

Giancarlo Tosin

SISTEMA DE ALTA PRECISÃO  
PARA AS  
MEDIÇÕES DOS CAMPOS MAGNÉTICOS  
DOS  
DISPOSITIVOS DE INSERÇÃO  
DO  
LABORATÓRIO NACIONAL DE LUZ SÍNCROTRON

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica. Área de concentração: Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica.

Orientador: Prof. Dr. Evandro Conforti

Campinas, SP  
2005

Este exemplar corresponde a cópia final da tese defendida por: <u>Giancarlo Tosin</u>
..... e aprovada pela Comissão
Julgada em: ..... / ..... / .....
<u>Evandro Conforti</u> Orientador

Giancarlo Tosin

SISTEMA DE ALTA PRECISÃO  
PARA AS  
MEDIÇÕES DOS CAMPOS MAGNÉTICOS  
DOS  
DISPOSITIVOS DE INSERÇÃO  
DO  
LABORATÓRIO NACIONAL DE LUZ SÍNCROTRON

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica.

Aprovação em 05/12/2005.

**Banca examinadora:**

Prof. Dr. Evandro Conforti - DMO - FEEC - UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Knobel - LMBT - IFGW – UNICAMP

Dr. Pedro Fernandes Tavares - Laboratório Nacional de Luz Síncrotron

Prof. Dr. Rui Fragassi Souza - DMO - FEEC – UNICAMP

Prof. Dr. Peter Jürgen Tatsch - DSIF - FEEC – UNICAMP

Prof. Dr. Hugo E. Hernandez Figueroa - DMO - FEEC – UNICAMP

Campinas, SP  
2005

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

T639s	<p>Tosin, Giancarlo</p> <p>Sistema de alta precisão para as medições dos campos magnéticos dos dispositivos de inserção do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron / Giancarlo Tosin. --Campinas, SP: [s.n.], 2005.</p> <p>Orientador: Evandro Conforti</p> <p>Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.</p> <p>1. Anéis de armazenamento. 2. Dispositivos magnéticos. 3. Hall, efeito. 4. Bobinas. 5. Detectores. 6. Aceleradores de partículas. I. Conforti, Evandro. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.</p>
-------	--

Titulo em Inglês: High precision system for magnetic field measurements of insertion devices of the  
Brazilian Synchrotron Light Source

Palavras-chave em Inglês: Hall probes, Insertion devices, Rotating coil

Área de concentração: Microeletrônica e Optoeletrônica

Titulação: Doutor em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Marcelo Knobel, Pedro Fernandes Tavares, Rui Fragassi Souza, Peter Jürgen  
Tatsch e Hugo Enrique Hernandez Figueroa

Data da defesa: 05/12/2005

**Resumo** – As medições acuradas e precisas do campo magnético dos dispositivos de inserção (DIs) são essenciais para garantir que suas instalações no Anel de Armazenamento de Elétrons do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) alcançarão o desempenho desejado e não comprometerão a estabilidade do feixe de elétrons estocado. Tais dispositivos são versáteis fontes de radiação introduzidas nos Anéis de Armazenamento onde, a partir dos seus perfis de campos, promovem a emissão de intensos fluxos de fótons, de largo espectro ou monocromáticos, cuja polarização também pode ser controlada. Devido às características do feixe de elétrons do Anel de Armazenamento do LNLS, tais como energia de operação, energia de injeção e abertura dinâmica (região onde o feixe é estável), severas restrições na qualidade do campo são impostas para garantir o tempo de vida e a estabilidade da órbita. Para a verificação dessas especificações e do perfil do campo, que é fundamental para a determinação do espectro emitido, construiu-se uma bancada de caracterização com alcance útil de 4,2 m. Duas técnicas foram nela instaladas: bobina girante, para a medida de campos médios (ou integrados), e sensores Hall, para a medição de campos locais. Ambas as técnicas foram exploradas nos seus conceitos, e aperfeiçoadas, a fim de assegurar a confiabilidade dos valores medidos, dentro de suas especificações. O aperfeiçoamento das técnicas aqui proposto permitiu melhorar substancialmente a precisão apresentada na literatura especializada.

**Palavras-chaves:** bobina girante, dispositivos de inserção, sensores Hall.

**Abstract** – This Thesis was a consequence of the need for an accurate and precise magnetic field measurement bench for insertion devices characterization (IDs). Such devices are versatile radiation sources installed in Electron Storage Rings. From their magnetic field profile, they provide high photon fluxes, with broad or monochromatic spectrum, being possible, depending on the ID geometry, to control also the radiation polarization. Due to some features of the LNLS electron beam, such as injection energy, operation energy and dynamic aperture, severe restrictions are imposed on the magnetic field quality to assure a long life time and a stable beam orbit. A characterization bench, 4.2 m in length, was built to verify such specifications and to determine the field profile, which is correlated to the emission spectrum. Two techniques were implemented in this bench: rotating coil, for average (or integrated) field measurements, and Hall probes, for local field measurements. Both techniques were conceptually explored and improved to guarantee the reliability of the measured values within their specifications. The results showed a considerable increasing in the precision with respect to values presented in the scientific literature.

**Keywords:** Hall probes, insertion devices, rotating coil

*Dedicatória:*

*À minha amada  
esposa Valdirene  
e amadas  
filhas Thaíse e Ingrid.*

## **Agradecimentos:**

À Vida e à vida.

À Evandro Conforti por ter feito tudo que estava ao seu alcance na posição de orientador.

À James F. Citadini, Reinaldo Basílio e Ximenes R. Resende pela contribuição efetiva nos resultados deste trabalho apresentado.

À minha esposa Valdirene pelo constante apoio e pelas correções dos textos em inglês e português.

Aos colegas do LNLS: Ângelo Romeu, Cleber Rodrigues, Eli W. de Siqueira, Evandro Blumer, Felipe Schiavon, Guilherme S. Franco, Harry Westfahl Jr, Joacir E. Dos Santos, João Vitor de Oliveira Neto, Liu Lin, Lúcia C. Jahnel, Pedro F. Tavares, Regis T. Neuenschwander, Rodrigo C. Gomes, Samuel Aristaque e Wagner da Silva Vieira, pelas boas idéias e auxílios prestados na área técnica.

Às bibliotecárias do LNLS: Margarida Abreu de Lima e Heloísa Silva pela revisão do formato da Tese e auxílios bibliográficos.

À Rui Albuquerque por ter dado início ao processo deste doutoramento.

Aos membros da banca examinadora pela paciência em ler esta Tese e pela boa vontade com que acolheram o meu convite.

## Epígrafes

... neste mundo de dúvidas, toda afirmação é um desafio e uma insolência.  
“Joseph Conrad”

As circunstâncias e uma certa indignação do espírito levaram-me a me interessar por essas espécies de enigmas, e é realmente duvidoso que o engenho humano possa criar um enigma desse gênero que a mente humana não chegue a resolver à força de persistência.  
“Edgar Allan Poe”

Quase todo o segredo dos grandes corações está nesta palavra: perseverando. A perseverança está para a coragem como a roda para a alavanca; é a renovação perpétua do ponto de apoio.  
“Victor Hugo”

Também vi eu que todo o trabalho, e toda a destreza em obras, traz ao homem a inveja do seu próximo. Também isto é vaidade e aflição de espírito.  
“Rei Salomão”

Engenharia é feita de problemas e detalhes.  
“Autor desconhecido”

### Coisas que aprendi pela vivência:

Sabendo-se pouco, faz-se muito; sabendo-se muito, faz-se melhor.

Qualquer problema é vasto e lança raízes em várias direções; devemos parar para avaliar o que é de real relevância.

Em uma época em que o tempo é sempre pouco, o professor tem um lugar de destaque, pois consegue acelerar o aprendizado.

Observar um fenômeno pode ser bem mais simples do que gerar a ferramenta que permite observá-lo.

Um aumento linear de precisão geralmente implica em um aumento exponencial de dificuldades.

Resolver um problema é separar as variáveis até descobrir quais o causa.

Chefiar é a responsabilidade de garantir o bom andamento em busca de um objetivo; é dinamizar sem atrapalhar; é incentivar, cuidando para não prejudicar; é ver falhas individuais e coordenar as forças conjuntas; é conseguir fazer rápidas pontes sobre os vales que aparecem.

Escrever é uma arte que não tem fim. Sempre pode ser melhorada.

“Giancarlo Tosin”

## Lista de Ilustrações

Figura 1.1.	Aumento do fluxo de fótons com o advento das fontes síncrotron.....	2
Figura 1.2.	Foto do Anel de Armazenamento UVX.....	3
Figura 1.3.	Aumento da energia do feixe de elétrons por meio de uma cavidade de radiofrequência (RF).....	5
Figura 1.4.	Fotos do LINAC e do trecho da linha de transporte.....	6
Figura 1.5.	Rede magnética do LNLS.....	7
Figura 1.6.	Desenho esquemático de um dispositivo de inserção.....	9
Figura 1.7.	Padrão da magnitude da potência da radiação emitida por uma carga acelerada.....	10
Figura 1.8.	Radiação síncrotron chegando a um observador.....	11
Figura 1.9.	Representação dos ângulos $\alpha_{\max}$ e $\theta_{\max}$ para a definição do parâmetro K.....	12
Figura 1.10.	Brilhos emitidos pelos “wiguers”, onduladores e dipolos.....	13
Tabela 1.1	Tolerâncias aceitáveis do campo magnético integrado para os DIs do LNLS.....	14
Tabela 1.2.	Principais parâmetros do feixe de elétrons do Anel UVX.....	15
Figura 2.1.	Bloco esquemático do sistema para medidas rápidas com sensor Hall.....	19
Tabela 2.1.	Principais parâmetros da bancada Hall.....	20
Figura 2.2.	Formato da câmara de zero Gauss.....	21
Tabela 2.2.	Ruído elétrico e as flutuações de campo magnético associadas.....	23
Figura 2.3.	Deslocamentos sistemáticos que o sensor Hall sofre com relação a leitura feita pela régua.....	28
Figura 2.4.	Diferença entre os módulos das tensões Hall em função do campo magnético aplicado.....	31
Figura 2.5.	Componente $B_z$ do campo magnético do “wiguier” medido com sensor Hall.....	33
Figura 2.6.	Campos de picos medidos com sensor Hall.....	33
Tabela 2.3.	Comparação entre os campos integrados medidos com sensores Hall e bobina girante.....	34
Figura 3.1.	Geometria de uma bobina girante e definição de seu sistema de coordenadas.....	35
Figura 3.2.	Bloco esquemático do sistema de medição com bobina girante.....	37
Figura 3.3	Desenho mostrando como a bobina é fixada aos fios de “twaron”.....	39
Figura 3.4.	Desenho mostrando detalhes mecânicos da disposição dos fios de “twaron”.....	39
Tabela 3.1.	Lista dos principais parâmetros da bobina de “twaron”.....	39
Tabela 3.2.	Tabela das grandezas de interesse para a construção da bobina girante.....	41
Figura 3.5.	Sistema para o enrolamento da bobina sem que haja contato entre os fios.....	41
Figura 3.6.	Suporte translador para a sustentação da bobina.....	42
Tabela 3.3	Lista dos principais parâmetros mecânicos da bobina girante.....	42
Figura 3.7.	Circuito do pré-amplificador acoplado aos terminais da bobina.....	44
Figura 3.8.	Desenho mostrando as principais partes mecânicas de um dos lados do sistema de bobina girante.....	46
Figura 3.9.	Um campo dipolar localizado é deslocado ao longo da extensão $L_B$ da bobina para analisar as variações “dR” do raio.....	47
Figura 3.10.	Medidas da variação do raio da bobina girante construída com fios de tungstênio.....	48
Figura 3.11.	Variação do raio da bobina medida através do campo dipolar para os dois modelos construídos: bobina presa em fios de “twaron” e bobina de tungstênio.....	48
Figura 3.12.	Mudança no campo integrado devido às diferentes extensões de captação do campo de borda pela bobina girante.....	51
Tabela 3.4.	Repetibilidade dos multipolos para o espaçamento vertical de 300 mm.....	58
Tabela 3.5.	Repetibilidade dos multipolos para o espaçamento vertical de 22 mm.....	58
Figura 3.13.	Arranjo de bobinas para verificar a acurácia da bobina girante.....	59

Tabela 3.6.	Comparação entre um campo magnético bem determinado e a sua medida.....	59
Tabela 3.7.	Comparação entre os campos integrados medidos com a bobina de tungstênio e com sensores Hall.....	60
Figura 3.14.	Diferenças entre as medidas dos multipolos obtidas com a bobina de tungstênio e a suportada por fios de “twaron” em função do espaçamento vertical do “wiggler”.....	61
Tabela 4.1.	Fontes de erros avaliadas na bancada Hall. ....	64
Tabela 4.2.	Fontes de erros avaliadas para a bobina girante .....	64
Tabela 4.3.	Repetibilidade da Bobina Girante.....	65
Tabela 4.4.	Repetibilidade da Bancada Hall.....	65
Figura I.1.	Figura ilustrativa para a compreensão dos conceitos de precisão e acurácia .....	68
Figura II.1.	Geometria e grandezas envolvidas na geração da tensão Hall ( $V_H$ ).....	69
Figura IV.1.	Quadrupolo do Anel de Armazenamento sendo medido com uma bobina girante.....	77
Figura IV. 2.	Exemplo de uma bobina radial dentro de um magneto multipolar qualquer.....	77
Tabela IV.1.	Simetrias do potencial magnético para dipolos, quadrupolos e sextupolos normais....	80
Figura IV.3.	Definição dos sistemas de coordenadas para a análise harmônica fora do centro magnético.....	84
Figura IV.4.	Diagrama esquemático da leitura direta de tensão de uma bobina girante.....	86
Figura IV.5.	Esquema de medida com o integrador.....	88
Figura IV.6.	Projeto mecânico de uma bobina.....	88
Figura V.1.	Definição dos eixos de coordenadas para análise dos defeitos na bobina.....	91
Figura V.2.	Ilustração de um defeito qualquer $\delta x$ ( $y-y_i$ ).....	92
Figura V.3.	Variações no campo integrado devido à um defeito retangular de 1mm de comprimento por 0,1 mm de largura, quando transladado ao longo de um período do “wiggler” .....	95
Figura V.4.	Variação das componentes dipolares normal ( $N_1$ ) e “skew” ( $S_1$ ) em função do translado do “wiggler” para a bobina fixada em fios de “twaron”.....	96
Figura V.5.	Variação das componentes dipolares normal ( $N_1$ ) e “skew” ( $S_1$ ) em função do translado do “wiggler” para a bobina de tungstênio.....	97
Figuras VI.1 – VI.6	Fotos das montagens do sistema com sensores Hall.....	99
Figuras VII.1 – VII.14	Fotos do sistema de bobina girante.....	103

# Sumário

<b>Resumo/Abstract</b> .....	iii
<b>Lista de ilustrações</b> .....	xi
<b>Introdução</b> .....	xv
<b>1. Anel de Armazenamento de Elétrons</b> .....	1
1.1 Utilização da radiação eletromagnética.....	1
1.2 Radiação Síncrotron.....	1
1.3 Anéis Síncrotron.....	2
1.4 Processo de Injeção dos Elétrons no Anel de Armazenamento .....	5
1.5 Rede Magnética.....	7
1.5.1 Por que utilizar a força magnética e não a elétrica?.....	8
1.5.2 Dispositivos de inserção (DI).....	9
1.5.2.1 Radiação emitida por dispositivos de inserção (DIs).....	10
1.5.2.2 Definição de 1 <sup>a</sup> e 2 <sup>a</sup> integrais de campo.....	13
1.5.2.3 Especificações do campo magnético para dispositivos de inserção (DIs).....	14
1.6 Principais parâmetros do feixe de elétrons do Anel UVX.....	15
<b>2. Caracterização Magnética com Sensores Hall</b> .....	17
2.1 Medição de campos magnéticos locais com sensores Hall.....	17
2.2 Descrição do sistema de medição.....	18
2.3 Correção da leitura dos gaussímetros – subtração do “offset”.....	21
2.4 Fontes de erros.....	22
2.4.1 Ruídos elétricos.....	23
2.4.2 Variações de temperaturas.....	24
2.4.2.1 A influência da variação da temperatura sobre o campo do DI.....	24
2.4.2.2 Efeitos da variação da temperatura sobre a eletrônica.....	25
2.4.2.3 Efeitos da variação da temperatura sobre os suportes mecânicos.....	26
2.4.3 Erros de leitura de posição.....	26
2.4.3.1 Erro dos transdutores lineares (régua digital).....	27
2.4.3.2 Erros nas posições transversais (eixos X e Z).....	27
2.4.3.3 Erros nas posições longitudinais (eixo Y).....	27
2.4.3.4 Vibrações .....	28
2.4.4 Desalinhamentos angulares .....	29
2.4.5 Variações na velocidade de varredura .....	30
2.4.6 Acurácia da câmara de zero gauss .....	30
2.4.7 “Offset” eletrônico .....	30
2.4.8 Calibração dos sensores .....	30
2.4.9 Induções no sensor .....	32
2.5 Resultados das medidas .....	32
2.5.1 Medidas de campo local .....	32
2.5.2 Medidas de campo integrado .....	34
<b>3. Caracterização Magnética com Bobina Girante</b> .....	35
3.1 A técnica de bobina girante .....	35
3.2 As Bobinas Sensoras .....	38
3.2.1 Bobina fixada em fios de “twaron” .....	38
3.2.1.1 Defeitos mecânicos na bobina – barrigas locais .....	40
3.2.2 Bobina de tungstênio .....	40
3.3 Projeto elétrico .....	43
3.4 Projeto mecânico .....	45

3.5 Medição do raio da bobina .....	46
3.6 Fontes de erros .....	49
3.6.1 Defeitos de construção da bobina – barrigas locais .....	49
3.6.2 Diferenças de diâmetros dos pinos de referência .....	49
3.6.3 Deformação catenária gravitacional .....	50
3.6.4 Deformações centrípeta .....	50
3.6.5 Centralização do DI com relação à bobina girante .....	51
3.6.6 Vibrações .....	51
3.6.7 Ruídos eletromagnéticos externos .....	53
3.6.8 Variações de temperatura .....	53
3.6.9 Posição dos fios condutores na bobina .....	54
3.6.10 Torções e “offset” angular .....	54
3.6.11 Área da bobina .....	55
3.6.12 Mudança do “offset” eletrônico durante uma volta .....	55
3.6.13 Ruídos elétricos .....	55
3.7 Resultados das medições .....	55
3.7.1 Precisão (Repetibilidade) .....	56
3.7.2 Acurácia .....	58
3.7.2.1 Medição de um campo conhecido .....	58
3.7.2.2 Avaliação a partir das fontes de erros .....	60
3.7.2.3 Comparação com os resultados da bancada Hall .....	60
3.7.3 Resultados da bobina de tungstênio versus a suportada por fios de “twaron” .....	61
<b>4. Conclusões</b> .....	63
4.1 Idéias e trabalhos originais .....	63
4.2 Principais fontes de erros analisadas .....	64
4.3 Desempenho da bancada de caracterização e comparações com outros Laboratórios .....	65
4.4 Novos testes e melhorias futuras .....	66
<b>Apêndices</b>	
I. Acurácia e Precisão .....	67
II. Sensor Hall .....	69
III. Lei de Faraday .....	75
IV. Técnica de Bobina Girante .....	77
V. Defeitos na Bobina Girante .....	91
VI. Fotos das Montagens com Sensores Hall .....	99
VII. Fotos do Sistema de Bobina Girante .....	103
<b>Referências</b> .....	111
<b>Bibliografia</b> .....	113

# Introdução

*“A natureza determinou que os magnetos fariam parte do desenvolvimento da humanidade ao disponibilizar em abundância as jazidas de ferro e, mais moderadamente, as jazidas de níquel.”*

*Uma frase similar a essa encontra-se no livro “Introduction to Magnetic Materials”, de B.D. Cullity.*

Os fenômenos magnéticos são amplamente difundidos e utilizados na era atual. As propriedades magnéticas integradas na matéria fazem-se sentir desde os dispositivos que operam em escala microscópica (ou sub-microscópica), como a armazenagem de informações em discos rígidos, até a escala de vários metros, exemplificada pelos mecanismos para levitação e propulsão de trens. Também na Engenharia de Aceleradores de Partículas a ação magnética é de fundamental importância, uma vez que o feixe de partículas carregadas é guiado pelo campo magnético. Nessas aplicações, as partículas movimentam-se com velocidades relativísticas, ou seja, muito próximas à da luz. Dentro desse contexto encaixam-se os Anéis de Armazenamento de Elétrons, também chamados Fontes de Luz Síncrotron, cujo nome é uma alusão ao processo “síncrotron” para a aceleração dos elétrons. A finalidade dos Anéis de Armazenamento é a produção de um amplo e intenso espectro de radiação eletromagnética, utilizada especialmente como sonda para a análise da estrutura e comportamento da matéria no nível atômico/molecular. Nas Fontes de Luz Síncrotron de terceira geração, a radiação é extraída prioritariamente de estruturas magnéticas especiais denominadas **dispositivos de inserção** (DIs), que trazem várias vantagens em relação aos Anéis de segunda geração, cujas fontes de radiação são os próprios dipolos que fecham a órbita do feixe de elétrons.

O trabalho apresentado nesta Tese relaciona-se com o aprimoramento de duas técnicas, dentre as existentes, para a **caracterização magnética dos dispositivos de inserção**. São elas:

- O mapeamento com **sensores Hall**, que determina o campo magnético localmente;
- A técnica de **bobina girante**, que mede o campo magnético integrado na área da bobina.

A motivação para a construção da bancada de caracterização, englobando as duas técnicas, ocorreu devido ao início das instalações de dispositivos de inserção no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - LNLS. Uma precisa caracterização do campo magnético é de fundamental importância, pois através dela é possível prever como o dispositivo de inserção modificará a dinâmica do feixe armazenado e as características da radiação que por ele será emitida.

O grande desafio consistiu no aprimoramento da precisão e da acurácia (Apêndice I) dessas técnicas, de forma a garantir que as severas especificações para os máximos campos integrados aceitáveis, as quais muito provavelmente estão dentre as mais exigentes do mundo, fossem atingidas. Essas “apertadas” especificações foram determinadas se considerando que os DIs não deveriam

introduzir perturbações magnéticas maiores do que as produzidas pelos elementos magnéticos ( dipolos e quadrupolos) presentes no Anel. Além disso, os desvios de órbita provocados não deveriam ser maiores do que um décimo das dimensões transversais do feixe.

Os testes dessa bancada de caracterização ocorreram em um dispositivo de inserção denominado “wiggler”, cujo campo de pico alterna entre  $\pm 2$  teslas. Esse “wiggler” foi comprado da empresa americana STI Optronics, e está instalado no Anel de Armazenamento. O “batismo de fogo” das técnicas medindo o “wiggler”, cujo campo pode ser considerado alto, é algo que deve ser salientado, pois muitas fontes de erros são proporcionais à intensidade do campo magnético.

Esta Tese foi estruturada de forma que a leitura de cada uma das partes em que foi subdividida seja suficiente para cobrir o tema em questão. Um aprofundamento de alguns dos principais tópicos tratados pode ser conseguido com a leitura dos Apêndices. Assim, a estruturação foi feita da seguinte maneira:

Parte 1 - “ Anel de Armazenamento de Elétrons”: É dada uma rápida visão da finalidade e dos princípios de operação de um Anel de Armazenamento, enfocando principalmente os magnetos, dentre os quais estão os dispositivos de inserção.

Parte 2 - “ Medições com sensores Hall “: Descreve o sistema de medições, a análise das fontes de erros e os resultados alcançados.

Parte 3 - “ A técnica de Bobina Girante “: De forma análoga à parte anterior, descreve o sistema de medições, a análise das fontes de erros e os resultados alcançados.

Parte 4 - “ Conclusões “: Evidencia os resultados obtidos, as inovações, as maiores dificuldades, as tendências e os desenvolvimentos futuros.

Apêndices: Apresentam os princípios empregados nas técnicas de bobina girante e na operação dos sensores Hall. Cada Apêndice possui a sua nomenclatura própria e neles também estão várias fotos da bancada de caracterização.

É importante ressaltar que os resultados obtidos encontram-se no patamar, ou até melhores, do que os obtidos em outros conceituados aceleradores de partículas. Isso mostra que as fontes de erros analisadas, bem como as idéias propostas para reduzi-las ou descontá-las, são de relevância para a comunidade que lida com a medição de dispositivos de inserção.

#### **Observações:**

1) As unidades estão no sistema “MKS”; porém, como gauss é uma unidade muito utilizada em magnetismo, vale a pena lembrar que  $1 \text{ tesla} = 10.000 \text{ gauss}$ .

2) No decorrer deste trabalho, a unidade tesla será simbolizada por “T”.

# 1. Anel de Armazenamento de Elétrons

*“Certa vez ouvi esta frase:*

*- A definição visual de um Anel de Armazenamento é a de um bólido de magnetos alinhados.*

*De fato, mesmo com outros sistemas de equiparada importância, o que os olhos contemplam é um arranjo de ímãs, geralmente identificados pela cor. A blindagem de concreto para a proteção radiológica acaba por impedir esta visão.”*

*Conversa entre amigos no LNLS*

## 1.1 Utilização da radiação eletromagnética

A radiação eletromagnética tem sido a mais poderosa sonda para a análise da matéria no nível atômico. As composições e concentrações químicas, as formas de ligações, os arranjos atômicos, as transições de fases, a evolução temporal de reações, as propriedades elétricas e magnéticas da matéria, assim como a formação de moléculas estão entre as principais informações analisadas. Além disso, ela é de fundamental importância para a manufatura de micro-sistemas, tanto elétricos (micro e nano-eletrônica) como mecânicos (micro-fabricação). A medicina também tem feito uso do espectro eletromagnético para tratamentos terapêuticos, diagnósticos, cirurgias e esterilizações. Portanto, a gama de utilizações é vasta, sendo que investimentos significativos têm ocorrido na área de fontes de radiação, especialmente com a construção de Anéis de Armazenamento de Elétrons, comumente chamados de Fontes de Luz Síncrotron.

## 1.2 Radiação Síncrotron

O termo radiação síncrotron define a radiação eletromagnética emitida por uma partícula carregada, movimentando-se com velocidade relativística (próxima à da luz), no momento em que é acelerada devido à ação de uma força externa de origem magnética. Essa força não transfere energia ao elétron, uma vez que é sempre perpendicular à sua trajetória; porém, o acelera centripetamente e a emissão se dá tangencial à curvatura da trajetória.

No final do século XIX, Lienard [1] formulou a teoria da emissão de radiação eletromagnética a partir de cargas aceleradas, predizendo que uma carga em uma órbita circular radiaria intensamente. A verificação experimental ocorreu no início de 1947 quando, através de uma abertura de um síncrotron de 70 MeV da “General Electric”, observou-se uma intensa luz azul [2]. Portanto, o nome radiação síncrotron origina-se do tipo de acelerador que a evidenciou.

As principais propriedades da radiação síncrotron são:

- 1) Espectro que cobre do infravermelho ao raio-x duro ( $10^6$  a  $10^{-3}$  Å).
- 2) Alto fluxo de fótons (fótons/s.0,1% de largura de banda).

- 3) Alta brilhância (fótons/s.mrad<sup>2</sup> . 0,1% de largura de banda).
- 4) Alta brilho (fótons/s.mrad<sup>2</sup> .mm<sup>2</sup> . 0,1% de largura de banda).
- 5) Radiação polarizada.
- 6) Estrutura temporal pulsada.
- 7) Propriedades de emissão precisamente determinadas através do conhecimento da energia e da trajetória do feixe de elétrons.

A Figura abaixo ilustra o histórico do desenvolvimento dos fluxos das fontes de fótons, incluindo os Síncrotrons, que produzem radiação através de dipolos, “wiguers” e onduladores.

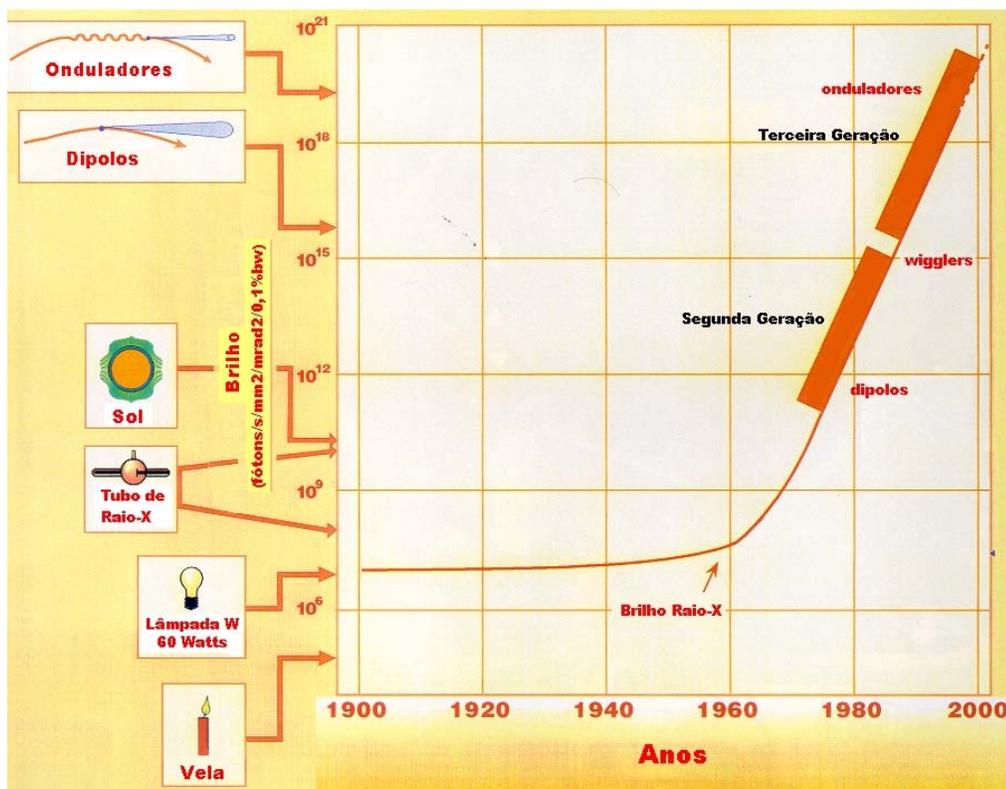


Figura 1.1. Aumento do fluxo de fótons com o advento das fontes síncrotron. Brilho em fótons/s.mrad<sup>2</sup>.mm<sup>2</sup>. 0,1% de largura de banda [3].

### 1.3 Anéis de Armazenamento de Elétron

Define-se como Anel de Armazenamento de Elétron a máquina destinada à produção de radiação síncrotron a partir de um feixe de elétrons relativístico armazenado em uma órbita fechada. Essa órbita ocorre dentro de uma câmara em ultra alto vácuo (pressões inferiores à 10<sup>-6</sup> pascais).

A Figura 1.2 é uma foto do Anel de Armazenamento do LNLS – Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, localizado em Campinas / SP.

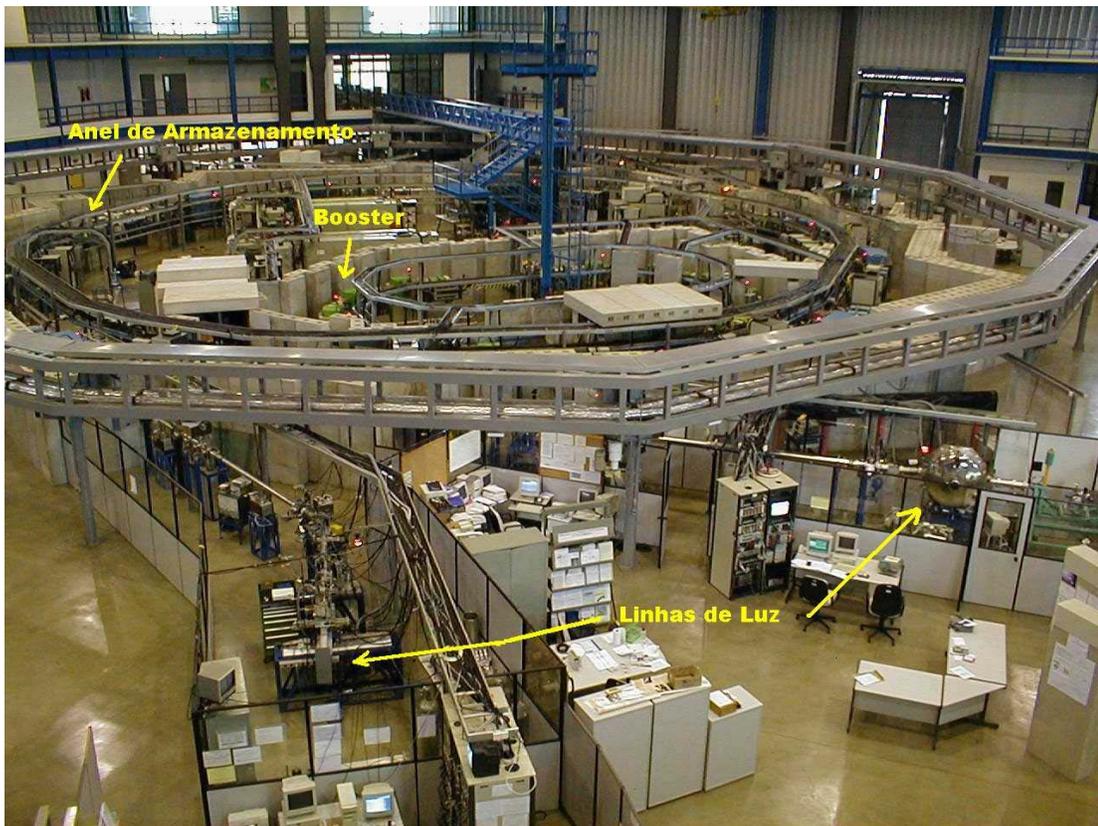


Figura 1.2. Foto do Anel de Armazenamento UVX, do Booster Injetor e das Linhas de Luz no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron.

A seguir é relatado sucintamente o seu princípio de funcionamento:

A dinâmica do movimento de uma partícula carregada, imersa em um campo eletromagnético, é descrita pela variação temporal do seu momento devido à ação da força de Lorentz:

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.1)$$

onde  $q$  é a carga da partícula,  $\mathbf{p}$  o seu momento,  $\mathbf{v}$  a sua velocidade, e  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{B}$  os campos elétrico e magnético.

Estando as partículas com velocidades relativísticas, ou seja, com velocidades próximas à da luz ( $c$ ), o fator  $\gamma$  das transformações de Lorentz deve ser considerado.

$$\gamma(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2(t)}{c^2}\right)^{1/2}} \quad (1.2)$$

Nesse caso, o momento passa a ser definido por

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v} \quad (1.3)$$

sendo  $m_0$  a massa de repouso da partícula.

O momento se relaciona com a energia total ( $E_t$ ) por:

$$c^2 p^2 = E_t^2 - E_r^2 = E_t^2 - m_0^2 c^4 \quad (1.4)$$

Quando a energia de repouso ( $E_r$ ) é pequena comparada com  $E_t$ ,  $p$  é simplesmente  $E_t/c$ .

O processo síncrotron para a aceleração das partículas eletricamente carregadas, também denominado rampeamento em energia, é utilizado em aceleradores circulares, nos quais o raio da órbita ( $R$ ) é mantido constante. Isto é conseguido através de um compromisso entre o momento da partícula ( $p$ ) e o campo magnético sobre ela aplicado ( $B$ ):

$$R = \frac{p}{qB} = \text{constante} \quad (1.5)$$

Esta igualdade é proveniente do equilíbrio da força centrípeta ( $F_c = \gamma m_0 v^2/R$ ) com a força de Lorentz (equação (1.1)) devido à componente magnética.

A maior parte dos aceleradores circulares acelera as partículas através de cavidades de radiofrequência (RF). As partículas atravessam essa cavidade periodicamente e ganham energia do campo elétrico estabelecido dentro dela (Figura 1.3).

Como o campo elétrico da cavidade de RF é oscilante no tempo, isto é, altera o seu sentido, as partículas podem ser aceleradas somente em um semi-ciclo, sendo que para se ter múltiplas acelerações devem-se encontrar condições específicas de sincronismo entre o movimento orbital das partículas e o campo elétrico oscilante. O tempo gasto para uma partícula fechar uma órbita deve ser um múltiplo inteiro do período de oscilação do campo da radiofrequência. Esse sincronismo depende da velocidade da partícula, do comprimento da órbita e da frequência de RF.

O processo de aceleração das partículas por RF, isto é, por meio de um campo elétrico que altera a sua polaridade, ora acelerando-as e ora desacelerando-as, seleciona-as e faz com que elas estejam distribuídas em pacotes dentro de um Anel de Armazenamento. Esses pacotes derivam da condição de sincronismo citada no parágrafo anterior. O número de pacotes em um Anel será, então, igual à razão entre a frequência de RF e a frequência de rotação de uma partícula.

Uma vez atingida a energia de armazenamento, a cavidade de RF trabalha no sentido de repor a energia perdida na forma de radiação síncrotron.

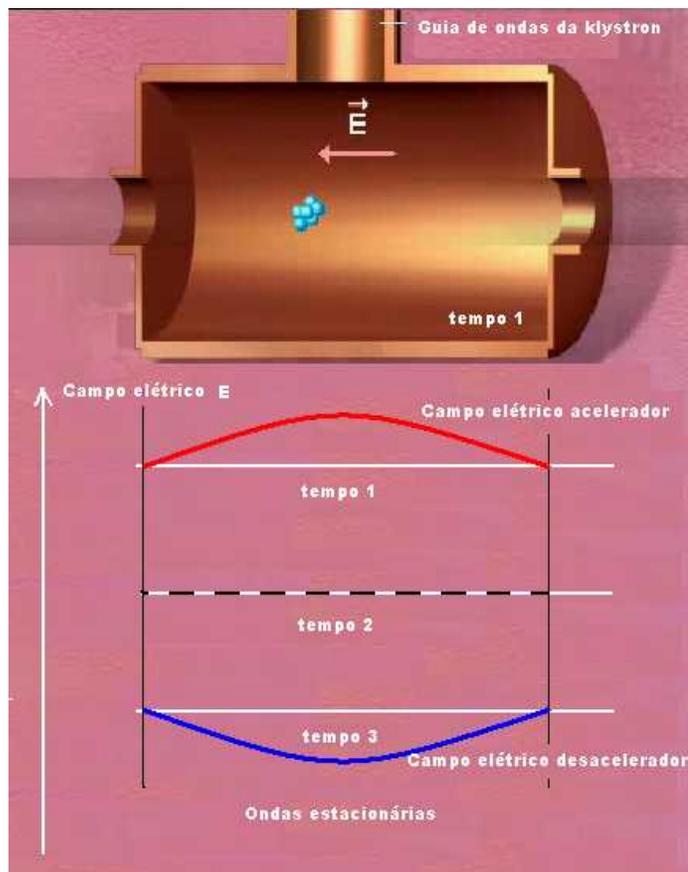


Figura 1.3. Aumento da energia do feixe de elétrons por meio de uma cavidade de radiofrequência (RF). A klystron é a válvula que produz a RF.

#### 1.4 Processo de Injeção dos Elétrons no Anel de Armazenamento

Para que o processo de aceleração síncrotron possa utilizar uma cavidade de RF operando em frequência constante e magnetos de tamanho razoável mantendo o mesmo tamanho de órbita, é necessário que o feixe de elétrons seja injetado no Anel de Armazenamento com energia na ordem de dezenas de MeV. Nessa energia, a velocidade dos elétrons é praticamente a da luz e, mesmo que a sua energia aumente várias ordens de grandeza, a condição de sincronismo entre o tamanho fixo da órbita e a fase da RF pode ser mantida, desde que os magnetos aumentem a sua força (o seu campo magnético).

O Acelerador Linear (LINAC), Figura 1.4, é responsável pela criação do feixe de elétrons e pela sua aceleração inicial. A geração do feixe ocorre através de uma válvula termo-iônica com um potencial de 80 kV e sua posterior aceleração ocorre dentro de guias de ondas para RF, seqüencialmente dispostas, que elevam a energia para 120 MeV. A condição a ser satisfeita é que o elétron sinta somente campos elétricos aceleradores (e não os campos reversos devido à oscilação da RF). Tal condição é preenchida fazendo com que um pacote de elétrons se propague em fase com a onda de RF. A velocidade de fase da onda propagante aumenta ao longo das estruturas aceleradoras,

acompanhando o aumento da energia dos elétrons. Esse tipo de acelerador linear é denominado LINAC de onda propagante. No LINAC do LNL a velocidade de fase permanece constante ao longo de toda a sua estrutura, o que reduz a sua eficiência em aproximadamente 30 %.

Injetar partículas com energias mais altas em um Anel traz vantagens. Uma delas é que as oscilações do feixe na injeção são amortecidas mais rapidamente. Outra, está no fato do feixe possuir dimensões transversais menores, fazendo com que a abertura da câmara de vácuo também possa ser menor, permitindo campos magnéticos mais intensos em virtude da diminuição da distância necessária entre os polos dos magnetos (“gap” ou espaçamento vertical). Essa é uma característica fundamental para a operação da maioria dos dispositivos de inserção (DIs). Tais efeitos provenientes da injeção em mais alta energia trazem um ganho na quantidade de corrente que se consegue acumular.

Esse bombeamento de energia é conseguido com o auxílio de um “Booster” Injetor. O “Booster” é um acelerador síncrotron que rampeia em energia e ejeta, ciclicamente, o feixe de elétrons para “encher” o Anel de Armazenamento. A fim de que a fase entre os pacotes de elétrons que estão sendo ejetados pelo “Booster” e os que já estão armazenados no Anel seja a mesma, o comprimento da órbita no “Booster” é um múltiplo da razão entre o comprimento da órbita no Anel e o número de pacotes armazenados, e, a sua cavidade de RF deve oscilar na mesma frequência da cavidade do Anel.

As conexões entre o LINAC e o “Booster” e entre o “Booster” e o Anel são feitas através das Linhas de Transporte, que nada mais são do que arranjos de magnetos que conduzem eficientemente o feixe de elétrons de um estágio de aceleração para outro.

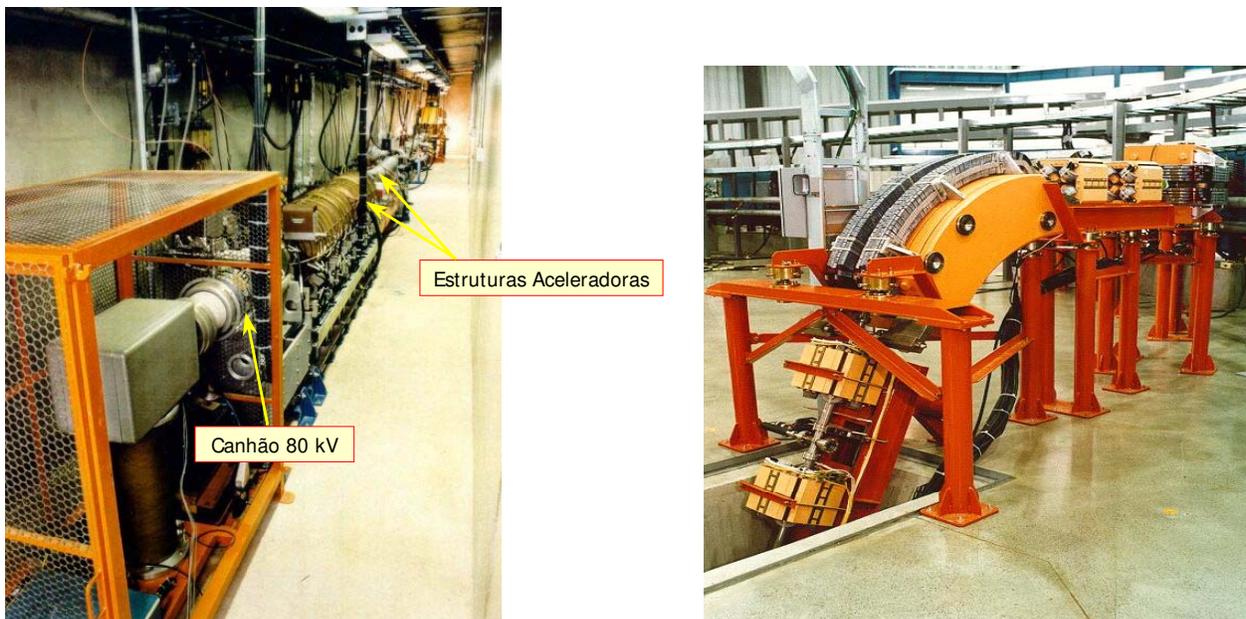


Figura 1.4. Fotos do LINAC e do trecho da linha de transporte que eleva o feixe do subsolo para o andar térreo.

## 1.5 Rede Magnética

Os magnetos possuem duas funções básicas em um Anel de Armazenamento:

- 1) Provocar a aceleração centrípeta de forma a fazer o feixe de elétrons radiar. Essa função é executada pelos dipolos e pelos dispositivos de inserção (DIs), sendo que a radiação emitida é coletada nas linhas de luz.
- 2) Guiar eficientemente o feixe de elétrons em uma trajetória desejada. Os elementos que realizam essa tarefa são os dipolos, os quadrupolos, os sextupolos, os septa e os “kickers”.

A “rede magnética” é o arranjo de magnetos que guiam e confinam, através de focalizações, os elétrons em uma trajetória definida. Essa trajetória pode ser aberta, como nos casos do LINAC e das Linhas de Transportes, ou fechada, como no Anel ou no “Booster”. Tal arranjo é tratado como ótica do feixe, e os magnetos são comparados a elementos óticos: dipolos a prismas, quadrupolos a lentes convergentes e divergentes, e sextupolos a lentes para correção de aberrações cromáticas.

A Figura 1.5 mostra a disposição dos magnetos desde a geração do feixe de elétrons no LINAC até o seu armazenamento no Anel.

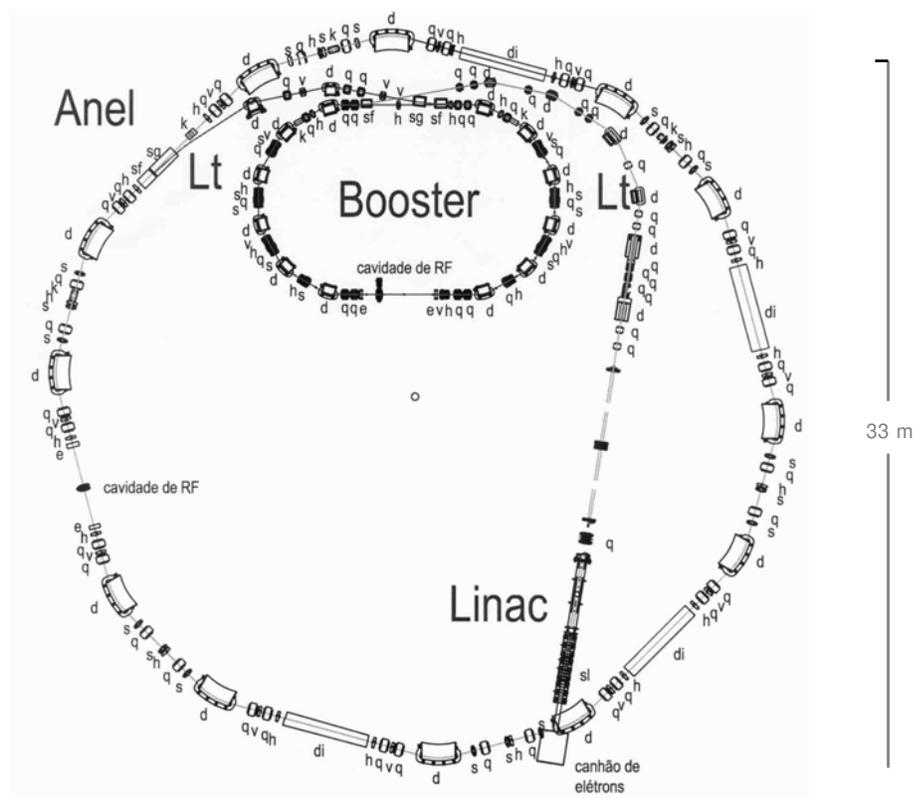


Figura 1.5. Rede magnética do LNSL. As letras identificam o tipo de magneto: d (dipolo), q (quadrupolo), s (sextupolo), v (corretora vertical), h (corretora horizontal), k (“kicker”), sg (septum grosso), sf (septum fino), sl (solenóides) e di (dispositivos de inserção). Lt abrevia linhas de transporte.

### 1.5.1 Por que utilizar a força magnética e não a elétrica?

Olhando para a expressão da força de Lorentz, equação (1.1), verifica-se que a ação para defletir uma carga pode ter duas origens: elétrica ou magnética. Para a força elétrica ter a mesma intensidade da magnética, o campo elétrico  $\mathbf{E}$  deve ser igual a  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ .

Sendo a energia da partícula relativística, sua velocidade é praticamente a da luz ( $c$ ) e, considerando que  $\mathbf{B}$  seja perpendicular a  $\mathbf{v}$ , tem-se  $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = c\mathbf{B}$ .

A fonte de campo elétrico poderia ser um capacitor de placas paralelas espaçadas por uma distância “g” e submetidas a uma diferença de potencial V:

$$E = \frac{V}{g} \quad (1.6)$$

Para gerar o campo magnético, propõe-se um dipolo constituído de material ferromagnético longe da saturação, com uma distância entre as faces dos polos (espaçamento vertical) “g”, excitado por NI amperes.espiras. Pela Lei de Ampere na forma circuital obtém-se

$$B = \frac{\mu_0 N I}{g}, \quad (1.7)$$

com a igualdade entre as forças elétrica e magnética levando à seguinte relação:

$$V = c \mu_0 N I = 377 N I \quad (1.8)$$

Logo, para produzir a mesma deflexão, para cada ampere.espira de uma deflexão magnética seriam necessários 377 volts para a deflexão elétrica. Exemplo:

O dipolo do Booster necessita 55.600 ampères.espiras para defletir um feixe de elétrons de 500 MeV em  $30^\circ$ . Isso é conseguido fazendo-se circular 278 ampères em uma bobina com 200 espiras. Caso a deflexão fosse produzida por campo elétrico, a diferença de potencial seria da ordem de dezoito milhões de volts ! (Essa tensão não é exatamente o valor da equação (1.8), pois neste exemplo prático o núcleo ferromagnético do dipolo começa a apresentar sinais de saturação).

As vantagens da força magnética se sobressaem pelas seguintes razões:

- 1) A força magnética é proporcional à velocidade da partícula, que, para elétrons com energias na faixa de MeV, está próxima à velocidade da luz;
- 2) A natureza apresenta materiais ferromagnéticos macios que amplificam consideravelmente uma excitação proveniente de um certo NI;
- 3) Fontes de correntes estáveis (uma parte em cem mil) na faixa de centenas de ampères não são uma dificuldade tecnológica;

- 4) Trabalhar com altas tensões implica sérios riscos por causa das aberturas de arcos e, dependendo da tensão, em impossibilidades tecnológicas ou econômicas para a sua geração;
- 5) Quando a região destinada à fonte de campo eletromagnético é pequena, a ação elétrica poderia ser vantajosa em relação aos magnetos convencionais por estes poderem apresentar dificuldades para dissipação de potência, decorrentes de altas densidades de corrente. No entanto, atualmente, os magnetos permanentes estão com campos remanentes da ordem de 1,5 teslas, o que os torna uma boa opção.

### 1.5.2 Dispositivos de inserção (DIs) [4-8]

A necessidade de fluxos de radiação mais intensos em menores comprimentos de ondas (raio-X), ou de picos monocromáticos de alta intensidade, os quais minimizam o tempo de exposição da amostra e têm versatilidade na varredura do espectro, favoreceu o aparecimento dos dispositivos de inserção em Anéis de Armazenamento. Os dispositivos de inserção são estruturas magnéticas formadas pela alternância de polaridades (Figura 1.6), instalados em trechos retos do Anel que, conforme a característica do espectro emitido, denominam-se “wiguers” ou “onduladores”. As fontes de campo magnético empregadas são os magnetos convencionais (núcleo ferromagnético + bobinas), os magnetos permanentes e os supercondutores. Mais recentemente, magnetos permanentes resfriados à temperatura de nitrogênio líquido têm sido aplicados, pois os campos coercitivos e remanentes aumentam com a diminuição da temperatura .

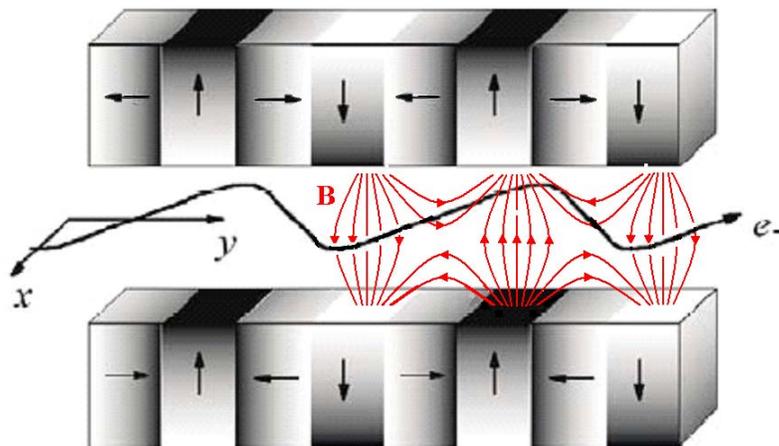


Figura 1.6. Desenho esquemático de um dispositivo de inserção e de suas linhas de campo magnético ( $\mathbf{B}$ ) traçadas em alguns polos, as quais proporcionam uma trajetória oscilatória ao feixe de elétrons. Os campos magnéticos externos induzem pequenas oscilações transversais no feixe de elétrons, fazendo com que as acelerações sofridas causem a emissão de radiação. As flechas nos blocos indicam os sentidos das magnetizações.

Com base na Figura 1.6, definem-se alguns termos, o sistema coordenado e nomenclaturas de planos que serão posteriormente empregados na apresentação das técnicas de medições magnéticas.

**Plano vertical:** plano estendido nas direções “y” e ”z”.

**Plano horizontal:** plano estendido nas direções “x” e ”y”.

**Direção longitudinal:** direção “y”.

**Espaçamento vertical (“gap”):** vão livre entre as faces dos magnetos superiores e inferiores (direção “z”).

**Eixo do DI:** linha longitudinal localizada no centro do espaçamento vertical do DI, coincidindo com o eixo “y”.

### 1.5.2.1 Radiação emitida por dispositivos de inserção (DIs) [9-12]

A distribuição angular de radiação emitida por uma carga relativística acelerada está confinada a um cone muito estreito na direção do movimento [13], conforme sugere a Figura 1.7. Esse ângulo ( $\theta_r$ ) é da ordem da razão da energia de repouso ( $m_0c^2$ ) pela energia total (E) ( $\theta_r = 1/\gamma$ ), sendo  $\gamma$  definido por:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m_0c^2} = 1957 E [\text{GeV}] \quad (1.9)$$

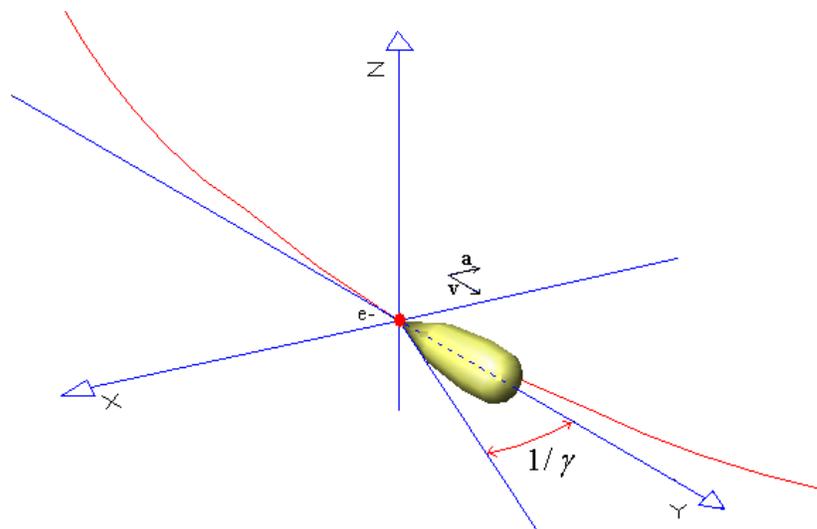


Figura 1.7. Lóbulo indicando a direção e a intensidade da potência emitida por uma carga acelerada centripetamente no referencial do laboratório, para partículas relativísticas. *a* corresponde à aceleração da partícula e *v* à sua velocidade.

Um observador detecta essencialmente a radiação provinda das cargas que perfaçam aproximadamente um ângulo de  $+2/\gamma$  ou  $-2/\gamma$  com relação à reta que o liga à carga (Figura 1.8). Portanto, se a carga está em uma trajetória senoidal, sofrendo desvios muito maiores do que  $2/\gamma$ , o observador verá pulsos de radiação. No entanto, se os desvios angulares são da ordem de  $2/\gamma$ , a radiação estará constantemente chegando ao observador. No caso do pulso, o espectro é contínuo e formado pela decomposição em séries de Fourier. Já para a emissão contínua, o espectro é composto de picos resultantes das interferências construtivas entre as emissões ao longo da trajetória senoidal.

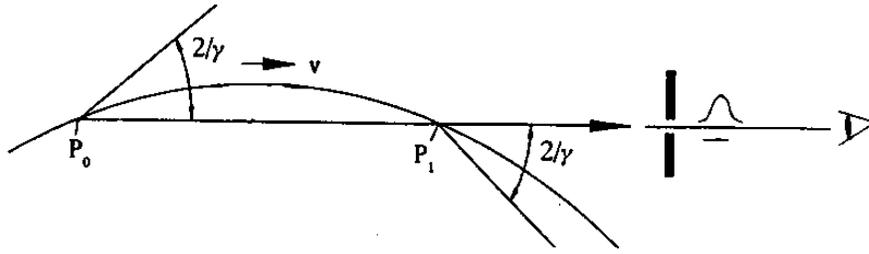


Figura 1.8. Radiação síncrotron chegando a um observador. O arco corresponde à trajetória da carga.

O fator que indica qual o tipo de espectro emitido se chama “parâmetro K”. Ele é definido considerando-se que a carga percorra uma trajetória senoidal (Figura 1.9), devido à ação de um campo magnético da forma

$$B_z = B_0 \cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda_0}\right), \quad (1.10)$$

levando a um ângulo de deflexão máximo da trajetória igual a

$$\alpha_{\max} = 0,0477 \frac{B_0[\text{tesla}] \lambda_0[\text{m}]}{E[\text{GeV}]} \quad (1.11)$$

O parâmetro adimensional K expressa a relação entre os ângulos  $\alpha_{\max}$  e  $\theta_r$  :

$$K = \frac{\alpha_{\max}}{2\theta_r} = \frac{e B_0 \lambda_0}{2\pi m_0 c} = 93,4 B_0 [\text{tesla}] \lambda_0 [\text{m}] \quad (1.12)$$

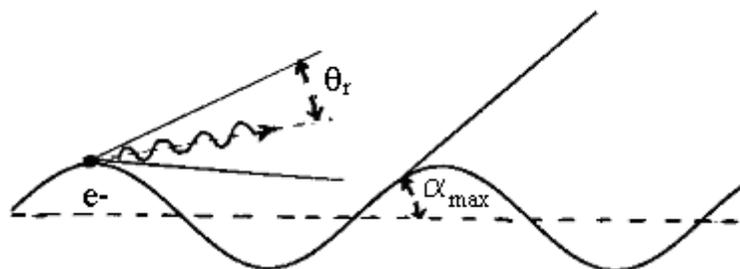


Figura 1.9. Representação dos ângulos  $\alpha_{max}$  e  $\theta_r$ .

Se  $K > 3$ , o arranjo de magnetos que gera “pulsos” de radiação denomina-se “wiggler” e o espectro emitido é “contínuo”.

Se  $K < 3$ , o observador começará a ver picos de interferência devido à contínua observação da radiação. Trata-se, portanto, de várias emissões monocromáticas e o arranjo de magnetos denomina-se “ondulador”. Quando  $K \ll 1$ , o ângulo da trajetória da partícula é muito menor do que o ângulo de abertura natural da radiação e é conhecida como radiação de campo fraco. Essa radiação tem somente a frequência de oscilação do elétron, de forma análoga à produzida por um dipolo elétrico oscilante, porém acrescida do efeito Doppler, pois a fonte está em movimento. Se  $3 > K \geq 1$ , a trajetória oscilará mais ou menos dentro do ângulo de abertura natural de emissão, levando a um complicado padrão de radiação, denominada radiação de campo forte. Nesse caso, outros picos de radiação correspondentes a harmônicos ímpares começam a aparecer no espectro de emissão.

A Figura 1.10 ilustra o brilho das fontes de radiação do LNLS: dipolo, “wiggler” e ondulador. O espectro do dipolo e do “wiggler” são contínuos. O do ondulador é composto por picos monocromáticos (o fundamental e seus harmônicos), sendo que na Figura 1.10 estão apresentadas as intensidades dos quatro primeiros, as quais são varridas através da mudança do espaçamento vertical. Quando o brilho é observado na linha da trajetória do feixe de elétrons que percorre o ondulador, a contribuição dos harmônicos ímpares é muito maior do que a dos pares. Por esse motivo, somente eles foram traçados.

O “wiggler” de 2 teslas foi projetado para fornecer radiação para linha de luz de cristalografia de proteínas, onde há a necessidade de intenso fluxo de fótons no comprimento de onda de 1 ângstron.

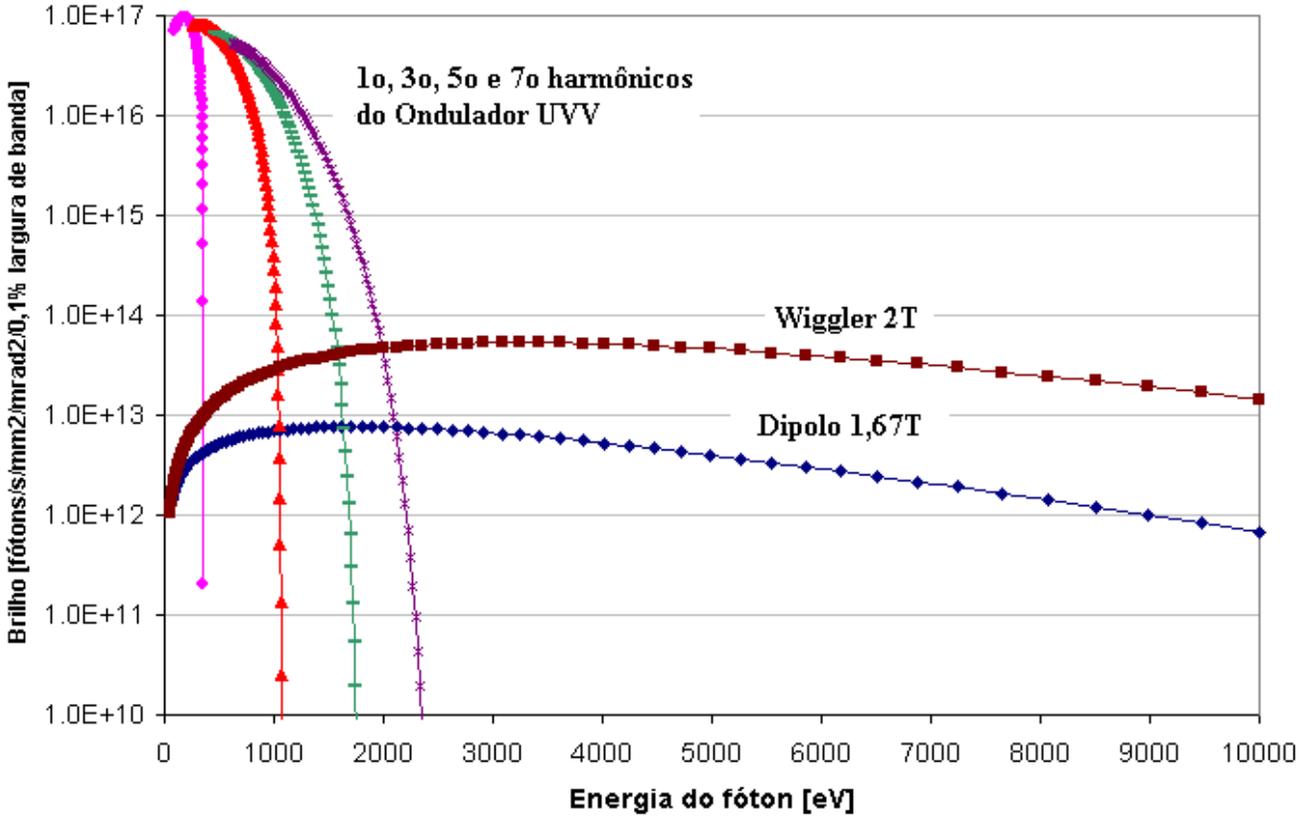


Figura 1.10. Brilhos emitidos pelos “wiguilers”, pelos onduladores e pelos dipolos empregados para o fechamento da órbita do feixe. A Figura foi montada a partir de dados das fontes de radiação do LNSL, para o modo de operação de baixa emitância (feixe de elétrons mais colimado e de menores dimensões transversais).

### 1.5.2.2 Definição de 1ª e 2ª integrais de campo

No caso de elétrons relativísticos, assumindo pequenas velocidades nas direções “x” e “z” (ver Figura 1.6) e sendo  $v_y \approx c$ , o desvio angular ( $\theta$ ) e o deslocamento ( $\delta$ ) causados pelos campos magnéticos em função da posição sobre o eixo y dos DIs, são dados por

$$\theta_x(y) \cong \frac{e}{\gamma m_0 c} \int_{-\infty}^y B_z(y') dy' \quad (1.13)$$

e

$$\delta_x(y) \cong \frac{e}{\gamma m_0 c} \int_{-\infty}^y \int_{-\infty}^{y'} B_z(y'') dy'' dy' , \quad (1.14)$$

sendo “e” a carga elementar,  $\gamma$  o fator de Lorentz e “ $m_0$ ” a massa de repouso do elétron. Na realidade,  $\theta_x$  é uma aproximação de  $\sin(\theta)$  para pequenos ângulos.

A forma das expressões é a mesma para o desvio angular e para o deslocamento em “z”.

O conhecimento de  $\theta_x(y)$  e de  $\delta_x(y)$  traz a informação de quanto o DI deformou a órbita central, servindo para dimensionar os magnetos corretores de órbita, que estão distribuídos ao longo de todo o Anel de Armazenamento.

### 1.5.2.3 Especificações do campo magnético para os dispositivos de inserção (DIs)

Idealmente, o campo magnético de um DI não deveria deformar a órbita do feixe de elétrons armazenado, a fim de garantir o seu tempo de vida (tempo para o feixe decair à 63,2% de sua corrente inicial) e não perturbar a posição do feixe para as demais linhas de luz. Para que esse requisito seja atendido, a primeira integração do campo magnético ao longo do DI, equação (1.13), que corresponde a um desvio angular, bem como a segunda integração, equação (1.14), que corresponde a um deslocamento, deveriam ser nulas. Naturalmente, esse valor não é possível devido, especialmente, às inúmeras imperfeições práticas tanto de construção como de magnetização. Conseqüentemente, através de cálculos de dinâmica de feixe, estabelecem-se especificações (tolerância) para os máximos valores permitidos.

As variações do campo integrado em função de sua posição transversal (eixos “x” e “z” da Figura 1.6), podem ser analisadas através da decomposição do campo integrado em multipolos (dipolo, quadrupolo, sextupolos,...), os quais devem respeitar as tolerâncias da Tabela 1.1, para não comprometerem a estabilidade do feixe. A componente dipolar corresponde ao campo integrado medido sobre o eixo central do DI. Essas tolerâncias devem ser atendidas durante todos os processos de variação do campo magnético requisitados para a operação do DI.

*Tabela 1.1 Tolerâncias aceitáveis do campo magnético integrado para os DIs do LCLS [14].*

Máximo dipolo integrado (Horizontal) @ qualquer espaçamento vertical	1,5E-05	[T.m]
Máximo dipolo integrado (Vertical) @ qualquer espaçamento vertical	1,5E-05	[T.m]
Máximo quadrupolo integrado @ qualquer espaçamento vertical	2,0E-03	[T]
Máximo sextupolo integrado @ qualquer espaçamento vertical	0,15	[T/m]
Máximo octupolo integrado @ qualquer espaçamento vertical	10,0	[T/m**2]
Máximo valor da segunda integral [Horizontal] @ qualquer espaçamento vertical	1,0E-03	[T.m**2]
Máximo valor da segunda integral [Vertical] @ qualquer espaçamento vertical	1,0E-03	[T.m**2]
Homogeneidade transversa mínima @ x= +/- 10 mm e espaçamento vertical mínimo	0,01	[%]

Além dessas especificações para a dinâmica de feixe, o perfil do campo deve ser tal que garanta a emissão de radiação no espectro e direção definidas (“wiggler”), ou garanta uma eficiente interferência entre as radiações emitidas em cada período (ondulador).

### 1.6 Principais parâmetros do feixe de elétrons do Anel UVX

Na Tabela 1.2 estão citados alguns dos parâmetros de operação do LNLS - Anel de Armazenamento UVX.

*Tabela 1.2. Principais parâmetros do feixe de elétrons do Anel UVX*

Energia do feixe armazenado	1,37 GeV
Corrente	200 mA
Tempo de vida	20 horas
Energia de injeção a partir do Booster	500 MeV
Frequência da cavidade de RF	476 MHz
Perda de energia por elétron em um dipolo	9,5 keV por volta
Frequência da RF do LINAC	2,856 GHz

## 2. Caracterização Magnética com Sensores Hall [15]

*“To make a more complete and accurate study of the phenomenon described in the preceding pages, availing myself of the advice and assistance of Prof. Rowland, will probably occupy me for some months to come”.*

*E.H.Hall (1879) [16]*

*“Para realizar um estudo mais completo e preciso do fenômeno descrito nas páginas precedentes, valendo-me do conselho e assistência do Dr. Rowland, provavelmente me ocuparei alguns meses mais nessa pesquisa.”*

*Tradução do autor*

*“Na verdade, esse fenômeno não somente ocupou seu tempo, mas o de uma multidão de outros pesquisadores nos anos seguintes, e ainda continua um assunto de intenso interesse, especialmente na área de semicondutores.”*

*Observação do autor*

### 2.1 Medição de campos magnéticos locais com sensores Hall [17-22]

Um sistema ideal para a caracterização do campo magnético seria composto por um sensor puntual, capaz de medir precisamente as três componentes do campo, em posições extremamente bem determinadas. Isso forneceria todas as informações do campo magnético necessárias para a análise do movimento da carga. Atualmente, a técnica que mais se aproxima desse caso ideal, com um custo razoável, baseia-se nos sensores Hall. Há mais de um século de estudos e desenvolvimentos em cima do fenômeno físico denominado efeito Hall. Uma breve descrição desse efeito e de sua utilização para a medição de campos magnéticos locais encontra-se no Apêndice II.

Em Engenharia de Aceleradores de Partículas, em especial Anéis Síncrotrons, o mapeamento dos campos tem como principal objetivo possibilitar o cálculo da trajetória do feixe de elétrons, que permite determinar como será a radiação emitida. Também tem aumentado o interesse na utilização de sensores locais para as medições de campos a fim de gerarem-se melhores previsões da órbita do feixe armazenado. Geralmente, a órbita é calculada através de campos integrados que são medidos por técnicas muito mais rápidas e precisas, como bobina girante, “flip-coil” e fio esticado, porém bidimensionais e retilíneas, indicando o campo médio e não trazendo o conhecimento do comportamento das componentes sobre o eixo da órbita. Nas máquinas modernas, de mais baixa energia e com dispositivos de inserção com campos intensos provocando deslocamentos significativos, essa aproximação pode não ser mais suficiente, necessitando-se para a descrição da órbita um mapeamento tridimensional (3D) do campo magnético.

A medida do campo de magnetos curvos, como os dipolos para o fechamento da órbita, já tem sido feita corriqueiramente com os sensores Hall, sendo que a bancada de medição possui movimentação 3D, adaptando-se às diferentes geometrias.

No caso dos dispositivos de inserção (DIs), as exigências em termos de medidas do campo integrado são rigorosas, algo na ordem de  $1 \times 10^{-6}$  T.m, para os dispositivos do LNLS. Esta magnitude, quando se trata de extensões de aproximadamente 4 metros, corresponde a campos de  $2,5 \times 10^{-7}$  T (centenas de vezes menor do que o campo terrestre). Isso significa que o sistema de medição deve ter aproximadamente esse valor ( $1 \times 10^{-6}$  T.m) como acurácia e precisão dentro de cerca de sete ordens de grandezas, visto que o campo de pico dos DIs alcançam alguns teslas. Para os onduladores, a medida do campo local também tem o agravante de a intensidade da radiação emitida depender da sua interferência entre os vários períodos magnéticos. Isto exige uma ótima determinação do campo para simular a trajetória ao longo dos vários períodos.

A técnica de medição baseada em sensores Hall possui muitas dificuldades associadas (Seção 2.4). No entanto, podem-se atingir bons níveis de acurácia através de muitas medidas, diluindo as fontes de erro por meio de processo estatístico. Assim, essas medidas também podem ser úteis para comparação com resultados obtidos através de outras técnicas.

## 2.2 Descrição do sistema de medições

A bancada de caracterização com sensores Hall, feita no LNLS, é composta pelo arranjo ortogonal de três sensores Sentron, de um eixo, modelo YM12-3-2T.

Esses sensores foram escolhidos pelas seguintes razões:

- Possuem pequena área sensora:  $0,125 \times 0,125 \text{ mm}^2$ .
- Podem medir campos fortemente não uniformes sem o efeito Hall planar (Seção II.2 do Apêndice II).
- A não linearidade do sensor é menor do que 0,05% para campos de até 1 T e melhor do que 0,1% para campos até 2 T.

A Figura 2.1 ilustra esquematicamente as ligações dos equipamentos para a medição com sensores Hall. Um voltímetro rápido Agilent 3458A pode medir apenas uma componente de campo por vez. Cada varredura demora cerca de 55 segundos e coleta 14.650 pontos (o limite de memória do voltímetro é 15.200), correspondendo a espaçamentos de 0,28 mm na extensão de 4.200 mm.

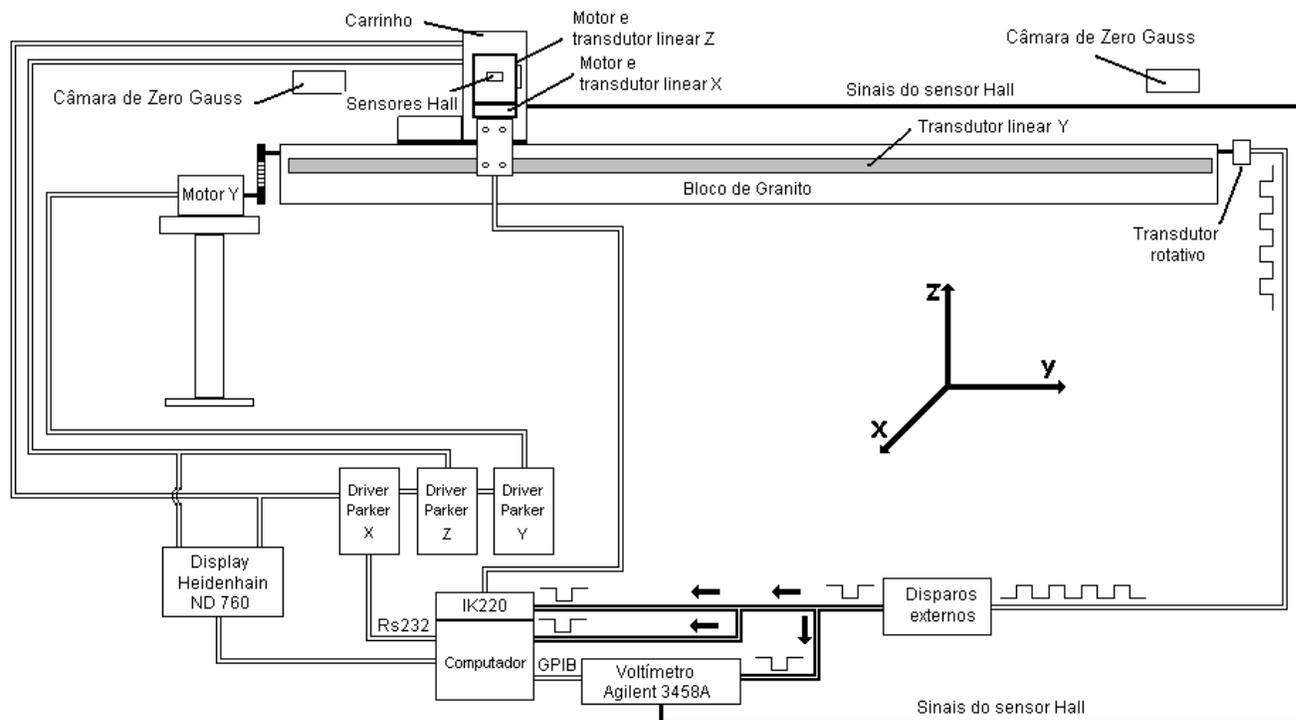


Figura 2.1. Bloco esquemático do sistema para medições rápidas com sensor Hall.

No começo de cada varredura em Y (eixo longitudinal de 4.200 mm), os sensores Hall são posicionados na posição transversal (X,Z) requerida. Três transdutores lineares (régua digital) da Heidenhain lêem as posições dos sensores: os eixos X e Z, com o modelo LS403, e o eixo Y com o LB301. A origem dos eixos transversais (X e Z) está definida sobre o eixo central do DI, na região do espaçamento vertical (“gap”). Os movimentos são controlados pelos “drivers” Parker OEM750X. Uma vez iniciada a corrida em Y, as medições são disparadas através de uma eletrônica contadora, que gera um sinal de disparo toda vez que um número pré-definido de pulsos, provenientes do transdutor rotativo (“encoder” rotativo), é atingido. Esse transdutor está acoplado ao fuso que movimentava o carrinho dos sensores e produz 500 pulsos por volta. A eletrônica contadora de pulsos é ajustável, podendo gerar um sinal de disparo a cada conjunto de 1 a 256 pulsos do transdutor [23]. Geralmente, têm sido usados conjuntos de 28 pulsos para medir com o espaçamento de 0,28 mm, sendo que uma volta corresponde ao deslocamento de 5 mm no eixo Y. O sinal fornecido pelo contador de pulsos autoriza, simultaneamente, a leitura do voltímetro e do transdutor linear Y via a placa IK220, que está instalada no microcomputador. A leitura do voltímetro é armazenada em sua memória interna, enquanto a leitura da régua Y é armazenada no microcomputador. Não se utilizou a memória da placa

de leitura da régua Y por esta armazenar somente 8.192 pontos. No final de cada varredura em Y, os sinais de tensão e posição são fundidos em um mesmo arquivo.

Parece redundante se ter um transdutor rotativo e uma régua digital, uma vez que somente um destes seria suficiente para ler a posição longitudinal Y. Uma vantagem de se ter a régua em conjunto com o transdutor rotativo é que este não precisa ser calibrado para indicar a posição, servindo somente como um gerador de pulsos. A idéia original consistia em ler a posição da régua e o voltímetro diretamente pela habilitação via microcomputador. Essa medição era lenta, fazendo com que cada varredura demorasse dezenas de minutos, e não era repetitiva de uma varredura para outra, possivelmente devido às variações de “offset”, e nem tampouco os espaçamentos entre pontos eram mantidos. Com o desenvolvimento do sistema rápido, resolveu-se gerar pulsos de referência via um sistema externo, para garantir uma boa periodicidade e igualdade de posição entre as várias varreduras.

Como mencionado, a leitura da régua digital do eixo longitudinal (eixo Y) é realizada pela placa de comunicação IK220, a qual é capaz de capturar até duas mil posições por segundo. No entanto, essa placa mostrou-se extremamente susceptível a ruídos elétricos, forçando a reconsideração de todo o conjunto de ligações, aterramentos e blindagens. Os “drivers” da Parker são extremamente ruidosos, tanto perturbando o terra, como radiando. As frequências que aparecem devido à sua operação, vão de 200 kHz a 10 MHz.

A velocidade de varredura escolhida foi a de 75 mm/s, por apresentar a melhor repetibilidade entre as medidas. Porém, a velocidade máxima é de 100 mm/s, sendo limitada pela frequência máxima de operação da eletrônica contadora de pulsos.

Os principais parâmetros da bancada Hall estão mostrados na Tabela 2.1 abaixo.

*Tabela 2.1. Principais parâmetros da bancada Hall.*

Comprimento da varredura (mm)	4.200
Máximo n <sup>o</sup> de pontos por varredura	14.638
Menor espaçamento entre pontos (mm)	0,28
Máxima velocidade de varredura (mm/s)	100
Ruído pico a pico da leitura de campo (tesla)	$1,4 \times 10^{-5}$
Tempo de integração do voltímetro (ms)	0,17
Resolução em campo (tesla)	$3,6 \times 10^{-6}$
Acurácia da régua digital – eixo Y ( $\mu\text{m}$ )	$\pm 5$
Resolução da régua digital – eixo Y ( $\mu\text{m}$ )	0,1
Máximo erro angular dos sensores ( $^{\circ}$ )	$\pm 0,5$
Máximos desvios na posição do sensor – máximo x y z (mm)	$\pm 0,05$

### 2.3 Correção da leitura dos gaussímetros – subtração do “offset”

O campo magnético de um DI é função das coordenadas espaciais  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Considerando que  $x$  e  $z$  estejam fixos e só seja de interesse a variação longitudinal  $B = B(y)$ , o campo magnético relaciona-se com a tensão Hall ( $V_H$ ), lida pelo sensor, por

$$B(y) = \alpha(V_H) V_H, \quad (2.1)$$

sendo  $\alpha$  o fator de conversão da tensão para campo magnético ( $\alpha[T/V]$ ), cujo valor é próximo de 0,2.

No entanto, a tensão lida pelo voltímetro ( $V$ ) é uma composição da tensão Hall e um “offset” ( $V_0$ ):

$$V = V_H(y) + V_0 \quad (2.2)$$

O procedimento para se encontrar o correto valor de  $V_H$  consistiu em passar os sensores dentro de duas câmaras de zero gauss (Figura 2.1), uma em cada extremidade da bancada, para a medição direta do “offset” e de sua variação ao longo de uma varredura.

O posicionamento das câmaras de zero Gauss deve ser o mais afastado possível do magneto que está sendo medido, para não alterar o seu perfil de campo. As câmaras foram confeccionadas com chapas do permalloy Vacoperm 100 [24], com espessuras de 0,7 mm, e montadas uma dentro da outra de forma a aumentar a eficiência da blindagem (Figura 2.2). Através de simulações com o programa Magnet [25], gerou-se uma câmara capaz de atenuar cerca de 500 vezes o campo externo, o que já leva o sistema à acurácia necessária. O cálculo considerou campos externos homogêneos de  $1 \times 10^{-4}$  T.

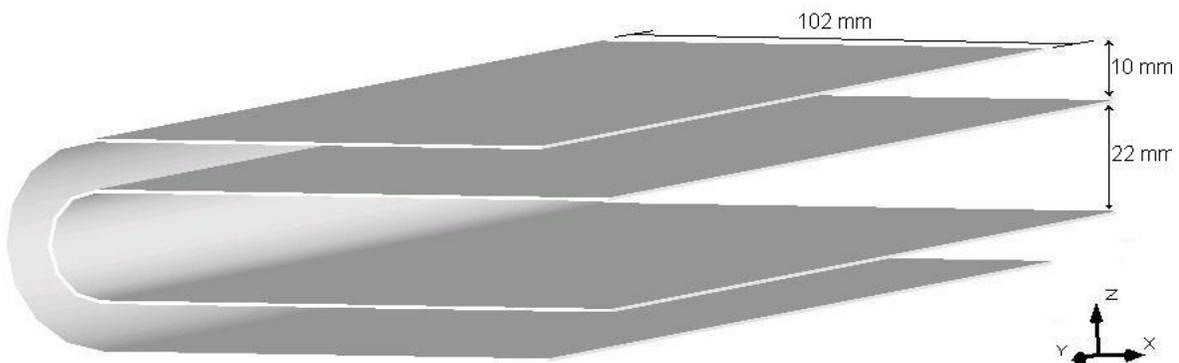


Figura 2.2. Formato da câmara de zero gauss.

Quando os sensores passam pela região central das câmaras de zero gauss, a leitura do gaussímetro corresponde ao valor do “offset”, fornecendo os valores  $V_{01}$  e  $V_{02}$ . Assumindo que o

“offset” varie linearmente do início ao fim de uma varredura, a correção para a obtenção da tensão Hall é:

$$V_H(y) = V - V_{01} - \frac{V_{02} - V_{01}}{y_2 - y_1} (y - y_1), \quad (2.3)$$

onde  $y_1$  e  $y_2$  correspondem ao centro das câmaras de zero gauss. A aproximação linear apoia-se na observação da variação da leitura de um sensor Hall parado durante um intervalo de tempo igual ao da varredura.

Na realidade, o primeiro processo para a correção do campo, ou seja, para descontar o “offset”, não utilizava as câmaras de zero gauss. O procedimento consistia na determinação, com acurácia ( $\sim 5 \times 10^{-7}$  T), do campo magnético em alguns pontos da trajetória a ser percorrida pelo sensor (na região onde posteriormente foram instaladas as duas câmaras de zero gauss). Descontando-se os valores das leituras feitas pelo sensor, quando passava por essas regiões, obtinham-se os “offsets”. O restante do processo era análogo ao que já foi apresentado.

Outro procedimento usualmente utilizado para descontar o “offset” consiste em girar  $180^\circ$  o sensor Hall em varreduras consecutivas. Fazendo assim, e considerando que durante o tempo de varredura a variação de “offset” não é considerável, a subtração dos campos de ida e volta para o mesmo ponto já desconta o “offset”. Existe, todavia, a dificuldade de garantir exatamente a mesma posição para o sensor, após o giro. Esse procedimento não foi implementado.

## 2.4 Fontes de erros

Nesta seção estão listadas as principais fontes de incerteza da medição dos campos integrados com sensores Hall e da própria medida ponto-a-ponto.

Para ajudar a elucidar se as fontes de erros estão ou não no sistema de medição, pois poderiam ser variações do próprio campo medido, comparações entre técnicas distintas, utilizadas quase simultaneamente, podem ser de valia.

Convém também ressaltar que os erros, neste sistema de medição, acumulam-se ponto a ponto, o que exige uma boa estatística. Esse erro, no caso do cálculo do campo integrado, pode ser avaliado por  $\delta_I = L n^{-1/2} \delta_B$ , onde  $\delta_I$  é o desvio padrão que a integral possuirá devido ao desvio padrão da leitura do campo  $\delta_B$ , sendo a medida composta por  $n$  pontos ao longo de um percurso de comprimento  $L$ .

As avaliações numéricas e as medidas apresentadas são todas obtidas no “wiggler” de 2 teslas.

### 2.4.1 Ruídos elétricos

O ruído elétrico de todo o sistema de medição, no qual também estão integrados “drivers”, motores e o microcomputador, foi reduzido ao mesmo nível que se obtém quando somente o gaussímetro e o voltímetro estão ligados.

A Tabela 2.2 abaixo mostra o nível de ruído para dois diferentes tempos de integração do voltímetro.

*Tabela 2.2. Ruído elétrico e as flutuações de campo magnético associadas.*

Tempo de integração (ms)	Ruído em tensão ( $\mu\text{V}$ )	Ruído de campo ( $\mu\text{T}$ )
0,167	$\pm 35$	$\pm 7$
167	$\pm 2$	$\pm 0,4$

A seguir estão listadas as principais precauções tomadas para a diminuição dos ruídos:

- 1) ConFiguração estrela (asterisco) para aterramento: o ponto central de terra é o “rack” de instrumentação, o qual está ligado ao terra da caixa de distribuição do prédio de ímãs através de um cabo de 70 mm<sup>2</sup>.
- 2) Blindagens de cabos: todos os cabos elétricos possuem malha externa, sendo aterradas, ou não, conforme as observações do nível de ruído.
- 3) Blindagem de equipamentos: os “drivers” foram, dentro de certas limitações de disponibilidade de espaço, envolvidos com chapas de aço.
- 4) Eliminação dos laços de terra (“loops” de terra).
- 5) Acoplamento ótico: testado na comunicação do micro com os “drivers” sem grandes melhoras.
- 6) Melhoria de aterramentos: os fios terras tiveram suas bitolas grandemente aumentadas, distâncias encurtadas e evitou-se que fizessem voltas (espiras).
- 7) Correção de maus contatos em cabos e circuitos, evitando-se conectores, e fazendo soldas diretas.
- 8) Instalação de anéis de ferrita em vários cabos para aumentar a impedância para altas frequências.
- 9) Utilização de cabos curtos para diminuir o tamanho da antena que está radiando.
- 10) Diminuição das correntes dos motores para reduzir a radiação.
- 11) Aterramento das blindagens dos equipamentos, como a régua digital.
- 12) Afastamento dos cabos de potência (cabos dos motores) dos cabos de sinal.
- 13) Por construção, os sensores Sentron vêm com laço de terra. E o laço deve ser mantido para conseguir-se maior estabilidade. Os conectores do amplificador do sensor eram de baixa

qualidade, mudando constantemente o valor do sinal. Eles foram eliminados e os fios, soldados diretamente nas placas dos circuitos.

## 2.4.2 Variações de temperaturas

A temperatura atua sobre muitos sistemas, como os descritos a seguir. Porém, como regra geral, pode-se dizer que as varreduras devem ser as mais “rápidas” possíveis para minimizar a ação das variações de temperatura (o ideal seria que todo o sistema de medição estivesse imerso em um banho térmico). Outra vantagem da varredura rápida é a possibilidade de um maior número de medidas para uma melhor estatística.

A sala de caracterização é mantida em  $24 \pm 0,4$  °C. O melhor indicativo de que o controle da temperatura dentro dessa faixa é suficiente, está na repetibilidade do campo integrado e dos campos locais analisados durante várias horas. Neste intervalo de tempo aconteceram dezenas de ciclos de ar condicionado.

As temperaturas foram medidas através de sensores Pt100, os quais são sensores de platina com resistência de 100  $\Omega$  a 0°C, sendo que a mudança de temperatura está correlacionada com a variação da resistência elétrica.

### 2.4.2.1 A influência da variação da temperatura sobre o campo do DI

A variação de espaçamento vertical pode ser crítica, pois o campo magnético de pico ( $B_0$ ), em tesla, varia em função do espaçamento vertical ( $g$ ) e do período  $\lambda$ , para dispositivos de inserção híbridos, segundo a expressão  $B_0 = 3,44 e^{-(g/\lambda)(5,08-1,54g/\lambda)}$  [26]. Assim, a variação de campo devido às mudanças de espaçamento vertical é muito mais sensível para os pequenos espaçamentos verticais do que para os grandes. Logo, as dilatações sofridas por toda a estrutura por causa das variações de temperatura, repercutiriam nas mudanças de espaçamentos verticais (e provavelmente de uma forma não uniforme ao longo do “wiggler”), causando as diferenças de campos integrados. A variação máxima de temperatura medida em várias partes do “wiggler”, durante um ciclo do ar condicionado (que geralmente acontece em períodos pouco maiores do que cinco minutos), ocorre na estrutura principal de sustentação, a qual é de  $\pm 0,1$  °C. Nas estruturas de sustentação dos magnetos (“strongbacks”) a variação é de  $\pm 0,02$  °C e, nos magnetos, é de  $\pm 0,04$  °C.

Para estimar a amplitude devida a uma variação não uniforme de espaçamento vertical, supõe-se que o campo magnético do “wiggler”, no espaçamento vertical de 22 mm, seja descrito por:

$$B_z(y) = B_0 \sin\left(\frac{2\pi}{0,18} y\right), \quad (2.4)$$

onde  $B_0$  é o campo de pico, em tesla, e 0,18 é o período ( $\lambda$ ), em metros.

Se o espaçamento vertical variar  $1\mu\text{m}$  de uma extremidade até a outra, o campo integrado também irá variar. Fazendo-se a análise ao longo dos 15 períodos do “wiggler”, considerando a expressão  $B_0 = 3,44e^{-(g/\lambda)(5,08-1,54g/\lambda)}$  para o campo de pico e, ainda, que o espaçamento vertical mude segundo  $g=2,2 \times 10^{-2} + 1,0 \times 10^{-6} y/2,7$ , onde 2,7 é o comprimento total do “wiggler”, temos:

$$\int B_z dy = \int_0^{2,7} B_0 \sin\left(\frac{2\pi}{0,18} y\right) dy = 1,4 \times 10^{-6} \text{ T.m} \quad (2.5)$$

Outra maneira da temperatura variar o campo do “wiggler” é alterando o campo remanente ( $B_r$ ) dos blocos magnéticos. Em torno de  $20^\circ\text{C}$ , esta variação é expressa segundo [24],

$$\Delta B_r = -0,001 \Delta T B_r [20^\circ\text{C}] \quad (2.6)$$

Verificou-se que a máxima mudança de temperatura dos blocos magnéticos é da ordem de  $\pm 0,04^\circ\text{C}$ , acompanhando o ciclo do ar condicionado.

Como se espera que a temperatura varie de forma uniforme em todos os blocos magnéticos, bem como de uma forma “simétrica” ao longo de toda a estrutura mecânica dos DIs, as mudanças do campo integrado praticamente não devem ser percebidas.

#### 2.4.2.2 Efeitos da variação da temperatura sobre a eletrônica

Os gaussímetros Sentron apresentam uma variação de campo, em função da temperatura, menor do que  $100 \text{ ppm} / ^\circ\text{C}$ . Essa mudança está possivelmente associada aos ganhos dos amplificadores. Se ao longo de uma varredura, a temperatura do gaussímetro variar  $1^\circ\text{C}$  (valor muito pessimista), o campo integrado variaria, para o mesmo modelo de campo da seção anterior (equação (2.4)), a seguinte quantidade:

$$\int B_z dy = \int_0^{2,7} B_0 \left(1 - \frac{0,0001}{2,7} y\right) \sin\left(\frac{2\pi}{0,18} y\right) dy = 5,7 \times 10^{-6} \text{ T.m} \quad (2.7)$$

As variações de “offset” já são descontadas, segundo a Seção 2.3.

Também pode ser conveniente embrulhar os sensores e a eletrônica dos gaussímetros para minimizar a influência tanto do vento causado pela movimentação do carrinho como do ar (frio ou quente) despejado pelo ar condicionado.

### 2.4.2.3 Efeitos da variação da temperatura sobre os suportes mecânicos

Essa análise é feita considerando-se que os sensores estejam aproximadamente sobre a linha central dos DIs. O coeficiente de dilatação do aço é em torno de  $1,2 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ . Assim sendo, a variação de  $1^\circ\text{C}$  produz dilatações de  $12\mu\text{m} / \text{m}$ . Devido às massas elevadas dos componentes do sistema “wiggler”-bancada de medição, as maiores variações de temperatura observadas durante um ciclo de ar condicionado, o qual é cerca de dez vezes mais demorado do que uma varredura, é de  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ .

Mediu-se o gradiente de  $0,4 \text{ T/m}$  nas regiões de picos de campo para deslocamentos na ordem de  $0,1 \text{ mm}$  na posição vertical do sensor. Caso o sensor se desloque  $0,01 \text{ mm}$  na vertical, de uma extremidade do “wiggler” com relação à outra, a variação do campo integrado poderia ser estimada por

$$\int B_z dy = \int_0^{2,7} \left( B_0 + \frac{0,4 \cdot 10^{-5}}{2,7} \cdot y \right) \sin\left(\frac{2\pi}{0,18} y\right) dy = -1,1 \times 10^{-7} \text{ T.m}, \quad (2.8)$$

onde o gradiente foi tomado proporcional ao campo  $G = 0,4 \sin(2\pi y / 0,18)$ .

O gradiente de campo para o deslocamento horizontal transversal é menor do que  $0,02 \text{ T/m}$  na região a alguns décimos de milímetro da linha central. Com este baixo gradiente e considerando que as principais movimentações dos sensores devido à temperatura devam ocorrer na vertical, este deslocamento é desprezível para o cômputo do campo integrado.

### 2.4.3 Erros de leitura de posição

O conhecimento preciso da posição dos sensores Hall é extremamente relevante na determinação dos campos integrados e nos cálculos dos “erros de fase” para a radiação emitida [27]. Por várias razões, a leitura da posição dos transdutores lineares pode não corresponder à realidade.

Durante uma varredura, a incerteza na posição pode ter comportamento tanto sistemático como aleatório. Os erros inerentes aos transdutores lineares, bem como os provenientes de suas instalações, e as torções sofridas pelo carrinho dos sensores, devido ao desalinhamento entre os trilhos da bancada, são exemplos de fontes de erros sistemáticos. Cuidados devem ser tomados nos esforços mecânicos; por exemplo: se a esteira de cabos for presa ao carrinho, ela poderá causar mudança na posição dos sensores, pois seu peso varia ao longo do deslocamento. Para eliminar tal problema, prendeu-se, para o transporte da esteira, um segundo carrinho, não de forma rígida, ao carrinho dos sensores.

Por outro lado, as vibrações causam erros aleatórios.

Deslocando-se o DI a uma distância maior do que um período magnético e, medindo-se o campo integrado em várias posições dentro desse deslocamento, é possível encontrar uma posição ideal, onde os erros sistemáticos podem ser minimizados. Este procedimento é análogo ao feito com a bobina girante e encontra-se detalhado no Apêndice V.

#### **2.4.3.1 Erro dos transdutores lineares (régua digital)**

A acurácia da leitura da régua está, considerando os erros em toda a sua extensão, dentro de  $\pm 5 \mu\text{m}$ . E a sua resolução é de  $0,1 \mu\text{m}$ . A amplitude de  $\pm 5 \mu\text{m}$  não ocorre puntualmente, mas sempre aparece acumulada ao longo de dezenas de centímetros, levando a uma variação da ordem de alguns nanômetros por milímetro. Sendo o campo magnético dos DIs alternado na direção longitudinal e seu período geralmente de alguns centímetros, essa variação não deve ser suficiente para trazer mudanças significativas para o campo integrado. Caso esse erro fosse localizado e ocorresse, por exemplo, na região de pico de campo do "wiggler" (2 T), um erro de  $1 \mu\text{m}$  alteraria o campo integrado em  $2 \times 10^{-6} \text{T.m}$  !

#### **2.4.3.2 Erros nas posições transversais (eixos X e Z)**

A amplitude dos deslocamentos transversais decorrentes das movimentações dos sensores ao longo de uma varredura está dentro de  $\pm 0,05 \text{ mm}$ . Devido à alta homogeneidade transversal ("rolloff") do campo magnético do "wiggler", esses poucos centésimos de milímetro não foram considerados uma dificuldade. No entanto, novos estudos serão feitos para DIs onde o campo seja bastante não-homogêneo por construção, como é o caso dos onduladores EPU [28,29].

#### **2.4.3.3 Erros nas posições longitudinais (eixo Y)**

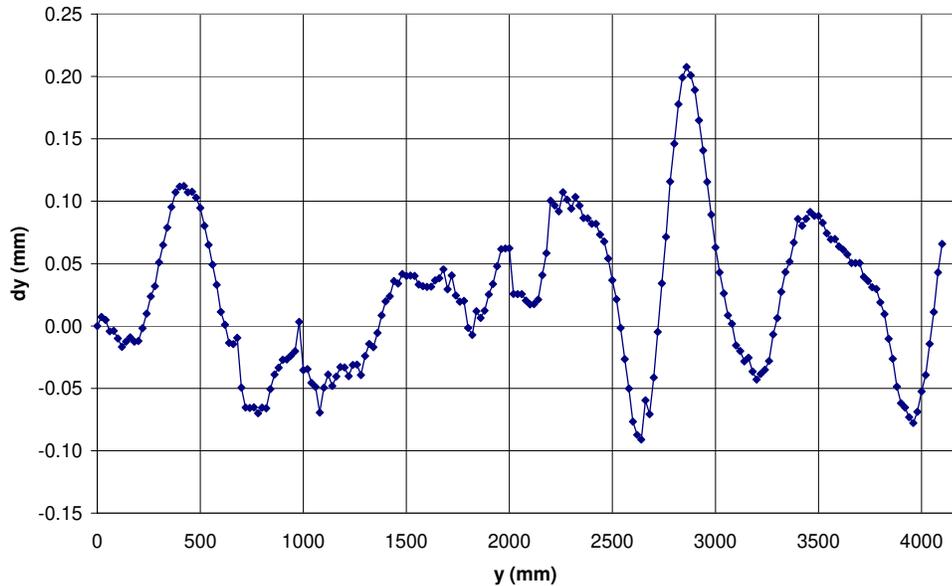
Tais erros são provenientes dos pequenos giros sofridos pelo carrinho dos sensores no plano horizontal. Eles podem ser minimizados conhecendo-se os movimentos angulares do sensor ao longo de toda a extensão da medição. Um teodolito no modo de auto-colimação (um teodolito olhando a sua própria imagem refletida em um espelho) foi utilizado para a medida do desvio angular, mostrando quanto o sensor estava se adiantando ou atrasando com relação à posição lida pela régua digital Y.

Calculou-se a posição real através de:

$$y_{\text{real}}(y_{\text{tl}}) = y_{\text{tl}} + \beta(y_{\text{tl}}) h, \quad (2.9)$$

onde  $h$  é o comprimento da haste, desde o sensor ao centro do carrinho,  $y_{tl}$  é a posição lida pelo transdutor linear e  $\beta$  é o ângulo lido pelo teodolito.

O gráfico da Figura 2.3 mostra os deslocamentos sofridos pelo sensor ao longo do eixo longitudinal “y”.



*Figura 2.3. Deslocamentos sistemáticos que o sensor Hall sofre com relação à leitura feita pela régua.*

Aplicando a correção de posição  $y_{real}$ , o campo integrado medido no “wiggler” de 2 teslas mudou algo como  $1,5 \times 10^{-4}$  T.m, ou seja, um valor dez vezes maior do que a sua especificação.

#### **2.4.3.4 Vibrações**

Sua principal origem deve estar no comportamento dos rolamentos de esferas do carrinho dos sensores e, talvez, nas vibrações do motor transmitidas por meio do fuso de tração. Como o sistema de medição é muito sensível, passos de pessoas ou movimento de automóveis poderiam ser fontes de vibrações e deformações do piso. O ideal seria recortar o piso, isolando o sistema de medição e o DI do restante do prédio, instalando-os dentro de caixas de areia. A bancada está construída sobre um bloco de granito, também com o objetivo de minimizar a amplitude, tanto das vibrações produzidas pelo sistema de medição, bem como as de origem externa.

O tipo de problema acarretado é o descrito na seção anterior, onde a posição lida pela régua não corresponde à posição real do sensor.

Observa-se no gráfico da Figura 2.3 que aparecem pontos (picos) em torno da posição  $y = 1000$  mm que não acompanham a tendência da curva. Esses picos não se repetem de varredura para varredura, desaparecendo e aparecendo em outras posições.

Também constatou-se, avaliando a evolução do campo integrado em função da posição  $y$ , que seu valor sofre alguns saltos “repentinos” nas regiões de gradientes de campo, e nunca nas regiões onde o campo é mais constante. Isso porque uma variação de posição do sensor, que não seja percebida pela régua, em uma região de campo constante, praticamente não muda a leitura do sensor, o que não é verdade para as regiões com gradientes. Lembramos que no “wiggler” existem regiões com gradientes de até 600 T/m.

Essas duas observações levaram a crer que os rolamentos do carrinho eram os responsáveis pelo problema. Realmente, a troca dos rolamentos por outros usados, mas em melhores condições, fez com que o desvio padrão do campo integrado, para o espaçamento vertical de 22 mm, passasse de  $3,5 \times 10^{-5}$  T.m para  $1,3 \times 10^{-5}$  T.m, ou seja, diminuísse cerca de três vezes.

#### **2.4.4. Desalinhamentos angulares**

Um sensor Hall mede a componente do campo magnético projetada sobre o vetor normal à sua área sensora. Para os sensores Sentron utilizados, o ângulo entre a cerâmica de referência para a sua instalação e a superfície sensora está dentro de  $0,5^0$ . Quando um campo possui somente uma componente forte, e somente esta precisa ser medida, erros da ordem desse ângulo não chegam a ser um problema, pois o campo se altera com o seu cosseno. No entanto, quando se desejam medir as componentes mais fracas, elas podem ter seus valores completamente mascarados pela projeção da componente mais intensa. Ou, se houver mais do que uma componente intensa, o efeito do desalinhamento angular pode ser relevante.

A determinação do vetor normal à área sensora, com relação à superfície da cerâmica de referência, é feita girando-se o sensor dentro de um campo magnético dipolar muito homogêneo. A resolução no posicionamento angular do sensor é de  $0,01^0$  e consegue-se nivelar a cerâmica de referência nesta mesma ordem, com o auxílio de um nível de bolha. O sensor é girado em torno de dois eixos até que a máxima leitura de campo seja atingida, alcançando assim os dois ângulos que determinam a posição do vetor normal à superfície sensora. A partir desses ângulos, e das medidas feitas em uma dada posição com três sensores, onde as suas cerâmicas de referência estão orientadas ortogonalmente entre si, torna-se possível fazer uma correção fina para a determinação do vetor campo magnético. Esse procedimento matemático faz parte das novas implementações propostas para a bancada Hall.

#### **2.4.5 Variações na velocidade de varredura**

Devido à medida do voltímetro não ser instantânea, mas demorar o tempo de integração, as variações na velocidade de varredura dos sensores podem introduzir flutuações nas leituras de voltagem. Esse fenômeno ocorre especialmente nas regiões onde o campo varia de uma forma menos linear em função da posição longitudinal (eixo Y). O sistema mede com uma velocidade de 75 mm/s e observa-se uma flutuação “sistemática”, ou seja, dependente da posição longitudinal Y, que atinge no máximo 1 mm/s. Essa medição foi feita lendo-se as posições do transdutor linear Y, a partir de disparos fornecidos por um gerador de pulsos HP 3314A. Corrigindo-se a posição de leitura do sensor a partir desse mapa de velocidades, e considerando-se que o tempo de integração não varie, obtém-se diferenças menores do que  $1 \times 10^{-6}$  T.m no cálculo do campo integrado.

#### **2.4.6 Acurácia da câmara de zero gauss**

O campo magnético dentro da câmara de zero gauss não é realmente nulo, mas mede alguns centésimos de  $\mu$ T. Esse valor pode levar a um erro em torno de  $1 \times 10^{-6}$  T.m no campo integrado.

#### **2.4.7 “Offset” eletrônico**

Conforme a Seção 2.3, o “offset” pode ser descontado através da utilização de duas câmaras de zero gauss. O “offset” origina-se das variações de temperaturas nos equipamentos eletrônicos, ruídos provenientes da rede elétrica e induções sobre os cabos por causa de ruídos eletromagnéticos.

#### **2.4.8 Calibração dos sensores**

O fabricante dos sensores fornece uma tabela de calibração gerada a partir da comparação com medidas de campos feitas com ressonância nuclear magnética. Essa calibração é tida como simétrica, ou seja, a correção é a mesma tanto para as voltagens positivas como para as negativas do sensor Hall. No entanto, quando os campos integrados medidos com os sensores Hall eram comparados com os obtidos pela técnica de bobina girante, discrepâncias maiores do que  $1 \times 10^{-4}$  T.m podiam ser vistas para os espaçamentos verticais menores. Observou-se matematicamente que, se a curva de calibração não fosse simétrica, poderia obter-se uma ótima coincidência entre as duas técnicas. A partir disso, buscou-se verificar se tal assimetria existia, ou não, nos sensores Hall, através do seguinte procedimento: um sensor é posicionado no centro de um dipolo de alta homogeneidade de campo e capaz de atingir 2 T. Todas as precauções são tomadas para garantir que o sensor possa girar  $180^\circ$  e permanecer na mesma posição dentro de 0,01 mm. Com o giro, o sensor percebe a inversão do campo, que permanece

exatamente com o mesmo módulo, porém com sentido oposto. Assim é possível, descontando-se o “offset”, determinar qual é a assimetria na tensão Hall.

Realmente, verificou-se que a tensão Hall fornecida pelos sensores é assimétrica em função do campo magnético. É provável que esse efeito ocorra na parte amplificadora dos gaussímetros. A Figura 2.4 apresenta as diferenças entre os módulos da tensão positiva ( $V_{H+}$ ) e negativa ( $V_{H-}$ ), medidas para um dos sensores.

A assimetria foi introduzida na curva de calibração da seguinte maneira: realizou-se um ajuste  $\alpha_+(V_{H+})$ , onde  $\alpha$  é definido segundo a equação (2.1), sobre os pontos da tabela de calibração do fabricante, para as tensões Hall positivas ( $V_{H+}$ ). A expressão (2.10) é um exemplo desse ajuste feito para um dos sensores. Somente as potências pares são tomadas, devido à idéia inicial de que a curva de calibração fosse simétrica.

$$\alpha_+(V_{H+}) = 0,199977 + 1,142 \times 10^{-8} V_{H+}^2 + 5,270 \times 10^{-8} V_{H+}^4 - 6,729 \times 10^{-10} V_{H+}^6 \quad (2.10)$$

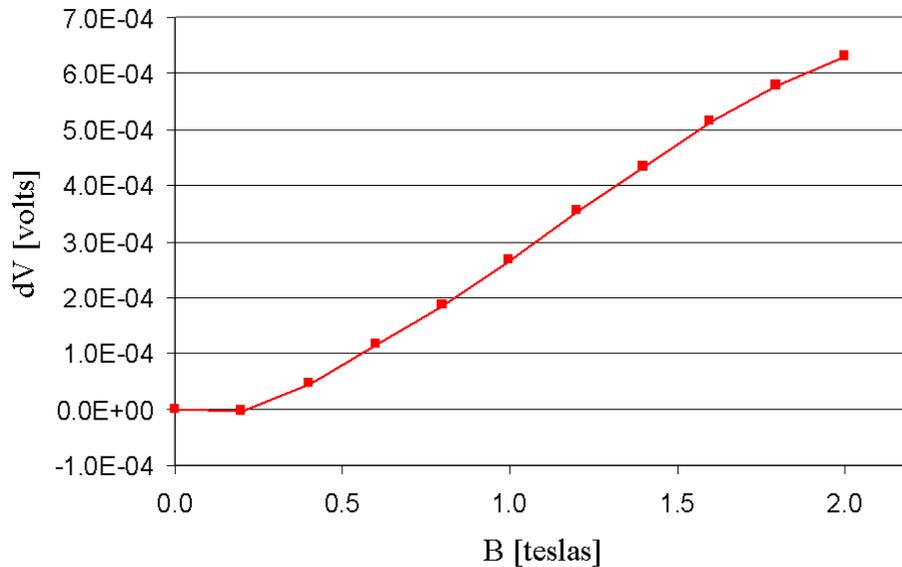


Figura 2.4. Diferença entre os módulos das tensões Hall em função do campo magnético aplicado.

A parte negativa recebe a assimetria da curva de calibração por meio da equação (2.11).

$$\alpha_-(V_{H-}) = \frac{\alpha_+(V_{H+}) V_{H+}}{-V_{H-}} \quad (2.11)$$

onde um ajuste de  $\alpha_-$  em função de  $V_{H-}$  leva a uma expressão do tipo:

$$\alpha_-(V_{H-}) = 0.199977 + 4.801 \times 10^{-2} V_{H-} + 6.840 \times 10^{-2} V_{H-}^2 + 2.353 \times 10^{-2} V_{H-}^3 + 4.282 \times 10^{-3} V_{H-}^4 + 2.872 \times 10^{-4} V_{H-}^5 + 1.747 \times 10^{-6} V_{H-}^6 \quad (2.12)$$

Desse modo, a curva de calibração  $\alpha(V_H)$  fica totalmente determinada. Quando  $\alpha_+$  e  $\alpha_-$  foram aplicadas para se encontrar o campo magnético no mapeamento com sensores Hall, uma excelente concordância com as medidas da bobina girante foi conseguida (Seção 2.5.2).

### **2.4.9 Induções no sensor**

Visto a varredura de campo ocorrer de forma rápida e dentro de campos magnéticos espacialmente alternados e intensos, tensões e correntes elétricas podem estar sendo induzidas em laços de fios e partes metálicas. É importante lembrar que os mínimos sinais de interesse provenientes do sensor estão na faixa de microvolts. A princípio, os fios que saem do sensor parecem bem trançados, porém a disposição dos condutores dentro da pastilha é desconhecida, bem como o fato de haver alguma parte metálica próxima à região sensora. Também, por causa dos efeitos de indução, a haste de sustentação do sensor é feita de PVC.

Para se estimar um valor de tensão induzida, supõe-se um laço igual à área do sensor  $1,25 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ , toma-se o máximo gradiente de 0,06 T/mm e a velocidade de 75 mm/s. Esses números levam a uma tensão induzida de 56 nanovolts. Como as dimensões das trilhas elétricas do sensor não devem ocupar uma área muito maior do que a região sensora, tal efeito é desprezível.

## **2.5 Resultados das medidas**

Apesar das medidas com sensores Hall serem sempre locais, a análise dos resultados será dividida em comportamento local e comportamento integrado dos campos locais. Como previamente citado, os testes foram feitos no “wiggler” de 2 teslas.

Realizaram-se as medições tendo o voltímetro um tempo de integração de 0,01 ciclos de rede (167  $\mu\text{s}$ ). Esse valor foi escolhido para que a integração se desse na distância de 0,01 mm, e para se poder coletar 14.638 pontos. A medição mostrou que o tempo que o voltímetro necessita para alocar o valor lido na memória é relativamente alto (em torno de 1ms), forçando a diminuição do tempo de integração.

### **2.5.1 Medidas de campo local**

A Figura 2.5 ilustra o perfil do campo do “wiggler” obtido a partir de varreduras com sensor Hall. A medida de maior amplitude corresponde ao espaçamento vertical de 22 mm e a de menor, ao espaçamento vertical de 52 mm. A Figura 2.6 mostra os campos de picos medidos para vários espaçamentos verticais.

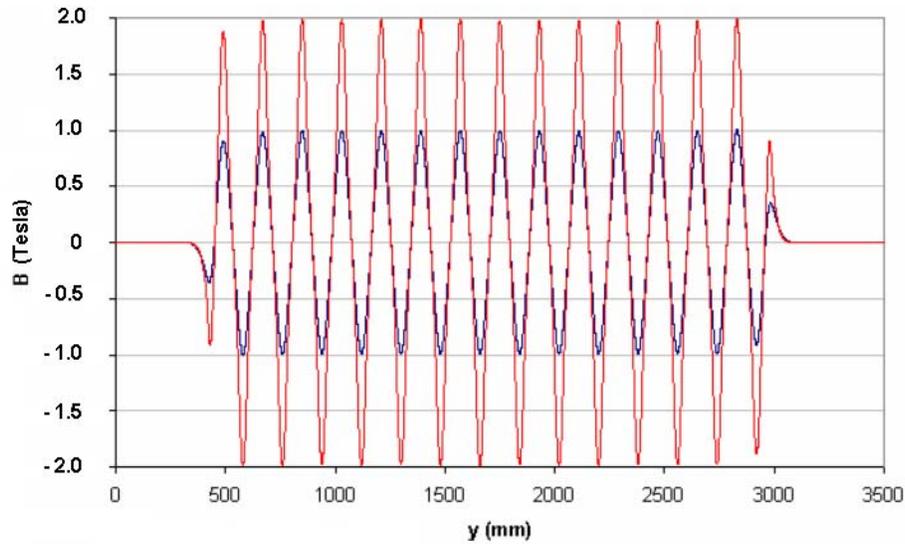


Figura 2.5. Componente  $B_z$  do campo magnético do “wiggler” medido com sensor Hall para os espaçamentos verticais de 50 e 22 mm. Cada curva contém 14.638 pontos.

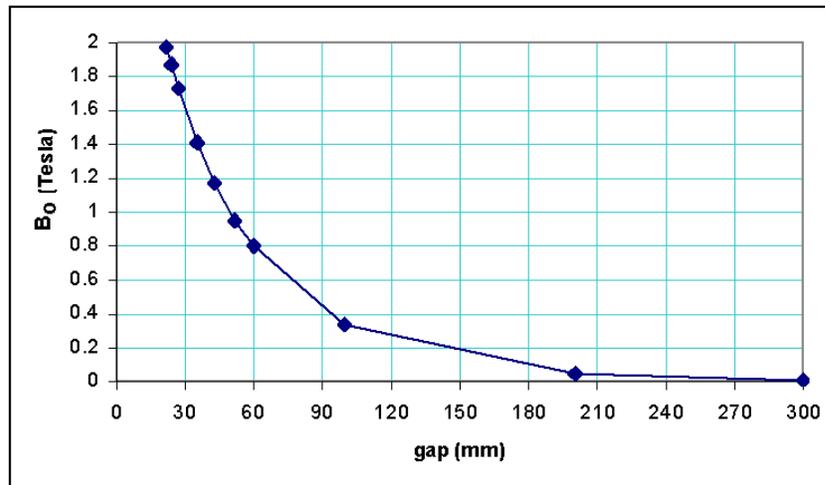


Figura 2.6. Campos de picos medidos com sensor Hall.

A repetibilidade do campo local é calculada como o desvio padrão das medidas de dezenas de varreduras para as mesmas posições. Como para as diversas varreduras as medidas não ocorrem exatamente nos mesmos locais, uma base de posições é criada e as leituras de campo são determinadas através de uma interpolação parabólica. As piores repetibilidades ocorrem nas regiões de máximo gradiente, sendo atribuídas às vibrações mecânicas, por nessas regiões os erros em posição serem mais críticos. Elas alcançam  $\pm 7 \times 10^{-4}$  T para o mínimo espaçamento vertical, em um gradiente de 0,06 T/mm. Nos picos de campo, 2 T, o desvio foi de  $\pm 2 \times 10^{-5}$  T. Para o espaçamento vertical máximo, 300 mm, o erro é constante durante toda a varredura:  $\pm 7 \times 10^{-6}$  T. Tal valor corresponde ao ruído mostrado

na Tabela 2.2. Como o erro do campo mostrou-se dependente do espaçamento vertical, ele indicava que a fonte de imprecisão era proveniente da interação do campo magnético com o sistema de medições. Ou seja, não eram ruídos dos voltímetros, por exemplo.

A acurácia das medidas depende da curva de calibração do fabricante, cuja análise de erros não foi fornecida.

### 2.5.2 Medidas de campo integrado

A repetibilidade do campo integrado, calculada como o desvio padrão de uma centena de varreduras, mostrou-se diretamente proporcional ao campo de pico  $B_p$ , em tesla, segundo a relação  $\pm 6,5 \times 10^{-6} B_p$  [T.m]. Essa expressão não vale para os espaçamentos verticais maiores, onde a repetibilidade estaciona em  $\pm 6 \times 10^{-7}$  T.m.

Um indicativo do valor da acurácia pode ser conseguido comparando-se os resultados da bancada Hall com os da bobina girante. Isso é factível uma vez que os dois sistemas de medidas operam de uma forma completamente independente, não havendo qualquer espécie de realimentação entre eles. A tabela 2.3 apresenta a diferença entre os campos integrados ( $\Delta IB$ ) medidos com as duas técnicas. Uma ótima concordância pode ser verificada.

*Tabela 2.3. Comparação entre os campos integrados medidos com sensores Hall e bobina girante.  $\Delta IB$  é a diferença entre as duas técnicas e  $B_0$  é o campo de pico do “wiggler” para diferentes espaçamentos verticais.*

<b>Espaçamento vertical [mm]</b>	<b><math>B_0</math> [T]</b>	<b><math>\Delta IB</math> [<math>10^{-6}</math>T.m]</b>
22,00	1,9795	12
23,00	1,9222	-5
23,95	1,8754	3
26,90	1,7400	-7
34,80	1,3237	-8
42,70	1,1839	-5
51,65	0,9519	-1
59,60	0,7970	-3
99,50	0,3417	-6
199,50	0,0476	1
300,00	0,0076	-2

**Obs:** Fotos ilustrativas desse sistema de medição com sensores Hall encontra-se no Apêndice VI.

### 3. Caracterização Magnética com Bobina Girante [30,31]

*“Em 1831 foi descoberta a indução eletromagnética. Por meio de seus experimentos, Faraday trouxe à luz cada traço essencial para a produção de efeitos elétricos por meio da ação magnética. A técnica de bobina girante apóia-se integralmente nesse fenômeno.”*

*Autor*

#### 3.1 A técnica de bobina girante

A técnica de bobina girante [32,33] baseia-se na Lei de Indução de Faraday (Apêndice III), medindo campos magnéticos médios através da tensão induzida em uma bobina que gira dentro do campo do magneto (Figura 3.1). Campo médio é aqui definido como o campo integrado em uma linha reta, paralela ao eixo de giro, dividido pela extensão da bobina. Em outras palavras, esta técnica fornece, em coordenadas cilíndricas, as componentes transversais ao eixo de giro,  $B_\theta$  e  $B_r$ , integradas na extensão da bobina, não sendo capaz de detectar a componente longitudinal (paralela ao eixo de giro – eixo  $y$ ).

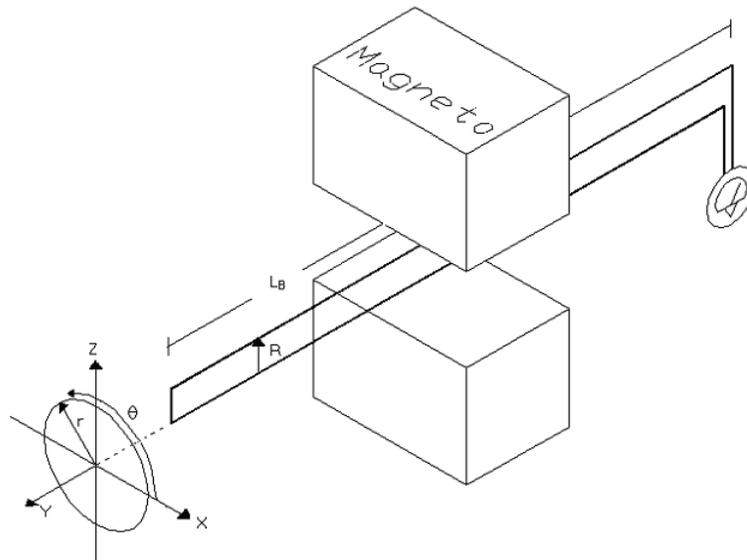


Figura 3.1. Geometria de uma bobina girante e definição de seu sistema de coordenadas.

A solução para os campos médios  $B_\theta$  e  $B_r$  tem a forma de uma expansão multipolar (Apêndice IV), ou seja, uma série de potências ascendentes do raio “ $r$ ” multiplicando termos senoidais, cujo argumento “ $n\theta$ ” acompanha a potência do raio (equações (3.1) e (3.2) ). Em notação complexa, seria uma série de  $z^n$ , onde  $z = re^{i\theta}$ . A cada valor inteiro “ $n$ ” corresponde um multipolo da expansão. Os coeficientes  $K_n$  referem-se aos multipolos “normais” e os  $J_n$  aos multipolos “skew”. A expansão do

campo magnético em termos multipolares é muito útil em engenharia de aceleradores, pois as propriedades dos magnetos são descritas por cada um desses multipolos.

$$B_r = \sum_{n=1} n r^{n-1} [J_n \cos(n\theta) + K_n \sin(n\theta)] \quad (3.1)$$

$$B_\theta = \sum_{n=1} n r^{n-1} [K_n \cos(n\theta) - J_n \sin(n\theta)] \quad (3.2)$$

Idealmente, a bobina girante é feita para medir campos magnéticos que não variem longitudinalmente (eixo y) e que também não possuam componente  $B_y$ , isto é, campos que possam ser descritos por  $B_0$  e  $B_r$ , independentes da coordenada longitudinal. Nesse caso, conhece-se o campo em qualquer posição do espaço na extensão da bobina. Logo, é possível prever a dinâmica do feixe de partículas, determinando o desvio angular total e o deslocamento sofrido pelo feixe na extensão do magneto.

Os dispositivos de inserção (DIs) geralmente possuem um campo magnético periódico na direção de propagação do feixe – eixo y – bem como uma forte componente de campo nesta direção. Essas características indicam que medições com a bobina girante podem não ser apropriadas, contrariando o formato de campo ideal requerido pela técnica. Entretanto, os dispositivos de inserção são projetados de forma que as componentes de campo magnético perpendiculares ao sentido de propagação do feixe e integradas ao longo de sua trajetória sejam nulas. Com isso tenta-se minimizar as distorções da órbita central, restando somente as perturbações inerentes a geometria do campo magnético do DI. Neste sentido, a bobina girante é útil para avaliar quão próximo do valor nulo está a integral do campo. E mais, quando a trajetória do feixe é aproximadamente paralela ao eixo longitudinal, esta técnica pode ser utilizada para estimar o seu desvio angular.

Como a componente longitudinal do campo magnético é intensa nos DIs, ela pode se acoplar às componentes da velocidade do feixe que lhe são transversais, produzindo consideráveis mudanças na trajetória. Assim, necessita-se saber antecipadamente a forma aproximada do campo, possivelmente através do simulador utilizado no projeto do DI, para se fazer um cálculo da trajetória e, então, avaliar a viabilidade da medida. A bobina girante torna-se menos significativa quando a amplitude das oscilações aumenta.

As principais vantagens desta técnica são:

- Precisão: consegue-se repetibilidades superiores aos dos outros métodos de medição de campo integrado;

- Aquisição rápida: algo como um segundo por varredura;
- O “offset” presente no sinal de tensão, quando não varia durante uma volta da aquisição, não é considerado para o cálculo do campo magnético.
- Já fornece um mapeamento bi-dimensional da média longitudinal das componentes transversais do campo.

Existem outras maneiras para se medir o campo integrado e sua variação transversal, destacando-se as de “fio esticado” [34,35] e “flip-coil” [36].

Transladando-se a bobina no plano horizontal, transversalmente ao eixo longitudinal do ID, consegue-se, através das medidas com a bobina girante, um conjunto de coeficientes dipolares  $K_1$  e  $J_1$  em função da posição do translado. Ajustes polinomiais feitos sobre esses coeficientes dipolares em função da posição, geram os coeficientes multipolares de uma forma análoga à realizada com a “flip-coil”. Por esse processo consegue-se uma melhor descrição do campo para distâncias maiores ao centro do ID.

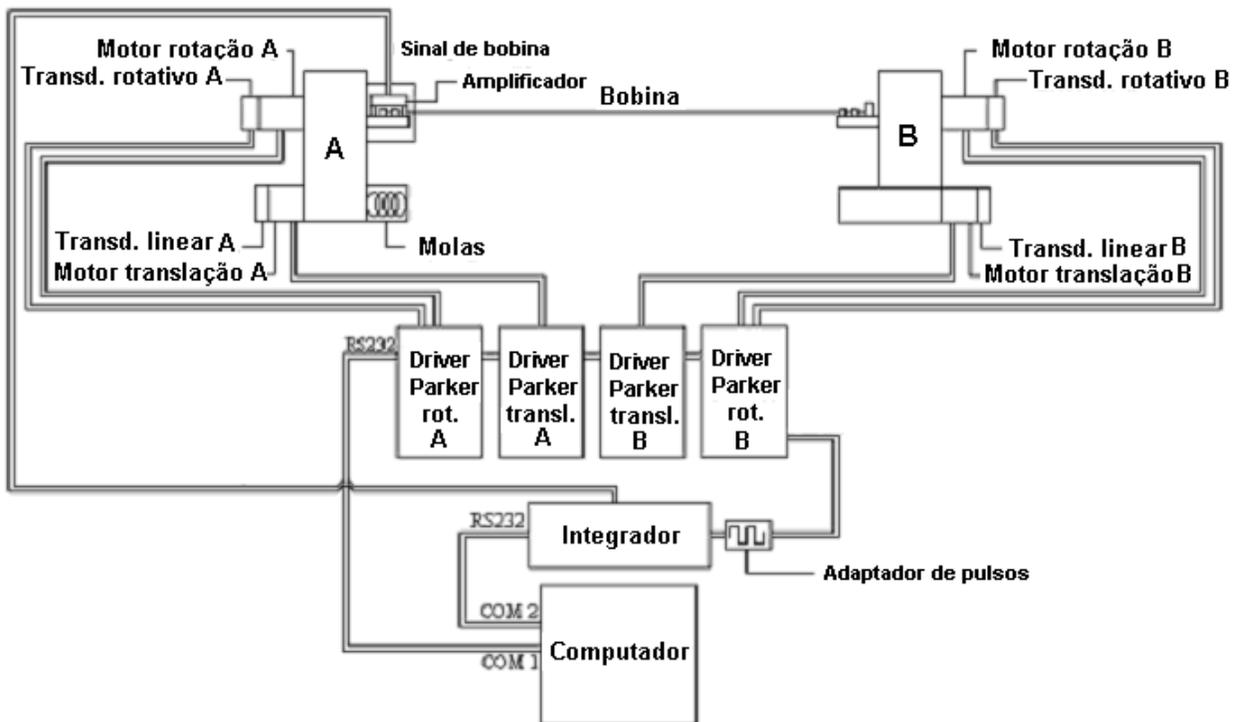


Figura 3.2. Diagrama em blocos do sistema de medição com bobina girante.

A Figura 3.2 mostra um diagrama modular do arranjo de equipamentos para as medições com bobina girante. De uma forma sucinta, o sistema pode assim ser descrito: a bobina sensora, composta de várias espiras de fio condutor, está esticada com aproximadamente 100kgf de força, através de um

conjunto de molas. Os “drivers” Parker controlam os motores utilizados para os movimentos de rotação e translação linear, sendo que os motores rotacionais trabalham recebendo paralelamente os mesmos comandos. A posição angular da bobina é lida pelos transdutores rotativos A e B, enquanto os transdutores lineares A e B são utilizados para a leitura dos deslocamentos transversais (eixo x). A voltagem induzida na bobina é amplificada e entregue ao integrador, sendo os intervalos de leitura disparados por meio dos pulsos gerados pelo transdutor rotativo A. Os dados do integrador são, então, tratados computacionalmente.

### **3.2 As Bobinas Sensoras**

Dois modelos de bobinas foram desenvolvidos de forma a atender alguns quesitos considerados muito importantes:

- 1) Pequena sagita: a deformação catenária causada pela força gravitacional pode introduzir multipolos que não sejam reais na expansão do campo magnético [37].
- 2) Maior raio possível: a sensibilidade aos multipolos de mais alta ordem aumenta com o raio da bobina. O máximo raio, no entanto, é limitado pelo menor espaçamento vertical do DI - 22 mm.
- 3) Pequena deformação centrípeta: em analogia com a sagita, ela pode introduzir multipolos espúrios.
- 4) Rigidez mecânica: é relevante para se explorarem os parâmetros dos “drivers”, como velocidade e aceleração, o que vem a minimizar as vibrações mecânicas.
- 5) Modos de vibração de mais alta frequência: tracionando-se as bobinas, os seus modos de vibração, acoplados à periodicidade do campo magnético, produzirão multipolos em frequências mais altas do que as de interesse, não interferindo na medida. Para isso, deseja-se sempre que a razão da força de tração pela densidade linear de massa da bobina seja a maior possível.

#### **3.2.1 Bobina fixada em fios de “twaron” [31]**

O primeiro projeto visando satisfazer as exigências acima listadas baseou-se em uma bobina de cobre apoiada em fios de “twaron”, conforme mostrado nas Figuras 3.3 e 3.4. O “twaron” é uma fibra sintética feita de aramida, um material leve e que suporta grandes tensões mecânicas. No presente caso, os fios de “twaron” têm diâmetro de 0,7 mm e são capazes de suportar mais do que 80 kgf.

Duas espiras de “twaron” são esticadas com 100 kgf, sendo 25 kgf sobre cada meia espira, vindo a servir de suporte para a bobina condutora. Essa possui 62 espiras de fio de cobre esmaltado, enroladas uma a uma, entre dois pinos de TVE (isolante elétrico) e, então, agrupadas por meio de uma fita de mylar de 24  $\mu\text{m}$  de espessura e 10 mm de largura, enrolada ao longo de toda a bobina. Feito isso, a

bobina foi fixada entre os dois fios de “twaron” através de fita adesiva. Assim, os fios de “twaron” são a referência para o posicionamento da bobina.

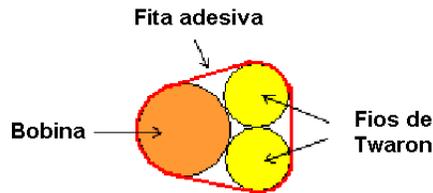


Figura 3.3 Desenho mostrando como a bobina é fixada aos fios de “twaron”.

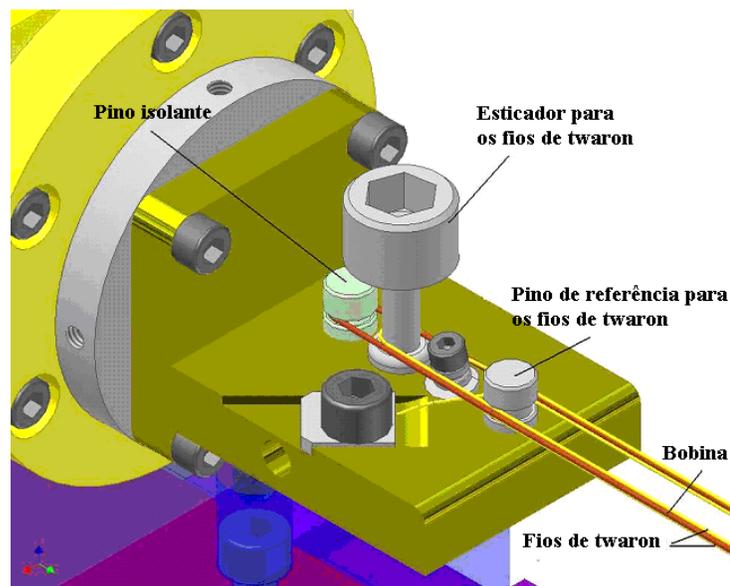


Figura 3.4. Desenho mostrando detalhes mecânicos da disposição dos fios de “twaron”.

Os principais parâmetros mecânicos estão listados na Tabela 3.1. A sagita medida com o nível ótico foi de 0,5 mm enquanto a calculada era de 0,3 mm. Provavelmente, essa diferença tem origem no torque que o peso da bobina exerce sobre os fios de “twaron” quando ela está na horizontal (Figura 3.3).

Tabela 3.1. Lista dos principais parâmetros da bobina de “twaron”.

Comprimento (m)	4,2
Número de espiras	62
Raio (mm)	8,44
Diâmetro da bobina (mm)	1,2
Diâmetro do fio nu (mm)	0,10
Diâmetro do fio esmaltado (mm)	0,12
Sagita (mm)	0,5
Resistência elétrica ( $\Omega$ ) – 24 <sup>0</sup> C	1050
Força total sobre os fios de “twaron” (kgf)	100

### 3.2.1.1 Defeitos mecânicos na bobina – barrigas locais

Durante o desenvolvimento desse sistema de medição, tinha-se alertado para a possibilidade de haver defeitos ao longo da bobina, os quais poderiam mascarar completamente o valor do campo real. Esses defeitos são variações locais do raio da bobina (barrigas) que fazem sua área mudar localmente. A teoria que aborda a possibilidade de medir o ID, que no caso foi o “wiggler” de 2 teslas, mesmo que existam os defeitos, está descrita no Apêndice V. Essa se baseia na possibilidade de, através do translado do “wiggler”, encontrar-se um ponto ideal de medição, onde os efeitos dos defeitos se cancelem. Para isso, os suportes do “wiggler” na bancada de caracterização foram projetados de forma a permitirem que ele transladasse longitudinalmente (mesma direção da bobina) à distância equivalente a um período magnético (180 mm). No processo de caracterização da bobina (Seção 3.5), percebeu-se a existência dos defeitos, especialmente associados à fixação da bobina nos fios de “twaron” por meio da fita adesiva. Assim, os resultados obtidos apoiaram-se nessa teoria.

No entanto, devido às dificuldades operacionais (translação longitudinal do “wiggler”) e às diversas suposições feitas na teoria para validar as medidas com defeitos, partiu-se para o desenvolvimento da bobina de tungstênio.

### 3.2.2 Bobina de tungstênio [30]

Optou-se por fios de tungstênio para a construção da nova bobina por várias razões:

- 1) É um bom condutor elétrico. Sua resistividade é somente três vezes maior do que a do cobre e equiparável à do cobre-berílio.
- 2) Suporta grande tracionamento. Com isso, o fio pode ter seus defeitos e sagita gravitacional minimizados e a velocidade de rotação aumentada. Também o manuseio do fio no enrolamento da bobina é facilitado, pois ele não arrebenta facilmente.

Para a sagita gravitacional importa a razão entre a densidade linear de peso e a tensão mecânica aplicada. Para as vibrações, a velocidade de propagação da onda mecânica “v” é igual a  $(T/\mu)^{1/2}$ , onde T é a tração e  $\mu$  a densidade de massa. Deseja-se que a velocidade seja grande para que as perturbações vibratórias possuam frequências maiores do que as dos multipolos magnéticos de interesse. Portanto, a razão  $T/\mu$  deve ser a maior possível para favorecer ambas as exigências.

- 3) A falta de elasticidade do tungstênio facilita a instalação e o estiramento do fio. Como o fio se alonga pouco no regime elástico, quando instalado com uma pequena tração ele está praticamente na posição que ocupará na força final. Isso ajuda a equalização da força entre as várias espiras.

- 4) Disponibilidade no mercado e baixo preço (fio nu). Encontra-se fio isolado com teflon, porém, o preço é muito alto. No nosso caso, o fio foi isolado com uma bobina de poliéster, formando uma camada de 0,03 mm de espessura. Os fios de cobre-berílio podem ser adquiridos já esmaltados.

A Tabela 3.2, a seguir, serve para comparar as propriedades físicas do tungstênio com as do cobre e do cobre-berílio.

Tabela 3.2. Tabela das grandezas de interesse para a construção da bobina girante.

	<b>Cobre</b>	<b>Cobre-Berílio</b>	<b>Tungstênio</b>
Resistividade ( $\Omega\text{m}$ )	$1,7 \times 10^{-8}$	$5,4-11,5 \times 10^{-8}$	$5,4 \times 10^{-8}$
Densidade ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	8,96	8,25	19,3
Tensão máxima (Mpascal)	270	500-1300	2769
Módulo de elasticidade (Gpascal)	130	120-160	411

As diferenças com relação à bobina de “twaron”, são as seguintes:

- 1) As espiras são enroladas diretamente nos pinos tracionadores, os quais possuem diferentes diâmetros, formando somente uma camada. Desse modo, os fios de tungstênio não se sobrepõem uns aos outros, o que facilita o seu deslizamento durante o estiramento (Figura 3.5) Existem também espaçamentos de aproximadamente 0,1 mm entre cada espira, para evitar o contato entre fios e, conseqüentemente, a formação de defeitos. Os fios são comprados nus e, posteriormente, isolados com uma camada de poliéster de 0,03 mm de espessura.

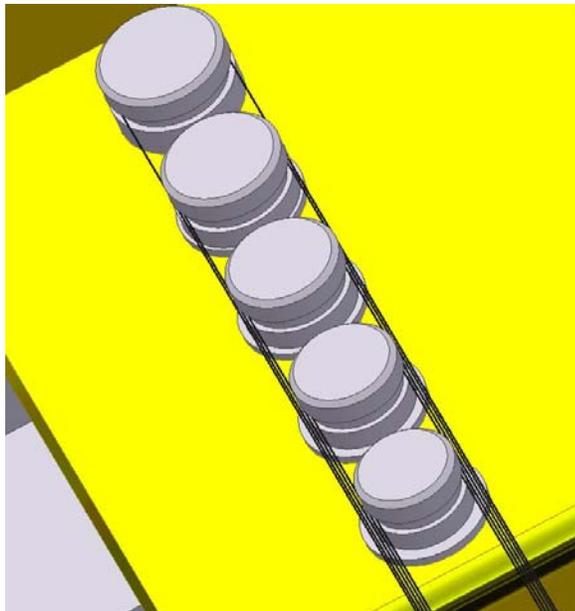


Figura 3.5. Sistema para o enrolamento da bobina sem que haja contato entre os fios.

- 2) Na extremidade oposta ao conjunto de molas, a bobina está suportada sobre uma mesa transladora para possibilitar o ajuste da força (Figura 3.6). Como, agora, se tem um grande número de espiras para serem tracionadas, não se pôde utilizar o mesmo processo para esticar o fio de “twaron”, devido ao grande atrito nos pinos de referência. Caso haja um escoamento do fio, a força de tração diminui automaticamente, alcançando um novo ponto de equilíbrio.
- 3) Diferente velocidade de rotação. Observa-se que os controles da velocidade e da aceleração são de fundamental importância para a minimização das vibrações mecânicas. A melhor velocidade encontrada foi 1,6 rotações por segundo. Escolheu-se a aceleração de 22 rotações/s<sup>2</sup>, porém, a aceleração não se mostrou tão relevante quanto a velocidade, para essa bobina.

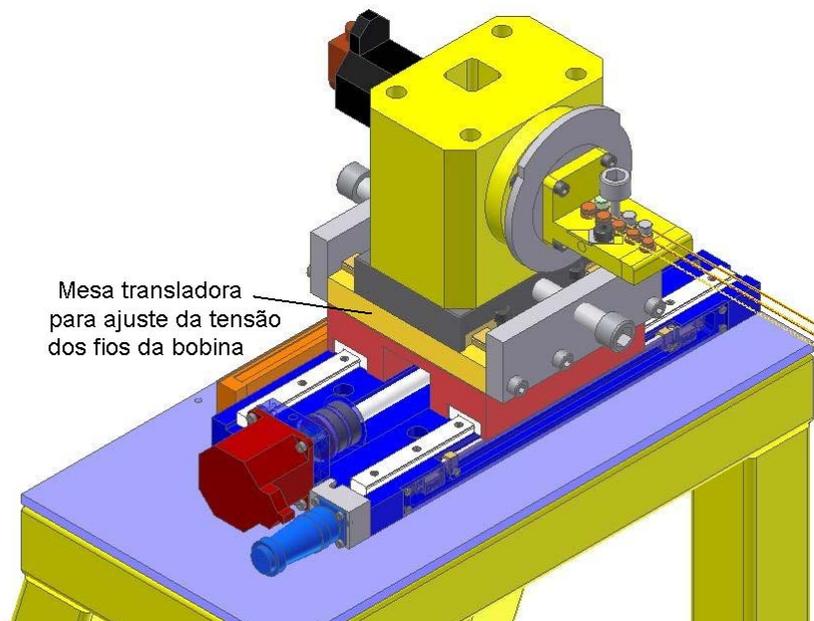


Figura 3.6. Suporte translador para a sustentação da bobina.

A Tabela 3.3 apresenta os principais parâmetros da nova bobina.

Tabela 3.3 Lista dos principais parâmetros mecânicos.

Comprimento (m)	4,2
Número de espiras	25
Raio (mm)	8.95
Lado da bobina (mm)	1,2 x 1,2
Diâmetro do fio nu (mm)	0,10
Diâmetro do fio isolado (mm)	0,17
Sagita (mm)	0,3
Número de pontos medidos por volta	128
Resistência elétrica ( $\Omega$ ) - 24 <sup>o</sup> C	1700
Força de tração (kgf)	83

### 3.3 Projeto elétrico

O integrador de tensão (que no corrente caso foi o modelo Metrolab PDI5025 [38]) é utilizado para as medições por apresentar algumas vantagens. Primeiro, sendo o sensor indutivo (bobina), o sinal integrado não depende da velocidade angular, tornando o desenho mecânico mais simples, sem a necessidade do controle de velocidade. Segundo, o processo de integração é um filtro para frequências maiores do que aquelas associadas ao tempo do intervalo de integração, e esse intervalo pode ser escolhido nos parâmetros do integrador. Enquanto o sinal principal está sendo sempre somado (integrado), o erro integrado variará dentro da amplitude do ruído, sendo seu máximo valor correspondente à integração de um semi-período do ruído.

Fazendo o raio da bobina o maior possível e aumentando o número de espiras, a razão entre a amplitude do sinal e a sua precisão relativa para um dado multipolo  $e$ , em especial, para os multipolos de mais alta ordem, pode ser aumentada. Essas otimizações mecânicas tornam o sinal mais forte, melhorando a relação sinal-ruído quando o ruído não for proveniente da bobina. O máximo raio é determinado pelo mínimo espaçamento vertical do dispositivo de inserção e o número de espiras foi calculado considerando a geometria e o fator de empilhamento dos fios [37]. É importante ressaltar que o aumento do número de espiras também torna o sistema mais sensível à variações de raio da bobina (vibrações, por exemplo – erro que aumenta com o número de espiras). Por isso, a bobina requer uma esmerada montagem mecânica.

Para assegurar que não ocorram torções e para garantir a própria integridade da bobina, criou-se uma eletrônica que compara o número de pulsos provenientes dos dois transdutores rotativos, evitando assim a defasagem angular entre os motores [39].

Consideraram-se os máximos multipolos especificados para a estabilidade dinâmica do feixe, (Tabela 1.1), a fim de se escolher o ganho do amplificador. Para tal, o campo magnético tomado foi composto por multipolos dez vezes mais fracos do que os máximos especificados. Com esses valores é possível calcular a voltagem induzida, e conseqüentemente, estimar qual a máxima amplificação necessária para que os sinais mais fracos estejam dentro da resolução do integrador Metrolab PDI5025.

Imediatamente após os terminais da bobina, está conectado um amplificador com ganho 100 (Figura 3.7), alimentado por uma bateria de 9 V. Os resistores de 100 k $\Omega$  e 10 M $\Omega$  são SMD e estão soldados diretamente sobre os pinos do circuito integrado. O resistor de 10 k $\Omega$  e o potenciômetro são utilizados para o ajuste de “offset”. O “offset” não é, na realidade, um problema, desde que não varie consideravelmente durante a medição (1s), pois ele não contribui para os termos da expansão

multipolar do campo magnético. Entretanto, ele pode reduzir o alcance disponível do integrador devido à saturação da escala.

O amplificador gira com a bobina, pois está conectado muito próximo aos seus terminais. Espera-se assim aumentar a relação sinal-ruído com relação aos ruídos eletrônicos gerados pelos cabos e pelo integrador. Outra função do amplificador é aumentar os sinais induzidos muito fracos para um nível de boa resolução do integrador, explorando os seus ganhos internos para o aumento da resolução. O sinal do amplificador é enviado para o integrador através de um par trançado blindado, que se enrola junto com o conjunto que gira, e não através de escovas e pistas, que são geralmente fontes de ruídos.

Também se tomaram cuidados especiais para blindar os circuitos e cabos e para evitar laços de terra, especialmente porque o par “driver”/motor de passos é muito ruidoso. Os motores precisam ser necessariamente aterrados.

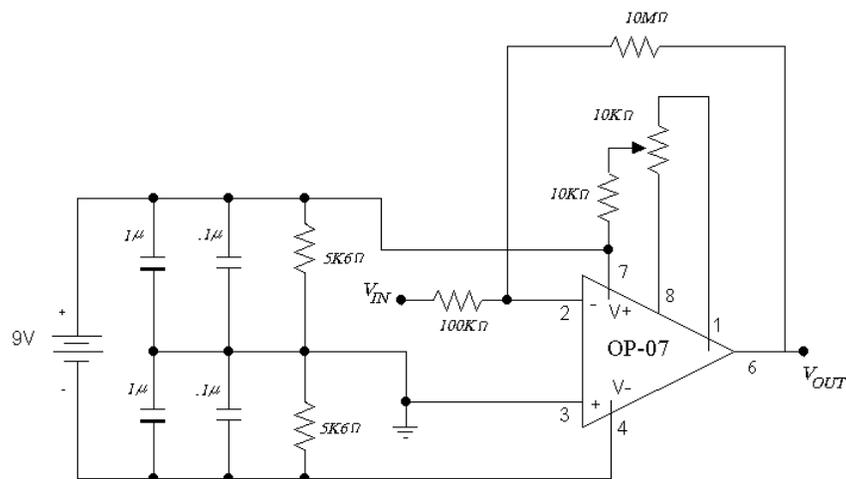


Figura 3.7. Pré-amplificador acoplado aos terminais da bobina. A amplificação é feita pelo circuito integrado OP-07 fabricado pela Analog Devices, o qual possui “offset ultra baixo” e é um operacional amplificador de voltagem de alta precisão.

O ruído de 60 Hz produzido pela rede elétrica também é detectado. Entretanto, ele não é um problema, visto que há interesse nos multipolos até o dodecapolo. Como a velocidade angular é cerca de uma volta e meia por segundo, a frequência associada ao dodecapolo é aproximadamente 10 Hz. Quando a transformada de Fourier rápida (FFT) [40] é aplicada ao sinal para o cálculo dos multipolos, o 60 Hz é automaticamente filtrado. A FFT pode ser considerada um segundo filtro para as altas frequências.

O integrador captura o sinal utilizando os pulsos do transdutor rotativo para determinar os intervalos de medição e o pulso de índice como referência. O padrão de pulsos gerado pelo transdutor

não é interpretado pelo integrador, sendo preciso fazer uma adaptação intermediária utilizando um circuito integrado CI7404 (porta NOT) para inverter os pulsos.

O menor tempo de integração desse modelo de integrador é de 1ms, fazendo com que a maior velocidade de rotação permitida seja função do número de pontos coletados por volta ( $n_p$ ), através da relação:

$$w = \frac{1}{0,001 n_p} \quad (3.3)$$

### 3.4 Projeto mecânico

Algumas das principais preocupações referentes ao projeto foram a garantia da rigidez mecânica da bobina e a redução de sua sagita (catenária) gravitacional. A rigidez da bobina é desejada para atenuar as suas vibrações, balanços e curvaturas devido à força centrípeta. Também é útil para se extrair vantagens do controle de aceleração disponível nos “drivers” da Parker, modelo OEM 750X, para reduzir as vibrações no arranque do motor.

Na configuração apresentada, os dois motores para a rotação, modelo OEM 57-83-MO-ENC, trabalham com o mesmo endereço de controle para garantir que não haja deslocamento angular entre eles. Um desses motores tem suas fases mudadas, pois ambos devem girar para o mesmo lado. Selecionou-se 50.000 passos por volta, ganhando-se maior estabilidade na medição pela diminuição de vibrações. Os momentos de inércia dos conjuntos de partes mecânicas em cada extremidade da bobina foram iguados por meio de pesos extras. Esses pesos também puxaram o centro de massa para o eixo de rotação do sistema.

As velocidades angulares que produziam a maior repetibilidade das medidas foram de 1 rotação/s para a bobina de “twaron” e 1,6 rotações/s para a de tungstênio. Nessas velocidades, os 60 Hz da rede, que são detectados pela bobina, não interferem nos múltiplos.

Detectaram-se ressonâncias eletromecânicas nos motores durante a sua aceleração, causando vibrações na bobina. Para reduzir esse efeito, encontrou-se uma aceleração ideal e ajustaram-se os potenciômetros para o controle de fases dos “drivers”. Várias rampas de aceleração foram testadas, e o valor de 22 rotações por segundo foi aquele que minimizou as vibrações da bobina.

Cada aquisição é composta por dez voltas, onde as quatro primeiras são desprezadas por serem mais ruidosas, observando-se que as vibrações diminuem de volta para volta, e a última também é descartada por conter a desaceleração. Logo, a análise multipolar é feita para cinco voltas, bem como a avaliação do erro de uma aquisição.

A comunicação entre o microcomputador e o integrador segue o padrão GPIB e o processo completo de medição demora, aproximadamente, um minuto e meio.

Existe a possibilidade de se deslocar a bobina transversalmente no plano horizontal, permitindo análise do campo magnético do dispositivo de inserção em regiões mais afastadas do centro. O alcance do deslocamento é de  $\pm 100$  mm, sendo a posição lida pelos transdutores lineares (Figura 3.8).

Importa salientar que todos os projetos mecânicos bem como as suas execuções ocorreram no LNLS.

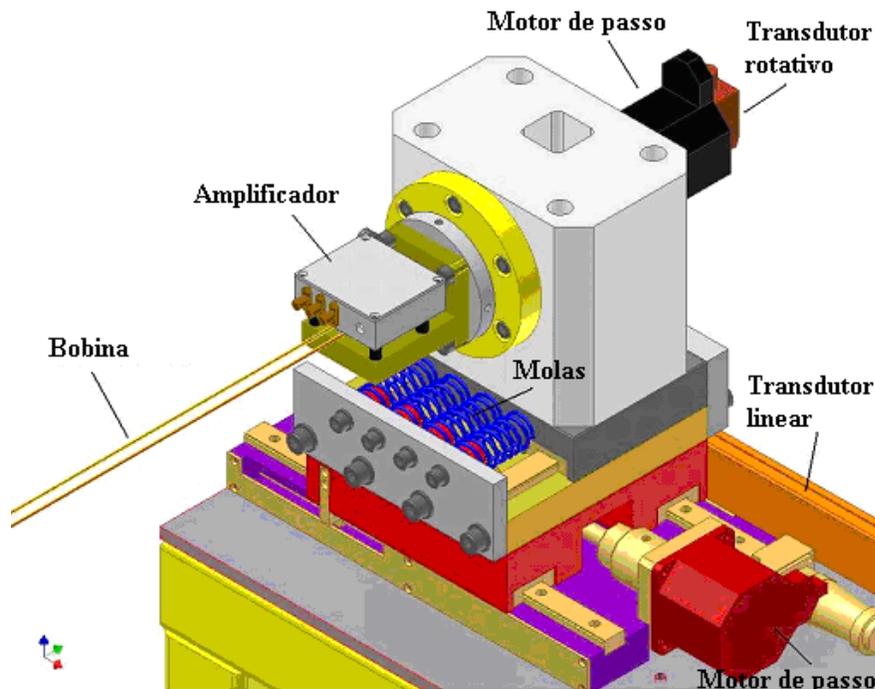


Figura 3.8. Desenho mostrando as principais partes mecânicas de um dos lados do sistema de bobina girante.

### 3.5 Medição do raio da bobina

Cuidados especiais são necessários para a construção da bobina, visto que os campos integrados a serem medidos são muito pequenos. Como alertado na Seção 3.2.1.1, as variações do raio, ou seja, os defeitos, podem mascarar completamente o valor do campo integrado.

A caracterização da bobina consistiu essencialmente na medição do seu raio ao longo de sua extensão através de dois processos: leitura direta do raio com um nível ótico e medida indireta através do fluxo magnético gerado por um pequeno magneto dipolar.

Utilizou-se para as medições diretas um nível ótico Wild NA2 e, com a bobina colocada na vertical, media-se a distância do meio do enrolamento central até o meio do enrolamento externo.

Na medição indireta, o raio era verificado por meio de um campo dipolar vertical localizado, deslocado ao longo da extensão da bobina, sendo feita uma análise multipolar para cada posição do dipolo. Esse campo era gerado por um dipolo tipo “window frame”, com comprimento efetivo de 135 mm e um campo integrado de  $1,175 \times 10^{-3}$  T.m. A Figura 3.9 ilustra essa técnica.

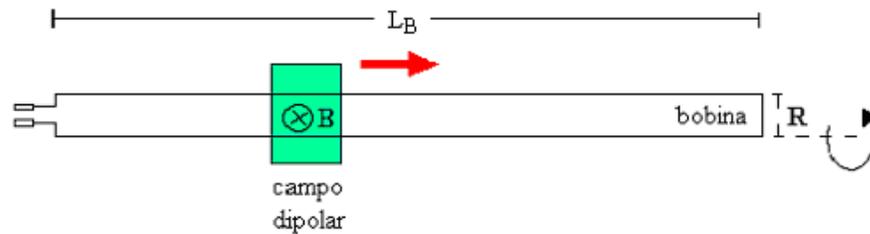


Figura 3.9. Um campo dipolar localizado é deslocado ao longo da extensão  $L_B$  da bobina para analisar as variações “ $dR$ ” do raio.

Como o termo dipolar da bobina girante é proporcional ao raio da bobina, a variação  $dR$  com relação ao raio nominal  $R$ , correspondendo à parte integrada no comprimento efetivo do dipolo, pode ser calculada por

$$dR = \frac{(I_m - I_r)R}{I_r}, \quad (3.4)$$

onde o campo integrado da componente normal  $I_r$  é tomado como referência e corresponde à média sobre todas as posições longitudinais “ $y$ ” das medidas e  $I_m$  significa o campo integrado normal, medido em alguma posição “ $y$ ”.

A repetibilidade da medida foi de  $2 \times 10^{-7}$  T.m, o que leva à uma imprecisão no raio em torno de um micrometro. Os resultados estão apresentados na Figura 3.10 e o decaimento, observado nas extremidades, é uma consequência do campo de borda do dipolo alcançar distâncias além da extensão da bobina.

Apesar de a medida ótica possuir uma resolução muito pior,  $\pm 0,025$  mm, pôde-se observar, dentro desse erro, a concordância com a medida magnética quanto à planicidade da região central. Importa lembrar que as medidas magnéticas fazem uma média ao longo de 135 mm e as óticas são pontuais.

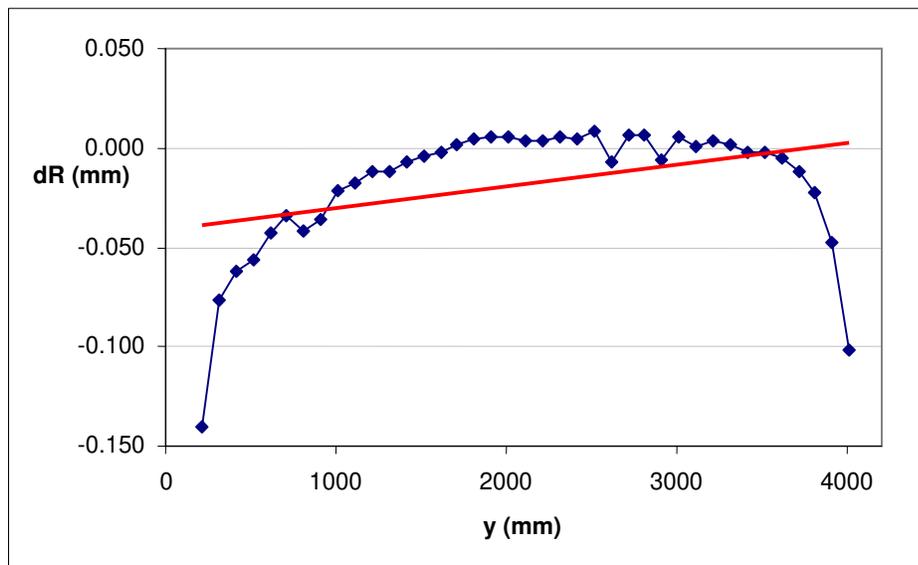


Figura 3.10. Medidas da variação do raio da bobina girante construída com fios de tungstênio. A linha reta, que corresponde a um ajuste linear da posição  $y=1000\text{mm}$  até  $y=3000\text{mm}$ , indica a tendência progressiva na mudança do raio.

A Figura 3.11 mostra, para fins de comparação, as variações do raio da bobina presa nos fios de “twaron” e da bobina de tungstênio, medidas através do campo dipolar. Observa-se uma diminuição na amplitude e quantidade de defeitos localizados na bobina de tungstênio tracionado.

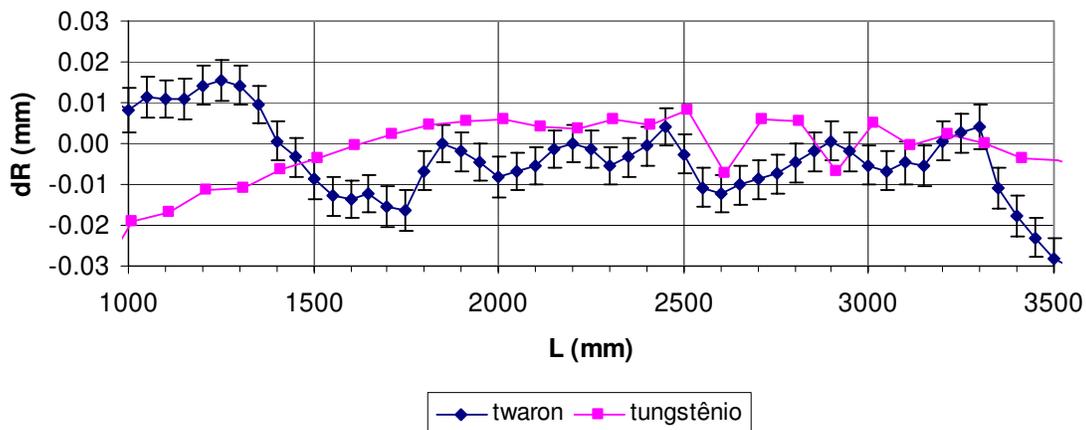


Figura 3.11. Variação do raio da bobina medida através do campo dipolar para os dois modelos construídos: bobina presa em fios de “twaron” e bobina de tungstênio. As barras de erros estão indicadas na figura, no entanto, as da bobina de tungstênio não são perceptíveis por estarem na faixa de um micrometro.

### 3.6 Fontes de erros [41-43]

As medições de dispositivos de inserção, “wiguers” e onduladores, exigem alta precisão e acurácia (Apêndice I), pois, por definição, as componentes de campos integradas devem aproximar-se o máximo possível de zero. Logo, uma avaliação das fontes de erro deve ser feita. Para esse estudo, trabalha-se essencialmente com a componente dipolar ( $n = 1$  das equações (3.1) e (3.2)), pois o campo do “wiggler” é muito homogêneo (“rolloff”  $\sim 0,01\%$ ) e ela é a única componente de interesse quando o sistema opera como “flip-coil”. Algumas vezes, os perfis de campo medidos com os sensores Hall são requisitados para se poder estimar as amplitudes dos erros. Todas as análises são referentes à bobina de tungstênio medindo o “wiggler” de 2 teslas, uma vez que o seu desempenho foi o melhor, mantendo-se, portanto, na bancada de medida.

Existe, enfim, uma gama de fontes de erros que aumenta com as necessidades de acurácia e precisão; no entanto, as citadas têm sido julgadas as mais relevantes.

#### 3.6.1 Defeitos de construção da bobina – barrigas locais

Este tipo de erro pode mascarar completamente os valores reais de uma medida. Um estudo detalhado a seu respeito encontra-se no Apêndice V. Eles foram os motivos da construção da bobina de tungstênio em detrimento da de “twaron”.

#### 3.6.2 Diferenças de diâmetros dos pinos de referência

Os diâmetros dos pinos que sustentam e esticam as espiras podem, por defeitos de construção, ser diferentes. Em geral, na usinagem com torno, essa diferença é inferior a 0,01 mm. Sendo  $d_1$  e  $d_2$  os diâmetros dos pinos em extremidades opostas e estando eles deslocados do eixo de rotação da bobina por distâncias  $\Delta_1$  e  $\Delta_2$ , obtém-se a seguinte expressão para o fluxo magnético:

$$\phi = \int_0^{L_B} dy B(y) \left[ d_1 + \frac{(d_2 - d_1)y}{L_B} \right] \quad (3.5)$$

onde  $B(y)$  é a forma genérica do campo magnético do DI e  $L_B$  o comprimento total da bobina. Observa-se que o resultado, no caso de um campo dipolar, independe das distâncias  $\Delta_1$  e  $\Delta_2$ . Os demais multipolos requerem uma análise de  $\Delta_1$  e  $\Delta_2$  com relação ao eixo de giro, para ver como os campos se somam ou subtraem na composição do fluxo  $\phi$ .

Tomando os resultados da componente normal de campo, medida com sensor Hall, e calculando numericamente a integral acima, obtém-se a seguinte expressão para o campo integrado:

$$\frac{\phi}{r_0} = 0,0014 B_p (d_2 - d_1) \quad [\text{T.m}], \quad (3.6)$$

com  $r_0$  sendo o raio nominal da bobina e  $B_p$  o campo de pico.

O ajuste linear feito na região central da Figura 3.10 indica que a diferença  $d_2-d_1$  está em 0,04 mm, dando à expressão (3.4) o valor de  $1 \times 10^{-7}$  T.m. Esse valor é muito pequeno frente às especificações.

### 3.6.3 Deformação catenária gravitacional

Devido ao seu longo comprimento (4,2 m), a deformação da bobina causada pela ação gravitacional foi levada em consideração. Um estudo aprofundado sobre esta fonte de erro mostrou que ela é desprezível para as ordens de grandeza que se deseja alcançar [37].

### 3.6.4 Deformações centrípeta

Quando a bobina está girando, a força centrípeta provoca um arqueamento da “perna” externa, aumentando a área sensora. A forma dessa deformação é igual à da catenária gravitacional  $S(y)$ :

$$S(y) = \frac{1}{C} \cosh[C(y + f)], \quad (3.7)$$

sendo  $C$  uma constante definida pela razão entre a densidade linear do peso da bobina e a tensão mecânica aplicada, e “ $f$ ” o deslocamento longitudinal (eixo  $y$ ) do “wiggler” com relação ao centro da catenária. Porém, a aceleração da gravidade é substituída pela centrípeta ( $v^2/R$ ).

A amplitude da catenária (sagita =  $S_0$ ) é dada por

$$S_0 = \frac{1}{C} \left[ \cosh\left(\frac{C L_B}{2}\right) - 1 \right], \quad (3.8)$$

onde  $L_B$  é o comprimento da bobina, no caso, 4,2 metros.

Como a velocidade de rotação é de 1,6 rotações/s, a amplitude da deformação no centro da bobina ( $S_0$ ) é de  $20 \mu\text{m}$ .

O fluxo magnético acrescido pela deformação catenária da bobina em função do deslocamento “ $f$ ”, é calculado por

$$\phi(f) = \int_{-L_w/2}^{L_w/2} dy' \int_0^{S(y'+f)} B_z(y') dx, \quad (3.9)$$

com  $L_w$  correspondendo ao comprimento do “wiggler”.

O resultado dessa integração feita numericamente a partir das medidas com sensor Hall para o espaçamento vertical de 22 mm e  $f = 26,2$  mm (posição onde o “wiggler” foi medido), mostra que a mudança de campo integrado, razão entre a equação (3.9) e o raio de 8,95 mm, é de  $2 \times 10^{-8}$  T.m. Portanto, um valor desprezível.

### 3.6.5 Centralização do DI com relação à bobina girante.

Possuindo a bobina girante um tamanho finito (4,2 m), e não muito maior que o próprio comprimento do “wiggler” (2,7 m), o campo magnético das bordas será captado por diferentes extensões, quando o DI não estiver mais centralizado na bobina.

Para avaliar o comportamento do campo de borda do “wiggler”, com o espaçamento vertical igual a 22 mm, foi feito um mapeamento com sensor Hall e este ajustado através de  $C_1(e^{C_2 y^4} - C_3)$ , onde  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$  são constantes.

Considerando as terminações anti-simétricas do “wiggler”, a diferença de campo integrado de uma borda até o limite longitudinal da bobina, com relação à mesma integral da outra borda, devido ao translado “ $f$ ”, está mostrada na Figura 3.12. Novamente, observa-se um valor muito pequeno.

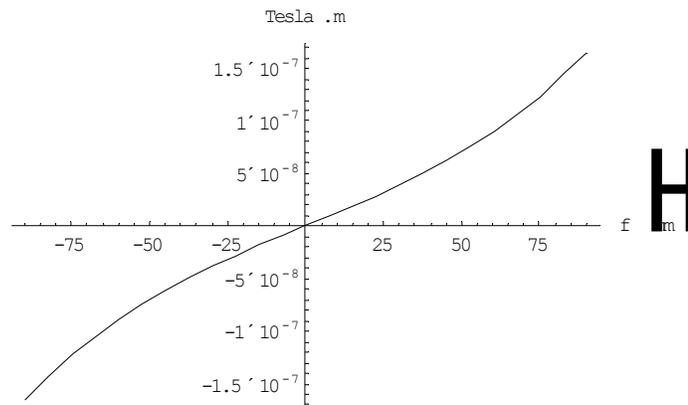


Figura 3.12. Mudança no campo integrado devido às diferentes extensões de captação do campo de borda pela bobina girante, quando o “wiggler” é deslocado do centro da bobina por uma quantidade “ $f$ ”.

### 3.6.6 Vibrações

Como já mencionado, a técnica de bobina girante fundamenta-se na Lei de Faraday, a qual declara que as variações temporais de fluxo magnético geram tensões elétricas. O fluxo magnético é definido como o produto escalar do campo magnético  $\mathbf{B}$  pelo vetor normal à superfície cujo módulo é a área da superfície. Portanto, a estabilidade da área, mantendo o seu valor, é fundamental para a

determinação do campo B. Vê-se, então, que as vibrações mecânicas são uma preocupação, pois a mudança de área faz parte dos primeiros princípios da técnica.

Naturalmente, a precisão depende do magneto que está sendo medido, pois o perfil do campo acopla-se aos modos de vibrações. Todavia, se a velocidade de propagação da onda mecânica for alta, as frequências de tensão produzidas serão maiores do que as dos multipolos de interesse, podendo assim ser filtradas.

A velocidade de propagação de uma onda é dada por:

$$v = \sqrt{\frac{T}{\mu}}, \quad (3.10)$$

sendo T a tensão mecânica que estica o fio e  $\mu$  a densidade linear de massa.

A velocidade de propagação das vibrações na bobina de tungstênio é de 335 m/s. Uma excitação passando pelos quinze períodos do “wiggler” nessa velocidade, induziria uma tensão na frequência de  $\sim 1,8$  kHz.

A frequência fundamental de ondas estacionária seria

$$f = \frac{1}{2L_B} \sqrt{\frac{T}{\mu}} \approx 40\text{Hz}, \quad (3.11)$$

onde  $L_B$  é o comprimento da bobina.

Como a velocidade de rotação da bobina é de 1,6 voltas/s, e os multipolos de interesse vão até o dodecapolo (10 Hz), as frequência acima calculadas não devem acoplar-se aos sinais de interesse.

As vibrações mecânicas estão associadas a abalos direcionados à um meio elástico. Poderia-se citar como fontes de vibrações:

- Rolamentos;
- Passos do motor;
- Ressonâncias de motores de passos;
- Acelerações bruscas;
- Desalinhamentos variáveis no tempo entre os motores que acionam a bobina. Isso ocorre quando a bobina é longa, e exige um motor em cada extremidade;
- Vibrações externas.

Para reduzi-las é conveniente:

- Isolar do chão, utilizando neoprene, as bases que suportam a bobina. Também se pode isolar as bases, recortando o chão ao redor delas, e instalando-as dentro de caixas de areia. Ou ainda, construir-se bases de concreto que, por serem muito pesadas, diminuem as amplitudes das vibrações;
- Utilizar rolamentos a ar ou pré-carregados;
- Selecionar a movimentação do motor para o maior número de passos possíveis;
- Encontrar a aceleração e a velocidade ideais;
- Igualar os pesos nas extremidades, garantindo a mesma inércia para os dois motores;
- Balancear os sistemas acionados por cada motor;
- Antes de coletar para a análise, fazer o sistema dar várias voltas até a estabilização da velocidade e das vibrações.

### 3.6.7 Ruídos eletromagnéticos externos

A amplitude de um campo eletromagnético externo detectado varia periodicamente conforme a sua orientação com relação à superfície da bobina. Matematicamente, o sinal induzido em função da posição angular tem a seguinte forma:

$$V(\theta) = A \operatorname{sen}\left(\frac{f\theta}{w}\right) \operatorname{sen}(\theta + \theta_f), \quad (3.12)$$

onde  $A$  é a amplitude,  $f$  a frequência temporal dos campos externos,  $w$  a velocidade angular da bobina e  $\theta_f$  uma fase qualquer.

A transformação de Fourier sobre a equação (3.12) leva ao aparecimento de multipolos nas frequências espaciais  $(f/w+1)$  e  $(f/w-1)$ . Por exemplo, o 60 Hz da rede elétrica gera multipolos em 59 e 61 Hz, quando a velocidade de rotação é de uma volta por segundo.

Os multipolos magnéticos são sempre múltiplos de uma volta espacial. Isso já não acontece com os ruídos externos (campos eletromagnéticos e vibrações), que podem ter a sua frequência temporal não casada com a frequência de rotação da bobina. Caso isso ocorra, a FFT gera uma distribuição de coeficientes significativos próximos à frequência captada. Aumentando-se o número de pontos coletados por volta, diminui-se a largura dessa distribuição.

### 3.6.8 Variações de temperatura

Como já mencionado na Seção 2.4.2, as variações de temperatura afetam o sistema de medição bem como o objeto que está sendo caracterizado. Dilatações mecânicas, derivas eletrônicas, mudanças

nas magnetizações dos blocos e abertura assimétrica do espaçamento vertical estão entre as mudanças causadas pela temperatura.

A temperatura da sala é controlada em  $\pm 0,4^{\circ}\text{C}$ , procurando-se homogeneizá-la o melhor possível pelo direcionamento do ar condicionado, para garantir o banho térmico do ambiente. A repetibilidade das medidas é o melhor indicativo de que a temperatura controlada dentro desse valor é boa o suficiente. O campo integrado medido diversas vezes ao longo de 12 horas, o que é suficiente para a ocorrência de dezenas de ciclos do ar condicionado, mostrou um desvio padrão inferior a  $1 \times 10^{-6}$  T.m. No entanto, uma atenção maior deve ser despendida quando o sistema opera como “flip-coil” (Seção 3.7), demorando cerca de 40 minutos para uma varredura. No modo de bobina girante, o tempo gasto é de poucos segundos.

### **3.6.9 Posição dos fios condutores na bobina**

O aumento de sensibilidade da bobina pode ser obtido pelo aumento do número de espiras, o que exige certos cuidados. Usualmente, quando a distância entre as duas pernas longitudinais da bobina é grande, comparada ao diâmetro do tucho de fios, todas as espiras são consideradas estar no centro de cada tucho. Porém, diminuindo-se a distância entre os centros dos tuchos, a posição de cada espira dentro da bobina deve ser avaliada. A análise feita mostrou que, para a bobina de 62 espiras, o raio ajustado para justificar a mudança no valor da componente dipolar teria uma correção máxima de 0,5% [37].

### **3.6.10 Torções e “offset” angular**

A torção da bobina pode acarretar a mistura dos multipolos normais com os “skews” (Seções IV.1.2 e IV.1.3 do Apêndice IV). Para controlar a torção e ao mesmo tempo garantir a segurança da bobina, um circuito compara os pulsos gerados pelos transdutores rotativos acoplados aos motores que giram a bobina. Caso haja defasagem entre eles maiores do que 5 pulsos ( um pulso =  $0,17^{\circ}$ ), o microcomputador é notificado e a medida é ignorada. Sendo a defasagem maior do que 25 pulsos, a alimentação dos motores é interrompida. O circuito comparador está relatado na referência [39].

O alinhamento angular do plano da bobina com o plano horizontal está garantido em  $0,2^{\circ}$  e foi denominado “offset” angular.

Para o “wiggler”, a defasagem de  $0,2^{\circ}$  não mistura as componentes dipolares normais e “skew” de forma relevante. Por exemplo, se a componente normal mede  $1 \times 10^{-4}$  T.m, um erro de  $1^{\circ}$  faria aparecer uma componente “skew” de  $1 \times 10^{-6}$  T.m e diminuiria a normal em  $2 \times 10^{-8}$  T.m.

### 3.6.11 Área da bobina

O erro no campo integrado medido é proporcional ao erro na determinação da área da bobina, o qual não excede 0,5%. O raio da bobina ( $R = 8,95 \pm 0,02$  mm) foi determinado usando o nível ótico Wild NA2, medindo a bobina parada na direção vertical.

### 3.6.12 Mudança do “offset” eletrônico durante uma volta

A técnica de bobina girante não utiliza o coeficiente constante (“offset”) da decomposição do sinal induzido para o cálculo dos multipolos do campo magnético e isto é uma vantagem. Como a bobina gira rapidamente (uma volta em 0,6 segundos), e devido à alta estabilidade da eletrônica utilizada (ver manual do PDI5025, Ref. [38]), a variação do “offset” nesse intervalo de tempo não é um problema.

### 3.6.13 Ruídos elétricos

Os ruídos elétricos foram minimizados olhando-se para os sinais de saída do integrador. A obtenção da boa repetibilidade determinou o nível de aceitação dos ruídos. Um requisito fundamental para a minimização dos ruídos é a existência de ótimos aterramentos.

## 3.7 Resultados das medições

Uma maneira usual de se definir os multipolos normais é escrevê-los em uma expansão em série de Taylor sobre o eixo “x” (equação (3.13)). Esse eixo geralmente pertence ao plano principal da órbita, onde ocorre a interação mais relevante para se determinar o comportamento do feixe.

$$B_z(x, z = 0) = \sum_{n=1,2,3,\dots} \frac{1}{n(n-1)!} \left( \frac{\partial^{n-1} B_z}{\partial x^{n-1}} \right) x^{n-1} = \sum_n K_n x^{n-1} = \sum_n N_n x^{n-1}, \quad (3.13)$$

As componentes “skews” também podem ser escritas na mesma formulação:

$$B_x(x, z = 0) = \sum_n \frac{1}{n(n-1)!} \left( \frac{\partial^{n-1} B_x}{\partial x^{n-1}} \right) x^{n-1} = \sum_n J_n x^{n-1} = \sum_n S_n x^{n-1}, \quad (3.14)$$

sendo que as componentes “multipolares integradas normais” são  $L_B N_n$  e, as tipo “skew”, são  $L_B S_n$ , onde  $L_B$  é o comprimento da bobina. Os resultados serão apresentados em termos dessas componentes multipolares integradas.

Os multipolos, na medição do “wiggler” de 2 teslas, foram obtidos por dois processos:

- 1) **Bobina girante:** Obtenção direta dos termos multipolares, calculados pela introdução dos coeficientes da FFT, do sinal induzido na bobina, nas expressões analíticas derivadas da física da bobina girante (Apêndice IV). Caso não houvesse erros experimentais, os multipolos calculados descreveriam o campo magnético médio em todo espaço. Observa-se, porém, em comparação com os resultados fornecidos pelo método similar ao “flip-coil”, que eles são uma boa descrição para o campo numa região da ordem do raio da bobina.
- 2) **“Similar ao flip-coil”:** Conseguem-se os coeficientes multipolares através de um ajuste polinomial dos termos dipolares  $N_1$  e  $S_1$ , medidos em vários pontos sobre o eixo transversal horizontal  $x$ , devido à translação da bobina girante. Esse processo, que é análogo ao “flip-coil”, permite aumentar a acurácia dos multipolos de mais alta ordem, predizendo melhor o campo magnético para distâncias maiores ao centro do DI.

Um maior detalhamento da caracterização magnética do “wiggler” de 2 teslas encontra-se na Referência [44].

### 3.7.1 Precisão (Repetibilidade)

A precisão mede quão repetitiva é a medida de um mesmo estado do magneto. Portanto, para essa avaliação é necessário garantir que o magneto continue no mesmo estado magnético. Para DIs construídos com magnetos permanentes o principal fator para sua estabilidade é o controle da temperatura. No caso dos eletromagnetos, também se deve ter a preocupação com a constância das correntes de excitação.

A repetibilidade depende de vários fatores dinâmicos, já citados nas fontes de erros (Seção 3.6): ruídos elétricos, vibrações, variações de temperatura, torções e mudanças de posição dos fios. Para fins de comparação com outros sistemas de medições similares, o ideal é que meçam o mesmo magneto, pois a repetibilidade é função do perfil e da intensidade do campo medido. Os erros são maiores para os campos mais intensos e, por isso, os resultados apresentados para o menor espaçamento vertical (22 mm) são sempre os piores.

A bobina girante teve a repetibilidade dos multipolos calculada de duas maneiras:

- 1) Sendo o desvio padrão de cinco medidas dentro das voltas de uma mesma aquisição - (BG1).
- 2) Sendo o desvio padrão de um conjunto de dezenas ou centenas de medidas, onde os valores dos multipolos são as médias obtidas nas cinco voltas de uma aquisição - (BG2).

Com a bobina girante sendo transladada no eixo “x” (“flip-coil”), a repetibilidade dos multipolos também foi avaliada de duas maneiras:

- 1) Sendo o desvio padrão dos coeficientes polinomiais ajustado para cada traslado. Desvio calculado para vinte translações - (FC1).
- 2) Através das barras de erros associadas aos valores dos campos dipolares  $N_1$  e  $S_1$ , definidos pelas equações (3.13) e (3.14) - (FC2):

O polinômio  $f(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots$ , com  $a_n$  correspondendo aos coeficientes multipolares, é ajustado pela minimização do  $\chi^2$  assim definido:

$$\chi^2 = \sum_p [f(x_p) - N_{1,p}]^2, \quad (3.15)$$

sendo “p” a posição transversal da varredura – eixo x.

A repetibilidade associada a cada componente dipolar é dada por  $\sigma_{N1}$  ou  $\sigma_{S1}$ , sendo esse o desvio padrão das cinco voltas dentro de uma coleta (BG1). A partir de  $\sigma_{N1}$  ( $\sigma_{S1}$ ) e do valor médio  $N_1$  ( $S_1$ ), permite-se aleatoriamente que o valor da componente dipolar, em cada posição “x”, esteja dentro da distribuição gaussiana determinada por  $(N_1, \sigma_{N1})$  no caso normal ou  $(S_1, \sigma_{S1})$  para o caso “skew”. Assim, para cada conjunto de pontos que formam uma translação, encontra-se os coeficientes  $a_n$  pela minimização do  $\chi^2$ . A repetibilidade dos multipolos é o desvio padrão dos  $a_n$ s calculados para cada translação em “x”, composta por pontos gerados dentro da gaussiana centrada em  $N_1$  e com largura  $\sigma_{N1}$ . A análise é feita em cima de milhares de combinações de pontos para as translações.

As Tabelas 3.4 e 3.5, a seguir, fornecem a repetibilidade medida para os espaçamentos verticais de 300mm e 22 mm, correspondendo aos melhores e piores resultados, respectivamente.

Tabela 3.4. Repetibilidade dos multipolos para o espaçamento vertical de 300 mm.

n	Repetibilidade [T.m <sup>2-n</sup> ]					
	“twaron”		Tungstênio			
	BG1	BG2	BG1	BG2	FC1	FC2
1	$6 \times 10^{-8}$	$8 \times 10^{-8}$	$3 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-7}$	-	$7 \times 10^{-8}$
2	$1 \times 10^{-5}$	$6 \times 10^{-6}$	$9 \times 10^{-5}$	$8 \times 10^{-6}$	-	$1 \times 10^{-5}$
3	$6 \times 10^{-3}$	$4 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^{-4}$	-	$1 \times 10^{-3}$
4	$1 \times 10^{-1}$	$5 \times 10^{-2}$	$2 \times 10^{-1}$	$7 \times 10^{-2}$	-	$1 \times 10^{-1}$
5	$3 \times 10^1$	-	$3 \times 10^1$	-	-	$2 \times 10^1$
6	$1 \times 10^3$	-	$3 \times 10^3$	-	-	$2 \times 10^2$

Tabela 3.5. Repetibilidade dos multipolos para o espaçamento vertical de 22 mm.\* O desvio padrão do dipolo em  $x=0$ , para essas medidas, foi de  $4 \times 10^{-7}$ T.m.

n	Repetibilidade [T.m <sup>2-n</sup> ]					
	“twaron”		Tungstênio			
	BG1	BG2	BG1	BG2	FC1	FC2
1	$4 \times 10^{-7}$	$9 \times 10^{-7}$	$4 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-6}$ *	$2 \times 10^{-7}$
2	$2 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-5}$
3	$2 \times 10^{-1}$	$2 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-3}$	$3 \times 10^{-2}$	$3 \times 10^{-3}$
4	$2 \times 10^1$	$2 \times 10^{-1}$	$2 \times 10^1$	$3 \times 10^{-1}$	$3 \times 10^0$	$3 \times 10^{-1}$
5	$3 \times 10^3$	-	$3 \times 10^3$	-	$9 \times 10^1$	$6 \times 10^1$
6	$7 \times 10^4$	-	$1 \times 10^5$	-	$7 \times 10^3$	$6 \times 10^2$

### 3.7.2 Acurácia

A acurácia mostra quão próxima uma medida está de seu valor verdadeiro (ou correto). Para a bobina girante ela foi determinada de três maneiras:

#### 3.7.2.1 Medição de um campo conhecido

Montou-se com precisão de centésimo de milímetro uma geometria de bobinas muito simples, sem núcleo ferromagnético, cujo campo magnético pode ser calculado sem dificuldade (Figura 3.13) e expresso em termos de multipolos. Outra vantagem dessa geometria, além da sua simplicidade, é o fato de ela ser axialmente simétrica, facilitando o seu alinhamento com relação à bobina girante.

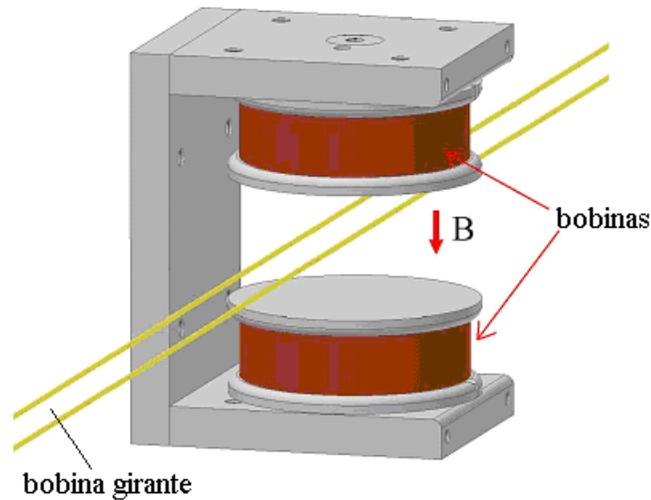


Figura 3.13. Arranjo de bobinas para verificar a acurácia da bobina girante. O raio externo das bobinas é de 20 mm e o espaço livre entre elas mede 22 mm.

O campo magnético desse conjunto de bobinas foi calculado com o programa Radia [45] e o resultado transformado em uma expansão multipolar segundo as equações (3.13) e (3.14). Somente os multipolos normais medidos apresentaram valores relevantes, pois o plano de simetria das bobinas de calibração coincidia com o plano horizontal.

A comparação entre o campo calculado e as medições está apresentada na Tabela 3.6. Esses valores medidos são a média de 11 aquisições ao longo de toda a extensão da bobina girante. O erro é o desvio padrão dessas 11 medidas.

Tabela 3.6. Comparação entre um campo magnético bem determinado e a sua medida. Como as bobinas têm sido instaladas de forma que o seu meio plano de simetria estivesse na horizontal, somente os multipolos normais foram detectados.

N	$L.N_n$ (calculado) [T / m <sup>n-2</sup> ]	$L.N_n$ (medido) ± Erro $L.N_n$ [T / m <sup>n-2</sup> ]
1	$9,69 \times 10^{-5}$	$9,51 \times 10^{-5} \pm 8 \times 10^{-7}$
3	$-3,35 \times 10^{-1}$	$-3,32 \times 10^{-1} \pm 4 \times 10^{-3}$
5	$3,38 \times 10^2$	$2,72 \times 10^2 \pm 3 \times 10^1$

### 3.7.2.2 Avaliação a partir das fontes de erros

A análise da acurácia se dá através do estudo das fontes de erros sistemáticos, visto que os erros aleatórios podem ser diluídos estatisticamente e se refletem na repetibilidade da medida (Seção 3.6). No entanto, a única fonte de erro que realmente está na ordem de grandeza das especificações é a referente aos defeitos de construção da bobina (Seção 3.6.1). O estudo mostrado no Apêndice V prediz que os defeitos produzirão um comportamento periódico no campo integrado, quando o DI é deslocado longitudinalmente paralelo à bobina girante. Nesse contexto, é possível encontrar-se uma posição onde o efeito dos defeitos é cancelado. A Figura V.5 do Apêndice V mostra que esse comportamento não foi perfeitamente periódico, visto que o primeiro e o último ponto não possuem o mesmo valor. Assim, o erro em acurácia poderia ser estimado através da parte não-periódica, a qual é grosseiramente avaliada em  $3 \times 10^{-6} \text{ T.m}$ , no caso do menor espaçamento vertical do “wiggler” de 2 teslas. É provável que essa não-periodicidade se origine devido ao não cumprimento de todas as condições propostas para o êxito do modelo.

### 3.7.2.3 Comparação com os resultados da bancada Hall

Como já visto na Seção 2.5.2, é possível se estimar a acurácia da medida do campo integrado através dos valores obtidos por duas técnicas completamente distintas e não realimentadas entre si.

A Tabela 3.7 é a mesma apresentada na Seção 2.5.2, comparando os campos integrados (dipolos) obtidos pelos dois processos de medição em vários espaçamentos verticais. Logo,  $\Delta IB$  é tomado como o provável valor da acurácia.

*Tabela 3.7. Comparação entre os campos integrados medidos com a bobina de tungstênio e com sensores Hall.  $\Delta IB$  é a diferença entre as duas técnicas e  $B_0$  é o campo de pico do “wiggler” para diferentes espaçamentos verticais.*

Espaçamento vertical [mm]	$B_0$ [T]	$\Delta IB$ [ $10^{-6} \text{ T.m}$ ]
22,00	1,9795	12
23,00	1,9222	-5
23,95	1,8754	3
26,90	1,7400	-7
34,80	1,3237	-8
42,70	1,1839	-5
51,65	0,9519	-1
59,60	0,7970	-3
99,50	0,3417	-6
199,50	0,0476	1
300,00	0,0076	-2

### 3.7.3 Resultados da bobina de tungstênio versus a suportada por fios de “twaron”

As comparações entre os resultados obtidos com a bobina de tungstênio e a bobina suportada por fios de “twaron” são apresentadas nos gráficos a seguir:

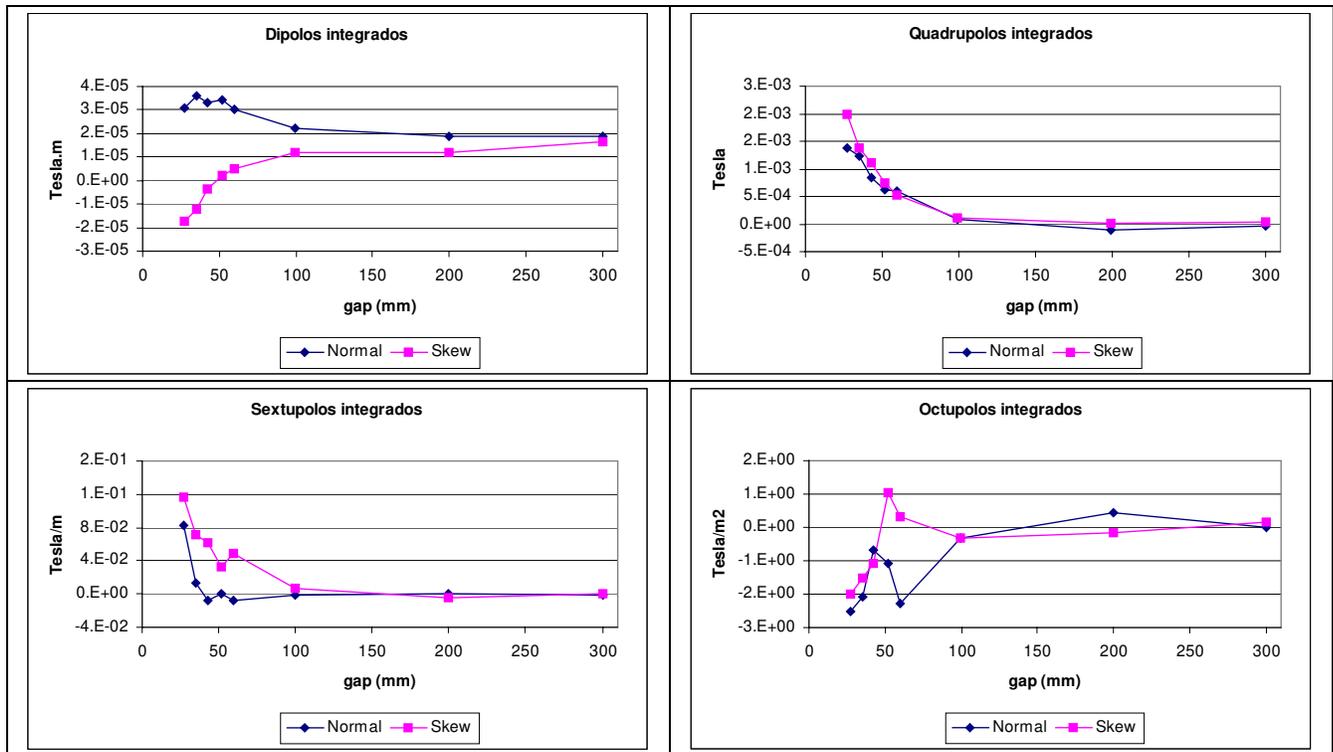


Figura 3.14. Diferenças entre as medidas dos multipolos obtidas com a bobina de tungstênio e a suportada por fios de “twaron” em função do espaçamento vertical do wiggler.

Observa-se, pelos gráficos, que a concordância entre as duas bobinas, para os menores espaçamentos verticais, está na ordem dos valores especificados para as tolerâncias de campo magnético, Seção 1.5.2.3, diminuindo gradualmente para os espaçamentos verticais maiores. Com isso, pode-se dizer que apesar dos defeitos da bobina de “twaron”, foi possível verificar que o “wiggler” se encontrava próximo às especificações para os quadrupolos, sextupolos e octupolos. No entanto, as componentes dipolares necessitavam de alguma correção, pois seus valores estavam em torno de  $1,2 \times 10^{-4}$  T.m.

**Obs:** O Apêndice VII contém um conjunto de fotos que ilustram alguns tópicos tratados no desenvolvimento do sistema de bobina girante.

## 4. Conclusões

*“Foi-me feita a seguinte pergunta quando publiquei um informativo interno, relatando os resultados da nossa bancada de medição:*

*- Como foi possível, em tão pouco tempo, montar um sistema de medição cuja repetibilidade é cerca de dez vezes melhor do que a do fabricante do “wiggler” de 2 teslas, uma conceituada e experiente empresa? Atribuo esse êxito especialmente à minuciosa e paciente análise em cima das fontes de erros”.*

*Autor*

Esta tese apresentou o aprimoramento de duas técnicas de medição de campo magnético, bastante difundidas no mundo, com enfoque para dispositivos de inserção em aceleradores de partículas. Um grande esforço foi feito para se atingir as precisões e acurácias compatíveis com as rigorosas tolerâncias impostas para a qualidade do campo (Seção 1.5.2.3). Vários procedimentos foram criados e testados, as análises das fontes de erros foram refinadas e, como resultado final, obteve-se uma bancada de medições precisa e confiável. Essa bancada foi avaliada e sucessivamente aprimorada medindo-se um “wiggler” de 2 teslas, o primeiro dispositivo de inserção instalado no LNLS. Testes devem continuar sendo feitos em perfis de campos transversais pouco homogêneos e em campos com duas ou mais componentes intensas.

### 4.1 Idéias e trabalhos originais

Na busca da precisão exigida, ocorreram várias idéias e observações originais, dentre as quais se destacam:

Para os sensores Hall [15]

- 1) O formato das câmaras de zero gauss, permitindo a leitura ao longo da própria linha de medição. Consegue-se, assim, um procedimento baseado em duas câmaras, para uma melhor correção de “offset” nos pontos intermediários (Seção 2.3).
- 2) A assimetria dos sensores Hall (Seção 2.4.8).
- 3) A correção da posição longitudinal, usando um teodolito em auto-colimação (Seção 2.4.3.3).

Para a Bobina Girante [30,31]

- 1) A análise da influência da catenária gravitacional e do empilhamento dos fios da bobina [37].
- 2) A bobina suportada por fios de “twaron”.
- 3) O deslocamento do DI para se encontrar uma região onde o efeito dos defeitos da bobina fosse minimizado.

- 4) A bobina de fios de tungstênio tracionados.
- 5) O processo de fixação dos fios de tungstênio para a minimização de defeitos.
- 6) A caracterização da bobina com dipolo magnético.
- 7) A calibração através de um campo conhecido, gerado por duas bobina simétricas.

#### 4.2 Principais fontes de erros analisadas

Um resumo das principais fontes de erros estudadas para os campos integrados está contido nas tabelas 4.1 e 4.2, referindo-se a bancada Hall e a bobina girante respectivamente.

*Tabela 4.1. Fontes de erros avaliadas na bancada Hall.*

Fonte de erro	Amplitude [ $10^{-6}$ T.m]	Tipo de erro
Acurácia dos transdutores lineares	< 1 (avaliada a partir de perfis hipotéticos pessimistas para os erros de posição)	Sistemático
Erro nas posições transversais	$\Delta B$ local < $1/10^5$ p/ $\pm 0.05$ mm	Sistemático
Erro na posição longitudinal	reduziu-se $100\times$	Sistemático
Erros angulares	$1/26000$ para $0,5^0$	Sistemático
Variação da velocidade de varredura	0,5	Sistemático
Câmara de zero gauss	1,5	Sistemático
Calibração dos sensores / assimetria	1,5 / reduziu-se $40\times$	Sistemático
“Offset” eletrônico	Todos juntos	Aleatório
Variações de temperatura	levam a uma	Aleatório
Vibrações – leituras de ângulo	repetibilidade de	Aleatório
Vibrações – leituras de posição	$6,5 \times B_p \times 10^{-6}$ T.m,	Aleatório
Ruídos eletromagnéticos externos	onde $B_p$ é o campo de pico	Aleatório
Ruídos elétricos	em tesla.	Aleatório

*Tabela 4.2. Fontes de erros avaliadas para a bobina girante.*

Fonte de erro	Amplitude [ $10^{-6}$ T.m]	Tipo de erro
Imperfeições (defeitos) da bobina	3	Sistemático
Diferença de diâmetro dos pinos de referência	0,1	Sistemático
Deformação catenária gravitacional	0,2	Sistemático
Deformação centrípeta	0,02	Sistemático
Centralização do DI com relação à bobina girante	0,1	Sistemático
Posição dos fios condutores na bobina	0,5	Sistemático
Torções e offset angulares	0,5	Sistemático
Área da bobina	0,5% do valor medido	Sistemático
Variações de temperatura	Todos juntos	Aleatório
Vibrações	levam a uma	Aleatório
Ruídos eletromagnéticos externos	repetibilidade de	Aleatório
Ruídos elétricos	$0,2 \times 10^{-6}$ T.m	Aleatório

### 4.3 Desempenho da bancada de caracterização e comparações com outros Laboratórios

Tanto a bobina girante como a bancada Hall estão no mesmo patamar dos sistemas de caracterização de outros aceleradores de partículas. A título de comparação, resultados recentes de repetibilidade (precisão) de alguns laboratórios são apresentados abaixo. Essa repetibilidade é tomada como a “Figura de mérito” dos sistemas de medições. Porém, a repetibilidade está intrinsecamente relacionada com o perfil do campo magnético, em especial à intensidade do campo e de seus gradientes.

Estranhamente, são raras as alusões à acurácia.

Tabela 4.3. Repetibilidade da Bobina Girante.

Laboratório	Ref	Precisão [ $\times 10^{-6}$ T.m]	Obs
NSRRC	[36]	1,5	“Flip coil – static scan”
NSRRC	[36]	5,0	“Flip coil – dynamic scan”
STI - Optronics	[46]	3	“Flip – coil”
Trieste	[47]	2	“Stretched wire”
DanFysic	[48]	1-2	“Flip-coil”
APS	[49]	0,15	“Stretched wire”, campo ambiente
ESRF	[50]	2	“Flip-coil”
LNLS	[30]	0,3	Bobina girante (“flip-coil”)

Tabela 4.4. Repetibilidade da Bancada Hall.  $B_0$  corresponde ao campo de pico,  $L$  ao comprimento do  $DI$  e  $\lambda$  ao período magnético

Laboratório	Ref	Precisão [ $\times 10^{-6}$ Tesla.m]	Obs
NSRRC	[36]	18	
STI - Optronics	[46]	12	“wiggler” de 2 teslas, (desvio padrão / $n^0$ de varreduras )
Trieste	[47]	3	$B_0 = 0,76$ T, $L = 1$ m, $\lambda = 20$ cm
Trieste	[48]	13	$B_0 = 0,6$ T, $L = 3$ m, $\lambda = 20$ cm
ESRF	[50]	10	
LNLS	[15]	$6,5 \times B_p$	Campo de pico $B_p$ em tesla

A concordância entre as medidas obtidas com sensor Hall e as feitas com bobina girante (Tabela 3.7 da seção 3.7.2.3) mostraram-se muito boas. Comparativamente, em outros laboratórios, elas são:  $7,6 \times 10^{-5}$  T.m (NSRRC – [36]),  $5,0 \times 10^{-5}$  T.m (ESRF- [50]),  $\pm 5,0 \times 10^{-5}$  T.m (Bessy – Email recebido de A. Gaupp, em 2003), todos para campos **menores do que 1 T**. O ESRF atribui essa diferença a não linearidades do sensor Hall !? Importa salientar que as especificações do ESRF, para dispositivos de inserção, são menores do que  $2,0 \times 10^{-5}$  T.m e 0,02 T para os dipolos e os quadrupolos integrados, respectivamente.

#### 4.4 Novos testes e melhorias futuras

O próximo DI a ser caracterizado é um ondulador EPU [28,29] que, de acordo com a escolha da polarização da radiação, pode ter as três componentes do campo magnético intensas (no caso do “wiggler”, só havia uma componente intensa no plano central, a vertical  $B_z$ ). Além disso, a homogeneidade de um EPU na direção transversal, eixos  $x$  e  $z$ , já é ruim por construção. Conhecendo com antecedência essas características, cuidados maiores estão sendo tomados. Devido à essa baixa homogeneidade do campo, eventualmente haverá a necessidade de um mapeamento mais fino dos erros das posições dos sensores nas direções transversais (Seção 2.4.3.2).

A existência de duas ou três componentes de campo magnético intensas, na mesma posição, faz com que os erros angulares dos sensores (Seção 2.4.4) devam ser considerados. O próprio sensor apresenta um paralelismo em torno de  $0,5^\circ$  entre a área sensora e a cerâmica de referência, para os dois ângulos de giro referenciados aos dois eixos sobre o plano do sensor. Esses ângulos foram medidos girando-se o sensor dentro de um campo magnético dipolar homogêneo, com uma resolução de  $0,01^\circ$ . Os dois ângulos são encontrados quando a máxima leitura do campo é alcançada, determinando, assim, o versor normal à superfície sensora. Correções matemáticas podem, então, ser aplicadas para a determinação precisa do campo em uma posição, através da inserção desses ângulos nos campos medidos por três sensores que possuem suas cerâmicas de referência ortogonalmente orientadas.

Com essa correção, as componentes magnéticas em uma posição  $(x,y,z)$ , são dadas por:

$$B_x(x,y,z) = 1,00006 B_{xm}(x,y,z) - 0,01104 B_{ym}(x,y,z) - 0,01018 B_{zm}(x,y,z)$$

$$B_y(x,y,z) = 0,01357 B_{xm}(x,y,z) + 0,99990 B_{ym}(x,y,z) + 0,00456 B_{zm}(x,y,z)$$

$$B_z(x,y,z) = -0,01012 B_{xm}(x,y,z) - 0,01211 B_{ym}(x,y,z) + 1,00017 B_{zm}(x,y,z),$$

onde  $B_{xm}(x,y,z)$ ,  $B_{ym}(x,y,z)$  e  $B_{zm}(x,y,z)$  são os campos medidos com as cerâmicas de referência perpendiculares aos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ .

Também está prevista, para breve, a substituição dos trilhos e rolamentos da bancada Hall, com o que se espera um ganho na repetibilidade das medidas.

Testa-se, atualmente, um processo mais rápido de descarga dos dados do integrador para o microcomputador, pois esse é o principal motivo da “flip-coil” demorar vários minutos. Essa implementação fará com que o tempo de medição diminua aproximadamente três vezes.

Haverá a necessidade futura, vinculada aos novos DIs propostos, da aquisição ou do desenvolvimento de um sistema para a calibração de sensores Hall em campos de até 4 T.

# Apêndice I - Acurácia e Precisão

## I.1 Definição de acurácia e de precisão

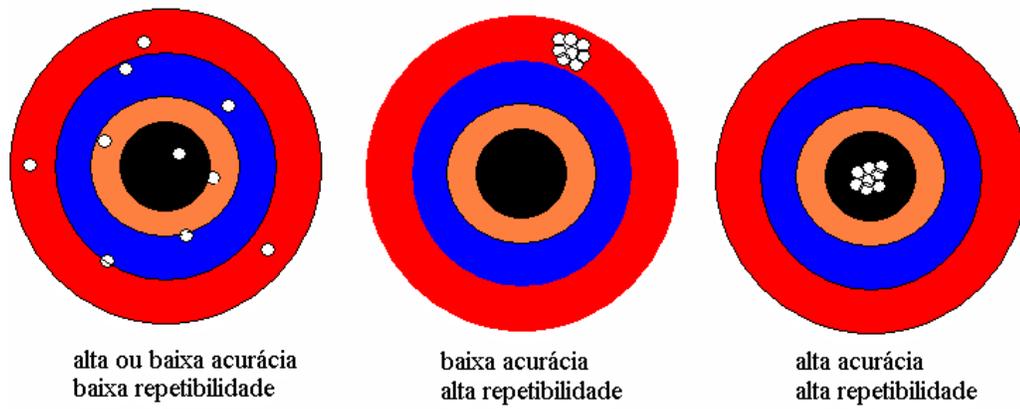
Um sistema de medição serve para determinar o valor de uma grandeza física, sendo que o resultado é expresso na forma de uma média acrescida de um erro, os quais são obtidos a partir de um certo número de medidas. A “acurácia” indica quão próxima a média está do valor verdadeiro. Já o erro, que no modelo estatístico Gaussiano corresponde ao desvio padrão, descreve a “precisão” ou “repetibilidade” da medição.

A acurácia relaciona-se com os erros sistemáticos, ou seja, aqueles que se repetem em cada medição. A análise desses tipos de erros conduz à uma melhora da acurácia, sendo que a análise tem um refinamento suficiente quando atinge-se uma acurácia compatível com as necessidades requeridas pelo engenho em projeto. Uma maneira mais direta para a estimação da acurácia consiste em “comparar” os resultados do sistema de medição em caracterização com as medidas de outro processo bem estabelecido e que possua de maior acurácia. Esse procedimento é usual e comumente chamado de “calibração”.

A precisão (ou repetibilidade) tem sua origem nos erros aleatórios: aqueles que ocorrem ocasionalmente e com diferentes amplitudes. O conhecimento das fontes que os causam e a sua minimização, fazem o sistema de medição mais estável, diminuindo o número de medidas e conseqüentemente tornando-o mais rápido.

Mesmo quando a acurácia da medida é ruim, se a precisão for alta, os valores relativos entre os vários estados gerados pelo engenho, podem ser bem determinados.

A Figura I.1. ilustra os conceitos de acurácia e precisão. O círculo central do alvo é a “mosca” e corresponde ao valor verdadeiro da medida. Os pequenos círculos mostrados sobre o alvo são os disparos e equivalem às medidas. Na primeira figura, as medidas estão bem espalhadas no alvo, indicando uma baixa precisão, porém a sua acurácia dependerá do valor médio das medidas estar ou não sobre a mosca. No segundo caso, as medidas estão bem agrupadas, porém longe da mosca, mostrando alta precisão mas baixa acurácia. E, no último alvo, as medidas estão agrupadas sobre a mosca, ilustrando assim altas precisão e acurácia.



*Figura I.1. Figura ilustrativa para a compreensão dos conceitos de precisão e acurácia.*

## Apêndice II - Sensor Hall

### II.1 Sensores Hall [51-58]

O sensor Hall é o meio mais utilizado atualmente para a medição de campos magnéticos locais. Isso se deve a alguns fatores técnicos:

- São feitos de semicondutores, cuja tecnologia é bem dominada, permitindo bons níveis de sinais (tratáveis) com áreas sensoras pequenas ( $\sim 0,04 \text{ mm}^2$ ).
- Respondem com boa linearidade ao campo magnético (0,1 % no intervalo de 0,2 a 2 T).
- O campo elétrico que gera a tensão Hall ( $V_H$ ) é uniforme ao longo do comprimento do sensor (se o campo for uniforme), simplificando a análise.

O sensor Hall é assim denominado por basear-se no efeito Hall. Esse sensor é um dispositivo de estado sólido quase bi-dimensional, geralmente composto de quatro terminais elétricos, capaz de desenvolver uma tensão ( $V_H$ ) em dois de seus terminais (saída) que é proporcional à corrente  $I$  controlada nos seus outros dois terminais (entrada) e à componente de campo normal à superfície do sensor (Figura II.1). Tal proporcionalidade entre  $V_H$  e a componente do campo magnético  $\mathbf{B}$  normal à superfície o torna apto para medidas magnéticas.

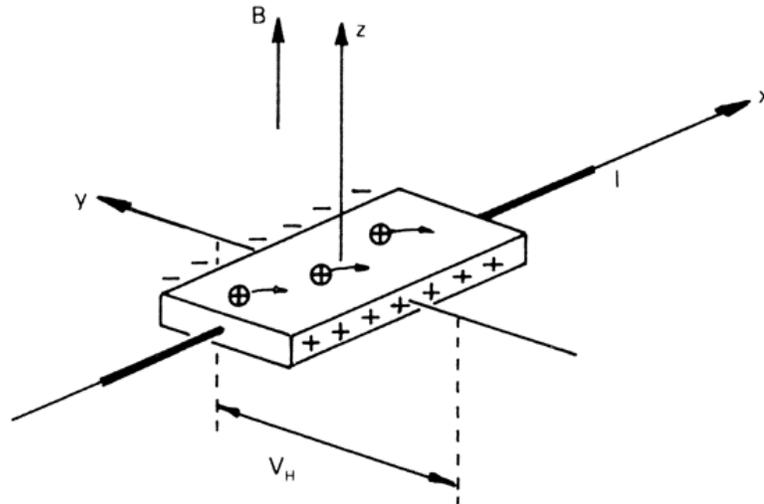


Figura II.1. Geometria e grandezas envolvidas na geração da tensão Hall ( $V_H$ ).

A explicação clássica para o aparecimento da tensão Hall ( $V_H$ ) é assim descrita:

Estando um condutor praticamente bidimensional imerso em um campo magnético  $\mathbf{B}$ , Figura II.1, as cargas móveis que desenvolvem a corrente  $I$  experimentam a força de Lorentz, expressa por

$$\mathbf{F}_m = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{II.1})$$

sendo  $q$  a carga da partícula,  $\mathbf{v}$  o seu vetor velocidade e  $\mathbf{B}$  o vetor campo magnético.

Como a corrente desloca-se no sentido do eixo  $x$ , a existência de uma componente de  $\mathbf{B}$ , normal ao plano da corrente ( $B_z$ ), provocará um deslocamento das cargas móveis no sentido perpendicular ao da corrente. Esse processo provocará um acúmulo de cargas de polaridades opostas nas extremidades do sensor, continuando até que a força magnética seja contrabalançada pela força elétrica,  $\mathbf{F}_e = q \mathbf{E}$ , onde  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico criado pelo acúmulo de cargas.

Considerando o equilíbrio de forças e que a corrente é igual a

$$I = q A N v_x \quad (\text{II.2})$$

onde  $A$  é a secção transversal ( $A = w$  (largura). $d$  (espessura)),  $N$  a densidade de portadores e  $v_x$  a componente da velocidade na direção da corrente  $I$ , tem-se que o campo elétrico transversal à corrente  $I$  é dado por:

$$E_y = \frac{I B \sin \phi}{q w d N} \quad (\text{II.3})$$

com  $\phi$  sendo o ângulo entre  $\mathbf{B}$  e a normal à superfície do sensor (para o caso mais geral) e  $N$  o número de portadores por unidade de volume.

A tensão Hall ( $V_H$ ) é então calculada pela integração de  $E_y$  na largura do sensor:

$$V_H = \frac{I B \sin \phi}{q d N} = K I B \sin \phi = \frac{R_H}{d} I B \sin \phi \quad (\text{II.4})$$

$K$  é definido como a constante de sensibilidade.  $K$  é diretamente proporcional à mobilidade dos portadores, que também é função da temperatura, inversamente proporcional à espessura e depende da geometria do sensor.  $R_H$  é o coeficiente Hall do material e “ $d$ ” a espessura da região sensora.

Embora o efeito Hall esteja presente em todos os materiais condutores, foi o advento dos semicondutores (anos 50) que tornou possível produzir tensões  $V_H$  muitas ordens de magnitude maiores que os primeiros materiais pesquisados (metais). Atualmente, os sensores são feitos de semicondutores (InAs, GaAs e InSb), sendo mais adequadamente explicados através da física quântica. O efeito Hall, nesse caso, é basicamente um mecanismo de transporte de portadores majoritários, dependente das propriedades do material semicondutor.

Apesar do modelo clássico, acima mostrado, ser bastante simples, ele é muito próximo da realidade para a maior parte dos materiais semicondutores, em particular o GaAs. Porém, um estudo bem aprofundado mostra que o sensor Hall é uma complexa dinâmica de cargas.

Para se obter uma tensão aproveitável na saída ( $V_H$ ), o elemento ativo deve ter um grande coeficiente Hall. Também, como  $V_H$  é proporcional à corrente através do elemento, a sua resistência deve ser baixa para evitar aquecimentos, pois o ruído nesses dispositivos é essencialmente térmico.

## II.2 Efeito Hall Planar [51]

A partir da equação que relaciona o campo elétrico com o vetor densidade de corrente, verifica-se que o termo referente à magneto-resistência é capaz de gerar um campo elétrico  $E_y$ , perpendicular à direção da corrente no plano da corrente  $j_x$ , quando o campo magnético  $B$  está nesse mesmo plano (plano  $xy$ ).

$$E_y = G j_x B^2 \sin(2\psi) \quad (\text{II.5})$$

onde  $G$  é uma constante que contém a resistividade do material e a mobilidade dos portadores (coeficiente de proporcionalidade  $\mu$  entre a velocidade  $\mathbf{v}$  e o campo elétrico  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{v} = \mu\mathbf{E}$ ) e  $\psi = \arctg(B_y/B_x)$ . Por exemplo, para o germânio,  $G$  vale em torno de  $3,0 \times 10^{-2} \text{ m}^5/\text{J.s}$  e depende do sentido da corrente com relação à orientação cristalina. Logo, esse efeito produz uma diferença de potencial entre os eletrodos Hall (tensão Hall planar), a qual aparece como um erro na medida da componente transversal do campo (normal ao plano do sensor).

Para cancelar esse efeito, dois sensores Hall verticais (VHS – todos os eletrodos Hall estão no mesmo lado) são montados de uma maneira tal que, quando estão submetidos a um campo magnético transversal, eles geram tensões Hall de sinais opostos; isso ocorre porque a corrente entra por um eletrodo central, dividindo-se em duas metades e deslocando-se para dois eletrodos em posições opostas. Como as saídas estão conectadas a um amplificador diferencial, a tensão Hall na saída do amplificador será dobrada, enquanto a tensão Hall planar se cancela. Em outras palavras, a tensão Hall planar é independente da polaridade e é eliminada quando é tomada uma média de duas polaridades de medidas.

## II.3. Fontes de erros para medidas DC com sensor Hall:

- 1) Desalinhamento entre os contatos que medem a tensão Hall: provoca o aparecimento de uma tensão  $V_D$  que se soma à Hall e depende do sentido da corrente.
- 2) O plano do sensor pode não coincidir exatamente com o plano do suporte que o sustenta. Pode-se avaliar esse erro girando o sensor dentro de um campo conhecido.
- 3) Posicionamento do sensor com relação às marcas de referência.

- 4) Gradientes de temperatura transversos ao sentido da corrente fazem aparecer um efeito termo elétrico  $V_S$  (efeito Seebeck), mascarado em  $V_H$ .
- 5) Mesmo na ausência de gradientes térmicos iniciais, os elétrons mais rápidos (quentes) são mais desviados pela força magnética do que mais lentos (frios), produzindo uma tensão  $V_E$  devido ao surgimento do gradiente térmico por esse efeito (Efeito Ettingshausen).
- 6) Um gradiente longitudinal de temperatura faz com que os elétrons tendam a difundir-se da região mais quente para a mais fria, sendo que essa corrente também sofre o efeito Hall, acrescentando uma tensão  $V_N$ . Esse fenômeno também é conhecido como efeito Nernst- Ettingshausen.
- 7) Os elétrons difundidos termicamente experimentam o efeito Ettingshausen, gerando um gradiente térmico e novamente uma tensão termo-elétrica  $V_R$  (efeito Righi-Leduc).
- 8) Pequenas diferenças no módulo de  $V_H$  podem aparecer quando um campo magnético de mesma amplitude inverte de sentido, chamado de erro de reversibilidade. Esse erro é proveniente da diferença das áreas e posições dos contatos e da não-uniformidade do material.
- 9) Efeito Hall planar.
- 10) Os sensores não são lineares em toda a escala de medição. O coeficiente Hall ( $R_H$ ) é função do campo magnético, de modo que a tensão Hall ( $V_H$ ) tem uma dependência não linear com o campo ( $\sim 1\%$ ).
- 11)  $R_H$  também é função da temperatura. A sensibilidade do sensor, equação (II.4), diminui com o aumento da temperatura.
- 12) A resistência interna do sensor varia com a temperatura e com o campo magnético (magneto-resistência). Operando com uma fonte de corrente, a mudança de dissipação térmica pode variar a temperatura da região sensora com relação à sua vizinhança.
- 13) Para grandes gradientes de campo magnético (60 T/m), a leitura indicada pode não corresponder ao campo médio na área sensora. Esse efeito depende também do tipo do material e do tamanho da área sensora. Por exemplo, um sensor de AsGa com uma área sensora de  $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ , medindo um ondulator com  $B_0 = 1\text{T}$  e período de 50 mm, poderia produzir um erro máximo de 0,2 gauss. Geralmente é desprezível.
- 14) Efeito magneto-resistivo: é o aumento quadrático na resistência do material devido ao campo magnético aplicado. Depende do material e da geometria do sensor. É um problema semelhante ao citado no item 8, pois, se os contatos não estiverem alinhados, ter-se-á uma tensão dependente do campo.

## II.4 Correção dos erros

- 1) Erros na tensão Hall, como os provenientes dos itens 1, 6, 7 e 9 da seção anterior, podem ser eliminados girando o sensor em  $180^{\circ}$  e tomando-se a média das duas medidas. Já o item 4 é anulado invertendo-se o sentido da corrente que passa pelo sensor. Felizmente, o efeito citado em 5 é, na maioria dos casos, muito pequeno quando comparado a  $V_H$ .
- 2) Garantir a estabilidade térmica do sensor.
- 3) Os erros devidos ao “offset” do sensor na ausência de campo, ao “offset” do circuito interno do gaussímetro (eletrônica que amplifica o sinal do sensor) e às fontes de campos próximas, podem ser eliminados zerando-se a leitura do sensor dentro de uma câmara de zero gauss (campo nulo).
- 4) Fontes de erros, como, por exemplo, o desalinhamento dos contatos que gera um “offset” na tensão Hall, tendem a ser compensados pelo próprio fabricante.
- 5) Os efeitos de não-linearidade com o campo aplicado e a dependência com a temperatura são corrigidos através de calibrações (geralmente, contra pontas de ressonância magnética em campos conhecidos).

## II.5 Sensores 3D

Alguns sensores possuem terminais para medida de tensão Hall arranjados ortogonalmente, permitindo a medida de todas as componentes do campo simultaneamente.

Quando o material é tri-dimensional, a distribuição de cargas ao longo das faces é mais complexa, pois todas as componentes de campo podem ter uma significativa participação na criação da tensão Hall. Aparece, então, um acoplamento cruzado entre os sinais de cada eixo.

## Apêndice III - Lei de Faraday

### III.1 Lei de Faraday –Lei da indução eletromagnética [59-62]

Esta Lei empírica do Eletromagnetismo enuncia que quando o fluxo magnético  $\Phi$  varia através de um circuito condutor, induz nesse circuito uma força eletromotriz  $V$  (ou tensão elétrica) que tende a criar uma corrente elétrica no sentido que se oponha à variação do fluxo magnético. A parte enunciada, referente ao sentido da corrente, é conhecida como a Lei de Lenz, sendo de grande importância para a correlação entre o sinal de tensão induzido e o sentido de variação do fluxo.

Matematicamente a Lei de Faraday é expressa, na forma diferencial, por:

$$V = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{III.1})$$

O sinal negativo serve para lembrar da Lei de Lenz, significando que o sentido da tensão induzida se opõe à variação do fluxo magnético. Isso estaria indicando que o sistema não quer alterar o seu estado magnético.

A definição de tensão elétrica como a integral de linha do produto escalar do campo elétrico  $\mathbf{E}$  pelo vetor tangencial à trajetória escolhida  $C$ :

$$V = \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (\text{III.2})$$

e do fluxo magnético como a integral sobre a superfície  $S$ , apoiada em  $C$ , do produto escalar do campo magnético  $\mathbf{B}$  pelo vetor normal à superfície,  $d\mathbf{A}$ :

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{III.3})$$

faz com que a equação (III.1) possa ser reescrita como

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}, \quad (\text{III.4})$$

sendo essa a forma integral da Lei de Faraday.

A variação do fluxo magnético pode ter duas origens: a movimentação mecânica do condutor ou a variação do campo magnético no interior do circuito. A equação (III.1) não “enxerga” se a mudança do fluxo ocorre porque o circuito se move ou porque o campo magnético varia.

No primeiro caso, a tensão elétrica tem sua origem no translado do circuito dentro de um campo magnético qualquer, ou na deformação do próprio circuito. Esse processo, para o aparecimento da tensão, pode ser explicado pela parte magnética da força de Lorentz,

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{III.5})$$

onde, ao se movimentar em um campo magnético, uma carga  $q$  sofre a ação de uma força perpendicular ao seu movimento, recebendo energia.

No entanto, quando o circuito está parado e o campo magnético está variando, a força de Lorentz não é mais capaz de explicar o fenômeno de indução. A lei de Faraday constitui agora um princípio fundamental.

Se o circuito for estacionário e rígido, a derivada temporal de (III.4) poderá ser levada para dentro da integral, tornando-se uma derivação parcial de  $\mathbf{B}$ , pois  $\mathbf{B}$  pode ser função também das coordenadas espaciais. Aplicando-se o teorema de Stokes, que declara que a integral de linha de um vetor sobre uma curva fechada  $C$ , é igual à integral da componente normal de seu rotacional sobre qualquer superfície  $S$  limitada pela curva  $C$ ,

$$\int_s \nabla \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = - \int_s \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} \quad , \quad (\text{III.6})$$

a equação se transforma em

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad (\text{III.7})$$

sendo essa a forma diferencial da Lei de Faraday. Ela também é uma das equações de Maxwell, mostrando que, na região onde o campo magnético varia com o tempo, um campo elétrico é gerado. Apesar da equação originar-se da análise de um circuito rígido e imóvel, pode-se provar que ela independe do meio de interesse (circuito fechado) estar em movimento ou não [62].

## Apêndice IV - Técnica de Bobina Girante [33]

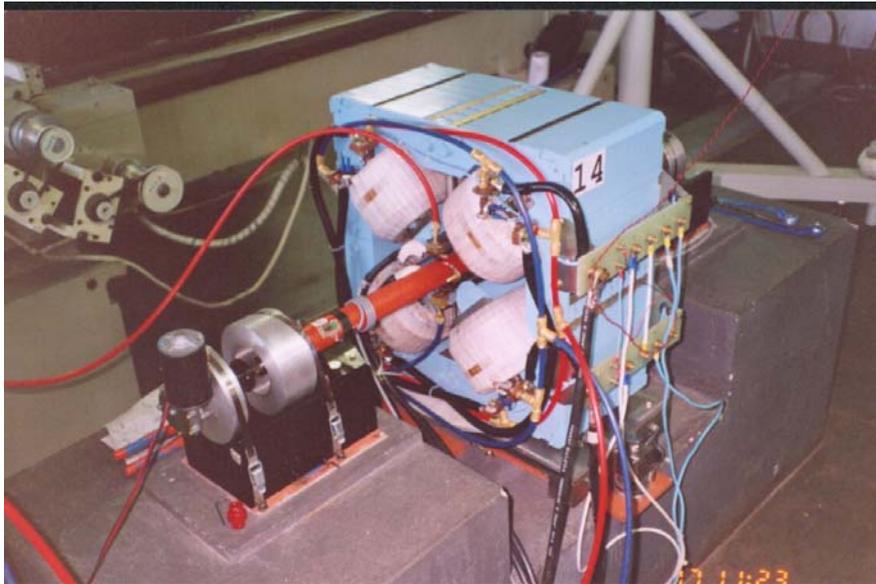


Figura IV.1. Quadrupolo do Anel de Armazenamento sendo medido com uma bobina girante.

### IV.1. Teoria de Bobina Girante

O método de Bobina Girante consiste em rodar uma bobina ou uma combinação delas na região onde interessa conhecer o campo de indução magnética ( $\mathbf{B}$ ). A Figura IV.1 mostra uma bobina girante em operação e o desenho abaixo (Figura IV.2) esquematiza uma espira radial girando na direção  $\theta$ , dentro de um magneto multipolar qualquer.

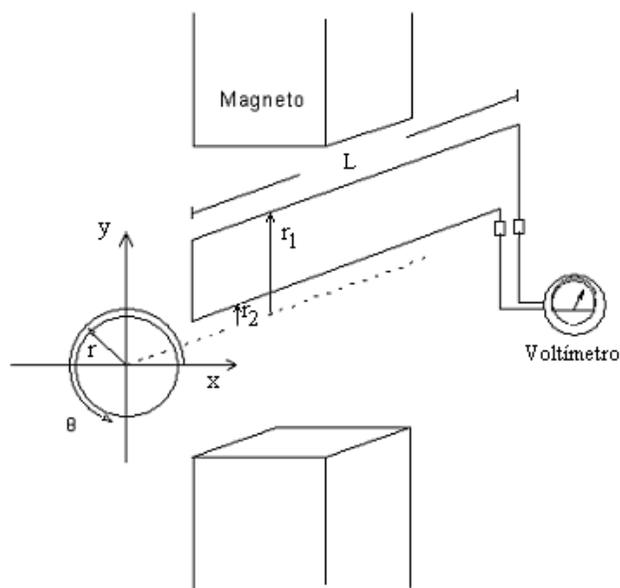


Figura IV. 2: Exemplo de uma bobina radial dentro de um magneto multipolar qualquer.

A lei da indução eletromagnética de Faraday prediz que aparecerá uma tensão elétrica (V) induzida pela variação do fluxo magnético ( $\phi_B$ ) dentro da bobina, estando essa diretamente relacionada com o campo  $\mathbf{B}$  integrado na extensão da bobina ( L ) através de

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, dS, \quad (\text{IV.1})$$

onde  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico criado devido à força de Lorentz que age sobre as cargas livres da espira,  $\mathbf{l}$  descreve a trajetória vetorial sobre a espira,  $\mathbf{n}$  é o versor normal à área da bobina, C indica a integral de linha e S a integral de superfície.

Como o fluxo magnético ( $\phi_B$ ) é definido por

$$\phi_B = \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, dS, \quad (\text{IV.2})$$

temos que a tensão V é

$$V = -\frac{d\phi_B}{dt} \quad (\text{IV.3})$$

A leitura direta da tensão V ou dela integrada no tempo (utilizando um integrador), é o que traz as informações sobre o campo  $\mathbf{B}$ . A fim de associar esse V, medido com o campo médio  $\mathbf{B}$  na região onde está imersa a bobina, deve-se proceder o modelamento matemático a seguir apresentado.

#### IV.1.1. O Campo B na região da Bobina Girante

As leis básicas da magnetostática, na forma diferencial, são expressas por:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{IV.4})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{IV.5})$$

Como na região onde gira a bobina a densidade de corrente  $\mathbf{j}$  é nula, a equação (IV.4) é  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ , o que possibilita exprimir o vetor indução magnética  $\mathbf{B}$  como o gradiente do potencial escalar magnetoestático  $\phi$  (relação vetorial  $\nabla \times \nabla \phi = 0$ ):

$$\mathbf{B} = \nabla \phi \quad (\text{IV.6})$$

Em tal circunstância, as equações (IV.4) e (IV.5) se reduzem à equação de Laplace para o potencial  $\phi$ , pois o divergente do gradiente do potencial é igual a zero (relação vetorial  $\nabla \cdot \nabla \phi = \nabla^2 \phi$ ).

A equação (IV.7) corresponde à equação de Laplace em coordenadas cilíndricas:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{IV.7})$$

Considerando um caso bidimensional  $(r, \theta)$  com simetria constante na direção  $z$ , a qual é a direção do eixo de giro da bobina, temos

$$\varphi = \varphi(r, \theta) \quad (\text{IV.8})$$

Essa aproximação bidimensional para a medição de um magneto é razoável, porque a maioria deles são longos quando comparados com sua abertura central, tornando o efeito de borda pouco significativo. Tal frase, porém, deve ser mais bem avaliada quando se refere a magnetos mais exóticos, como os dispositivos de inserção.

Pelo método de separação de variáveis  $\varphi(r, \theta) = R(r) \cdot \Theta(\theta)$ , então

$$\frac{d^2 \Theta}{d\theta^2} = \lambda \Theta \quad (\text{IV.9})$$

e

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dR}{dr} \right) + \frac{\lambda R}{r^2} = 0 \quad (\text{IV.10})$$

Fazendo  $\lambda = -n^2$  ( $\lambda < 0$ ) e  $n = 1, 2, 3, \dots$  para admitir soluções periódicas, a solução de (IV.9) é uma combinação linear de senos de  $n\theta$  e de cossenos de  $n\theta$ :

$$\Theta(\theta) = \sum_n [C_{1n} \cos n\theta + C_{2n} \sin n\theta] \quad (\text{IV.11})$$

A equação radial (IV.10) torna-se

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} - \frac{n^2 R}{r^2} = 0, \quad (\text{IV.12})$$

que é a equação de Euler, com solução

$$R(r) = C_3 r^n + C_4 r^{-n}, \quad (\text{IV.13})$$

onde  $C_3$  e  $C_4$  são constantes [63].

O termo  $r^{-n}$  vai para infinito quando  $r$  tende a zero, fazendo com que, para situações práticas, o coeficiente desse termo deva ser nulo.

O potencial tem, então, a forma final:

$$\varphi(r,\theta) = \sum_n (J_n r^n \cos n\theta + K_n r^n \sin n\theta), \quad (IV.14)$$

com os valores do índice  $n$  variando de 1 em diante, onde  $n=1$  corresponde à componente dipolar,  $n=2$  à quadrupolar,  $n=3$  à sextupolar, etc.

Observa-se que essa solução para o potencial é capaz de descrever o campo em toda a região do plano  $(r, \theta)$ , onde não existem fontes. Portanto, o conhecimento do campo magnético não está restrito à região dentro do raio da bobina, mas sim à precisa determinação dos coeficientes  $J_n$  e  $K_n$  até uma ordem razoável para uma dada distância radial. Como a sensibilidade aos multipolos de mais alta ordem aumenta com o raio da bobina, uma bobina deve ter o maior raio possível dentro das limitações impostas pelo magneto.

Se um dado magneto multipolar for de construção mecânica simetricamente perfeita, as simetrias de  $\varphi$  na coordenada  $\theta$  impõem certas condições de contorno na resolução da equação de Laplace. Essas condições levam a soluções que, conforme o tipo do magneto, mostram somente alguns multipolos permitidos (Tabela IV.1).

*Tabela IV.1. Simetrias do potencial magnético para dipolos, quadrupolos e sextupolos normais.*

Magneto	Simetria de $\varphi$	Implicação
Dipolo	$\varphi(\theta) = -\varphi(2\pi-\theta)$ $\varphi(\theta) = \varphi(\pi-\theta)$	Todo $J_n = 0$ $K_n \neq 0$ para $n = 1, 3, 5, \dots$
Quadrupolo	$\varphi(\theta) = -\varphi(2\pi-\theta)$ $\varphi(\theta) = -\varphi(\pi-\theta)$ $\varphi(\theta) = \varphi(\pi/2-\theta)$	Todo $J_n = 0$ $K_n = 0$ para $n = 1, 3, 5, \dots$ $K_n \neq 0$ para $n = 2, 6, 10, \dots$
Sextupolo	$\varphi(\theta) = -\varphi(2\pi-\theta)$ $\varphi(\theta) = -\varphi(2\pi/3-\theta)$ $\varphi(\theta) = -\varphi(4\pi/3-\theta)$ $\varphi(\theta) = \varphi(\pi/3-\theta)$	Todo $J_n = 0$ $K_n = 0$ para $n$ não múltiplo de 3 $K_n = 0$ para $n$ não múltiplo de 3 $K_n \neq 0$ para $n = 3, 9, 15, \dots$

Quanto à parte radial, para que o potencial de um dado magneto seja descrito completamente por um único multipolo, o perfil dos pólos deve acompanhar a sua equipotencial. Como essa não pode ser estendida ao infinito, porque os perfis dos pólos são trucados para o encaixe das bobinas, são geradas as componentes multipolares permitidas. Por exemplo, um quadrupolo, por truncar seu perfil hiperbólico dos pólos, pode apresentar termos de dodecapolo, vinte-pólos, etc.

Outros multipolos são provenientes das imperfeições e assimetrias de construção mecânica, bem como dos perfis dos pólos que não obedecem exatamente à forma das equipotenciais.

As componentes de campo, a partir da equação (IV.6), são

$$\mathbf{B}_r = - \frac{\partial}{\partial r} \varphi = \sum_n (n J_n r^{n-1} \cos n\theta + n K_n r^{n-1} \sin n\theta) \quad (\text{IV.15})$$

e

$$\mathbf{B}_\theta = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \varphi = \sum_n (-n J_n r^{n-1} \sin n\theta + n K_n r^{n-1} \cos n\theta). \quad (\text{IV.16})$$

Decompor o campo  $\mathbf{B}$  em termos multipolares significa escrevê-lo de uma forma que saliente os arranjos geométricos dos pólos magnéticos em torno do eixo de centro. Esses pólos são dispostos de maneira a se obter uma configuração de campo (variação de  $B$  em termos de  $r$  e  $\theta$ ) segundo as necessidades das lentes magnéticas. Ou seja, os multipolos mostram a participação de cada configuração de pólos (dipolo, quadrupolo, ...) na composição do  $\mathbf{B}$  total, descrevendo a variação de  $\mathbf{B}$  em função da distância ao centro e da posição angular.

As equações (IV.15) e (IV.16) contêm dois grupos de componentes ortogonais, com amplitudes  $J_n$  e  $K_n$ . Os termos  $K_n$  são designados componentes normais e os termos  $J_n$  são designados componentes “skew”.

#### IV.1.2 Componentes Normais

Definem-se como a parte das componentes multipolares (ou do campo magnético) normais ao plano da órbita, no plano da órbita. O plano da órbita é basicamente determinado pela orientação dos campos dos dipolos, que são os agentes que causam a maior abertura espacial, devido à dispersão em energia do feixe. Portanto, as componentes normais apontam na mesma direção dos campos dos dipolos que fecham a órbita. Estando os campos dipolares apontando na direção vertical gravitacional, o plano da órbita estabelece-se na horizontal. Faz-se, então, o sistema de referência da órbita coincidir com as equações (IV.15) e (IV.16) de tal forma que as componentes multipolares normais sejam descritas somente pelos coeficientes  $K_n$ . Assim sendo, o campo normal pode ser completamente

descrito no plano da órbita por uma série de potências, cujos coeficientes podem ser associados às derivadas de uma série de Taylor:

$$B_y(x, y = 0) = B_\theta(r, \theta = 0) = \sum_n \frac{1}{(n-1)!} \left( \frac{\partial^{n-1} B_y}{\partial x^{n-1}} \right) x^{n-1} = \sum_n n K_n x^{n-1} = \sum_n N_n x^{n-1}, \quad (\text{IV.17})$$

$n=1,2,3,\dots$

### IV.1.3 Componentes “Skew”

Essas componentes podem ser descritas em cima de linhas de simetria, conforme cada multipolo, somente pela componente  $J_n$ . Tais linhas correspondem aos ângulos que anulam  $\cos(n\theta)$  para cada multipolo.

O conhecimento dos coeficientes das componentes normais ( $K_n$ ), associado ao conhecimento das componentes “skew” ( $J_n$ ), torna possível a determinação do campo magnético em qualquer ponto do plano  $(r, \theta)$ . Por exemplo, se as componentes de campo  $B_x$  e  $B_y$  são conhecidas ao longo do eixo “x”, o campo magnético está determinado em qualquer região do plano  $xy$ .

Na prática, as componentes “skew” indicam quanto um certo tipo de magneto (dipolo, quadrupolo, sextupolo, ...) está inclinado em relação ao plano da órbita. Assim,

$$B_x(x, y = 0) = B_r(r, \theta = 0) = \sum_n \frac{1}{(n-1)!} \left( \frac{\partial^{n-1} B_x}{\partial x^{n-1}} \right) x^{n-1} = \sum_n n J_n x^{n-1} = \sum_n S_n x^{n-1}, \quad (\text{IV.18})$$

$n=1,2,3,\dots$

Essas expansões, tanto para a componente normal como para a “skew”, mostram diretamente a variação do campo para cada componente sobre o eixo  $x$ . A derivada de ordem enésima é a principal característica magnética identificadora de um multipolo. Os quadrupolos do anel, por exemplo, foram projetados para alcançar 17 T/m e os sextupolos 660 T/m<sup>2</sup>.

## IV.2. O sinal captado pela bobina

Voltando à Figura IV.2, vê-se que a área efetiva da bobina é dada por

$$S = N_{\text{esp}} \cdot L \cdot (r_2 - r_1), \quad (\text{IV.19})$$

onde  $N_{\text{esp}}$  é o número de espiras e  $L$  é o seu comprimento.

Quando a bobina está girando no centro magnético, que coincide com a origem do sistema em coordenadas cilíndricas, ela capta somente a variação da componente de campo  $\mathbf{B}$  na direção  $\theta$ . Isso é

suficiente para a descrição completa de  $\mathbf{B}$ , visto que  $B_r$  e  $B_\theta$  estão equacionados com as mesmas constantes (equações (IV.15) e (IV.16)).

A seguir, são apresentados dois métodos para tratar o sinal de tensão da bobina: através de sua leitura direta ou por meio de um integrador.

#### IV.2.1 Leitura direta do sinal induzido

O primeiro processo adotado para fazer a análise multipolar com a bobina girante valia-se da leitura direta do sinal de tensão, ou seja, lia o sinal num determinado instante de tempo.

Esse sinal é descrito matematicamente pela equação (IV.16), aplicada na equação (IV.2) e (IV.3). Considerando a bobina girando no centro magnético e que  $dS = Ldr$ , escreve-se

$$\phi_B(\theta) = \int_S \mathbf{B}_\theta \cdot \mathbf{n} \, dS = L \int_{r_1}^{r_2} B_\theta \, dr \quad (\text{IV.20})$$

e

$$\phi_B(\theta) = L \sum_n (r_2^n - r_1^n) (-J_n \sin n\theta + K_n \cos n\theta) \quad (\text{IV.21})$$

A tensão, em função da posição angular  $\theta$  e das  $N$  espiras, é expressa por

$$V(\theta) = -\frac{d\phi_B}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \omega N_{\text{esp}} L \sum_n (r_2^n - r_1^n) (J_n \cos n\theta + K_n \sin n\theta), \quad (\text{IV.22})$$

onde  $\omega$  é a velocidade angular  $d\theta/dt$ .

#### IV.2.2 Leitura do sinal integrado

O integrador é um aparelho eletrônico que integra o sinal de voltagem no tempo. Portanto, o sinal que ele apresenta é a própria variação de fluxo magnético:

$$\text{Sinal} = \Delta\phi_B(\theta) = - \int_t^{t+\Delta t} V \, dt \quad (\text{IV.23})$$

Esse sinal pode ser fornecido como um somatório contínuo dos incrementos do fluxo  $\Delta\phi_B$  ou como o valor de cada incremento. Nota-se que, para o sinal integrado, desaparece a dependência temporal, ou seja, ele é independente da velocidade angular, mas a dependência continua em  $\theta$ .

Outra vantagem do integrador é o processo de integração conseguir filtrar os sinais de ruído elétrico de frequências mais altas que o intervalo de coleta.

Trabalhando com o valor individual de cada incremento  $\Delta\phi_B$  e estando esses associados a um  $\Delta\theta$  através de

$$\Delta\phi_B = (B_{\theta+\Delta\theta} - B_\theta) S = (B_{\theta+\Delta\theta} - B_\theta) L (r_2 - r_1), \quad (\text{IV.24})$$

o campo médio captado, na posição  $\theta$ , pela bobina na região entre os raios  $r_1$  e  $r_2$  é

$$B_\theta = \frac{\int_{r_1}^{r_2} B \, dr}{\int_{r_1}^{r_2} dr} = \sum_n \frac{(r_2^n - r_1^n)}{(r_2 - r_1)} (-J_n \sin n\theta + K_n \cos n\theta). \quad (\text{IV.25})$$

Logo,

$$\begin{aligned} B_{\theta+\Delta\theta} - B_\theta = & \frac{1}{(r_2 - r_1)} \sum_n (r_2^n - r_1^n) [K_n (\cos n\Delta\theta - 1) - J_n (\sin n\Delta\theta)] \cos n\theta + \\ & + \frac{1}{(r_2 - r_1)} \sum_n (r_2^n - r_1^n) [-J_n (\cos n\Delta\theta - 1) - K_n (\sin n\Delta\theta)] \sin n\theta \end{aligned} \quad (\text{IV.26})$$

e

$$\begin{aligned} \Delta\phi_B = & L \sum_n \left\{ [K_n (\cos n\Delta\theta - 1) - J_n (\sin n\Delta\theta)] \cos n\theta + [-J_n (\cos n\Delta\theta - 1) - K_n (\sin n\Delta\theta)] \sin n\theta \right\} \\ & \cdot (r_2^n - r_1^n), \end{aligned} \quad (\text{IV.27})$$

sendo a equação acima, (IV.27), a que deve ser igualada ao sinal  $\Delta\phi_B(\theta)$  entregue pelo integrador.

### IV.2.3 Análise harmônica fora do centro magnético

Uma consideração importante a ser feita é como se comportam os multipolos quando a bobina girante está medindo fora do centro magnético (sistema “linha” da Figura IV.3).

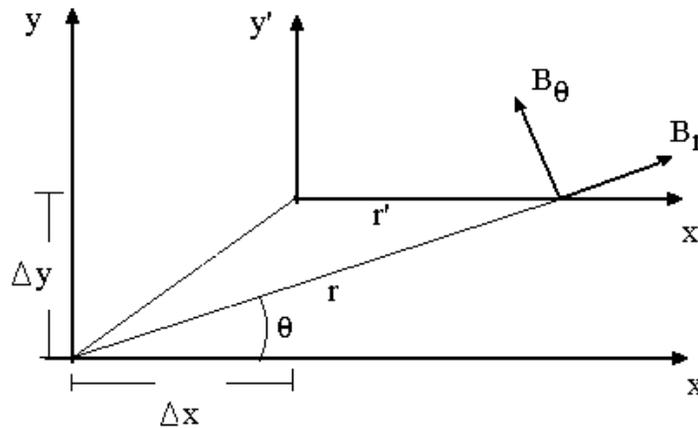


Figura IV.3. Definição dos sistemas de coordenadas.

Para  $\theta' = 0$ , tem-se as seguintes transformações:

$$B_{\theta'} = B_r \sin\theta + B_\theta \cos\theta \quad (\text{IV.28})$$

e

$$B_{r'} = B_r \cos\theta - B_\theta \sin\theta. \quad (\text{IV.29})$$

Valem também as relações trigonométricas:

$$\sin\theta = \frac{\Delta y}{r} \quad (\text{IV.30})$$

e

$$\cos\theta = \frac{\Delta x + r'}{r}. \quad (\text{IV.31})$$

Os coeficientes normais no sistema “linha” relacionam-se com o sistema sem “linha” por:

$$\sum_m K'_m r'^{m-1} = n r^{n-1} \{-J_n \sin[(n-1)\theta] + K_n \cos[(n-1)\theta]\}, \quad (\text{IV.32})$$

e os coeficientes “skew” através de

$$\sum_m J'_m r'^{m-1} = n r^{n-1} \{J_n \cos[(n-1)\theta] + K_n \sin[(n-1)\theta]\}. \quad (\text{IV.33})$$

Aplicando-se (IV.30) e (IV.31) em (IV.32) e (IV.33), tem-se:

Para um dipolo puro,  $n=1$ :

$$J'_1 = J_1 \quad (\text{IV.34})$$

$$K'_1 = K_1. \quad (\text{IV.35})$$

Para um quadrupolo puro,  $n=2$ :

$$J'_2 = J_2 \quad (\text{IV.36})$$

$$K'_2 = K_2 \quad (\text{IV.37})$$

$$J'_1 = 2(J_2 \Delta x + K_2 \Delta y) \quad (\text{IV.38})$$

$$K'_1 = 2(-J_2 \Delta y + K_2 \Delta x). \quad (\text{IV.39})$$

Para um sextupolo puro,  $n=3$ :

$$J'_3 = J_3 \quad (\text{IV.40})$$

$$K'_3 = K_3 \quad (\text{IV.41})$$

$$J'_2 = 3(J_3 \Delta x + K_3 \Delta y) \quad (\text{IV.42})$$

$$K'_2 = 3(-J_3 \Delta y + K_3 \Delta x) \quad (\text{IV.43})$$

$$J'_1 = 3 \left[ J_3 (\Delta x^2 - \Delta y^2) + 2 K_3 \Delta x \Delta y \right] \quad (\text{IV.44})$$

$$K'_1 = 3 \left[ K_3 (\Delta x^2 - \Delta y^2) - 2 J_3 \Delta x \Delta y \right]. \quad (\text{IV.45})$$

Essas expressões foram utilizadas na caracterização dos magnetos do Anel de Armazenamento e do Booster Injetor para se posicionar a bobina girante nos seus centros magnéticos; ou seja,, conhecendo-se os valores de  $J$  e  $K$  e também de  $J'$  e  $K'$ , é possível determinar  $\Delta x$  e  $\Delta y$ . Para os quadrupolos, por exemplo, os resultados da medição mostram os coeficientes linha ( $J'$  e  $K'$ ). Utilizando as equações (IV.36) e (IV.37) e aplicando-as em (IV.38) e (IV.39), obtém-se  $\Delta x$  e  $\Delta y$ .

### IV.3. Sistemas de medidas com bobina girante

#### IV.3.1 Primeiro sistema de bobina girante: Medida direta da tensão

O primeiro sistema de bobina girante para a caracterização dos magnetos do LNLS valia-se da leitura direta do sinal de tensão, conforme descrito na Seção IV.2.1. Abaixo (Figura IV.4), pode-se ver um diagrama esquemático do sistema de medição.

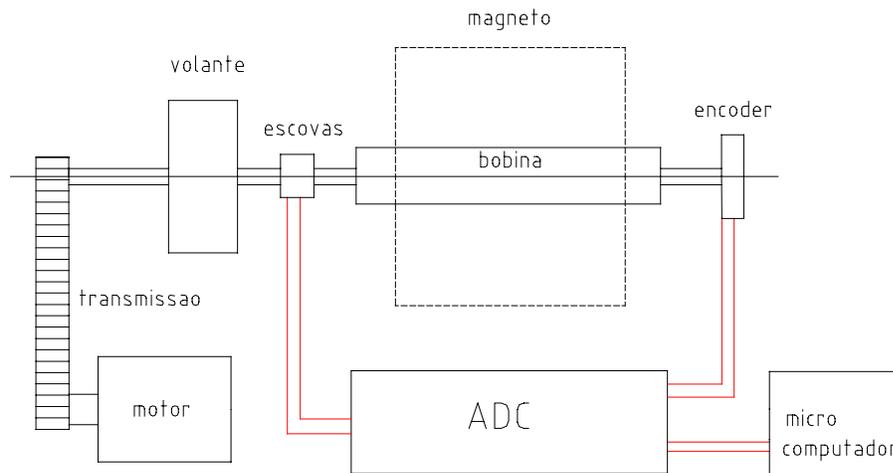


Figura IV.4. Diagrama esquemático da leitura direta de tensão.

Um motor acionava, através de uma correia, o giro de todo um conjunto colinear composto pela bobina sensora, por um volante para tentar equalizar a velocidade angular, por um “encoder” que gerava um trem de 1024 pulsos por volta, disparando a leitura da tensão via um conversor analógico-digital, e pelas pistas onde o sinal era recolhido por duas escovas. Esse sinal era decomposto em uma série de Fourier e seus coeficientes comparados com os coeficientes da equação (IV.22). O valor da velocidade angular média era obtido através do tempo lido entre os pulsos de índice do “encoder”, utilizando para isso um circuito contador e um oscilador de quartzo de 20 MHz. O intervalo entre dois pulsos de índice correspondia a uma volta completa.

Todo o sistema estava apoiado sobre uma estrutura de aço (berço), em cujos pés eram fixados amortecedores de vibração. Eles não foram suficientes e, associados à elasticidade do berço, tornaram-se perfeitamente visíveis as alterações que as vibrações externas provocavam no sinal da bobina girante. Isso levou à posterior construção de um berço de concreto, que foi utilizado nas medições com o integrador.

O ruído elétrico também se mostrou um problema. Porém, sua amplitude se tornou menor quando se substituíram as escovas de grafita por outras feitas com malha fina de cabo coaxial banhadas em prata. Ajustando a pressão das escovas sobre as pistas, que eram polidas com pasta de diamante e banhadas com prata, conseguiu-se um fator de cinco na redução da amplitude do ruído elétrico. A variação da resistência de contato, quando a bobina estava girando, era inferior a  $1\text{m}\Omega$ .

Fios fatigados, soldas mal feitas e vibrações dos conectores elétricos também tiveram uma considerável participação no ruído do sinal.

Outra grande dificuldade dessa construção era a variação da velocidade angular,  $\omega = \omega(t)$  na equação (IV.22). Qualquer desbalanceamento, criado especialmente pelo desalinhamento, ou variação na transmissão do movimento do motor para o conjunto girante, acarretava a geração de multipolos de baixa ordem. Esses multipolos podiam ser confundidos com os que de fato provinham do magneto em medição.

Para contornar essa dificuldade relacionada à velocidade angular, desenvolveu-se a aquisição do sinal de voltagem em paralelo com os intervalos de tempo, disparados pelos 1024 pulsos, que proporcionava o conhecimento da variação da velocidade angular ao longo de uma volta.

Esse processo, associado às medições feitas durante a noite (para não haver vibrações), levaram a uma repetibilidade de medida um pouco superior a  $1/1000$  para os quadrupolos do Anel de Armazenamento.

### **IV.3.2 Medidas com Integrador**

Esse foi o sistema utilizado para medir praticamente todos os magnetos do Anel (com exceção dos dipolos), os quadrupolos da Linha de Transporte e os quadrupolos e tripleto do Linac.

A Figura IV.5 mostra o diagrama esquemático do sistema de medição.

O integrador, que era comandado por um programa computacional residente no micro, acionava um motor de corrente contínua que fazia girar a bobina e o “encoder”. A partir do pulso de índice do “encoder”, o integrador contava um certo número de pulsos pré-estabelecido, para passar o estágio de aceleração do motor, e iniciava a coleta. O intervalo de integração era baseado no número de pulsos do “encoder”. Esse número foi de 8 pulsos, perfazendo 128 coletas por volta ( $\Delta\theta = 2,8125^\circ$ ).

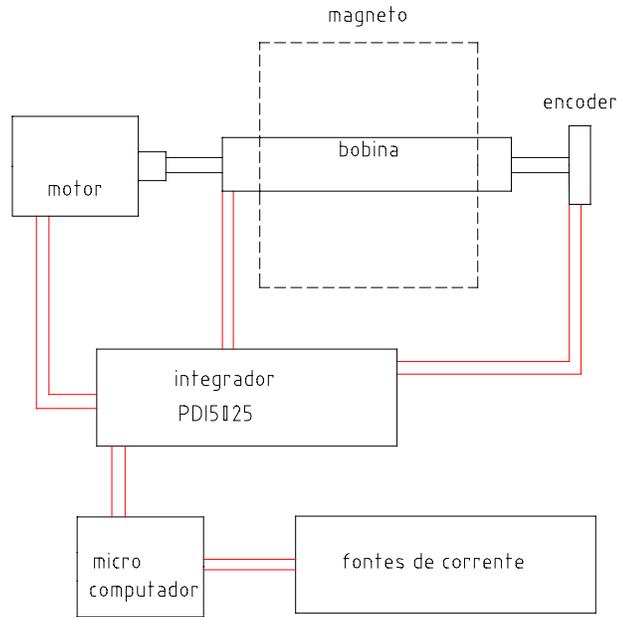


Figura IV.5. Esquema de medição com o Integrador.

A Figura IV.6 mostra uma visão mais detalhada do projeto mecânico. A pressão para a fixação da bobina é controlada por uma mola, tornando essa fixação mais prática, evitando deformações e possibilitando um ponto de tensionamento ideal onde ocorre a menor vibração.

O alinhamento do motor, da bobina e do “encoder” baseou-se em blocos em V, presos no topo do berço de concreto.

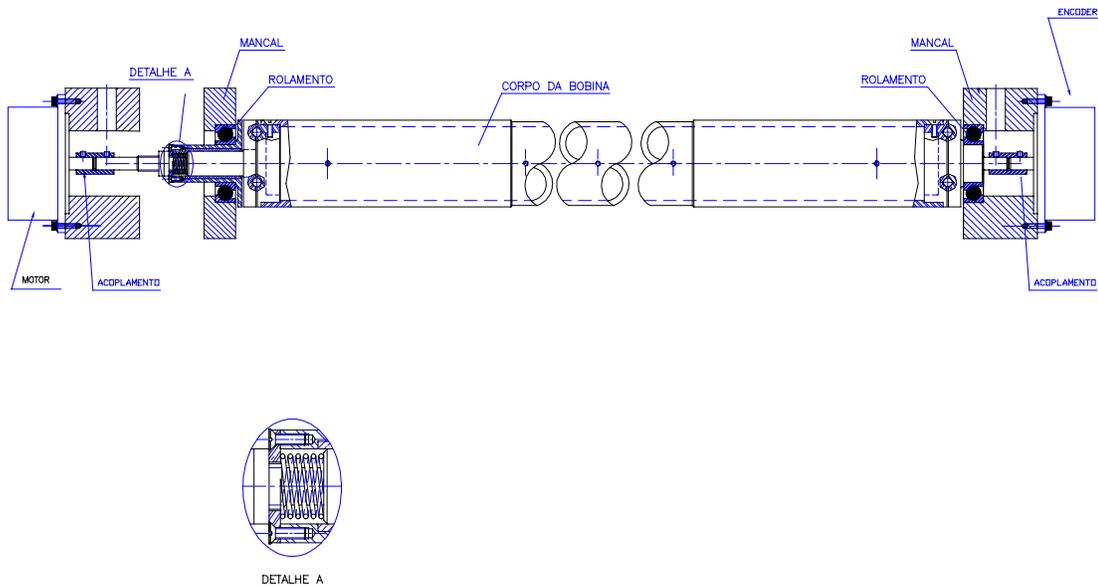


Figura IV.6. Projeto mecânico de uma bobina girante com 800 mm de comprimento.

Na Seção IV.2.2 foi explicado o processo de leitura de um sinal integrado.

A fim de se conseguir os valores de  $K_n$  e  $J_n$  da equação (IV.27), faz-se inicialmente uma decomposição em Série de Fourier do sinal medido pelo integrador ( FFT - transformada rápida de Fourier):

$$\text{Sinal}(\theta) = \sum_n A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta, \quad (\text{IV.46})$$

onde  $n=1$  é o termo dipolar,  $n=2$  o quadripolar, ...

Igualando as equações (IV.27) e (IV.46) tem-se um sistema de duas equações e duas incógnitas ( $K_n$  e  $J_n$ ):

$$A_n = L (r_2^n - r_1^n) [ K_n (\cos n\Delta\theta - 1) - J_n \sin n\Delta\theta ] \quad (\text{IV.47})$$

$$B_n = -L (r_2^n - r_1^n) [ J_n (\cos n\Delta\theta - 1) + K_n \sin n\Delta\theta ], \quad (\text{IV.48})$$

com as seguintes soluções:

$$J_n = \frac{A_n \sin n\Delta\theta + B_n (\cos n\Delta\theta - 1)}{2L (r_2^n - r_1^n) (\cos n\Delta\theta - 1)} \quad (\text{IV.49})$$

e

$$K_n = \frac{B_n \sin n\Delta\theta - A_n (\cos n\Delta\theta - 1)}{2L (r_2^n - r_1^n) (\cos n\Delta\theta - 1)}. \quad (\text{IV.50})$$

Como geralmente o que interessa é o campo integrado, trabalha-se com  $K_n \cdot L$  e  $J_n \cdot L$ .

Com esses valores, conhece-se  $B_\theta$  e  $B_r$  em qualquer região do espaço onde não circule corrente elétrica.

## Apêndice V - Defeitos na Bobina Girante

Uma bobina pode possuir muitos defeitos, dependendo da sua construção: pequenos amassados, pequenas dobras nos fios, deformações na geometria de ajuntamento dos fios que compõem a bobina, processo de fixação nos fios de “twaron”, etc. Se essas variações, com relação a uma posição ideal da bobina, forem de centésimos de milímetro, elas já podem ser “críticas”, conforme ilustrado em um exemplo da Seção V.2. E, certamente, variações dessa ordem são prováveis na construção de uma bobina.

A primeira verificação dos defeitos se deu por intermédio de um campo dipolar localizado, varrendo a superfície da bobina. Esse resultado também foi comparado com medidas feitas através de um nível ótico (Seção 3.5).

A consciência de que dentro das especificações de campos integrados, exigidas para os dispositivos de inserção do LNLS, a existência de pequenos defeitos na bobina girante poderiam mascarar completamente as medidas, levou à proposta de translação do “wiggler”. **Assim, ao se transladar o “wiggler” por um período, espera-se conseguir um ponto onde o efeito dos defeitos seja cancelado.**

### V.1. Os defeitos

Basicamente, o “wiggler” é um dipolo vertical periódico no eixo longitudinal ( $y$ ). Essa é a única componente intensa que pode ser vista no plano de giro da bobina girante, não falando do campo médio longitudinal, mas do campo local.

Os defeitos, aqui, são tomados como as variações transversais  $\delta_x = \delta_x(y)$  e  $\delta_z = \delta_z(y)$ , com relação à uma posição ideal ( $\mathbf{R}$ ) ao longo da bobina ( $y$ ), conforme ilustrados na Figura V.1, e, cujas formas são supostas não variarem em função de  $\theta$ .

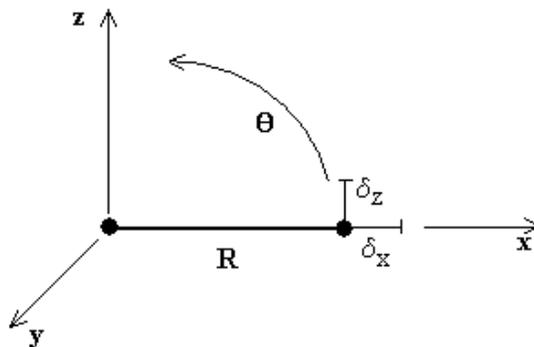


Figura V. 1. Definição dos eixos de coordenadas. A bobina girante rotaciona no plano  $xz$ , segundo a flecha curva.  $\delta_x = \delta_x(y)$  e  $\delta_z = \delta_z(y)$  são os defeitos com relação à posição ideal  $\mathbf{R}$ .

Evidentemente, o enrolamento central da bobina, o qual está posicionado na origem do sistema de referências, também poderia estar deslocado com relação ao centro de giro. Ou seja, ele também pode possuir defeitos. No entanto, em um campo dipolar, não importa onde o sistema esteja girando, pois o fluxo captado será sempre o mesmo. Assim, o enrolamento central poderá sempre ser colocado sobre a origem e os defeitos serão descritos sobre o enrolamento externo.

Os defeitos  $\delta x$  gerarão as mudanças na componente normal do dipolo e, os  $\delta z$ , as variações da componente “skew”, uma vez que as superfícies definidas por esses defeitos estão a  $90^\circ$  uma em relação à outra. A componente “skew” dipolar corresponde ao fluxo captado pela bobina quando ela está na posição nominal  $\theta = 90^\circ$ . Então, o campo médio dipolar medido pela bobina devido ao defeito será  $B_z(y) \cdot \delta_z(y) / R$ .

## V.2. Translação longitudinal dos defeitos dentro do “wiggler”

Analisa-se a seguir o efeito de  $\delta_x$  no fluxo magnético captado pela bobina. A forma do defeito  $\delta_x$  é descrita em função de  $y-y_i$ , segundo a Figura V.2, para que o defeito não se altere quando a bobina é transladada.

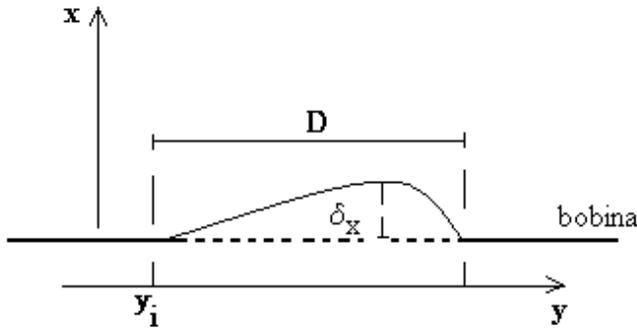


Figura V.2. Ilustração de um defeito qualquer  $\delta_x$  ( $y-y_i$ ).

O campo magnético do “wiggler” pode ser expresso por:

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \mathbf{B}_0 + \sum_{n=1,3,5,\dots} \mathbf{B}_n(x, z) \operatorname{sen}\left(\frac{n 2\pi y}{\lambda}\right) + \mathbf{B}_{np}(x, y, z) \quad (\text{V.1})$$

onde  $\mathbf{B}_0$  corresponde ao campo ambiente, o somatório à um campo periódico e simétrico que oscila em torno do valor nulo,  $\mathbf{B}_{np}$  à parte não-periódica do campo e  $\lambda$  é o período magnético. O somatório corre nos valores ímpares para que o campo seja simétrico, isto é,  $B(y) = -B(y + \pi)$ . Também toma-se somente o termo em seno a fim de que o campo da parte periódica comece com um valor nulo.

O fluxo magnético captado pela bobina pode ser dividido em duas partes: uma equivalente a uma bobina perfeita de raio constante R e a outra referente aos defeitos. A bobina perfeita é sensível somente ao campo ambiente e à parte não-periódica, visto que a integração sobre a parte periódica é nula.

Algumas proposições foram assumidas para avaliar a influência dos defeitos:

- 1) A contribuição da parte não-periódica, para o campo total, é muito menor do que a da parte periódica. Esse termo poderia ser considerado uma correção adicionada na parte periódica para se conseguir o campo real.
- 2) A área total das imperfeições é desprezível frente à área total da bobina.
- 3) As imperfeições são pequenas o suficiente para que o campo, nas direções x e z, seja considerado constante.

A mudança de fluxo magnético, sentida pela componente normal devido à um defeito “i”, localizado em uma posição  $y_i$ , será:

$$\phi_i = \int_{y_i}^{y_i+D} dy' \int_0^{\delta x(y'-y_i)} \mathbf{B}(x, y', z) dx \quad (\text{V.2})$$

Pela hipótese 2, quando a integração sobre o campo ambiente ( $B_0$ ), devido ao defeito, for comparada com a integração da bobina perfeita sobre  $B_0$ , ela será desprezível. Naturalmente, se o campo ambiente integrado for muito grande, e se se desejar uma precisão muito alta, esse termo não será mais desprezível.

Utilizando a argumentação 4, para a integração em x, tem-se

$$\phi_i = \int_{y_i}^{y_i+D} \sum_{n=1,3,5,\dots} \mathbf{B}_n(x, z) \operatorname{sen}\left(\frac{n 2\pi y'}{\lambda}\right) dy' \quad (\text{V.3})$$

Com a mudança de variável  $s = y' - y_i$ , (V.3) transforma-se em

$$\phi_i = \int_0^D \sum_{n=1,3,5,\dots} \mathbf{B}_n(x, z) \operatorname{sen}\left[\frac{n 2\pi (s + y_i)}{\lambda}\right] ds \quad (\text{V.4})$$

e o fluxo gerado por um defeito será

$$\phi_i(y_i) = \sum_{n=1,3,5,\dots} C_n \operatorname{sen}\left(\frac{n 2\pi y_i}{\lambda} + f_n\right) \quad , \quad (\text{V.5})$$

possuindo a mesma periodicidade de  $\mathbf{B}(x,y,z)$ , e com simetria em relação ao eixo  $y$ , mas não necessariamente a mesma forma (a menos que o campo seja composto por somente um harmônico) e fase. Nos coeficientes  $C_n$  e  $f_n$  estão embutidos a forma  $\delta x(s)$  dos defeitos.

Esse resultado mostra que o fluxo magnético gerado por uma imperfeição será periódico em “ $y_i$ ”, oscilando de forma simétrica em torno do valor nulo. Para o “wiggler”, a componente dipolar (campo integrado em uma linha reta longitudinal) também apresentará o mesmo comportamento, visto que a homogeneidade transversal do campo (“rolloff”) é muito boa.

Como a soma de várias funções periódicas simétricas também resultam em uma função periódica simétrica, **a soma de vários defeitos terá a mesma forma de (V.5), porém os coeficientes  $C_n$  e  $f_n$  mudarão de valor.** Logo, é possível encontrar uma posição longitudinal “ $y_{ideal}$ ” onde o **efeito dos defeitos para a parte periódica do campo é cancelado e, nesse ponto, realizar a medição.**

Se o campo for medido nessa posição ( $y_{ideal}$ ), restam, então, três contribuições: a do campo ambiente captada pela bobina perfeita, e, da parte não periódica captada pela bobina perfeita e também pelos defeitos. Tomando a hipótese 1, a integração sobre a parte não-periódica ( $B_{np}$ ) pode ser desprezada frente a parte periódica praticamente ao longo de toda a extensão do deslocamento, aparecendo a sua contribuição somente nas posições próximas a  $y_{ideal}$ . O ideal seria que nessa posição de medição a contribuição dos defeitos fosse desprezível. Porém, isso é uma incógnita. A avaliação da diferença entre o valor gerado por uma função periódica ajustada sobre os pontos medidos em função da posição de translado, e, o próprio valor medido, indica quão significativa pode ser a contribuição de  $B_{np}$  devido aos defeitos. Portanto, se o efeito dos defeitos for desprezível, a componente dipolar lida em  $y_{ideal}$  corresponderá diretamente ao valor verdadeiro do campo integrado. Caso contrário, essa diferença será uma indicação da acurácia da medida, uma vez que os defeitos da bobina são a principal fonte de erro das medições com bobina girante.

O cálculo da componente “skew” é análogo ao realizado para a componente normal; porém, os coeficientes do fluxo magnético  $C_n$  e  $f_n$  serão função da forma de  $\delta_z(s)$ . Considerando-se que o “wiggler” tenha somente componentes normais, o máximo fluxo captado para gerar uma componente “skew” “fantasma”, se dará em  $\theta=90^0$ .

### **Exemplo:**

Seja

$$B_z(y) = B_1 \text{sen}\left(\frac{2\pi y}{\lambda}\right),$$

onde  $B_1=2$  T e  $\lambda=180$  mm.

O fluxo magnético para a componente normal será acrescido por:

$$\phi_i(y_i) = B_1 \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi y_i}{\lambda}\right) \int_0^D \delta x(s) \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda}\right) ds + B_1 \cos\left(\frac{2\pi y_i}{\lambda}\right) \int_0^D \delta x(s) \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi s}{\lambda}\right) ds$$

Se o defeito for retangular, com  $D = 1\text{ mm}$  e  $\delta x(s) = 0,1\text{ mm}$ , o campo integrado  $[\phi_i(y_i)/r]$ , onde  $r$  é o raio da bobina ( $r = 8,44\text{ mm}$ ), terá o comportamento mostrado pela Figura V.3.

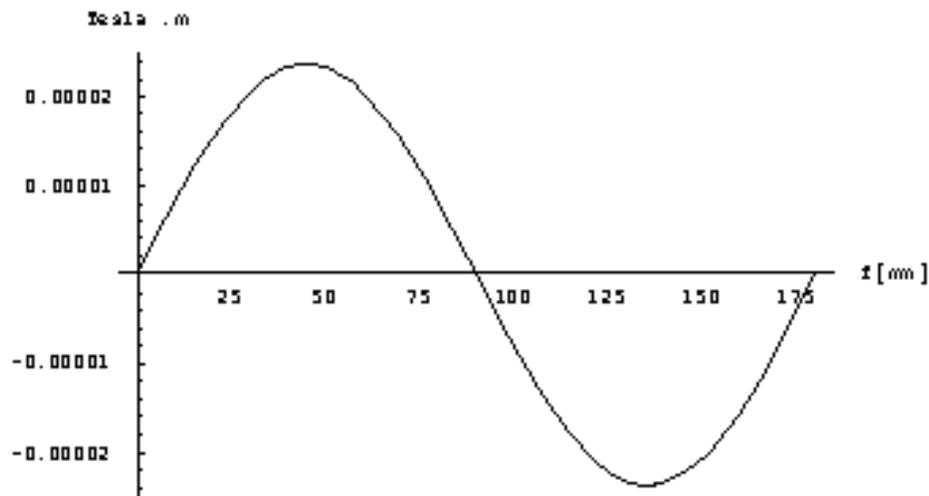


Figura V.3. Variações no campo integrado devido a um defeito retangular de 1mm de comprimento por 0,1 mm de largura, quando transladado ao longo de um período do “wiggler”.

Observa-se que a variação do campo integrado, devido à esse pequeno defeito, pode chegar a  $2,3 \times 10^{-5}\text{ T.m}$ , quando a especificação é de  $1,5 \times 10^{-5}\text{ T.m}$  !!!

### V.3. Outras considerações

No translado do “wiggler”, duas fontes de erros devem ser consideradas:

- A deformação centrípeta, Seção 3.6.4.
- A centralização do DI com relação à bobina girante, Seção 3.6.5.

Porém, seus valores são desprezíveis frente à ordem de grandeza que se deseja medir.

### V.4. Medições

As Figuras V.4 e V.5 mostram o resultado obtido para as componentes dipolares normais e “skew” ao se transladar o “wiggler” por um período magnético (180 mm). A linha contínua

corresponde a um ajuste em série de Fourier, com índices ímpares, para se conseguir uma função periódica simétrica, além do coeficiente constante. Esse coeficiente constante corresponde ao valor real da medida, excluindo-se o efeito dos defeitos.

A primeira conclusão ao se observar essas Figuras, é que o efeito dos defeitos foi drasticamente reduzido no conceito da bobina de tungstênio. A amplitude de oscilação da bobina fixada nos fios de “twaron” atinge mais de 1000 gauss.cm ( $1 \times 10^{-3}$  T.m), enquanto na de tungstênio está por volta de 10 gauss.cm ( $1 \times 10^{-5}$  T.m).

Visualizando a Figura V.5, nota-se a formação de uma “pseudo-oscilação” em função da posição “y”. Poder-se-ia argumentar que essa pseudo-oscilação é decorrência dos defeitos. Infelizmente, 180 mm é o máximo alcance para o translado do “wiggler”, impedindo uma aferição mais perfeita do comportamento periódico. As medidas ocorreram na posição  $y = 128$  mm, onde o ajuste da função periódica possui uma boa coincidência com os pontos e o “wiggler” está centralizado na extensão da bobina girante. Aceitando-se a teoria de que existe um ponto onde os efeitos dos defeitos são cancelados, ele corresponde à posição  $y = 93$  mm, para o dipolo normal, e traz uma diferença de 4 gauss.cm ( $4 \times 10^{-6}$  T.m), com relação à posição 128 mm. A medida do dipolo “skew” foi bem mais ruidosa, não sendo possível distinguir uma clara tendência à periodicidade.

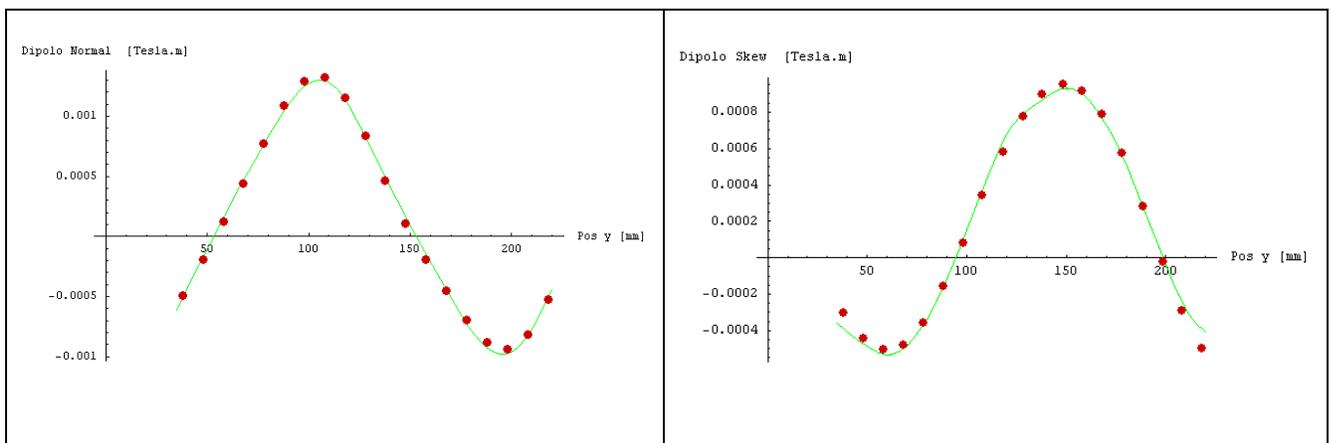


Figura V.4. Variação das componentes dipolares normal ( $N_1$ ) e “skew” ( $S_1$ ) em função do translado do “wiggler”, para a bobina fixada em fios de “twaron” (resultados para o espaçamento vertical de 22 mm).

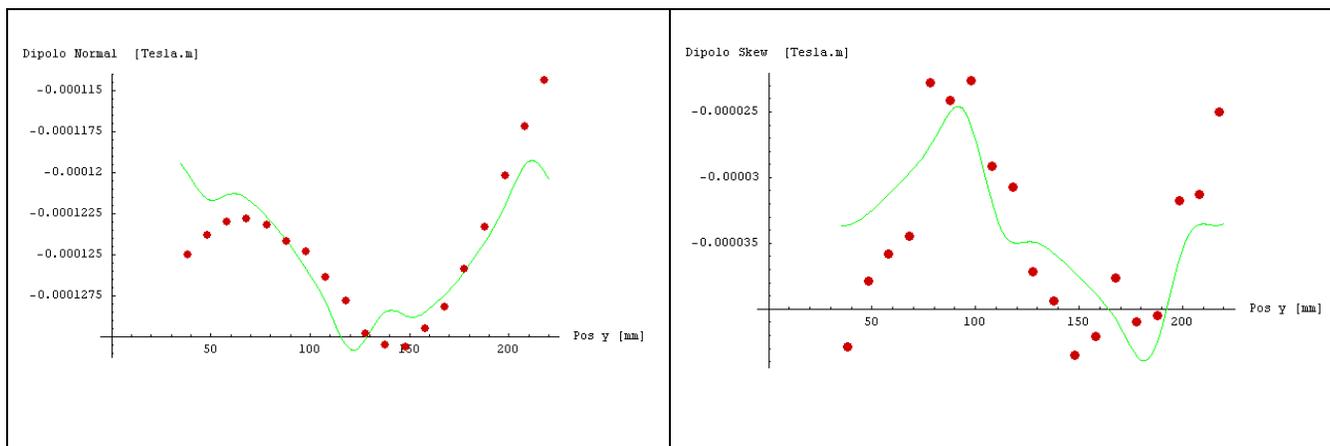


Figura V.5. Variação das componentes dipolares normal ( $N_1$ ) e “skew” ( $S_1$ ) em função do translado do “wiggler”, para a bobina de tungstênio (resultados para o espaçamento vertical de 22 mm).

## V.5. Conclusão

Quando se deseja medir campos integrados muito pequenos, uma atenção especial deve ser dada aos erros de construção da bobina girante. O processo proposto para se conseguir diminuir a influência de tais defeitos no valor real, foi a translação do “wiggler” de um período. Os resultados obtidos com as medições estão conforme o previsto: periódicos e simétricos com relação à inversão de polaridade do campo. Por esse procedimento encontram-se, então, duas posições para as medições (uma para a componente dipolar normal e outra para a “skew”), onde a influência dos defeitos é minimizada.

## APÊNDICE VI – Fotos das Montagens com Sensores Hall



Figura VI.1. Foto do “wiggler” na bancada de caracterização – prédio de Ímãs – sala 26.

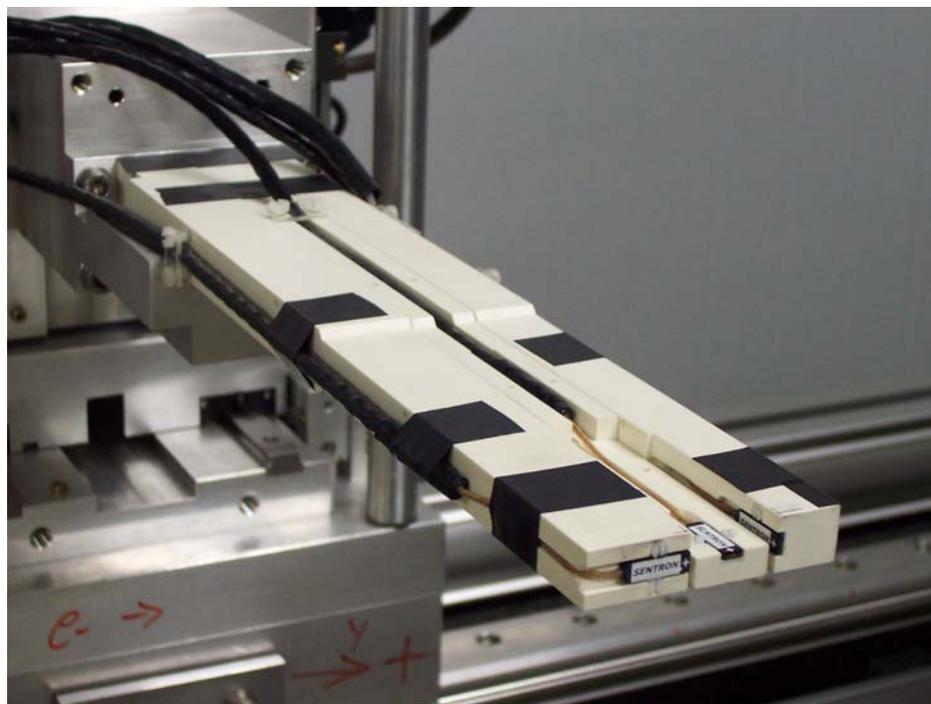
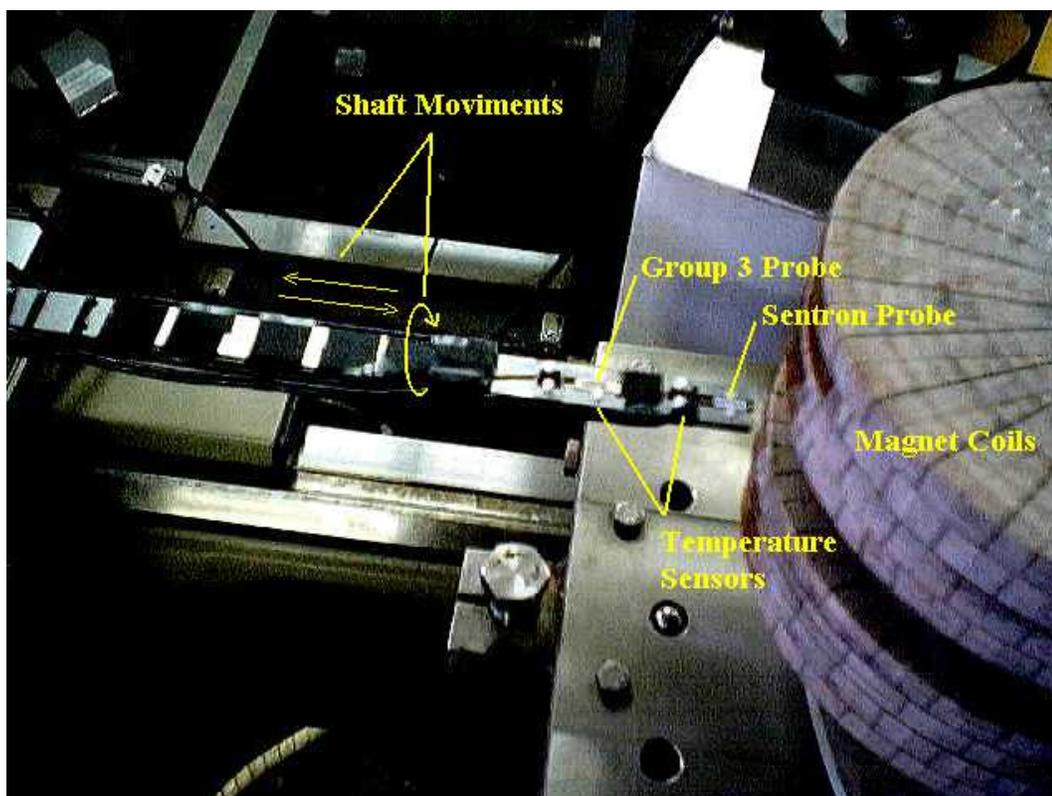
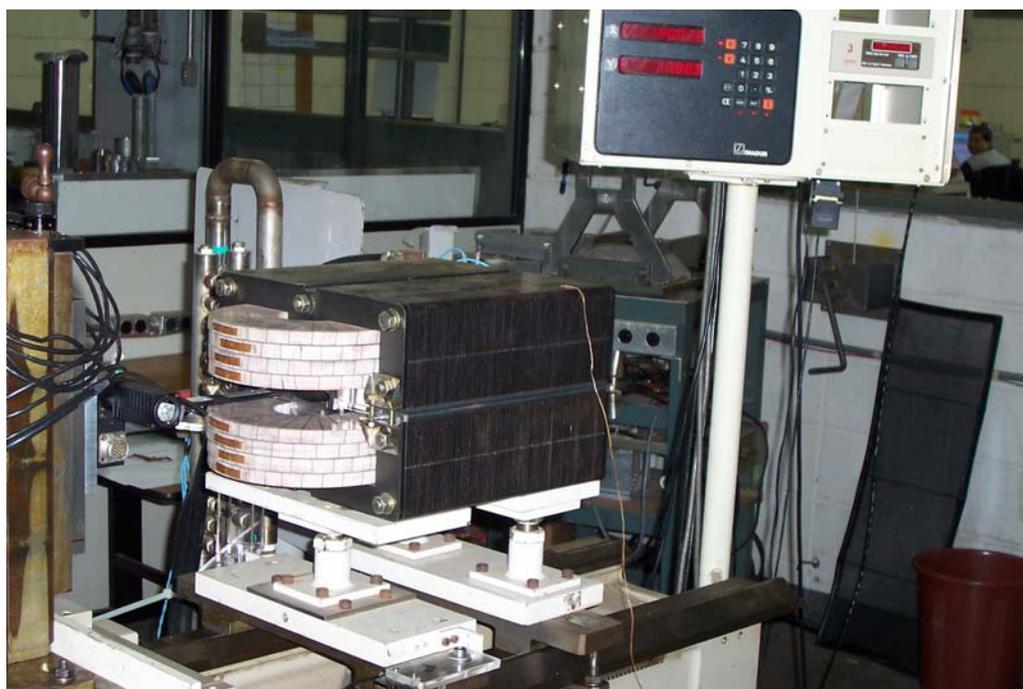


Figura VI.2. Suporte de PVC para os três sensores Hall.

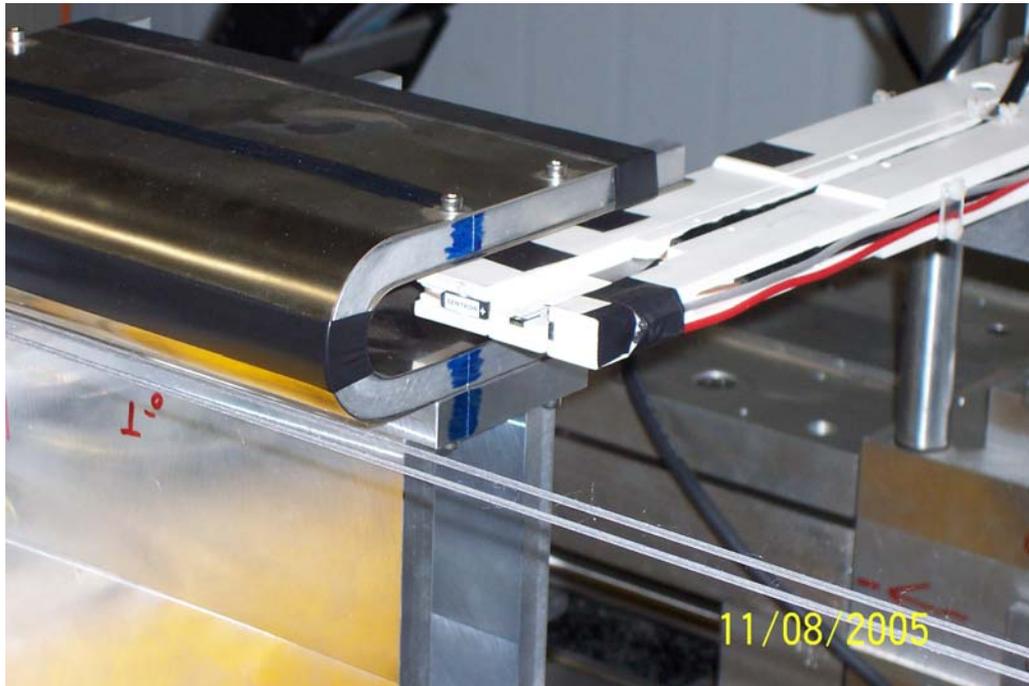


*Figura VI.3. Arranjo experimental para a medida de assimetria dos sensores Hall.*

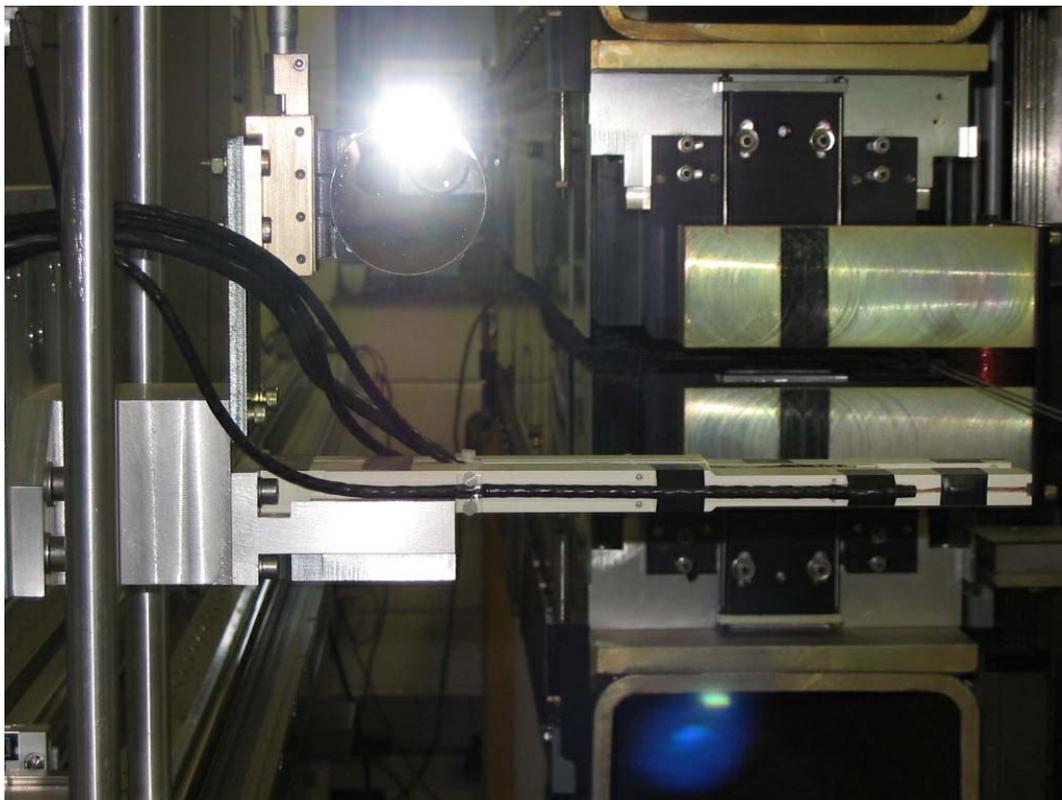
*Nota: tradução das palavras da Figura VI.3. Shaft moviments: movimentos da haste; Group3 probe: sensor Hall da Group3; Sentron probe: sensor Hall da Sentron; temperature sensors: sensores de temperatura; magnet coils: bobinas do imã.*



*Figura VI.4. Magneto de 2 T, utilizado para a medida de assimetria dos sensores Hall.*



*Figura VI.5. Sensores Hall entrando na câmara de zero gauss.*



*Figura VI.6. Processo de autocolimação para a correção da posição longitudinal dos sensores Hall. A mancha luminosa corresponde ao espelho que reflete a imagem gerada pelo teodolito.*

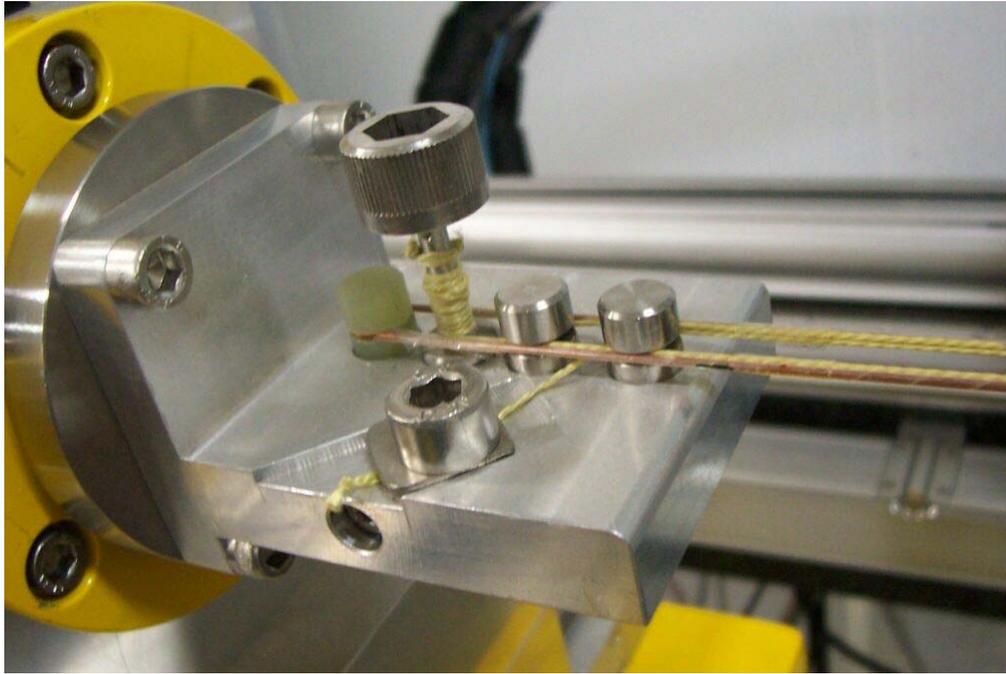
## APÊNDICE VII – Fotos do Sistema de Bobina Girante



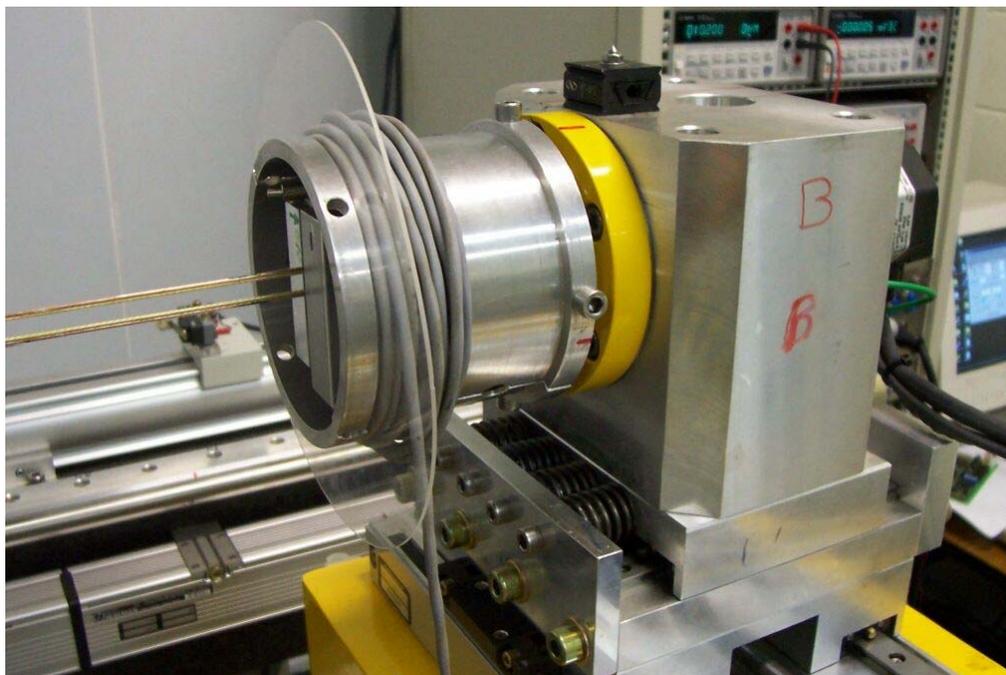
*Figura VII.1. Bobina girante e seus acionadores mecânicos em evidência.*



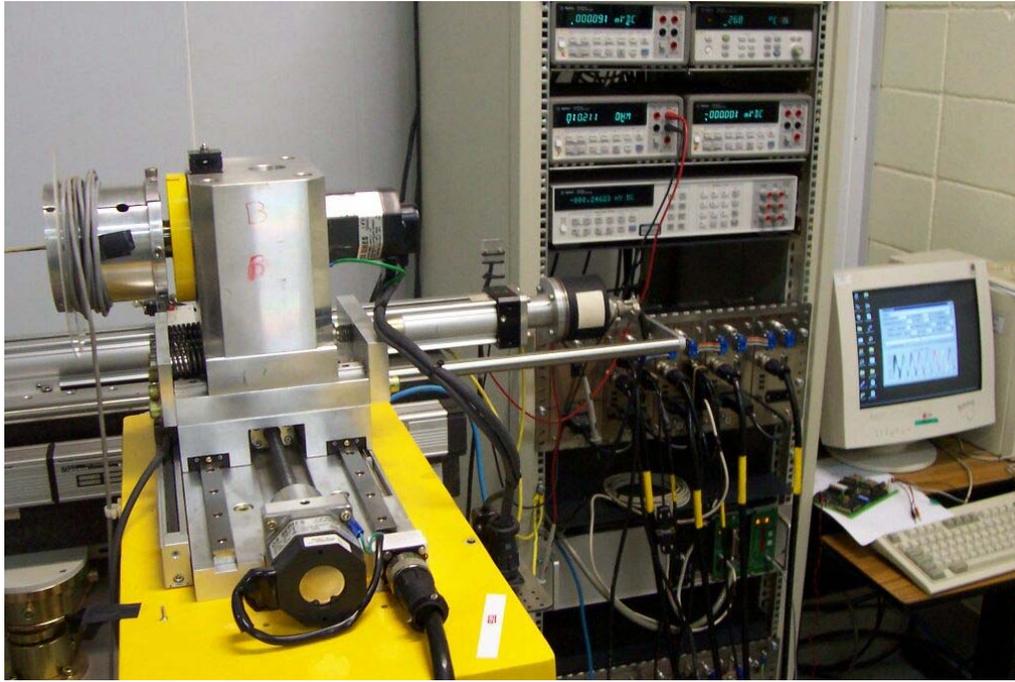
*Figura VII.2. “Wiggler” sendo caracterizado com a bobina girante.*



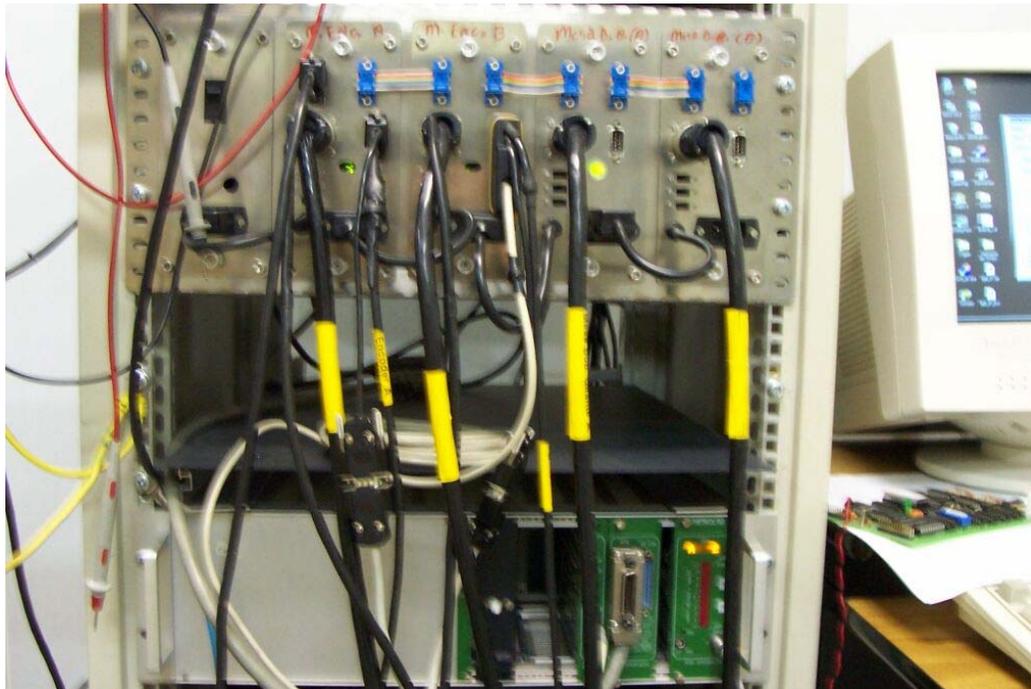
*Figura VII.3. Detalhes da fixação dos fios de “twaron” e da bobina.*



*Figura VII.4. Outra extremidade da bobina girante, onde externamente ao cilindro está sendo enrolado o cabo que leva o sinal para o integrador, e no seu interior, está a caixinha do amplificador.*



*Figura VII.5. “Rack” que contém os “drivers” e o integrador.*



*Figura VII. 6. Vista ampliada do integrador e dos “drivers”.*

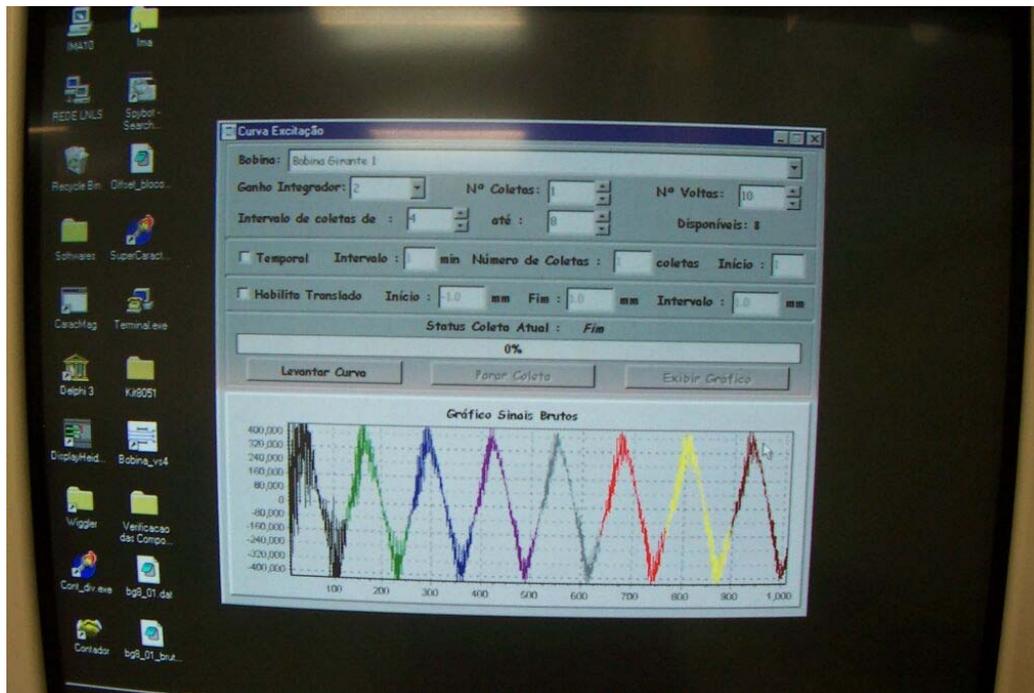


Figura VII.7. Tela do computador exibindo uma aquisição de dados. Observa-se que as primeiras voltas são bem mais ruidosas.



Figura VII. 8. Vista lateral do "wiggler" sendo caracterizado.



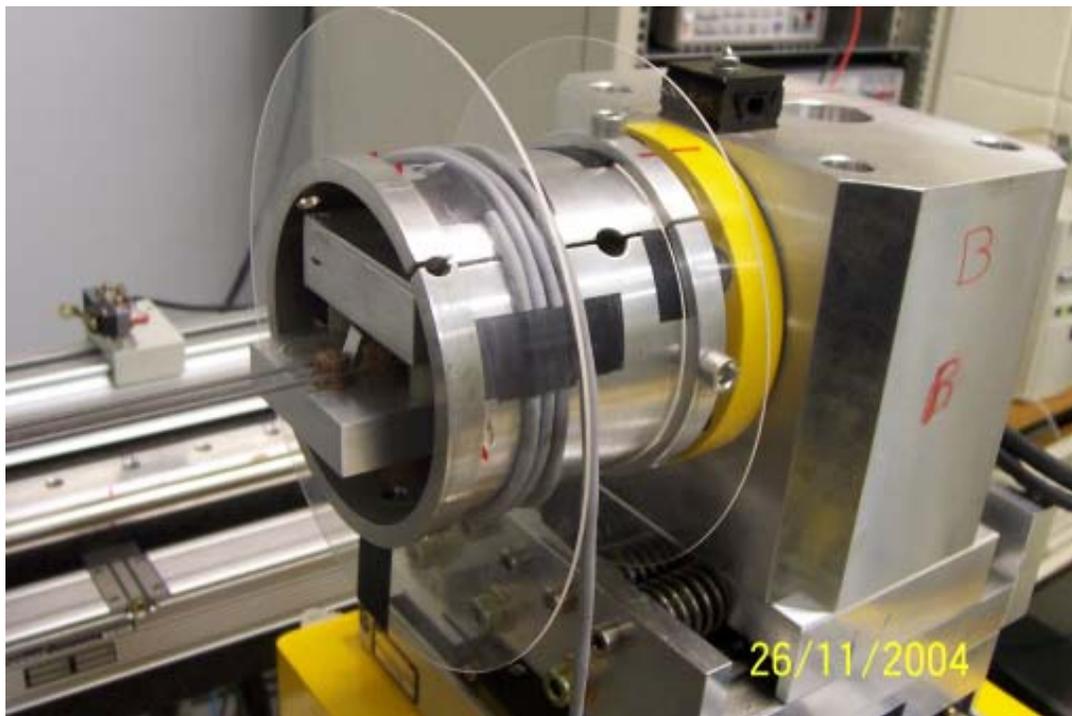
*Figura VII.9. Vista dos espaçadores/estiradores dos fios de tungstênio. Estes espaçadores são feitos de celeron.*



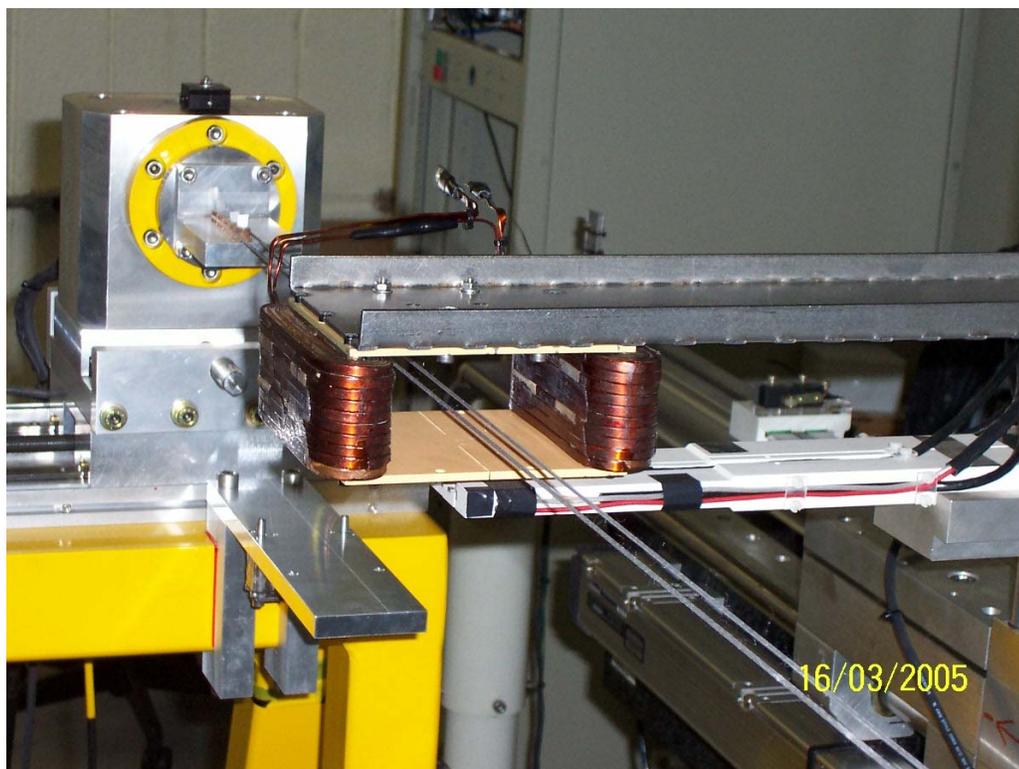
*Figura VII.10. Visão ampliada dos espaçadores/estiradores.*



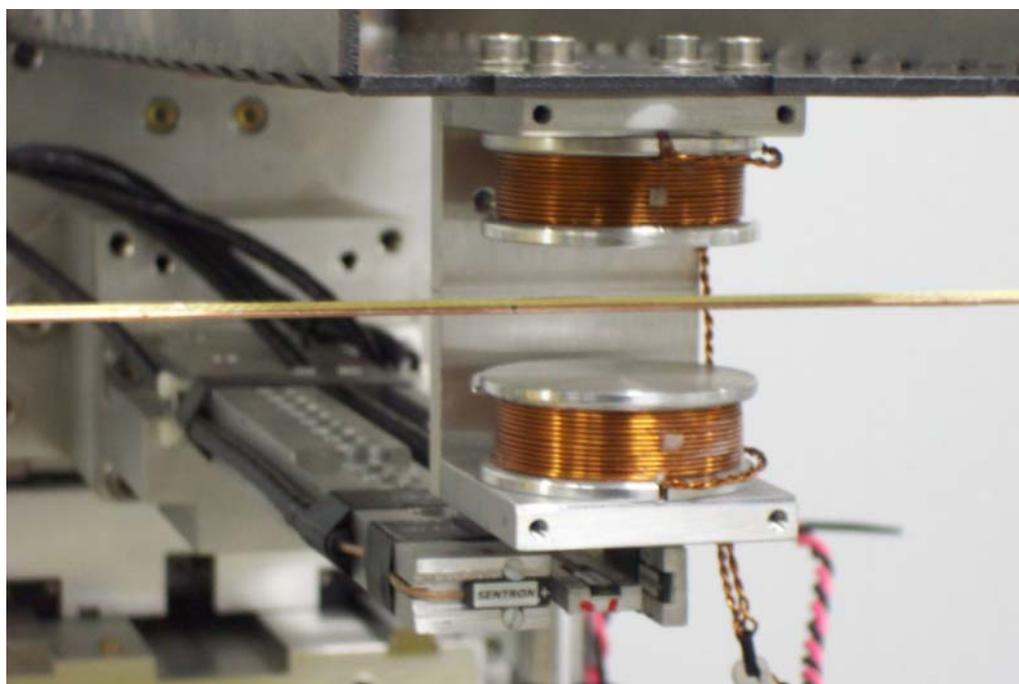
*Figura VII.11. Extremidade utilizada para esticar os fios. A outra extremidade contém o conjunto de molas e a escala para a medida da força.*



*Figura VII. 12. Extremidade com as molas que tracionam os fios de tungstênio.*



*Figura VII.13. Dipolo tipo “window-frame” utilizado para caracterizar as bobinas girantes.*



*Figura VII.14. Bobinas utilizadas para a geração de um campo magnético bem determinado, a fim de verificar a acurácia da bobina girante.*

## Referências

- [1] LIÉNARD, A. La théorie de Lorentz. **Revue D'Électricité**, France, v.44, n.10, pp.417-461, mar. 1898.
- [2] POLLOCK, H.C. The discovery of synchrotron radiation. **Am. J. Phys.**v.51,n. 3, p.278-280,1983.
- [3] ALTARELLI M.; SCHLACHTER, F.; CROSS, J. Making Ultrabright X-Rays. **Scientific American**. New York, Scientific American Inc. v. 279, n. 6, pp.36-43, 1998.
- [4] WINICK, H.; BROWN, G.; HALBACH, K.; et al. Wiggler and undulator magnets. **Physics Today**. v.34, n.5, pp. 50-63, May. 1981.
- [5] WALKER, R.P.; DIVIACCO, B. Insertion Devices – Recent Developments and Future Trends. **Synchrotron radiation News**. v.13, n.1. pp.33-42, 2000.
- [6] SCHLUETER, R.D.Wiggler and Undulator Insertion Devices(Chapter 14). In: **Synchrotron Radiation Sources- A Primer**. Singapore: Herman Winick, 1995. pp.377-406.
- [7] MOOG, E.R. Novel Insertion Devices. In: PROCEEDINGS OF THE 2003 PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE.,pp.156-160.
- [8] KITAMURA, H.; HARA,T.; TANAKA, T. et al. Design Criteria and Technology Challenges for the Undulators of the Future. In: PROCEEDINGS OF THE 2004 EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, pp.59-63.
- [9] HOFMANN A. Review Section of Physics Letters, v. 64, n. 5, pp. 253-281, 1980 (Series Physics Report).
- [10] WIEDEMANN, H. **Particle Accelerator Physics**. New York: Springer-Verlag, 1993.pp.311-317.
- [11] SVENSSON, S.; HERNNAS,B.; BENNICH, P. **Synchrotron Radiation**: Lecture Notes. Uppsala: Uppsala Universitet-Fysiska Institutionen.
- [12] HOFMANN, A. **ACD-Note**. SSRL, 1986.
- [13] JACKSON ,J.D. **Classical Electrodynamics**. Canada: John Wiley, 1998. pp.662-665.
- [14] Liu Lin and Pedro F. Tavares. “A hybrid multipolar wiggler for protein crystallography at the LNLS Synchrotron Light Source.” Technical Memorandum (MT). n<sup>o</sup> 1, LNLS, 2003.
- [15] TOSIN,G.; CITADINI, J. F.; CONFORTI, E. Hall Probe Bench for Insertion Devices Characterization at LNLS. **IEEE Trans. Instrum. Meas.**, submitted for publication, 2005.
- [16] HALL, E.H. On a New Action of the Magnet on Electric Currents. **American Journal of Mathematics**. v. II, 1879.
- [17] SCHOTT, C.; POPOVIC, R.S.; ALBERTI, S. High accuracy magnetic field measurements with Hall probe. **Rev. Sci. Instrum.** v.70, n.6, pp.2703-2707, 1999.
- [18] MARKS, S. Precise Integration of Undulator Hall Probe Scan. **IEEE Trans.on Magnetics**. v.30, n. 4, pp.2435-2438, 1994.
- [19] HWANG, C.S.; LIN, F.Y.; HUANG, T.H.; et al. High-precision harmonic magnetic-field measurement and analysis using a fixed angle hall probe. **Rev.Sci.Instrum.**, v.65, n.8, pp.2548-2555, 1994.
- [20] HWANG, C.S.; FAN, T.C.; LIN, F.Y.; et al.Advanced field-measurement method with three orthogonal Hall probes for an elliptically polarizing undulator. **J. Synchrotron Rad.**, v.5, pp.471-474, 1998.
- [21] HWANG, C.S.; LIN, F.Y.; TSENG, P.K. A PC-Based Real-Time Hall probe Automatic Measuremnt System for Magnetic Fields. **IEEE Trans. Instrument. Measur.**, v.48, n.4, pp.858-863.
- [22] POOLE, M.W.; WALKER, R.P. Hall effect probes and their use in a fully automated magnetic measuring system. **IEEE Trans. Magnetics**., v.MAG-17, n.5, pp.2129-2132, 1981.
- [23] CITADINI, J.F.; FRANCO, G. S. Sincronismo de Disparo de Coletas da Bancada de Caracterização Magnética. **Nota Técnica**. LNLS, Outubro 2004.
- [24] Rare-earth magnets. Disponível em: <<http://www.vacuumschmelze.com>>.

- [25] Magnet. Software for Electromagnetics, Infolytica Corporation. Disponível em: <<http://www.infolytica.com>>
- [26] HALBACH, K. Permanent-magnet undulators. **Journal de Physique**, France, v.44 (NC-1), pp.211-216, fev. 1983.
- [27] WALKER, R. P. Interference effects in undulator and wiggler radiation sources. **Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A.**, v.335, pp.328-337, 1993.
- [28] SASAKI, S. Analyses for a planar variably-polarizing undulator. **Nucl. Instr. and Meth. A.**, v.347, pp.83-86, 1994.
- [29] LIDIA,S.; CARR, R. An elliptically-polarizing undulator with phase adjustable energy and polarization. **Nucl. Instr. and Meth. A.**, v.347, pp.77-82, 1994.
- [30] TOSIN, G.; CITADINI, J.F.; CONFORTI, E. Long rotating coil system based on stretched tungsten wires for insertion devices characterization. **IEEE Trans. Instrum. Meas.**, submitted for publication, 2005.
- [31] TOSIN, G.; CITADINI, J.F.; CONFORTI, E. Long rotating coil system supported by “twaron” wires for insertion devices characterization. In: SBMO/IEEE MTT-S INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONICS CONFERENCE, 2005. to be published.
- [32] SILVA, C.E.T Gonçalves da. Magnetic Flux Measurement with Rotating Coils, **Technical Note, LNLS**, 1991.
- [33] TOSIN, G. Técnica de Bobina Girante, **Comunicação Técnica (CT)**. n.14, LNLS, 1998.
- [34] ZANGRANDO, D.; WALKER, R.P. A stretched wire system for accurate integrated magnetic field measurements in insertion devices. **Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A.**, v.376, pp.275-282,1996.
- [35] HWANG, C.S.; HONG, C.H.; LIN, F.Y.; et al. Stretched-wire system for integral magnetic field measurements. **Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. A.**, v. 467-468, pp.194-197, 2001.
- [36] HWANG, C.S.; LIN, Fu Yuan; FAN, Tai-Ching. Integral magnetic field measurement using an automatic fast long-loop-flip coil system. **IEEE Trans. Instrum. Meas.** v.52, p.865-870, 2003.
- [37] TOSIN, G. Analysis of static errors for long rotating coil system. **Technical Memorandum (MT)**. n.05, LNLS, 2003.
- [38] PDI5025 high precision digital integrator’s manual, Metrolab.
- [39] CITADINI, J.F.; SCHIAVON, F.D.; FRANCO, G. S. Circuito de proteção da Bobina Girante. **Nota Técnica**, LNLS, Novembro 2004.
- [40] PRESS W.H., VETTERLING W.T., TEUKOLSKY S.A. , FLANNERY B.P. **Numerical Recipes in Fortran: The Art of Scientific Computing**, 2.ed., Cambridge, Cambridge University Press, 1992, Chapter 12.
- [41] DAVIES, W.G.. The theory of the measurement of magnetic multipole fields with rotating coil magnetometers. **Nucl. Instr. and Meth. A.**, v.311, pp.399-436, 1992.
- [42] JAIN, A.K. Effects of Measuring Coil Imperfections on the Measured Field Parameters. **AD/SSC/Tech. n. 99**. Brookhaven National Laboratory, January 1992.
- [43] LI W.; COLES, M. Systematic Error Analysis of Rotating Coil Using Computer Simulation. **SSCL-Preprint-289**, April 1993.
- [44] TOSIN, G. Informativos da Caracterização Magnética do Wiggler da STI Optronics. **Comunicação Técnica (CT)**. n.01, LNLS, 2005.
- [45] CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.; CHAVANNE, J. A 3D Magnetostatics computer code for insertion devices. **J. of Synchrotron Rad.**, v.5, pp.481-484, 1998. The Radia code. Disponível em: <<http://www.esrf.fr/machine/support/ids/Public/Codes/software.html>>.
- [46] STI OPTRONICS. **LNLS wiggler Manual**, Bellevue, WA: STI Optronics, 2003.
- [47] ZANGRANDO, D. INTERNATIONAL MAGNET MEASUREMENT WORKSHOP, 12<sup>th</sup>, 2001. ESRF, Grenoble, France, October 2001.
- [48] Danfysik A/S. Disponível em: <<http://www.danfysik.com>>.

- [49] XU, J. Z.; VASSERMAN, I. A New Magnetic Field Integral Measurement System. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, 2005.
- [50] CHAVANNE, J.; et al. Undulador an wiggler construction at the ESRF. In: INTERNATIONAL MAGNET MEASUREMENT WORKSHOP, 12<sup>TH</sup>, 2001. ESRF, Grenoble, France, October, 2001.
- [51] GOLDBERG, C.; DAVIS, R.E. **Phys. Rev.**, v.94, n.5, pp.1121, 1954.
- [52] BOETTGER, J. **Sensors Magazine**. December 1997.
- [53] POOLE, M.W.; WALKER, R.P. **IEEE Transaction on Magnetics**. v.17, n.5, pp.2129-2132, 1981.
- [54] BERKES, B. Influence of magnetic gradient fields on the Hall effect. In: PROCEEDINGS OF THE TWELFTH INTERNATIONAL MAGNET MEASUREMENT WORKSHOP, 12<sup>th</sup>. ESRF, Grenoble, France, 2001.
- [55] INTERNATIONAL MAGNET MEASUREMENT WORKSHOP, 12TH., 2001, Grenoble-France. **Planar Hall effect in the vertical Hall Sensor**. Part II. France: ESRF, 2001. pp.1-17.
- [56] SCHOTT, C.; et al. High accuracy magnetic field measurements with a Hall probe. *Rev. Sci. Instrum.* **70** (6), 2703, 1999.
- [57] LOOK, David C. **Electrical characterization of GaAs materials and device**. John Wiley & Sons Ltd., 1989.
- [58] BURKE, Harry E. **Handbook of magnetic phenomena**. Van Nostrand Reinhold Company Inc., 1986.
- [59] FEYNMAN, R.P.; LEIGHTON R.B.; SANDS, M. **The Feynman Lectures on Physics**: mainly electromagnetism and matter. 6. imp. Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1977. pp.1-5. cap.17. v.2.
- [60] PURCELL, E.M. **Electricity and Magnetism**: Berkeley Physics Course. 2.ed. New York: McGraw-Hill Inc, 1985. v.2. pp.255-271.
- [61] REITZ, J.R.; MILFORD, F.J.; CHRISTY, R.W. **Fundamentos da Teoria Eletromagnética**. 3.ed. Rio de Janeiro: Campus, 1988. pp.230-234.
- [62] WANGSNES, R.K. **Electromagnetic Fields**. 2.ed. Singapore: John Wiley & Sons Inc, 1979. pp.263-277.
- [63] BOYCE, W.E.; DIPRIMA, R.C. Equações diferenciais elementares e problemas de valores de contorno. Rio de Janeiro: Guanabara, 1977. 3d. pp. 465-471.

### **Referências de Epígrafes**

- CONRAD, Joseph. **Lord Jim**. Local: Nova Cultura, 2003. 162p. (Obras Primas).
- POE, Edgar Allan. **Histórias Extraordinárias**. Local: Nova Cultura, 2003. 355p. (Obras Primas).
- HUGO, Victor. **Os Trabalhadores do Mar**. Local: Nova Cultura, 2003. 236p. (Obras Primas).
- BÍBLIA ECLESIASTES. Salomão. Português. **Bíblia Sagrada**. Brasília-DF: Sociedade Bíblica do Brasil, 1988. cap. 4, vers. 4.