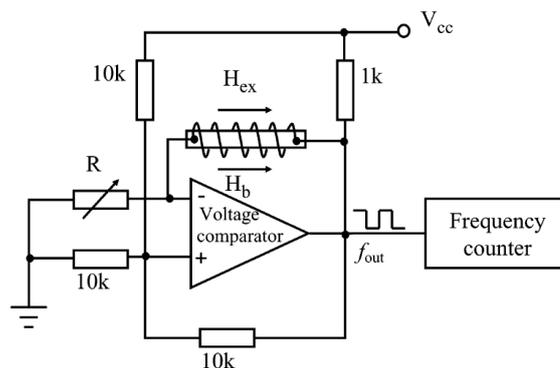


Figura 11 – Magnetômetro GMI baseado na variação da frequência de oscilação com o campo magnético [89].

O circuito proposto por [89] implementa um multivibrador astável [90], cuja frequência de oscilação f_{out} é dependente do campo magnético H_{ex} . O comparador utilizado possui saída do tipo *open-collector*, sendo que a resistência de 1 k Ω , conectada entre a sua saída e V_{cc} , funciona como um *pull-up resistor*, elevando a tensão de saída para aproximadamente V_{cc} quando o transistor, utilizado para implementar o estágio de saída, estiver cortado. O comparador é alimentado entre V_{cc} e terra (0 V) e admite-se, por simplicidade, que a saída do comparador pode efetivamente excursionar até os limites impostos pelas fontes de alimentação (V_{cc} e 0 V).

Neste caso, para o arranjo eletrônico apresentado na Figura 11, tem-se que, quando $v_o = V_{cc}$, a entrada v_+ do comparador será igual a $2/3$ de V_{cc} , condição imposta pela malha de realimentação positiva. Por outro lado, quando $v_o = 0$ V, a entrada v_+ do comparador será igual a $1/3$ de V_{cc} . Por sua vez, analisando-se a malha de realimentação negativa, verifica-se que ela é composta pela impedância da amostra GMI e pela resistência ajustável R . Supondo-se que a componente resistiva da amostra é muito menor do que R e denominando sua indutância por L_{sens} , tem-se que, quando $v_o = V_{cc}$, a entrada v_- do comparador tende a se carregar até este mesmo nível de tensão, com constante de tempo L_{sens}/R . Porém, no instante de tempo em que $v_- > v_+$, a saída do comparador irá comutar para $v_o = 0$ V. A partir deste momento, a entrada v_- do comparador tende a se descarregar até este mesmo nível de tensão (0 V), obviamente, também, com constante de tempo L_{sens}/R . No entanto, quando se atingir $v_- < v_+$, a saída do comparador irá comutar para $v_o = V_{cc}$. Dessa forma, tem-se que a saída do comparador irá oscilar entre estes dois patamares de tensão.

A Figura 12 representa o comportamento dos níveis de tensão nas entradas e na saída do comparador. A Figura 12(a) refere-se à tensão na saída do comparador v_o , a Figura 12(b) apresenta a tensão na entrada inversora v_- e a Figura 12(c) indica a tensão na entrada não-inversora v_+ .

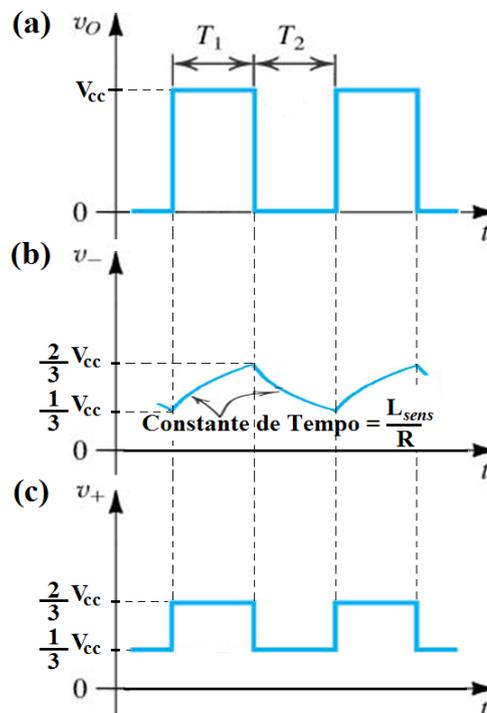


Figura 12 – Níveis de tensão nas entradas e saídas do comparador: (a) saída v_o , (b) entrada inversora v_- e (c) entrada não-inversora v_+ .

O período T da onda quadrada gerada é dado pela soma dos intervalos de tempo T_1 e T_2 (Figura 12). Por sua vez, durante o intervalo de carregamento T_1 , a tensão $v_-(t)$, a qualquer instante de tempo, pode ser definida pela eq. (21). Admitindo-se que $t = 0$ no início do intervalo T_1 ,

$$v_-(t) = V_{cc} - \left(V_{cc} - \frac{1}{3} V_{cc} \right) e^{-t/\tau}, \quad (21)$$

onde $\tau = L_{sens} / R$.

No instante de tempo $t = T_1$, conforme indicado na Figura 12, tem-se que $v_-(T_1) = 2 V_{cc} / 3$; logo

$$\frac{2}{3} V_{cc} = V_{cc} - \left(V_{cc} - \frac{1}{3} V_{cc} \right) e^{-T_1/\tau} \Rightarrow \frac{1}{2} = e^{-T_1/\tau} \Rightarrow T_1 \approx 0,7 \times \tau. \quad (22)$$

Por sua vez, durante o intervalo de descarregamento T_2 , a tensão $v_-(t)$, a qualquer instante de tempo, pode ser definida pela eq. (23). Neste caso, admite-se que $t = 0$ no início do intervalo T_2 .

$$v_-(t) = 0 - \left(0 - \frac{2}{3} V_{cc} \right) e^{-t/\tau} = \frac{2}{3} V_{cc} e^{-t/\tau} \quad (23)$$

No instante de tempo $t = T_2$, conforme indicado na Figura 12, tem-se que $v_-(T_2) = V_{cc} / 3$; logo

$$\frac{1}{3} V_{cc} = \frac{2}{3} V_{cc} e^{-T_2/\tau} \Rightarrow \frac{1}{2} = e^{-T_2/\tau} \Rightarrow T_2 \approx 0,7 \times \tau. \quad (24)$$

Por meio das eqs. (22) e (24) verifica-se que $T_1 = T_2$, ou seja, a saída do comparador v_o é uma onda quadrada perfeita (*duty cycle* de 50%). Ainda, utilizando-se estas mesmas equações, pode-se definir

$$T = T_1 + T_2 \approx 0,7 \times \tau + 0,7 \times \tau = 1,4 \times \tau = 1,4 \times \frac{L_{sens}}{R}. \quad (25)$$

Dessa forma, tem-se que a frequência de oscilação f_{out} é dada por

$$f = \frac{1}{T} \approx 0,714 \times \frac{R}{L_{sens}}. \quad (26)$$

Por meio da eq. (26), observa-se que f_{out} é dependente da resistência R e da indutância L_{sens} da amostra GMI – vide Figura 11. A indutância L_{sens} é dependente do campo magnético externo. Logo, variações no campo magnético implicam em

variações na frequência de oscilação f_{out} do multivibrador astável, sendo que o circuito opera, de fato, como um transdutor de campo magnético em frequência. Por sua vez, conforme indicado na Figura 11, a frequência de oscilação é medida por um frequencímetro, de modo a se poder inferir o campo magnético.

1.1.6.4. Comparação de Figuras de Mérito

Na literatura, encontram-se magnetômetros GMI com excelentes resoluções. A Tabela 2 explicita a comparação das figuras de mérito de alguns dos mais promissores protótipos de magnetômetros GMI identificados na literatura.

Tabela 2 – Comparação de figuras de mérito de magnetômetros GMI.

Trabalho	Ano	Sensibilidade	Fundo de Escala	Banda Passante	Densidade Espectral de Ruído em 1 Hz
[49]	2009	88 mV/ μ T	$\pm 10 \mu$ T	---	3 pT Hz ^{-1/2}
[91]	2010	38 mV/ μ T	$\pm 75 \mu$ T	10 Hz	70 pT Hz ^{-1/2}
[92]	2008	3,1 mV/ μ T	$\pm 75 \mu$ T	15 Hz	6 pT Hz ^{-1/2}
[93]	2011	2 mV/ μ T	$\pm 250 \mu$ T	2 kHz	5 nT Hz ^{-1/2}
[94]	2008	0,16 mV/ μ T	---	1 kHz	1 nT Hz ^{-1/2}

Destaca-se que, em baixas frequências, o ruído magnético típico em áreas urbanas é da ordem de dezenas de nanoteslas [7, 95-97]. Dessa forma, a fim de se avaliar a real resolução dos magnetômetros, as medições de suas respectivas curvas características de ruído devem ser feitas dentro de câmaras blindadas, que, tipicamente, propiciam atenuações do ruído magnético ambiental superiores a 1000 vezes. Para todos os magnetômetros GMI apresentados na Tabela 2, tem-se que os valores de densidade espectral de ruído informados são advindos de medições realizadas no interior de câmaras blindadas magneticamente.

1.2. Relevância e Objetivos

A implementação de transdutores magnéticos baseados no efeito GMI possui grande potencial para o desenvolvimento de magnetômetros de alta sensibilidade. Nesse intuito, o Laboratório de Biometrologia da PUC-Rio (LaBioMet), local onde os trabalhos de pesquisa desta Tese foram realizados, em colaboração com o Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco (DF-UFPE), vem desenvolvendo, há cerca de 9 anos, protótipos de transdutores baseados no fenômeno GMI.

Os magnetômetros GMI desenvolvidos, tanto pelo grupo de pesquisas no LaBioMet, quanto por pesquisadores em outras partes do mundo, eram tradicionalmente baseados nas características de módulo da impedância do efeito GMI [1-2, 36, 50-54, 64, 98-100]. Porém, recentemente, em pesquisas iniciadas durante o mestrado e continuadas pelos trabalhos desenvolvidos durante este doutorado, verificou-se que a construção de transdutores magnéticos baseados nas características de fase da impedância de elementos sensores GMI tem o potencial de elevar os valores de sensibilidade em pelo menos 100 vezes, quando comparados àqueles obtidos com os usuais transdutores baseados no módulo. Posteriormente, a idealização de um novo método de transdução de fase em tensão, que possibilita elevar a sensibilidade de fase das amostras sensoras, possibilitou novo ganho da ordem de 100 vezes na sensibilidade do transdutor.

Os capítulos desta Tese apresentam em detalhes as pesquisas e desenvolvimentos realizados com o objetivo de implementar um transdutor magnético GMI de alta sensibilidade. Estes trabalhos acarretaram diversas publicações [79-84, 101-117], incluindo o depósito de patentes nacionais e internacionais [85-86, 118-119]. O novo nível de sensibilidade alcançado permite vislumbrar a aplicação de magnetômetros GMI na medição de campos magnéticos ultra-fracos.

De acordo com dados publicados em 2010 pela *Frost & Sullivan*, o mercado mundial de transdutores magnéticos tende a crescer 10 % ao ano até 2016 – passando da receita de US\$ 1,5 bilhões para cerca de US\$ 3,0 bilhões em 2016 [120]. Espera-se que esta nova família de magnetômetros GMI, de alta resolução e

baixo custo, ocupe um nicho de mercado e viabilize até mesmo a substituição dos SQUIDS em determinadas aplicações.

1.3. Estrutura da Tese

Esta Tese possui 6 capítulos e 2 apêndices, cujos respectivos conteúdos são resumidamente descritos abaixo.

No capítulo 1 – “Introdução” – apresentam-se os objetivos do trabalho e evidencia-se sua relevância. Também, apresenta-se e discute-se resumidamente as principais tecnologias de transdutores magnéticos atualmente existentes, enfatizando-se a discussão sobre os princípios físicos do Efeito GMI e as diferentes tecnologias desenvolvidas para implementação de magnetômetros GMI.

No capítulo 2 – “Caracterização das Amostras GMI” – apresentam-se os métodos e procedimentos empregados para obtenção dos resultados experimentais. Exibem-se as características de módulo e fase das amostras em função do campo magnético, explicitando-se suas dependências com relação à frequência e ao nível CC da corrente de excitação, bem como ao comprimento das amostras. Todos os resultados são discutidos, destacando-se os aspectos mais relevantes observados.

No capítulo 3 – “Amplificação da Sensibilidade de Fase” – introduz-se o método desenvolvido para o aumento da sensibilidade da fase da impedância das amostras GMI, em função do campo magnético externo. Exibem-se e discutem-se os resultados que permitem avaliar o desempenho do método proposto. Na sequência, propõe-se uma variação no método a fim de se propiciar uma maior linearidade e maiores níveis de tensão no ponto de leitura. Esse método aprimorado é matematicamente avaliado e discutido. O circuito eletrônico desenvolvido para implementação do método também é apresentado. A influência de aspectos não-ideais introduzidos pelos componentes reais do circuito sobre o comportamento ideal do circuito é cuidadosamente analisada e ressaltada.

No capítulo 4 – “Magnetômetro GMI” – apresenta-se o circuito eletrônico desenvolvido para o transdutor magnético GMI, baseado na leitura da fase da impedância das amostras. As características inerentes ao circuito são minuciosamente detalhadas, a fim de se analisar toda a cadeia de transdução do

sinal. Na cadeia de transdução, analisa-se e destaca-se a importância da topologia eletrônica implementada a fim de amplificar a sensibilidade de fase das amostras sensoras. Por fim, apresenta-se a caracterização experimental do magnetômetro e avaliam-se importantes figuras de mérito.

No capítulo 5 – “Ensaio Experimentais com o Magnetômetro GMI” – apresentam-se quatro ensaios experimentais realizados a fim de se avaliar o desempenho do transdutor magnético GMI desenvolvido. Os resultados obtidos em cada um dos ensaios realizados são cuidadosamente discutidos e avaliados.

No capítulo 6 – “Conclusões e Trabalhos Futuros” – resumem-se os principais resultados e informações apresentados ao longo da Tese. Evidenciam-se os pontos críticos do circuito eletrônico do transdutor magnético e comenta-se sobre possíveis trabalhos futuros que permitam sua otimização.

No Apêndice A – “Modelagem dos Sensores GMI por Redes Neurais” – comenta-se sobre as dificuldades inerentes à ausência de um modelo físico suficientemente completo, capaz de modelar as características da impedância das amostras em função dos diversos parâmetros que a afetam. Dessa forma, a fim de guiar as medições experimentais, apresenta-se a modelagem desenvolvida das amostras GMI por redes neurais artificiais. O desempenho deste modelo é avaliado e discutido.

No Apêndice B – “Características do Circuito Eletrônico do Transdutor GMI” – apresenta-se a configuração geométrica da placa de circuito impresso (PCB), em forma de T, utilizada para a montagem do circuito eletrônico do transdutor magnético GMI. Este apêndice também explicita os modelos dos componentes ativos e os valores dos componentes passivos empregados no circuito eletrônico.