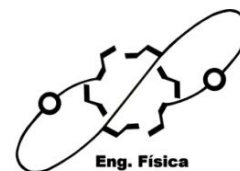




UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA - CCET
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
Coordenação de Graduação do Curso de Engenharia Física
Rodovia Washington Luiz, Km 235 - Caixa Postal 676 - CEP 13565-905
São Carlos - SP - Brasil - Fone: (16) 3351-8222 - e-mail: enfi@ufscar.br



JOÃO HENRIQUE RAMOS SILVA

DISPOSITIVO DE INSERÇÃO SUPERCONDUTOR EM ACELERADOR SÍNCROTRON: PROJETO MAGNÉTICO E SIMULAÇÃO

SÃO CARLOS - SP
2022

JOÃO HENRIQUE RAMOS SILVA

DISPOSITIVO DE INSERÇÃO SUPERCONDUTOR EM
ACELERADOR SÍNCROTRON: PROJETO MAGNÉTICO E SIMULAÇÃO

Trabalho Final de Curso apresentado à
Coordenação do Curso de Engenharia
Física, vinculada ao Departamento de
Física da Universidade Federal de São
Carlos, para obtenção do título de
Bacharelado em Engenharia Física.

Orientador: Fabiano Colauto
Coorientador: Ruy Hanazaki do Amaral

São Carlos - SP
2022

Silva, João Henrique Ramos

Dispositivo de inserção supercondutor em acelerador síncrotron: projeto magnético e simulação / João Henrique Ramos Silva -- 2022.
54f.

TCC (Graduação) - Universidade Federal de São Carlos, campus São Carlos, São Carlos

Orientador (a): Fabiano Colauto

Banca Examinadora: Ruy Hanazaki do Amaral Farias, Maycon Motta

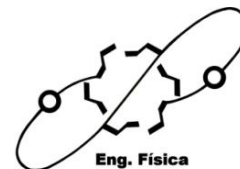
Bibliografia

1. Eletroímãs supercondutores. 2. Aceleradores de partículas. 3. Projeto magnético. I. Silva, João Henrique Ramos. II. Título.

Ficha catalográfica desenvolvida pela Secretaria Geral de Informática (SIn)

DADOS FORNECIDOS PELO AUTOR

Bibliotecário responsável: Ronildo Santos Prado - CRB/8 7325



FICHA DE AVALIAÇÃO DE TRABALHO FINAL DE CURSO – ENGENHARIA FÍSICA

Aluno(a): João Henrique Ramos Silva

Título: Dispositivo de Inserção Supercondutor em Acelerador Síncrotron: Projeto Magnético e Simulação

Prof(a). Orientador(a): Fabiano Colauto

Prof(a). Examinador(a) 1: Ruy Hanazaki do Amaral Farias

Prof(a). Examinador(a) 2: Maycon Motta

Itens avaliados	Orientador	Examinador 1	Examinador 2
Redação (atribuir notas de 0 a 2)			
Apresentação oral (atribuir notas de 0 a 2)			
Conteúdo desenvolvido no trabalho (atribuir notas de 0 a 4)			
Arguição (atribuir notas de 0 a 2)			

São Carlos, 20 de abril de 2022.

Prof(a). Orientador(a)

Prof(a). Examinador(a) 1

Prof(a). Examinador(a) 2

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço à minha família, em especial ao meu pai Valter, à minha mãe Leila, e ao meu irmão Vitor, por toda ajuda, oração e confiança transmitida a mim e, mesmo longe de casa, estiveram sempre muito presentes nos instantes mais importantes da minha vida.

Agradeço ao meu namorado Emerson, por estar junto a mim em todos esses cinco anos de graduação, sempre me ajudando, me consolando, me ensinando, e claro, comemorando e se emocionando comigo a cada objetivo conquistado.

Agradeço aos meus amigos e colegas de turma da UFSCar, que acompanharam de perto a minha trajetória, semestre a semestre, sempre em muita união e vivendo intensamente cada experiência da Universidade.

Agradeço ao CNPEM, em especial aos profissionais da Engenharia e Tecnologia e do Grupo Ímãs, por todo o conhecimento adquirido e pela confiança em meu trabalho enquanto estagiário e, agora, profissional do Centro.

Por fim, agradeço aos meus professores e orientadores, em especial ao professor Fabiano e à Luana, que me direcionaram, me ajudaram e ainda me inspiram como pessoa, sempre demonstrando ter muito conhecimento, responsabilidade, disposição e humildade em suas falas e atitudes.

“Em algum lugar, algo incrível está esperando para ser descoberto.”

(Carl Sagan)

RESUMO

Linhas de luz em aceleradores síncrotrons comumente necessitam de instalação de ímãs de alto campo e dispositivos de inserção para produzir radiação de alta energia. O interesse em campos magnéticos cada vez maiores fomenta a utilização de dispositivos supercondutores. Nesse trabalho, foram desenvolvidos três diferentes modelos magnéticos preliminares de um *wavelength shifter* supercondutor (SWLS). Em relação ao projeto magnético, o objetivo foi desenvolver um dispositivo capaz de gerar até 7 T, dentro das especificações óticas e de margem de operação previamente estabelecidas, de forma a adequar o SWLS em um trecho retilíneo de um acelerador síncrotron. Os resultados foram obtidos a partir de simulações computacionais, sendo discutido desde a otimização de parâmetros geométricos dos modelos até as análises da distribuição espacial de campo magnético.

Palavras-chave: Dispositivos de inserção supercondutores. Eletroímãs supercondutores. Aceleradores de partículas. Projeto magnético. Simulações magnéticas.

ABSTRACT

Beamlines in synchrotron accelerators commonly require the installation of high-field magnets and insertion devices to produce high-energy radiation. High magnetic fields are an interesting issue that motivates the use of superconducting devices. In this work, three different preliminary magnetic models of a superconducting wavelength shifter (SWLS) were developed. Concerning the magnetic field, the goal was to develop a device capable of generating up to 7 T, within the optical specifications and operating margin previously determined, in order to adapt the SWLS in a straight section of a synchrotron accelerator. The results were obtained from computer simulations and discussed from the optimization of models' geometric parameters to the analysis of the magnetic field spatial distribution.

Keywords: Superconducting insertion devices. Superconducting magnets. Particle accelerators. Magnetic design. Magnetic simulations.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	8
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	9
2.1	Ímãs em Aceleradores	9
2.1.1	Equações de Maxwell	9
2.1.2	Campo Magnético de Multipolos	10
2.1.3	Tipos de Ímãs em Aceleradores	13
2.1.3.1	Dipolos	14
2.1.3.2	Quadrupolos	15
2.1.3.3	Sextupolos	16
2.1.4	Dispositivos de Inserção	17
2.2	Dispositivos Supercondutores	21
2.2.1	Noções de Supercondutividade	22
2.2.2	Fios Supercondutores	25
2.3	Projeto Magnético	28
2.3.1	Núcleo e Polo Magnético	28
2.3.2	Design de Dispositivos Supercondutores	30
2.3.3	Load Line e Margem de Operação	31
2.3.4	Estabilidade e Quench	33
3	OBJETIVO	35
4	MÉTODOS	36
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	38
5.1	Geometria dos Modelos	39
5.2	Dimensões e Propriedades dos Fios	40
5.3	Distribuição de Campo Magnético	43
5.4	Análise da Load Line e da Margem de Operação	46
5.5	Considerações Finais	48
6	CONCLUSÃO	49
	REFERÊNCIAS	51
	APÊNDICE A - Curvas $B \times H$ dos materiais utilizados	53

1 INTRODUÇÃO

No último século, diversos avanços na física e na engenharia permitiram o desenvolvimento de equipamentos avançados e materiais com propriedades específicas para certas aplicações. Destacam-se entre esses equipamentos os aceleradores de partícula, não apenas pela complexidade, mas também pela importância no desenvolvimento científico. Essas máquinas são atualmente utilizadas em diferentes áreas do conhecimento, desde a física de partículas até aplicações médicas, industriais e outras áreas de pesquisa. No caso de aceleradores síncrotrons, um feixe de elétrons circula o acelerador conduzido por dispositivos magnéticos, emitindo fótons com energia específica durante esse processo, a chamada “luz síncrotron”. Essa radiação é direcionada através de linhas de luz a estações experimentais.

O Sirius é um acelerador síncrotron de 4ª geração e está atualmente em comissionamento no Brasil, integrando a infraestrutura do Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais (CNPEM). Nas linhas de luz do Sirius atualmente utilizam-se ímãs e eletroímãs que geram campos magnéticos elevados, além de dispositivos de inserção para produzir radiação de alta energia: um exemplo são os potentes dipolos permanentes de 3,2 T.

No entanto, há demandas por linhas de luz de tomografia de alta energia, o que requer um fluxo de fótons com energias superiores a 150 keV. Nesse sentido, um dispositivo de inserção como um *wavelength shifter* supercondutor (SWLS) seria de grande interesse principalmente pelas seguintes razões: atenderia aos requisitos propostos para a linha de luz de tomografia de alta energia; pode ser instalado em uma das seções retas do Sirius sem impactar a rede magnética do acelerador; e pode ser uma grande oportunidade para as equipes da Divisão de Engenharia e Tecnologia do CNPEM desenvolverem seu primeiro eletroímã supercondutor internamente. O progresso apresentado nesse trabalho complementa estudos anteriormente desenvolvidos no centro de pesquisa, que consistiram no projeto conceitual de um dipolo supercondutor para o Sirius (VIANNA *et al*, 2022).

O objetivo proposto foi desenvolver um SWLS capaz de gerar campos magnéticos de até 7 T. O dispositivo final ainda precisa atender aos requisitos da ótica de feixe sem afetar a emitância da máquina, além de operar dentro de margens apropriadas de temperatura e corrente. O projeto magnético, em termos conceituais, é uma das primeiras etapas no processo de desenvolvimento do SWLS, o qual inclui desde a modelagem geométrica dos elementos do dispositivo até a extração e análise de dados da distribuição espacial de campo gerados por simulações magnéticas.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Nesta seção será apresentado o conceito de um dispositivo supercondutor para aceleradores. O funcionamento desse dispositivo é baseado em certas configurações de campos magnéticos produzidos por bobinas supercondutoras. Especificamente, o propósito deste trabalho é projetar e simular o campo magnético de um dispositivo supercondutor apropriado para ser inserido em um síncrotron.

2.1 Ímãs em Aceleradores

Campos magnetostáticos utilizados para desviar a trajetória de partículas em aceleradores são geralmente produzidos por multipolos, ou seja, uma combinação apropriada de polos magnéticos. Para se chegar a essa configuração, é necessário aplicar o princípio de superposição dos campos magnéticos e investigar o efeito que os multipolos exercem sobre o feixe que percorre o acelerador.

Impreterivelmente, faz-se necessário conhecer as equações que regem o eletromagnetismo, ou seja, as equações de Maxwell, as relações constitutivas e a força de Lorentz. Essas equações permitem explicar o comportamento de partículas carregadas na presença de campos elétricos e magnéticos.

2.1.1 Equações de Maxwell

As equações de Maxwell, na forma diferencial (GRIFFITHS, 2011), podem ser escritas como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

Os campos \vec{D} e \vec{H} estão relacionados com os campos \vec{E} e \vec{B} , respectivamente, através das constantes de permissibilidade elétrica (ϵ) e de permeabilidade magnética (μ):

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} \quad (6)$$

O campo magnético \vec{B} e o campo elétrico \vec{E} determinam a força de Lorentz, que é a força exercida sobre uma partícula de carga q e velocidade v ao atravessar uma região do espaço que contém esses campos:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (7)$$

A densidade de carga (ρ) e densidade de corrente (\vec{J}) podem ser consideradas como fontes de campos eletromagnéticos. Quando esses parâmetros são especificados como funções do espaço e, às vezes, do tempo, pode-se integrar as Equações 1 a 4 para encontrar os possíveis campos elétricos e magnéticos do sistema. Normalmente, a solução encontrada por integração não é única, por exemplo, o campo dentro de um ímã pode ser modificado pela propagação de uma onda eletromagnética em seu interior. No entanto, ao impor certas restrições, por exemplo, que os campos dentro de um ímã são independentes do tempo, é possível obter uma solução única para os campos em um determinado sistema de cargas e correntes elétricas.

Soluções mais realistas, como ocorre com campos no espaço tridimensional, necessitam, por vezes, de uma boa capacidade computacional; algumas técnicas sofisticadas foram desenvolvidas para resolver as equações de Maxwell numericamente com boa eficiência. Embora tais soluções conduzam a resultados acurados, outras soluções analíticas também são capazes de descrever com razoável aproximação os campos magnéticos reais.

Nas próximas seções, serão discutidas soluções analíticas de algumas configurações de dispositivos magnéticos comumente usadas em aceleradores: dipolos, quadrupolos, sextupolos e dispositivos de inserção. Nesta abordagem, serão considerados apenas campos magnéticos estáticos bidimensionais, desconsiderando efeitos do campo ao longo do feixe.

2.1.2 Campo Magnético de Multipolos

Considere uma região do espaço livre de cargas e correntes, por exemplo, no interior de uma câmara de vácuo de um acelerador. Se excluirmos efeitos de ondas eletromagnéticas propagantes, então, das Equações 4 e 6, teremos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0 \quad (8)$$

É possível mostrar que sistemas que respeitam as Equações 2 e 8 podem possuir campos magnéticos do tipo $\vec{B} = (B_x, B_y, 0)$, com B_x e B_y dados por:

$$B_y + iB_x = C_n(x + iy)^{n-1}, \quad (9)$$

onde: i é a unidade imaginária e C_n uma constante complexa (WOLSKI, 2010). Campos magnéticos escritos dessa forma são conhecidos como campos multipolos. O parâmetro n é um número inteiro e indica a ordem do multipolo: $n = 1$ para dipolos, $n = 2$ para quadrupolos, $n = 3$ para sextupolos, e assim por diante. Dessa maneira, aplicando o princípio de superposição, podemos escrever qualquer campo magnético bidimensional na forma $\vec{B} = (B_x, B_y)$, como:

$$B_y + iB_x = \sum_{n=1}^{\infty} C_n(x + iy)^{n-1} \quad (10)$$

Em certas circunstâncias, é conveniente tratar o campo magnético em coordenadas polares. Assim, a Equação 10 pode ser reescrita como:

$$B_\theta + iB_r = \sum_{n=1}^{\infty} C_n r^{n-1} e^{in\theta} \quad (11)$$

Ao escrever o campo nesta forma, é possível observar que para um multipolo de ordem n uma rotação do ímã de π/n em torno do eixo z simplesmente muda o sinal do campo. Ainda, escrevendo $C_n = |C_n|e^{in\varphi_n}$, temos que φ_n determina a orientação do campo (convencionalmente, $\varphi_n = 0$ representa multipolos “normais”, enquanto $\varphi_n = \pi/2$ representa multipolos “*skew*”). A Figura 1 apresenta as linhas de campo magnético para alguns dos multipolos clássicos, comumente utilizados em aceleradores.

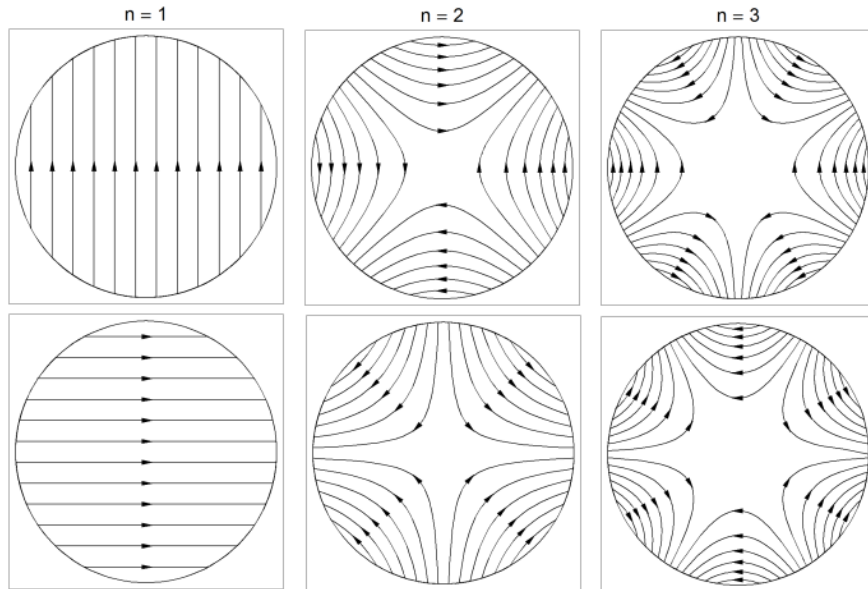


Figura 1: Representação esquemática das linhas de campo magnético para multipolos: (da esquerda para a direita) dipolos, quadrupolos e sextupolos; (em cima) normais e (embaixo) *skew*.

Fonte: Wolski.

* *Skew* significa uma rotação do ímã ao longo do eixo longitudinal em $90^\circ/n$, onde n indica a ordem do multipolo.

A forma exata do campo pode ter um impacto significativo na trajetória das partículas em um acelerador. Em simulações, os ímãs são especificados pelos coeficientes multipolares, ou seja, os C_n . Neste ponto, também podemos fazer uma distinção entre o campo de um ímã “projetado” e o campo de um ímã fabricado: o primeiro é consequentemente ideal, embora ainda possa conter outros componentes de campos multipolos, pois o projeto deve respeitar as restrições práticas. É possível otimizar esse campo de forma a minimizar a presença das componentes indesejáveis: (i) campos residuais, geralmente conhecidos como erros multipolares sistemáticos e presentes em qualquer ímã fabricado, e (ii) diferenças entre os multipolos projetados e reais, conhecidos como erros multipolares aleatórios (WOLSKI, 2010).

Portanto, é importante determinar os componentes multipolares em um campo magnético, seja a partir de um modelo magnético (projeto de um ímã ou eletroímã) ou de medições em um dispositivo real. Esse procedimento de determinar as componentes multipolares de um campo é denominado decomposição em multipolos. Existem diversas técnicas para se realizar essa decomposição, porém, as mais comuns são a decomposição polinomial (base cartesiana) e a decomposição por transformada de Fourier (base polar).

A decomposição polinomial consiste em determinar os coeficientes C_n a partir de um ajuste polinomial, que pode ser feito, por exemplo, medindo-se o campo B_y ao longo do eixo x de um ímã ($y = 0$), e realizando um ajuste polinomial de grau “ m ” finito:

$$iB_x + B_y = \sum_{n=1}^m C_n x^{n-1}. \quad (12)$$

Embora essa técnica gere, aparentemente, bons resultados, ela não é muito confiável, em especial quando há termos multipolos de ordem superior àquelas incluídas no ajuste, ou seja, $n > m$, que deveriam ser considerados no ajuste. Isso ocorre, pois, a base é constituída por monômios, que são funções não ortogonais, ou seja, a depender do conjunto de monômios escolhido, os coeficientes C_n do ajuste podem ser diferentes entre diferentes conjuntos.

Bases que utilizam funções ortogonais possibilitam determinar coeficientes únicos e com melhor precisão, não importa qual conjunto de funções seja escolhido. Na decomposição por transformada de Fourier, diferentemente da polinomial, utiliza-se de uma base ortogonal. Os coeficientes C_n são determinados partindo do seguinte procedimento: mede-se os campos B_r e B_θ , da Equação 11, para uma distância “ r_0 ” fixa, e coleta-se M conjunto de dados, referente aos ângulos θ_m , tais que:

$$\theta_m = \frac{2\pi m}{M}, \quad m = 0, 1, \dots, M - 1. \quad (13)$$

As medidas de campo referentes aos ângulos θ_m , B_m , são números complexos, cujas

partes real e imaginária são dadas pelas partes azimutal e radial das componentes, respectivamente. Dessa forma, as componentes C_n de um multipolo de ordem “ n ” são determinadas, por uma transformada de Fourier discreta:

$$C_n = \frac{1}{Mr_0^{n-1}} \sum_{m=0}^{M-1} B_m e^{-2\pi i n m / M}. \quad (14)$$

Note que para os diferentes índices n as funções $e^{-2\pi i n m / M}$ são ortogonais entre si, portanto, as componentes C_n são determinadas de maneira independente.

Apesar de mapas de campo em duas dimensões serem representações mais práticas e diretas da configuração de campo magnético dos ímãs, em três dimensões a quantidade de dados ou informações geradas por ímãs relativamente simples pode ser elevada, especialmente se uma alta resolução for necessária. Uma representação multipolar, no entanto, é capaz de descrever um campo magnético por meio de um conjunto relativamente pequeno de coeficientes, sendo possível determinar tanto o campo magnético com uma considerável precisão em qualquer região do espaço.

Por mais que a descrição bidimensional do campo já seja aplicável para diversos tipos de dispositivos magnéticos, há casos em que uma descrição tridimensional completa de um campo magnético é desejável, ou mesmo, necessária. Por exemplo, os campos de dispositivos de inserção são frequentemente representados como uma sequência de dipolos curtos de polaridade alternada, cuja natureza tridimensional do campo não deve ser ignorada. Assim, existem maneiras diferentes de abordar cada problema; o método a ser utilizado geralmente depende do problema a ser resolvido.

2.1.3 Tipos de Ímãs em Aceleradores

Em aceleradores existe uma trajetória esperada pela qual as partículas devem se mover. Nela, faz-se necessário produzir interações eletromagnéticas de forma que o feixe acelere, gire ou se focalize. A Equação 7 descreve bem o efeito que os campos elétrico e magnético produzem sobre partículas carregadas se movendo no espaço. Assim, para acelerar o feixe, precisamos de uma força na direção do movimento, sendo possível fazer isso por meio de cavidades de radiofrequência ressonantes (RFs), que produzem campos elétricos oscilante, organizadas de forma a impulsionar as partículas. Nas próximas discussões, serão apresentados os efeitos que dispositivos magnéticos provocam sobre o feixe, em especial a deflexão e a focalização por meio da aplicação de campo magnético multipolares.

2.1.3.1 Dipolo

Para defletir um feixe de partículas carregadas, são utilizados conjuntos de ímãs dipolares, ou seja, ímãs (ou eletroímãs) que proporcionam campos magnéticos uniformes, Equações 15.1 e 15.2, entre dois polos opostos, Figura 2 (ZICKLER, 2010). Até poderíamos utilizar campos elétricos para defletir a trajetória, mas como as partículas são aceleradas a velocidades muito próximas à da luz, o efeito que um dipolo com campo magnético $B = 1\text{ T}$ provoca seria equivalente, por exemplo, a um sistema que produz um campo $E = 3 \times 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$, que é um campo elétrico extremamente elevado, sendo muito mais vantajoso e prático a utilização de dipolos magnéticos.

$$B_y = B_0 \text{ constante, dipolo normal} \quad (15.1)$$

$$B_x = B_0 \text{ constante, dipolo skew} \quad (15.2)$$

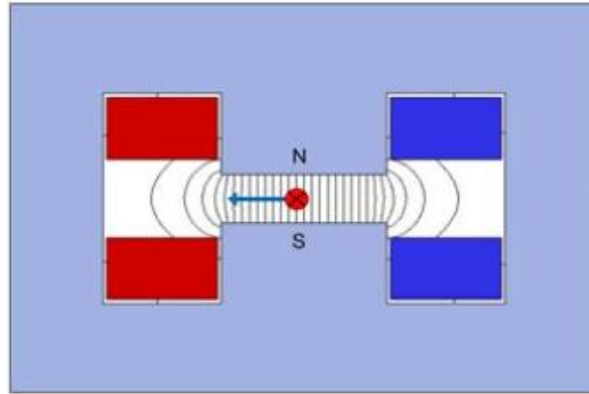


Figura 2: Imagem esquemática de um dipolo magnético gerado por um par de bobinas, bem como a direção da força gerada sobre o feixe (considerando que este viaja em direção ao “interior” do plano da figura). Fonte: Zickler.

Os campos magnéticos não produzem ganhos de energia ao feixe, mas podem guiar sua trajetória no interior dos aceleradores. Como consequência, a velocidade “ v ” e a energia “ \mathcal{E} ” do feixe, para uma partícula a velocidades relativísticas, são conservadas ao atravessar uma região com presença de campo magnético \vec{B} , sendo sua energia dada por (GRIFFITHS, 2011):

$$\mathcal{E} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (16)$$

com $\beta = \frac{v}{c}$. Considerando que uma partícula, nessa situação, percorra uma distância “ ds ” em um tempo “ dt ”, sua velocidade será dada por $v = ds/dt$. Sendo assim, podemos reescrever a Equação 7 como (SANDS, 1969):

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m v \frac{d\vec{v}}{ds} = q(\vec{v} \times \vec{B}),$$

ou

$$\frac{d\vec{v}}{ds} = \frac{q}{mv} (\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{1}{R_{mag}} (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (17)$$

em que R_{mag} é a constante de rigidez magnética, uma constante importante na dinâmica de aceleradores que auxilia na decisão de projetistas sobre quais campos magnéticos devem ser utilizados e onde posicioná-los, de acordo com o raio local da trajetória. O ângulo de deflexão da trajetória “ θ ”, pode ser então encontrado partindo da Equação 17, considerando-se uma partícula em deslocamento por uma região com campo perpendicular à velocidade, por meio da integração do campo magnético em relação à posição:

$$\theta = \frac{1}{R_{mag}} \int B ds. \quad (18)$$

Ambas as Equações 17 e 18 nos mostram que quanto maior é a rigidez magnética que um feixe tem, ou seja, quanto maior for a velocidade de suas partículas, mais difícil é defletir-lo.

Partículas precisam realizar um número enorme de revoluções em aceleradores circulares ou anéis de armazenamento, tanto para adquirir mais energia, quanto para manter sua energia elevada após um certo limite. A estabilidade do movimento é fundamental e impõe requisitos criteriosos ao campo magnético nas proximidades da trajetória desejada. Atinge-se a estabilidade quando aplicamos forças capazes de focalizar o feixe ao longo da posição de equilíbrio, de acordo com a trajetória esperada das partículas. O movimento é estável se, para pequenos desvios das partículas desta trajetória, surgirem forças restauradoras que levem a oscilações ao redor da órbita (chamadas de oscilações bétatron). Entretanto, ainda que pequenas, essas oscilações tornam-se significantes em aceleradores cujas trajetórias são longas (SANDS, 1969). Assim, uma solução para melhor focalizar o feixe e corrigir os desvios que as oscilações bétatron provocam é a inserção de ímãs quadrupolos e ímãs sextupolos.

2.1.3.2 Quadrupolos

Os quadrupolos são um conjunto de ímãs contendo 4 polos magnéticos, de forma que os polos na mesma direção são iguais, enquanto aqueles na direção perpendicular são opostos. O campo magnético de um quadrupolo é linearmente proporcional com a distância ao seu centro, sendo suas componentes dadas por:

$$B_x = C_Q y, B_y = C_Q x, \quad (19)$$

com C_Q constante.

Os quadrupolos funcionam como “lentes magnéticas” na trajetória de um feixe de partículas, sendo capazes de focalizá-lo em certa direção e desfocalizá-lo em outra direção

perpendicular à primeira, Figura 3. Quando focalizamos o feixe em uma direção, consequentemente estamos desfocalizando-o na outra. Dessa forma, é possível utilizar um conjunto de quadrupolos ao longo da trajetória de forma a focalizar ou desfocalizar o feixe, ajustando, assim, o desvio da posição de equilíbrio estipulado em uma determinada região.

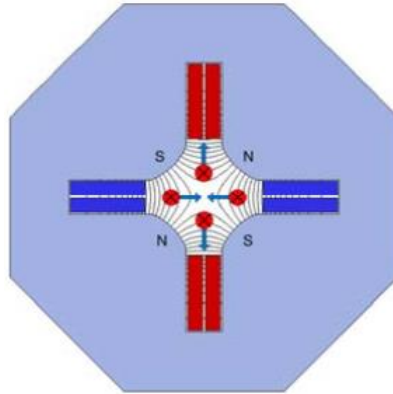


Figura 3: Imagem esquemática de um quadrupolo magnético gerado por dois pares de bobinas, bem como a direção da força gerada sobre o feixe (considerando que este viaja em direção ao “interior” do plano da figura). Observe que, nessa configuração, há uma tendência de focalização na direção horizontal e desfocalização na vertical. Fonte: Zickler.

2.1.3.3 Sextupolos

Sextupolos são dispositivos que possuem seis polos magnéticos, sendo seus polos opostos distribuídos de forma alternada perpendicularmente ao eixo do feixe. Seu objetivo principal é corrigir “aberrações cromáticas”: as partículas que estão com o seu momento fora do momento médio esperado seriam focalizadas incorretamente nos quadrupolos, de modo que as frequências de oscilação betatron seriam modificadas. Assim, a inserção de sextupolos corrige a trajetória dessas partículas de maneira que elas passem a acompanhar as oscilações do feixe. Sextupolos são elementos não-lineares, uma vez que seu campo magnético é quadraticamente proporcional com a distância ao seu centro, sendo uma de suas componentes descrita por:

$$B_y = C_S(x^2 - y^2), \quad (20)$$

com C_S constante.

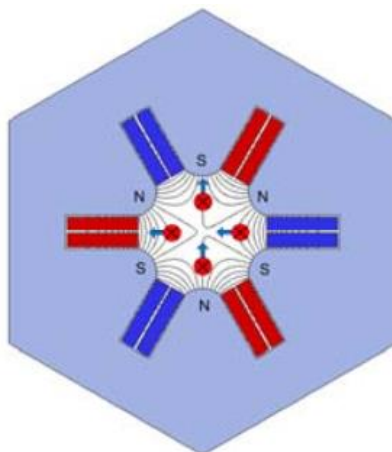


Figura 4: Imagem esquemática de um sextupolo magnético gerado por três pares de bobinas, bem como a direção da força gerada sobre o feixe (considerando que este viaja em direção ao “interior” do plano da figura). Fonte: Zickler.

2.1.4 Dispositivos de Inserção

Dispositivos de inserção (ID), como onduladores e *wigglers*, desempenham papéis importantes na produção de radiação síncrotron. Constituídos por um conjunto de dipolos com polaridade alternada, esses dispositivos proporcionam oscilações na trajetória de elétrons, fazendo-os emitir radiação. Essa radiação pode sofrer interferência construtiva, o que possibilita a produção de feixes de luz síncrotron altamente intensos.

Onduladores são dispositivos que fazem com que o feixe de elétrons siga uma trajetória suave, periódica e ondulante. Como efeito, as frentes de onda da radiação emitida se sobrepõem, ocorrendo efeitos de interferência. Em certos comprimentos de onda, essa interferência é construtiva e observa-se um aumento significativo na intensidade. Em outros, essa interferência é destrutiva, o que gera regiões escuras no espectro. *Wigglers*, por outro lado, são IDs que produzem um efeito mais forte na trajetória do feixe de elétrons, fazendo-o balançar de um lado para o outro com uma amplitude maior. Isso evita que as frentes de onda se sobreponham e que o efeito de interferência se torne aparente.

Um exemplo de espectro de radiação emitida por esses dispositivos é dado na Figura 5. Nela temos a intensidade em função da energia dos fótons. Como referência, a curva inferior corresponde à radiação emitida por um ímã dipolo. O *wiggler* produz radiações mais intensas e com energias maiores. Já os picos indicam o espectro de emissão por um ondulador: embora as intensidades sejam mais altas para energias específicas, os fótons não alcançam energias mais elevadas em relação aos outros dois dispositivos magnéticos.

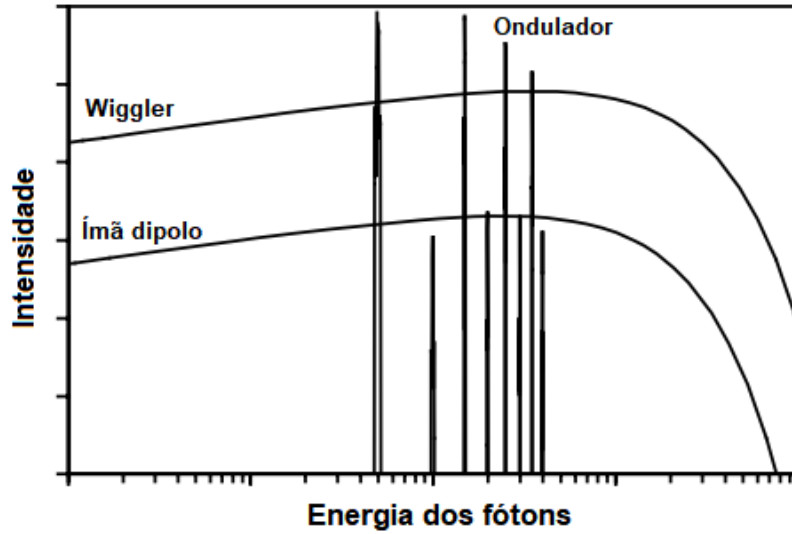


Figura 5: Gráfico esquemático em unidades arbitrárias de um espectro de radiação emitida por onduladores e *wigglers* em comparação com um ímã dipolo. Fonte: Clarke.

Considerando uma região onde há um ID que proporciona oscilações do feixe de elétrons na direção x , que viaja na direção z , temos que o campo magnético oscilante gerado por esse dispositivo, ao longo da direção y , pode ser dado pela expressão (CLARKE, 2004):

$$B_y(z) = -B_0 \text{sen}\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right), \quad (21)$$

em que λ_u é o comprimento do período de oscilação do campo magnético. Da Equação 18, podemos conhecer a deflexão angular θ_x integrando o campo magnético. Dessa forma:

$$\begin{aligned} \theta_x(z) &= \frac{B_0 \lambda_u}{2\pi R_{mag}} \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right) \\ \theta_x(z) &= \frac{K}{\gamma} \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right), \end{aligned} \quad (22)$$

em que γ é o fator de Lorentz, e K é denominado “parâmetro de deflexão”, um parâmetro muito importante no desenvolvimento de um ID que indica a magnitude com que um feixe de elétrons oscila. Esse parâmetro é uma constante adimensional, sendo dado por:

$$K = \frac{B_0 e \lambda_u}{2\pi m_0 c} \approx 93,36 B_0 \lambda_u \quad (23)$$

De acordo com a Equação 23, o parâmetro de deflexão depende do campo máximo dos dipolos menores que constituem os dispositivos de inserção e da distância entre eles, que determina o comprimento de oscilação. Em geral, *wigglers* possuem $K \gg 1$, enquanto onduladores possuem $K < 1$.

Integrando a Equação 22, é possível ainda determinar o deslocamento da posição de equilíbrio do feixe de partículas:

$$\Delta x(z) = \frac{K\lambda_u}{2\pi\gamma} \text{sen}\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right) \quad (24)$$

Podemos determinar a razão $\beta_x(z) = \frac{v_x(z)}{c}$ igualando $\beta_x = \theta_x$. Se $\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_z^2$, a aproximação de β_z é realizada por Clarke (2004, pg. 52):

$$\beta_z \sim 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{4\beta\gamma^2} \quad (25)$$

Podemos ver na Figura 6 que, para ocorrer interferência construtiva entre as frentes de onda emitidas pelo mesmo elétron, ele deve percorrer um número inteiro de comprimentos de onda λ_u durante um período. O tempo para o elétron viajar um período completo é $\frac{\lambda_u}{\beta_z c}$. Durante este tempo, a primeira frente de onda (que se move com velocidade c) terá percorrido uma distância $\frac{\lambda_u}{\beta_z}$. Supondo que a frente de onda seja emitida com um ângulo θ em relação à trajetória do feixe, a separação d entre as duas frentes de onda será dada pela Equação 26:

$$d = \frac{\lambda_u}{\beta_z} - \lambda_u \cos\theta \quad (26)$$

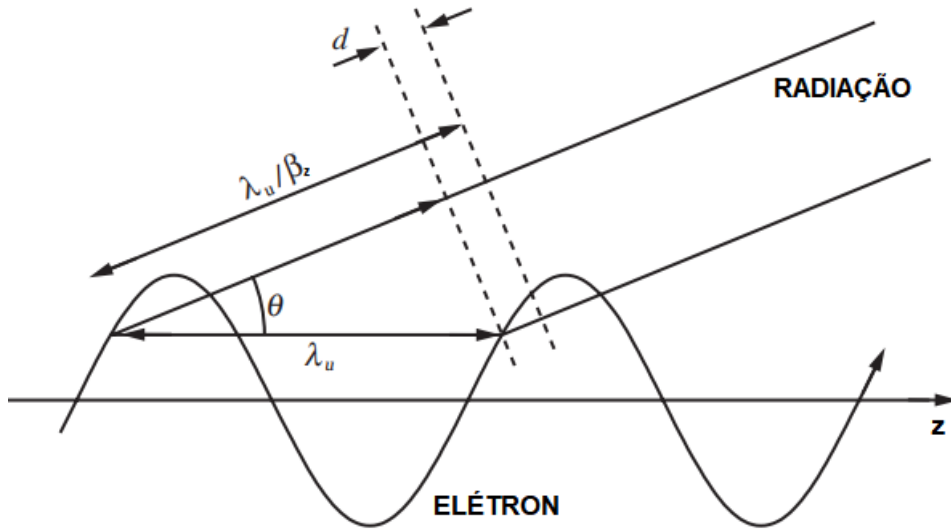


Figura 6: Processo de emissão de radiação resultante da trajetória de um feixe de elétrons em onduladores. Fonte: Adaptado de Clarke.

Para que haja interferência construtiva, devemos ter $d = n\lambda$. Assim, substituindo a Equação 25 na Equação 26 e se recordando das aproximações $(1 - x)^{-1} \sim (1 + x)$ e $\cos\theta \sim 1 - \frac{\theta^2}{2}$, para $x \ll 1$ e $\text{sen}\theta \sim \theta$, podemos, por fim, definir uma equação que determina os comprimentos de onda que sofrem interferência construtiva para um ângulo θ quando elétrons atravessam um ondulador (de parâmetro K e comprimento do período λ_u), também conhecida como a “equação do ondulador” (CLARKE, 2004):

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \theta^2\gamma^2 \right) \quad (27)$$

Por meio da equação do ondulator, é possível determinar uma sequência de comprimentos de onda emitidos pelo ondulator que sofrem interferência construtiva, permitindo que haja a formação do espectro descontínuo.

Outra opção de ID são os *wavelength shifters* (WLSs). Esses dispositivos são capazes de deslocar o espectro de radiação emitida para uma região com fótons de maior energia, servindo, na prática, para buscar a emissão de um comprimento de onda específico para ser usado em uma linha de luz. Em um WLS, esse comprimento de onda possui uma energia maior que aquela produzida por um ímã dipolo (CLARKE, 2004), como mostrado na relação entre intensidade e energia dos fótons para um WLS e um ímã dipolo, Figura 7.

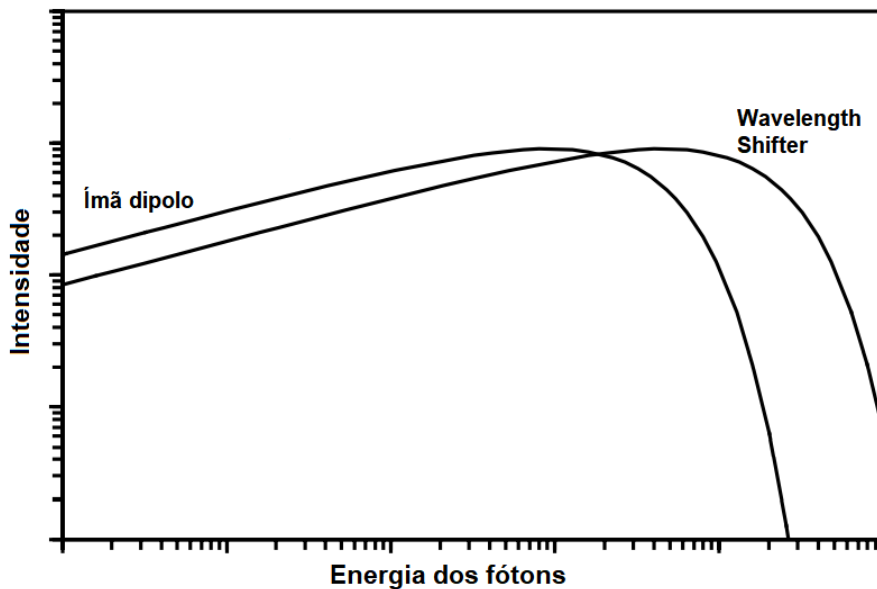


Figura 7: Gráfico esquemático em unidades arbitrárias do espectro de radiação emitida por um wavelength shifter em comparação a de um ímã dipolo. Fonte: Clarke.

Em geral, um *wavelength shifter* consiste em um polo magnético central com alto campo, acompanhado por polos laterais de campos magnéticos menores com polaridade oposta. Isso garante que o desvio angular total do feixe seja zero, isto é, as partículas saem do ID na mesma direção que entram.

2.2 Dispositivos Supercondutores

Alguns aceleradores requerem a utilização de campos magnéticos intensos, que nem mesmo ímãs permanentes mais fortes, como os de NdFeB e SmCo (CLARKE, 2004), são capazes de proporcionar. Para tanto, em aceleradores pode-se recorrer à utilização de eletroímãs feitos de materiais supercondutores que, em condições adequadas de temperatura, são capazes de suportar correntes elétricas elevadas e, conseqüentemente, gerar campos magnéticos altos. Como isso, as bobinas supercondutoras não estão sujeitas ao superaquecimento devido ao efeito Joule, enquanto o material for mantido no estado supercondutor.

Para garantir que um material permaneça no estado supercondutor, é necessário mantê-lo sob baixas temperaturas, imerso em um líquido criogênico ou utilizando criostatos, além de outros equipamentos auxiliares de forma a monitorar o funcionamento adequado das bobinas por meio de medições de temperatura e corrente, por exemplo.

O desenvolvimento de dispositivos supercondutores necessita do conhecimento de diversas áreas, desde a concepção inicial de projeto, da realização de simulações, da construção e do comissionamento, sendo considerado uma atividade multidisciplinar. Podemos listar as áreas mais importante nessa tarefa:

- Física da Matéria Condensada: compreensão e aplicabilidade do fenômeno da supercondutividade;
- Química e Ciência dos Materiais: seleção de materiais supercondutores;
- Eletrodinâmica e Eletromagnetismo: projeto eletromagnético dos ímãs;
- Engenharia Elétrica: fontes de potência e circuitos elétricos para o sistema;
- Engenharia Mecânica: estruturas de suporte para os dispositivos;
- Criogenia: refrigeração das bobinas e das estruturas dos magnetos;
- Gerenciamento de Projetos: conexão entre áreas, estimativa de custos e impactos do projeto na sociedade.

2.2.1 Noções de Supercondutividade

Descoberto em 1911 pelo físico holandês Heike K. Onnes, enquanto estudava a resistividade elétrica do mercúrio a baixíssimas temperaturas, o fenômeno da supercondutividade foi caracterizado, na época, como o comportamento abrupto da perda de resistividade de um material ao ser resfriado (OSTERMANN *et al*, 1998).

Diversos físicos se empenharam a descrever esse fenômeno, dentre eles é possível destacar os irmãos ingleses F. e H. London, com uma teoria sobre propriedades eletrodinâmicas dos supercondutores que seriam compostos por dois “fluidos” (elétrons normais e “superelétrons”), os físicos soviéticos V. L. Ginzburg e L. D. Landau, com a teoria fenomenológica (ou macroscópica) sobre as propriedades termodinâmicas envolvidas na transição do estado normal para o supercondutor, e os físicos americanos Bardeen, Cooper e Schrieffer, com a teoria microscópica da supercondutividade (Teoria BCS), que explica a origem do fenômeno como uma interação de pares de elétrons na rede, dando fundamento às teorias anteriores (KITTEL, 2013). Mais recentemente, houve a descoberta dos supercondutores de alta temperatura, que até hoje continuam sendo bastante estudados.

A resistividade nula foi a primeira propriedade macroscópica do estado supercondutor, evidenciada desde a sua descoberta. Além desta propriedade, foi observado que, em supercondutores submetidos a campos magnéticos externos suficientemente pequenos, surge uma corrente superficial induzida que cria um campo interno contrário ao aplicado, de tal forma que o campo induzido em seu interior é zero. Os supercondutores então repelem o campo magnético, fenômeno que ficou conhecido pelo nome de efeito Meissner.

Por meio dessas propriedades, é possível definir alguns parâmetros críticos de transição de fases supercondutora para a fase normal, sendo utilizados na caracterização desses materiais. A temperatura de transição ou temperatura crítica T_c é uma delas. Para um material no estado supercondutor, se o aquecermos até uma temperatura $T > T_c$, ele deixa de ser supercondutor e entra no estado normal. Outros parâmetros são o campo magnético crítico (H_c) e a densidade de corrente crítica (J_c). Esses valores de campo e corrente também levam o material supercondutor ao estado normal.

Dessa forma, podemos definir uma região no diagrama temperatura-campo-corrente, delimitada por uma superfície, em que um material permanece no estado supercondutor antes da transição para o estado normal, como mostra a Figura 8: qualquer conjunto de valores de temperatura, campo magnético e densidade de corrente para um dado material que estiver no

interior da região definida pela sua superfície crítica indicará que o mesmo encontra-se no estado supercondutor; caso contrário, o material estará no estado normal. Fixando-se um dos parâmetros, é possível também definir a curva crítica, cuja conjunto de valores das outras duas variáveis definem um limite para a persistência da supercondutividade em um material.

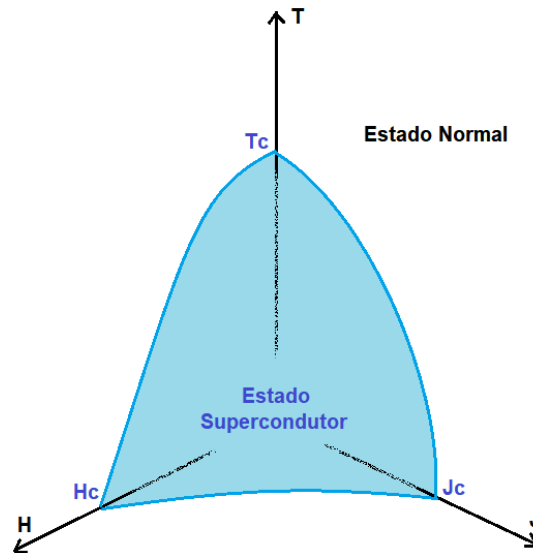


Figura 8: Superfície crítica de temperatura (T), campo aplicado (H) e densidade de corrente (J) em um supercondutor, com seus respectivos parâmetros críticos indicados. Fonte: adaptado de Wilson.

É possível classificar os supercondutores em dois grupos, tipos I e II, identificando o comportamento dado pela curva de magnetização em função do campo magnético externo. A maioria dos estudos realizados na fase inicial das descobertas da supercondutividade foram feitos em supercondutores do tipo I. No entanto, notou-se que alguns materiais apresentavam características distintas dentre os supercondutores até então estudados, por isso foram chamados de supercondutores do tipo II.

Para um supercondutor do tipo I, só existe um valor para o campo crítico H_c . No entanto, para um supercondutor do tipo II, existem dois campos magnéticos críticos: o campo magnético crítico inferior (H_{c1}) e o campo magnético crítico superior (H_{c2}). A Figura 9 mostra um diagrama de magnetização M contra o campo magnético aplicado H : até um valor $H = H_c$ (estado Meissner), o campo magnético é completamente excluído do interior de um supercondutor do tipo I. O mesmo ocorre para um supercondutor do tipo II até H_{c1} . Contudo, na região entre H_{c1} e H_{c2} , esse campo não é completamente excluído e penetra no interior do supercondutor do tipo II de forma quantizada em entidades denominada vórtices. Nessa situação o supercondutor encontra-se no estado misto. Para $H > H_{c2}$, o supercondutor passa para o estado normal.

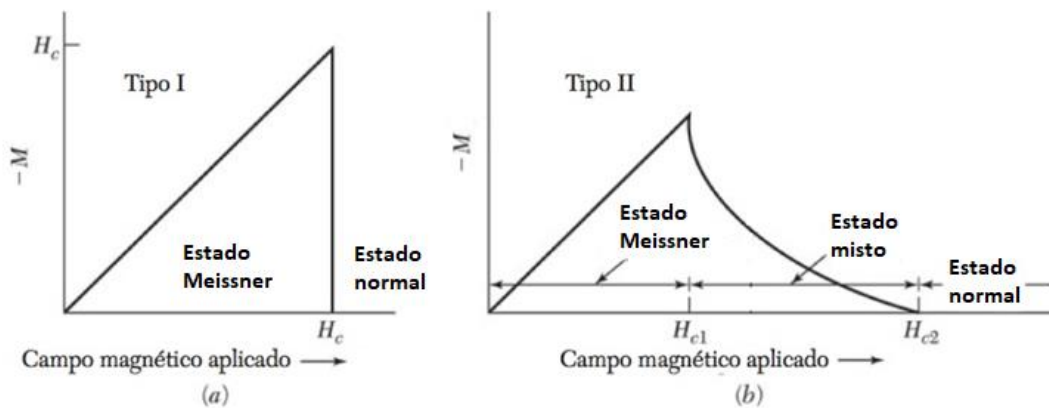


Figura 9: Curva de magnetização para supercondutores (a) do tipo I e (b) do tipo II. Fonte: Kittel.

Os supercondutores do tipo II podem ser divididos em dois subgrupos: (i) convencionais, aqueles com baixa temperatura crítica, ou Low-Tc, e (ii) não-convencionais aqueles com alta temperatura crítica, próximo à temperatura de liquefação do nitrogênio, também chamados de High-Tc ou HTS. A Figura 10 mostra a evolução temporal da descoberta desses supercondutores relacionando-os com suas temperaturas críticas.

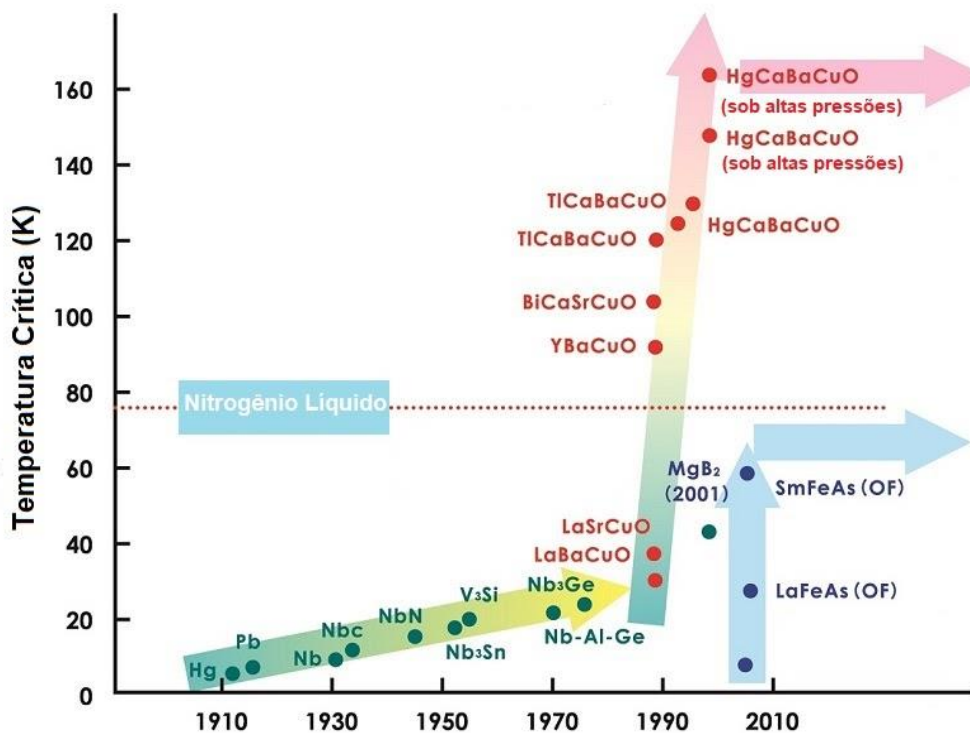


Figura 10: Descoberta de materiais supercondutores ao longo do tempo em função de sua temperatura crítica. Fonte: adaptado de Tokura.

2.2.2 Fios Supercondutores

A preparação de bobinas supercondutoras envolve, inicialmente, a seleção de materiais adequados para os fios, cujas propriedades devem ser específicas para cada aplicação. No caso de eletroímãs supercondutores para aceleradores, os materiais mais comumente utilizados são os compostos metálicos de nióbio-titânio (NbTi) e nióbio-estanho (Nb₃Sn).

Fios supercondutores de NbTi são produzidos a partir de milhares de filamentos embutidos em uma matriz de cobre, que serve para estabilizar o fio e transportar a corrente no caso de *quench*, já que os supercondutores possuem uma resistividade elevada no estado normal. A Figura 11 mostra os pequenos filamentos de um fio, necessários para reduzir efeitos de penetração de fluxo magnético e aumentar a estabilidade do composto.

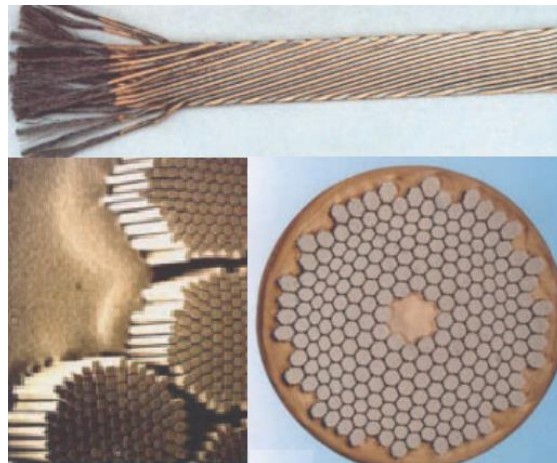


Figura 11: Fios supercondutores dos dipolos principais do LHC e microfotografia da seção transversal dos fios, com destaque para os filamentos. Fonte: Russenschuck.

A fabricação de fios de NbTi é realizada empilhando-se hastes hexagonais desse material dentro de um recipiente de cobre selado. O conjunto é então extrudado a quente, seguido pela trefilação convencional em vários estágios para atingir o diâmetro final. Após o processo de estiramento, o fio é recozido a altas temperaturas para formar as estruturas celulares necessárias para aumentar a corrente crítica (RUSSENSCHUCK, 2010).

Uma vantagem que podemos constatar dos fios de NbTi é a combinação de boas propriedades supercondutoras e mecânicas, como ductilidade e resistência à tração, e propriedades metalúrgicas, que permitem o processamento de diferentes materiais no substrato, como cobre e cobre-níquel. Assim, fios supercondutores podem ser produzidos com filamentos finos suficientes para limitar as perdas por histerese nos ímãs.

Para produzir campos magnéticos em dispositivos supercondutores ainda maiores que aqueles produzidos com fios de NbTi, supercondutores com parâmetros críticos mais altos são necessários. Assim, fios de Nb₃Sn são mais adequados. Esse composto metálico possui uma temperatura crítica de até 18,1 K e um campo magnético crítico superior de até 30 T. Como comparação, a liga de NbTi possui, respectivamente, 9,8 K e até 15 T de temperatura e campo críticos (BARZI & ZLOBIN, 2016). A Figura 12 mostra as curvas de densidade de corrente crítica em função do campo magnético para alguns supercondutores, com destaque para o NbTi e o Nb₃Sn.

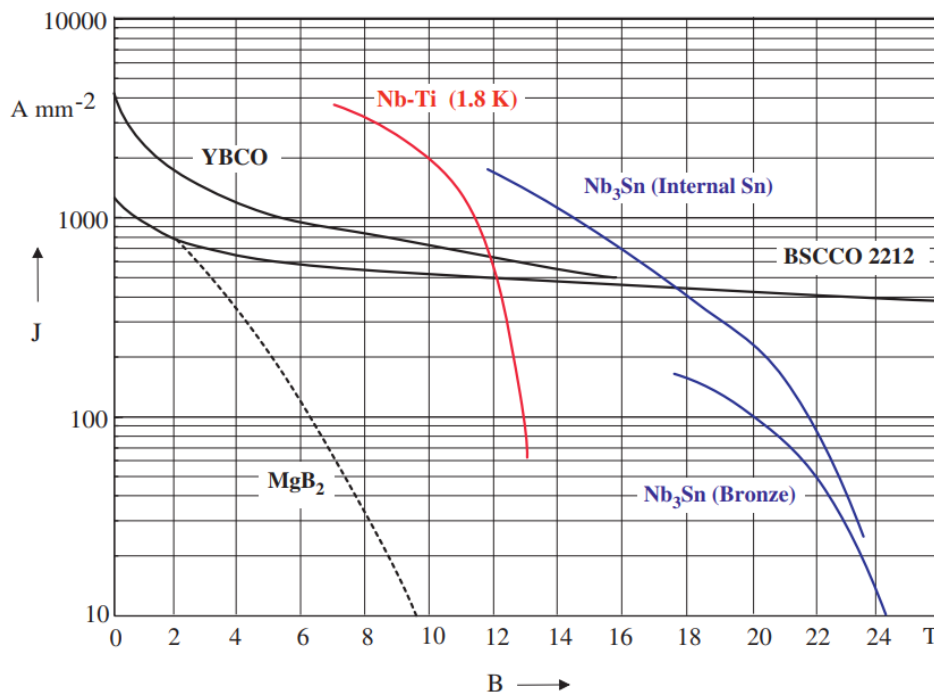


Figura 12: Densidade de corrente crítica de supercondutores (para uma temperatura de 1,8 K, para o NbTi, e de 4,2 K, para os demais materiais. Fonte: Russenschuck.

Entretanto, no caso dos fios supercondutores de Nb₃Sn, a fabricação é mais complexa. Existem atualmente três métodos principais de produção desses fios: em bronze, em estanho interno e por *powder-in-tube* (BARZI & ZLOBIN, 2016). A Figura 13 mostra com mais detalhes a seção transversal dos fios preparados por cada método.

O processo de bronze é preparado com muitos filamentos de Nb dispersos em uma matriz de bronze rica em Sn. O tarugo inicial é feito de centenas de hastes Nb e é puxado em um elemento de tamanho intermediário. As barras são então cortadas e montadas em um segundo tarugo, que é extrudado, recozido e trefilado até o tamanho final do fio. O núcleo de bronze é

circundado por uma matriz de Cu de alta pureza que é separada por uma barreira de difusão fina, de Nb ou Ta.

Já o processo de estanho interno (TI) baseia-se na montagem de muitos filamentos de Nb e barras de Sn ou liga de Sn puro em uma matriz de cobre. O conjunto é circundado por uma barreira fina de Nb ou Ta para evitar a difusão de Sn na matriz de Cu de alta pureza e é então estirado a frio até o tamanho final. Devido à quantidade ideal de Sn, este processo fornece uma densidade de corrente crítica maior, mas limita o tamanho mínimo do subelemento que pode ser obtido no fio final.

Por fim, o processo por *powder-in-tube* (PIT) é baseado no empilhamento de tubos de Nb de parede espessa, preenchidos com pó fino de NbSn₂ em uma matriz de cobre de alta pureza. A montagem empilhada é desenhada ou extrudada para o tamanho final do fio. Este método permite uma combinação ideal de filamentos de tamanho pequeno (< 50 μm) e alta densidade de corrente crítica comparável com o processo em TI. No entanto, o custo atual de um fio feito por PIT é 2 a 3 vezes maior do que o custo do fio feito em TI.

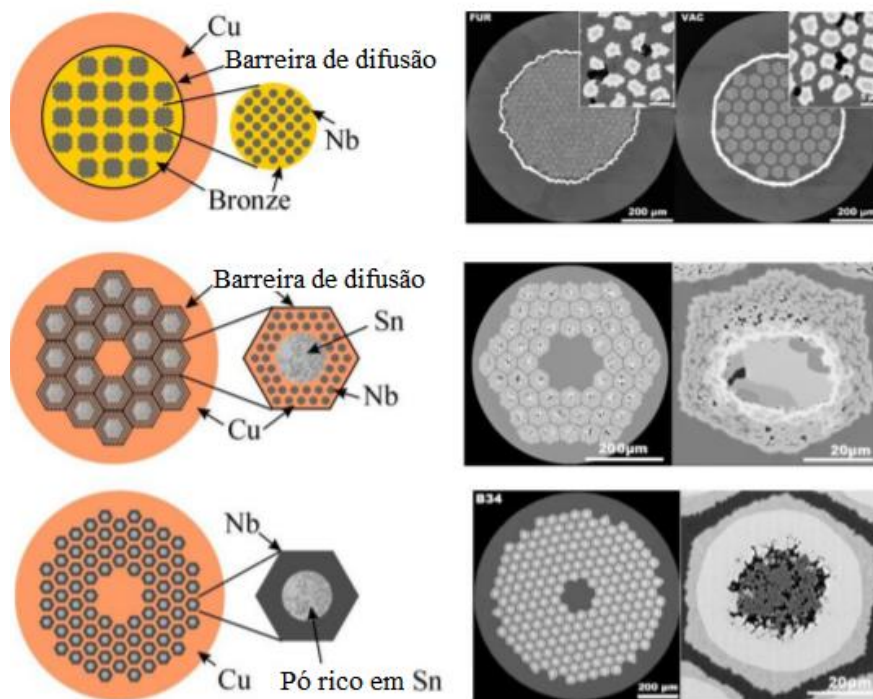


Figura 13: Representação esquemática (à esquerda) e imagem (à direita) da seção transversal dos fios de Nb₃Sn preparado em bronze, em estanho interno e por *powder-in-tube*. Fonte: Schoerling.

Os fios de NbTi são maleáveis, por isso, as bobinas feitas desse material podem ser facilmente enroladas no formato geométrico desejado. Por outro lado, fios de Nb₃Sn são quebradiços e, portanto, devem ser preparados diretamente no formato desejado das bobinas

durante a fase de tratamento térmico sob altas temperaturas, em um processo otimizado para cada tipo de bobina.

Nb_3Sn é formado por difusão sólida em alta temperatura (na ordem de 600-700 °C), além de outros compostos sem fase supercondutora, como $NbSn_2$ e Nb_2Sn_5 . Entretanto, temperaturas ainda mais altas (acima de 930 °C) são necessárias para que haja a formação do Nb_3Sn sem a presença de $NbSn_2$ e Nb_2Sn_5 . Ainda, a adição de Cu ocorre nesse momento, acima de 930 °C, de forma a limitar o crescimento dos filamentos e garantindo que haja uma densidade de corrente crítica mais alta.

Apesar dos elevados campos gerados pelas bobinas supercondutoras feitas de Nb_3Sn , o material possui algumas desvantagens, como a maior fragilidade mecânica (comparado aos fios de NbTi) e a dependência da densidade de corrente crítica com a tensão mecânica, o que resulta na diminuição do desempenho após a confecção da bobina (SCHOERLING & ZLOBIN, 2019). Além disso, os tamanhos mínimos dos filamentos podem não ser suficientemente pequenos para atender às especificações do dispositivo supercondutor.

2.3 Projeto Magnético

O projeto magnético consiste em obter, por meio de simulações, o perfil de campo magnético do dispositivo, bem como a intensidade desse campo e outros parâmetros característicos. Assim, é uma parte importante na construção de dispositivos supercondutores, pois possibilita prever os seus impactos na trajetória do feixe de partículas e, portanto, no espectro da radiação emitida.

2.3.1 Núcleo e Polo Magnético

Em termos gerais, é importante dividir a estrutura magnética de um eletroímã em três componentes básicas: os polos, o núcleo e as bobinas. A depender da intensidade de campo que é gerada nesses elementos, os eletroímãs podem ser classificados entre *iron-dominated*, quando o perfil de campo gerado é influenciado, principalmente, pelas dimensões e formato do núcleo e dos polos, e *coil-dominated*, quando o perfil de campo gerado é influenciado, predominantemente, pelas dimensões das bobinas e pela corrente aplicada – nessa situação, pode ocorrer a saturação dos materiais magnéticos utilizados nos polos e núcleo. Dispositivos

supercondutores geram campos magnéticos elevados e são classificados como eletroímãs *coil-dominated* (RUSSENSCHUCK, 2010), enquanto seus polos e núcleo servem, de maneira geral, como confinadores de fluxo magnético para a região do feixe e para a estrutura do próprio magneto.

Alguns dispositivos apresentam seus polos e seus núcleos interligados, portanto, difíceis de distingui-los entre si. Em geral, núcleos e polos são feitos de materiais ferromagnéticos, como o ferro e o aço. No caso de dispositivos supercondutores, é possível escolher materiais que se tornam ferromagnéticos em temperaturas criogênicas para compor os polos e núcleos, sendo assim possível escolher materiais com saturações de campo magnético mais elevadas nessas condições de temperatura. Ao contrário dos materiais ferromagnéticos convencionais, que sofrem saturação na magnetização em até 2 T, alguns metais feitos de terras raras (hólmio, térbio, érbio, gadolínio e disprósio) são capazes saturar em até 4 T. Essa propriedade faz com que esses materiais sejam particularmente úteis como confinadores de fluxo para uso em eletroímãs supercondutores (HOARD *et al*, 1985).

Um exemplo é o hólmio, cujas propriedades magnéticas estão evidenciadas em função do campo magnético aplicado na Figura 14. Esse material, apesar de ser paramagnético em temperaturas acima de 133 K, mostra-se antiferromagnético entre 20 K e 133 K, e ferromagnético abaixo de 20 K (RHODES *et al*, 1958).

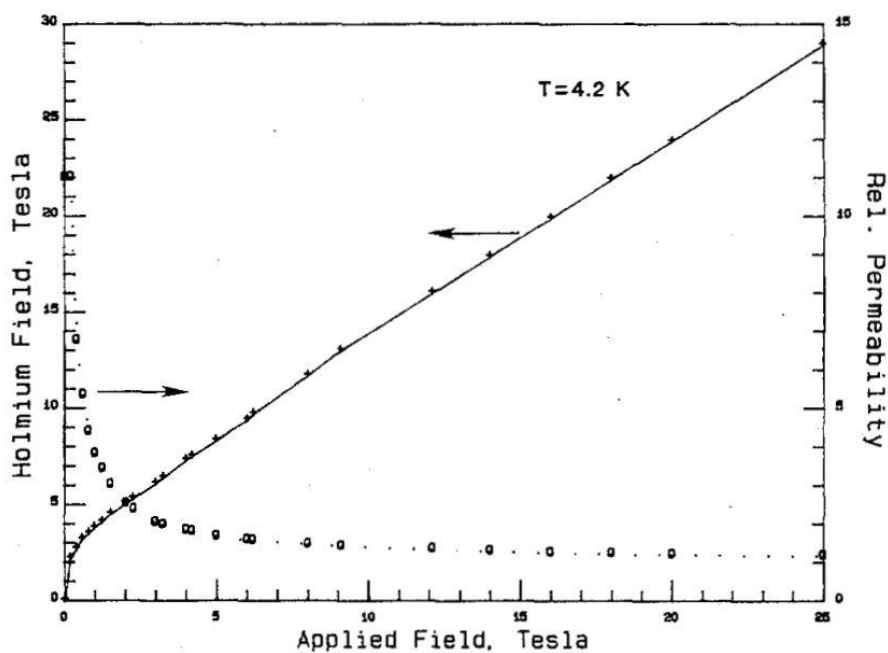


Figura 14: Comparação da curva de magnetização (linha sólida) para o hólmio e sua permeabilidade magnética relativa (linha pontilhada) à temperatura de $T = 4,2$ K. Fonte: Hoard et al.

2.3.2 Design de Dispositivos Supercondutores

Os designs dos núcleos mais comuns entre os eletroímãs para aceleradores de partículas são os *C-shaped* (em formato de "C") e os *H-shaped* (em formato de "H"). A Figura 15 mostra dipolos desses tipos. A principal vantagem dos *C-shaped* é o fácil acesso ao tubo do feixe, possibilitando maior flexibilidade em momentos em que o ímã precisa ser testado ou em possíveis manutenções da máquina. No entanto, eles são mecanicamente menos rígidos do que os *H-shaped*, por exemplo.

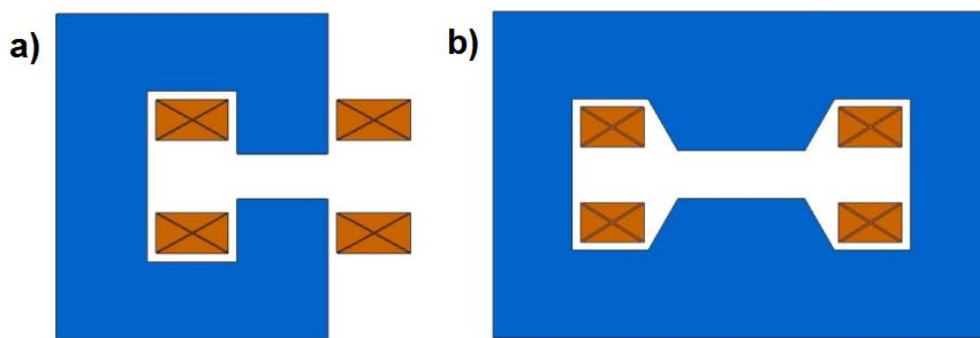


Figura 15: Imagens esquemáticas dos designs para núcleos de dipolos: a) *C-shaped* e b) *H-shaped*. Em azul, o núcleo e os polos, e em laranja, as bobinas. Fonte: Zickler.

A construção das bobinas depende do formato do núcleo. Por exemplo, o baixo consumo de potência requer uma seção transversal do núcleo maior (ZICKLER, 2010). Assim, é importante buscar um equilíbrio entre boa configuração da bobina e um bom formato do núcleo. Para obter um desempenho geral satisfatório do eletroímã é necessário considerar vários aspectos: tipo de bobinas, materiais, especificações de potência, corrente apropriada, perfil de campo magnético e dimensionamento do condutor (área do fio sem e com isolamentos, número de espiras, entre outros).

No caso de dispositivos supercondutores, os polos, o núcleo e as bobinas são resfriados a temperaturas criogênicas, que podem ser atingidas por meio do uso de um tanque de hélio líquido, onde esses componentes são imersos, ou por meio da utilização de refrigeradores (*cryocoolers*), por exemplo. Todo o conjunto é conhecido como massa fria (*cold mass*). Como já mencionado, o design das bobinas desempenha um papel primordial na qualidade e na formação do campo, enquanto a contribuição do núcleo é tida mais como um elemento de ajuste, sendo seu dimensionamento feito de forma realizar algumas correções no perfil gerado. Isso ocorre devido a saturação do campo nos polos e núcleo magnéticos.

Por fim, um dispositivo supercondutor apresenta desafios tecnológicos adicionais relacionados ao resfriamento da massa fria, à proteção dos fios supercondutores e à presença de erros multipolares (RUSSENSCHUCK, 2010):

- A estabilidade operacional deve ser garantida com uma transferência de calor eficiente entre os refrigeradores, as linhas de distribuição de hélio e os criostatos;
- As conexões elétricas dos fios supercondutores devem garantir um controle eficiente da tensão entre os terminais das bobinas durante a operação do dispositivo – qualquer eventualidade deve ser prontamente identificada por elas;
- É necessário proteção contra superaquecimento durante uma possível transição supercondutora para o estado normal, chamado *quench*. Dessa maneira, isso inclui o desenvolvimento de um sistema de detecção e de proteção contra *quench*.
- Aprisionamento de fluxo em bobinas supercondutoras e efeitos de histerese no núcleo podem resultar em erros de campo multipolares consideráveis. Para corrigi-los, pode ser necessário a instalação de corretoras de campo nas extremidades dos dispositivos.

A construção de um dispositivo supercondutor requer a reunião de conhecimento de diversas áreas. Por isso, é importante desenvolver um projeto detalhado para se obter o perfil do campo magnético desejado.

2.3.3 Load Line e Margem de Operação

Um parâmetro importante para análises da densidade de corrente crítica é a razão de área transversal do fio contendo cobre (Cu) pela área transversal contendo material supercondutor (SC). Essa razão pode variar dependendo das propriedades desejadas para a bobina. A relevância desse parâmetro está principalmente relacionada à determinação dos valores de corrente suportados pelas bobinas supercondutoras. Por meio da razão de Cu/SC, encontra-se a densidade de corrente supercondutora (J_{op}):

$$J_{op} = \frac{I_{op}}{SC} = \frac{I_{op}}{S-Cu} = \frac{I_{op}/S}{(S-Cu)/S}, S = SC + Cu$$

$$J_{op} = \frac{I_{op}/S}{(SC+Cu-Cu)/(SC+Cu)} = \frac{I_{op}}{S} \frac{(SC+Cu)}{SC}$$

$$J_{op} = \frac{I_{op}}{S} \left(1 + \frac{Cu}{SC}\right), \quad (28)$$

em que I_{op} é a corrente aplicada e S a área total do fio (cobre + supercondutor). Essa grandeza, junto do campo máximo induzido sobre as bobinas (B_{op}), determinam o ponto de operação do

dispositivo supercondutor.

Através do ponto de operação, é possível construir uma *load line*, isto é, uma reta que liga este ponto à origem de um gráfico de densidade de corrente (J) em função do campo magnético (B). Fixando-se uma determinada temperatura $T < T_c$, é possível encontrar uma curva crítica para diferentes valores de densidade de corrente e campo magnético. Prolongando-se a *load line* até que ela cruze com a curva crítica, encontra-se o ponto crítico de operação de um supercondutor antes do *quench*, cujos parâmetros críticos vamos denominar $J = J_c$ e $B = B_c$. O prolongamento da *load line* até o ponto crítico determina a margem de operação.

Para ilustrar, supondo uma bobina com fios supercondutores de NbTi com área total $S = 1 \text{ mm}^2$, razão Cu/SC = 3, que seja aplicada uma corrente $I_{op} = 250 \text{ A}$ e, ainda, que o campo máximo induzido sobre a bobina seja de $B_{op} = 5 \text{ T}$, em $T = 4,2 \text{ K}$ (ponto de liquefação do Hélio), o ponto de operação e o ponto crítico podem ser determinados como mostra a Figura 16. A equação empírica da curva crítica do NbTi pode ser acessada em Russenschuck (2010, pg. 37).

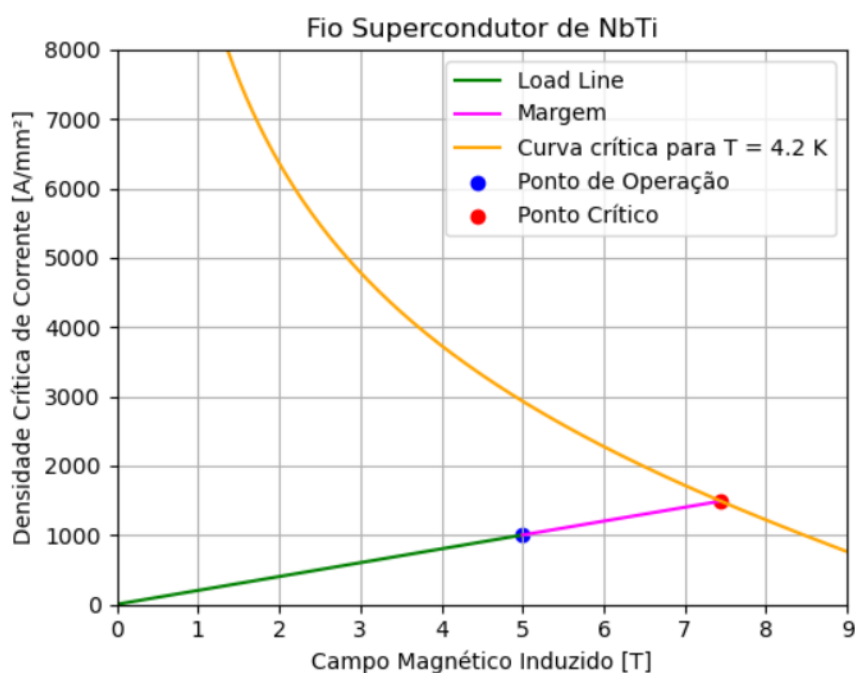


Figura 16: Gráfico de $J \times B$ contendo a curva crítica, a *load line* e a margem de operação para um fio supercondutor de NbTi.

O cálculo da margem pode ser feito a partir da Equação 29:

$$Margem = 1 - \frac{B_{op}}{B_c} = 1 - \frac{J_{op}}{J_c} \quad (29)$$

É comum em projetos de dispositivos supercondutores a especificação de margens mínimas, que pode variar conforme o material utilizado e as exigências de cada acelerador. Para fios de NbTi, essa margem pode ser estipulada acima de 20%, por exemplo. No caso ilustrado na Figura 16, foi possível garantir uma margem de quase 33%, ou seja, seria possível aumentar ainda mais a corrente aplicada nas bobinas de forma a produzir campos mais intensos, se porventura fosse desejado.

2.3.4 Estabilidade e Quench

A busca por estabilidade é fundamental para o projeto magnético de qualquer dispositivo supercondutor. Durante a etapa de realização de testes em bobinas supercondutoras, a primeira transição para o estado normal, ou seja, seu *quench*, ocorre muito antes de atingir a corrente crítica esperada. Isso ocorre devido a presença de distúrbios iniciais presentes nos próprios fios supercondutores, que podem ser conformados à medida em que mais *quenches* são gerados. Na tentativa de aplicar correntes mais elevadas, é necessário, portanto, efetuar um processo denominado *training*, que consiste em aplicar valores de correntes mais elevadas, *quench* após *quench*, até que seja possível encontrar um valor de corrente máxima atingida pelo dispositivo supercondutor (BOTTURA, 2013). Após esse processo, é possível garantir uma certa estabilidade e previsibilidade para futuras ocorrências de *quench* no dispositivo supercondutor.

Além disso, a entrada de energia no fio supercondutor aumenta sua temperatura e pode ser suficiente para trazê-lo acima de condições críticas, onde se torna resistivo e acaba, conseqüentemente, se aquecendo. A maioria dos materiais à temperatura criogênica tem uma pequena capacidade calorífica, sendo que a margem de temperatura, isto é, a diferença entre a temperatura de operação do dispositivo T_{op} e a temperatura na qual ocorre o compartilhamento de corrente entre o material supercondutor e sua matriz metálica T_{cs} (também denominada temperatura de *current sharing*), deve ser mantida pequena para alcançar os objetivos do dispositivo com certa segurança. Acima de T_{cs} o supercondutor desenvolve uma resistência de aquecimento (BOTTURA, 2013). Uma representação desse processo pode ser obtida considerando o supercondutor e a matriz como resistores paralelos, conforme ilustrado esquematicamente na Figura 17.

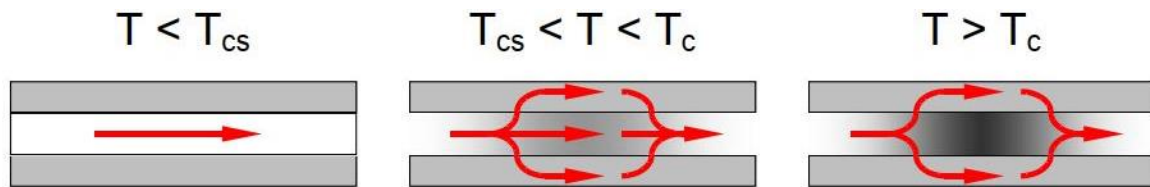


Figura 17: Fluxo de corrente em um fio composto por um material supercondutor e um condutor normal para diferentes temperaturas. Abaixo de T_{cs} , o fluxo flui somente pela parte supercondutora. Entre T_{cs} e a temperatura crítica T_c ocorre o processo de *current sharing*, até a completa transição do material ocorrer em T_c . Fonte: Bottura.

Vários mecanismos podem causar a geração de calor em um fio supercondutor enquanto transporta uma corrente e opera em um ambiente criogênico. Essas perturbações são distribuídas em um amplo espectro com grandes diferenças de magnitude e escala de tempo, dependendo da origem da própria perturbação. Alguns distúrbios, por exemplo, podem afetar grandes porções de um eletroímã supercondutor e durar por um tempo significativo. As perturbações mais comuns são: movimentos nos fios ou filamentos, *AC losses* – perdas por histerese e correntes parasitas, *flux jumps*, e transferência de energia térmica de fontes diversas para a massa fria.

Se essas perturbações não forem impedidas, o aquecimento pode ainda se propagar pela bobina, em um processo irreversível que leva à perda completa de supercondutividade no eletroímã, levando a um desligamento do dispositivo. Um ímã supercondutor bem projetado não se desliga em condições normais de operação. Para garantir isso, um estudo detalhado sobre sua estabilidade deve ser feito para a compreensão dos processos e mecanismos pelos quais um supercondutor permanece ou não dentro de sua região de operação, garantindo assim uma operação estável do eletroímã, livre de *quenches* (BOTTURA, 2013).

3 OBJETIVO

Projetar um dispositivo de inserção eletromagnético, composto de bobinas supercondutoras. Dimensionar esse dispositivo para se adequar a um trecho retilíneo do acelerador sincrotron Sirius. Realizar simulações e obter um perfil do campo magnético ao longo do caminho do feixe de elétrons, a fim de obter o modelo que mais se aproxima das especificações de campo desejado.

4 MÉTODOS

As atividades neste trabalho consistiram principalmente na realização de simulações magnéticas de um eletroímã supercondutor; em especial o desenvolvimento de um projeto conceitual de um *wavelength shifter* supercondutor (SWLS – *Superconducting wavelength shifter*) para o Sirius. Para isso, foi realizado desde o dimensionamento dos componentes integrantes do SWLS até o levantamento do campo magnético nas regiões de interesse.

O software utilizado nas simulações foi o Simcenter MAGNET, incluído em um pacote da Siemens desenvolvido pela Infolytica (EDWARDS, 2014). O MAGNET é um software de modelagem de dispositivos eletromagnéticos que possibilita ao usuário criar elementos em 2D ou 3D, visualizar e exportar dados do campo magnético, e obter valores numéricos de outras variáveis e parâmetros do sistema, como a energia magnética armazenada e as forças magnéticas envolvidas. Ele foi projetado para resolver problemas de eletromagnetismo envolvendo tanto campos estáticos como variáveis no tempo.

Um modelo no MAGNET é feito a partir de um design geométrico, ao qual são atribuídas as condições de contorno e os parâmetros dos elementos simulados, como magnetização, corrente aplicada, entre outros. Além disso, o software disponibiliza uma biblioteca extensa que inclui as propriedades físicas dos materiais, abrangendo de fluidos a sólidos, de condutores a isolantes, de materiais magnéticos a não-magnéticos, sendo possível o usuário incluir outros valores das características físicas a fim de criar virtualmente um novo material. Depois que a solução do modelo simulado é obtida, os mapas de campo e os resultados dos valores numéricos ficam disponíveis para a análise.

O MAGNET utiliza o método computacional de elementos finitos (FEM). Nesse método de análise, o modelo é dividido em uma malha contendo vários elementos. O campo em cada elemento é representado por um polinômio com coeficientes desconhecidos. A solução do problema tratado é obtida a partir do conjunto de equações contendo esses coeficientes. A precisão da solução depende da distribuição do campo e do tamanho dos elementos da malha. Por exemplo, em regiões com um elevado gradiente de campo magnético, uma alta precisão requer pequenos elementos ou altas ordens polinomiais, podendo também ser útil a combinação de ambas.

Um núcleo *H-shaped* foi proposto para o SWLS. Todo o perfil de campo magnético produzido pela composição dos polos, núcleo e bobinas do dispositivo supercondutor foi concebido utilizando o MAGNET. A corrente aplicada e as dimensões dessas estruturas foram

selecionadas de modo a produzir um perfil que estivesse dentro de requerimentos previamente estabelecidos, apresentados na Tabela 1. Os materiais selecionados para essa modelagem foram: fios supercondutores de NbTi imersos em uma matriz de cobre para as bobinas; aço 1006 para o núcleo e polos laterais; e Hólmio para o polo central.

Tabela 1: Principais requerimentos e características do Sirius SWLS.

Parâmetros	Requerimento
Módulo do campo magnético (pico)	≥ 6 T
Gap magnético do polo central	7 mm
Largura de meia altura do campo (FWHM)	≈ 30 mm
Módulo do campo integrado do polo central	$\leq 19,5$ T.cm
Campo integrado total	≈ 0 (± 20) G.cm
Corrente de operação	< 300 A
Temperatura de operação	5 K
Formato do núcleo	<i>H-shaped</i>
Material do polo magnético (central)	Hólmio
Material do polo magnético (lateral)	Aço 1006
Material do núcleo	Aço 1006
Material dos fios supercondutores	NbTi
Margem de operação	$> 20\%$

No caso das simulações dos fios supercondutores, as configurações do MAGNET nos permitem realizar uma aproximação de suas propriedades físicas com as do cobre, entretanto, isso não compromete os resultados dos mapas de campo gerados, sendo as propriedades supercondutoras necessárias apenas em análises posteriores, como o cálculo da margem de operação. Já no caso do aço 1006 e do Hólmio, as características magnéticas foram inseridas no programa usando curvas de $B \times H$ que melhor representam o comportamento magnético destes materiais em baixas temperaturas. Os dados dessas curvas estão dispostos em tabelas no Apêndice A.

Os resultados de perfil do campo magnético no eixo da trajetória e transversalmente a ela foram gerados pela simulação em forma de tabela, assim como mapas de campo das bobinas. Com isso, foi possível analisar o perfil de homogeneidade e o campo máximo gerado pelo dispositivo. Análises da *load line* e da margem de operação dos fios supercondutores também foram realizadas para diferentes temperaturas.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O *wavelength shifter* supercondutor (SWLS) de 7 Tesla elaborado neste trabalho tem como finalidade operar em uma das seções retilínea do Sirius. É crucial que esse dispositivo não perturbe a órbita do feixe, ou seja, seu ângulo de deflexão deve ser nulo. Em termos do perfil de campo magnético, a integral do campo ao longo de toda a seção reta deve ser igual a zero. Outros requisitos necessários: a integral na região de alto campo deve ser igual ou menor que $19,5 \text{ T} \cdot \text{cm}$, como ilustrado na Figura 18; a margem de operação da *load line* do dispositivo deve ser mantida acima de 20%, de forma a prevenir a ocorrência de *quenches* indesejáveis. Três modelos magnéticos de SWLS foram desenvolvidos, que denominamos Modelos A, B e C. Os resultados de cada um deles serão apresentados e discutidos a seguir.

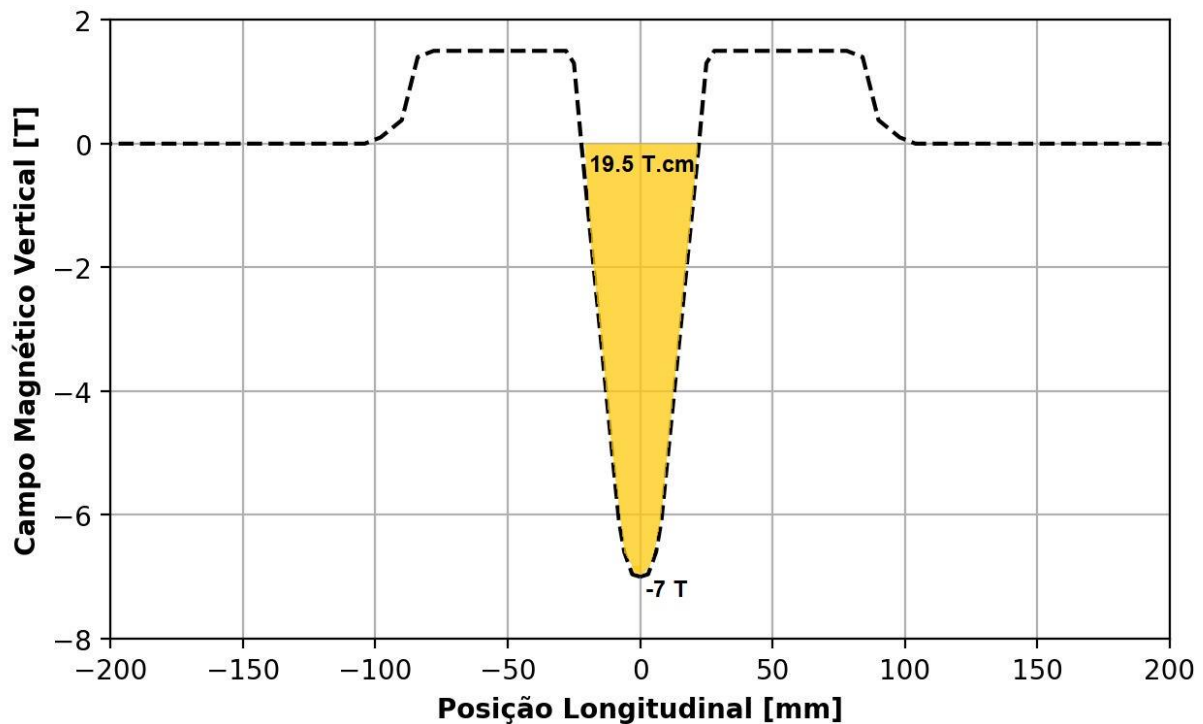


Figura 18: Perfil de campo magnético para um modelo ideal de SWLS fornecido pela Divisão de Física de Aceleradores do LNLS-CNPEM.

5.1 Geometria dos Modelos

Um *wavelength shifter* consiste em um polo magnético central de alto campo cercado por polos laterais de baixo campo, com polaridades opostas. A Figura 19 apresenta o dispositivo proposto em diferentes perspectivas de visão. Observe que o SWLS é um eletroímã compacto, em especial na região do polo central, já que há a necessidade de um perfil de campo estreito nas proximidades do pico de campo magnético. Os valores dos parâmetros indicados nas figuras, para cada modelo desenvolvido, estão apresentados na Tabela 2.

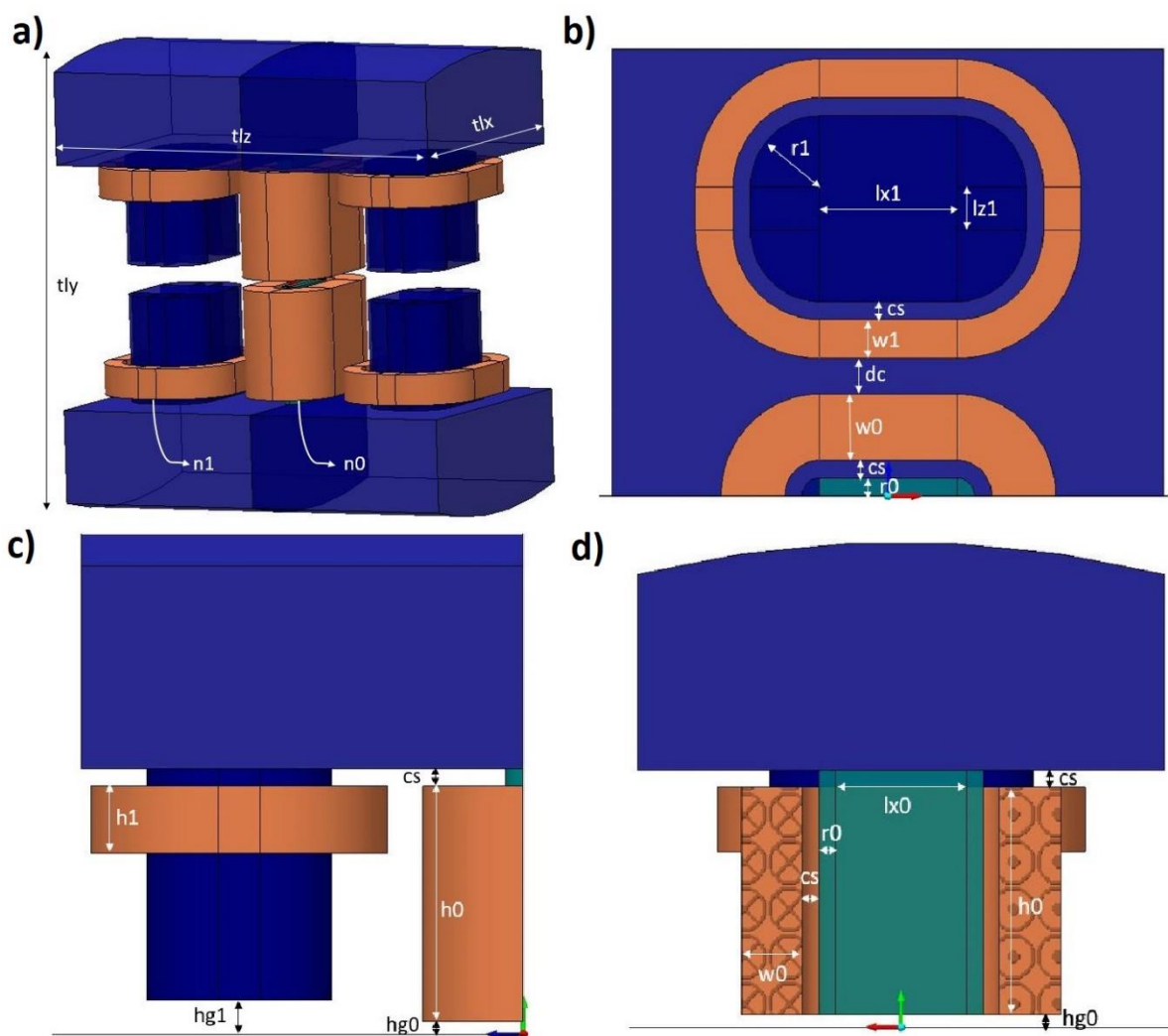


Figura 19: Geometria do SWLS: a) visão total dos elementos magnéticos; b) meia simetria inferior; c) meia simetria longitudinal; d) meia simetria transversal.

Tabela 2: Parâmetros da geometria dos modelos de SWLS desenvolvidos.

Parâmetros	Modelo A	Modelo B	Modelo C
Comprimento total no eixo x - tlx [mm]	160	160	160
Comprimento total no eixo y - tly [mm]	278	250	250
Comprimento total no eixo z - tlz [mm]	250	240	240
Número de espiras na bobina central - n0	1020	1020	1020
Número de espiras na bobina lateral - n1	170	170	170
Meio gap magnético na bobina central - hg0 [mm]	3,5	3,5	3,5
Meio gap magnético na bobina lateral - hg1 [mm]	9,5	9,5	10
Raio do polo central - r0 [mm]	5,0	6,0	5,5
Comprimento no eixo x no polo central - lx0 [mm]	40	40	40
Raio do polo lateral - r1 [mm]	20	20	20
Comprimento no eixo x no polo lateral - lx1 [mm]	40	40	40
Comprimento no eixo z no polo lateral - lz1 [mm]	12	11	12,2
Espaçamento das bobinas - cs [mm]	5,0	3,0	2,5
Distância entre as bobinas - dc [mm]	10	10	10
Altura da bobina central - h0 [mm]	65,4	54,3	54,2
Largura da bobina central - w0 [mm]	18,53	18,0	17,1
Altura da bobina lateral - h1 [mm]	18,53	15,6	15,5
Largura da bobina lateral - w1 [mm]	10,9	10,65	10,1

5.2 Dimensões e Propriedades dos Fios

A modelagem foi feita utilizando como referência fios supercondutores comerciais da Supercon Inc. Esses produtos incluem fios supercondutores de filamento único ou multifilamentares de NbTi, com uma ampla variedade de número de filamentos, tamanho dos filamentos e da razão cobre-supercondutor (Cu/SC). O catálogo dos fios pode ser acessado no site da empresa[†].

[†] Disponível em: <<http://www.supercon-wire.com/content/nbti-superconducting-wires#MultiTable>>. Acessado em 11 de março de 2022.

A escolha adequada do fio Supercon baseou-se, principalmente, em dois parâmetros: (i) a razão Cu/SC, cujo valor ideal deve ser o menor possível e; (ii) a área total do fio, que deverá corresponder a uma maior quantidade de material supercondutor. O fio multifilamentar que garante estes requisitos está destacado na Tabela 3.

Tabela 3: Dimensões e propriedades dos fios supercondutores da Supercon: em destaque, fio selecionado para modelagem. Fonte: Supercon.

Multifilament Superconducting Wire									
Type	#Fil	Cu:SC	Diameter (mm)		Critical Currents (Amps @ 4.2K) at Fields (Tesla, T)				Fil Dia (µm)
			Bare	Insulated	3T	5T	7T	9T	
			0.30	0.330	125	100	55	20	30
			0.40	0.430	270	190	120	45	39
56S53	56	00.9:1	0.50	0.540	470	330	205	70	48
			0.60	0.643	620	440	270	100	58
			0.70	0.753	850	600	370	135	68
			0.85	0.896		790	490	175	83

Foram considerados duas distribuições diferentes dos fios no interior das bobinas, conforme mostra a Figura 20. Na Distribuição 1, considera-se que cada fio é isolado individualmente por dois materiais, Kapton (isolamento original do fio comercial da Supercon) e fibra de vidro (isolamento adicional). Esses dois isolamentos foram considerados nas simulações do modelo A. Na Distribuição 2, cada fio é isolado somente por Kapton e as camadas que compõem os fios são isoladas por uma manta de fibra de vidro. Essa última distribuição foi adotada nos modelos B e C.

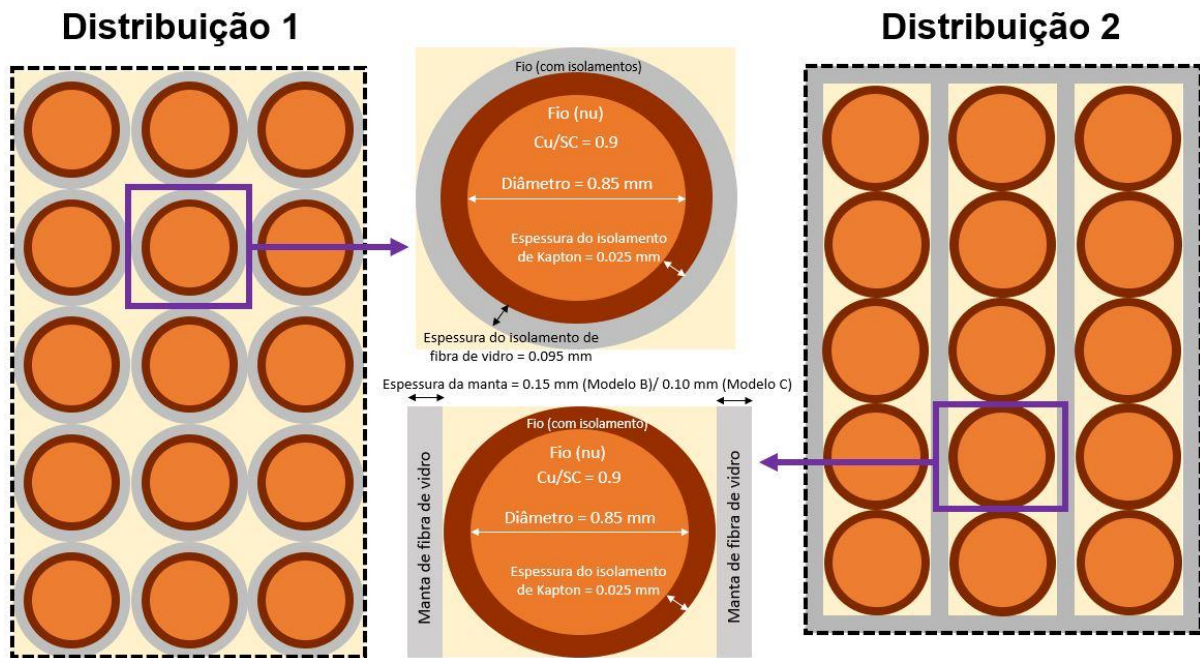


Figura 20: Representação esquemática da seção transversal das bobinas, com diferentes configurações dos fios em destaque. As dimensões dos elementos que compõe os fios estão sinalizadas.

A Tabela 4 apresenta uma compilação das dimensões e das propriedades de cada fio, além dos isolamentos utilizados nos diferentes modelos de SWLS.

Tabela 4: Dimensões e propriedades dos fios supercondutores e isolamentos utilizados nos modelos de SWLS desenvolvidos.

Parâmetros	Modelo A	Modelo B	Modelo C
Razão cobre-supercondutor	0,9	0,9	0,9
Área da seção transversal de NbTi [mm ²]	0,298	0,298	0,298
Área da seção transversal de Cobre [mm ²]	0,2682	0,2682	0,2682
Diâmetro do fio (nu) [mm]	0,85	0,85	0,85
Diâmetro do fio isolado (circunferência) [mm]	1,09	0,9	0,9
Espessura de isolamento (circunferência) [µm]	120	25	25
Espessura de isolamento entre camadas [µm]	-	150	100

5.3 Distribuição de Campo Magnético

Simulando a passagem de corrente pelas bobinas supercondutoras, foi possível obter uma distribuição do campo magnético para cada modelo de SWLS, como mostra a Figura 21 para o Modelo B, no entanto, para os demais modelos essa distribuição é muito similar, alterando-se proporcionalmente apenas o módulo do campo magnético. É possível observar, de imediato, que ocorre a saturação do campo magnético em todo o polo central de hólmio, podendo atingir valores de até 8,4 T, e em algumas regiões dos elementos feitos de aço. Na vista longitudinal, é interessante notar que os vetores de campo se orientam em sentidos opostos nas regiões de baixo e alto campo (polos laterais e centrais, respectivamente), compondo um fluxo magnético que atravessa o núcleo. Ainda nessa vista, observa-se que a região de alto campo está confinada no gap do polo central, o que resultará em um perfil de campo magnético mais estreito. Na vista transversal do polo central, observa-se que esses vetores estão similarmente bem distribuídos na região do gap, indicando homogeneidade do campo magnético na região de alto campo.

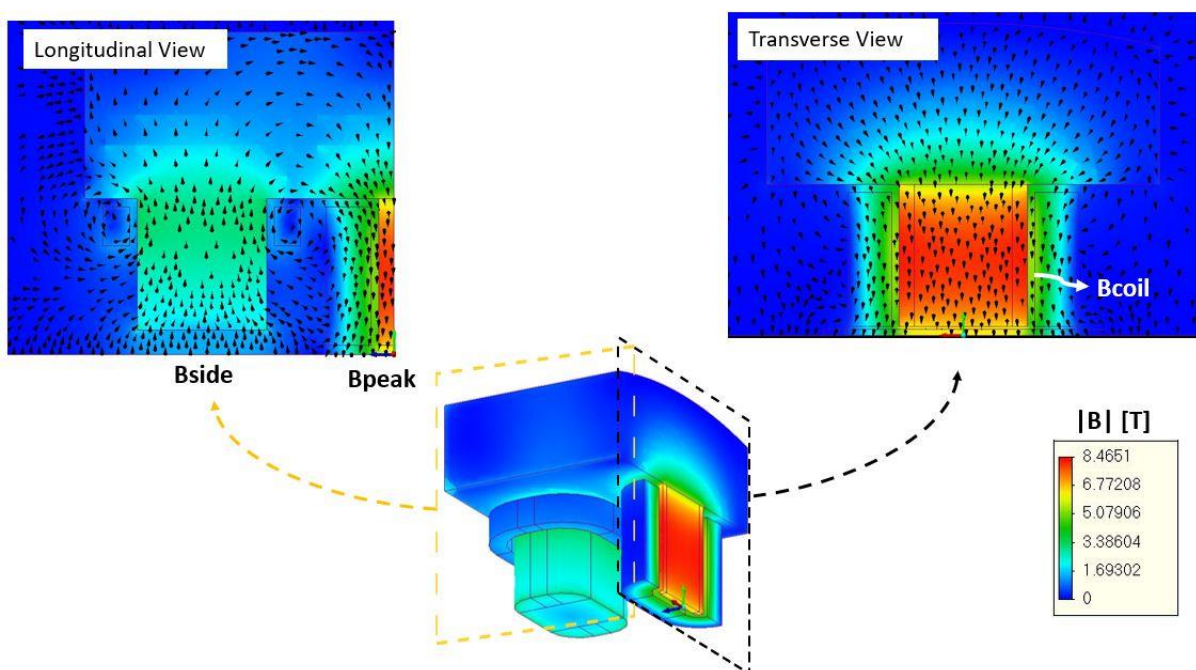


Figura 21: Exemplo de distribuição de campo magnético gerado nos modelos de SWLS estudados. Neste caso, as figuras representam o Modelo B.

Foram obtidos também dados relacionados ao campo de pico ao longo do eixo do feixe (Bpeak), ao campo máximo induzido pelas bobinas (Bcoil), ao campo gerado no caminho do feixe pelos polos laterais (Bside), à largura de meia altura da região de alto campo (FWHM), ao campo integrado total e ao campo integrado da região de alto campo. A Tabela 5 mostra os valores das correntes aplicadas nas bobinas centrais e laterais de cada modelo e cada um dos dados mencionados acima, obtidos por meio dessas simulações.

Tabela 5: Informações sobre a distribuição de campo magnético para os modelos de SWLS.

Parâmetros	Modelo A	Modelo B	Modelo C
Corrente aplicada nas bobinas [A]	275	240	280
Campo de Pico - Bpeak [T]	6.02	6.31	7.03
Campo na região do polo lateral - Bside [T]	1.36	1.41	1.47
Campo máximo induzido nas bobinas - Bcoil [T]	5.12	5.33	6.24
Largura de meia altura - FWHM [mm]	32.2	30.0	28.4
Campo integrado total [G.cm]	24.9	2.6	0.0
Campo integrado da região de alto campo [T.cm]	19.2	19.2	20.1

A Figura 22 apresenta o perfil de homogeneidade do campo magnético dos polos no Modelo B. Como parâmetro, pode-se tomar a diferença relativa entre o campo gerado no centro do gap de cada polo e o campo ao longo da posição transversal[‡]. Foi possível determinar regiões com boa homogeneidade de campo: $\Delta B/B \leq 0,001$ para uma extensão de 9 mm centrada no polo central; e $\Delta B/B \leq 0,001$ para uma extensão de 12 mm centrada em cada um dos polos laterais. Obtivemos resultados similares nos demais modelos. Isso é esperado pois os comprimentos ao longo da transversal dos polos em cada modelo são semelhantes.

[‡] Há um termo em inglês para se referir a esse desprendimento das curvas, denominado *roll-off*.

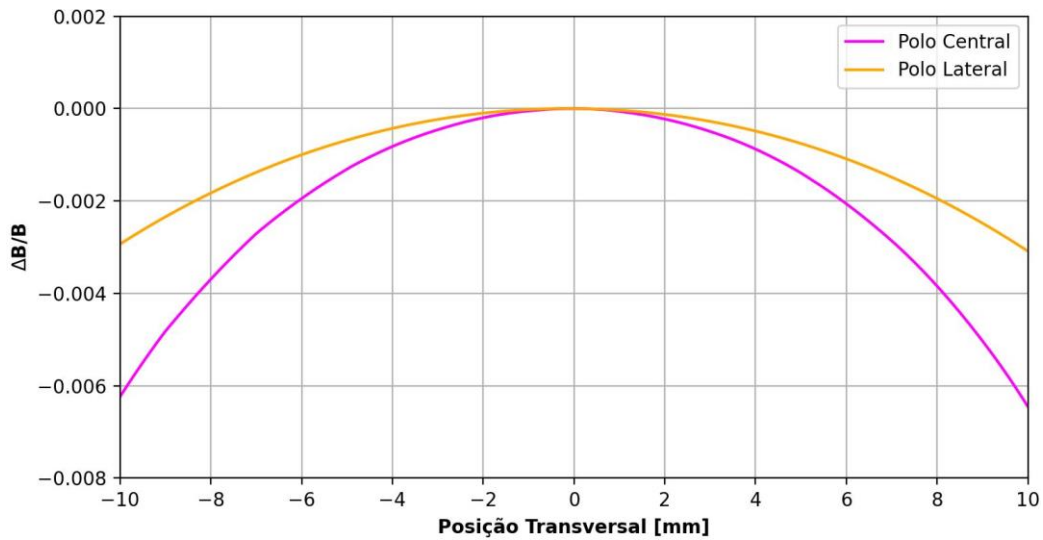


Figura 22: Perfil de homogeneidade do campo magnético do SWLS Modelo B.

A Figura 23 mostra o deslocamento horizontal da trajetória do feixe ao longo da posição longitudinal para os modelos de SWLS. Essa medida foi obtida calculando-se a segunda integral do campo magnético ao longo de todo o perfil, considerando uma energia do feixe de 3 GeV. Como pode ser observado no gráfico, o deslocamento máximo varia de 620 μm para o Modelo B a 660 μm para o Modelo A, aproximadamente 7 vezes menor do que a distância do centro do gap à fronteira da região de boa homogeneidade do campo, indicando que podemos considerar que o feixe praticamente se desloca por uma região de campo semelhante ao campo gerado no eixo longitudinal do dispositivo.

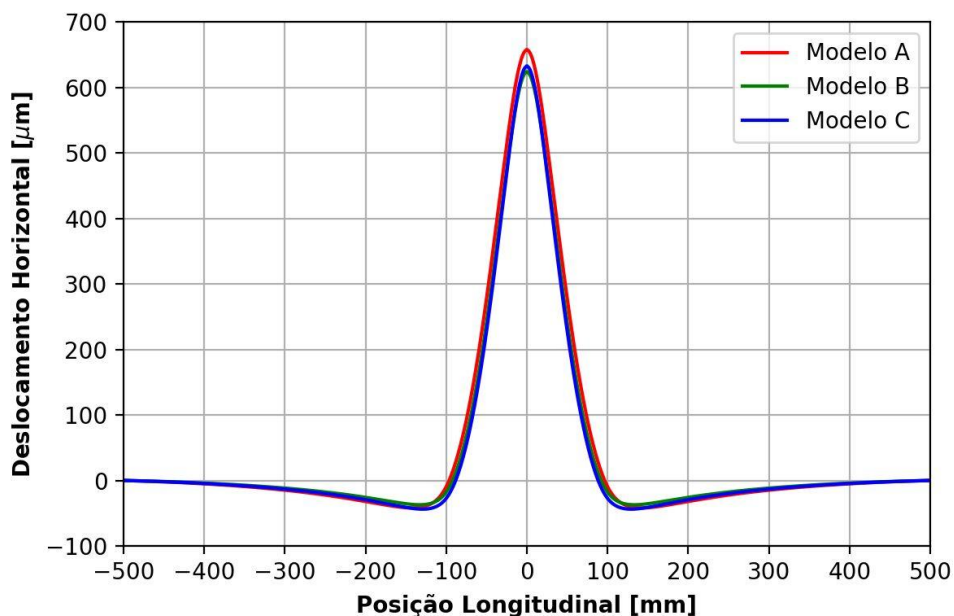


Figura 23: Deslocamento horizontal da trajetória do feixe para os modelos de SWLS estudados.

A Figura 24 mostra uma comparação entre os perfis de campo magnético vertical obtidos ao longo do feixe pelos modelos de SWLS e o perfil ideal. Embora os modelos A e B não atinjam o campo de pico esperado, os requisitos de campo integrado são atendidos. O oposto ocorreu com o modelo C, como mostrado na Tabela 5, pois o campo magnético integrado ultrapassou o valor limiar de $19,5 \text{ T} \cdot \text{cm}$, embora, satisfatoriamente, o pico de 7 T tenha sido atingido.

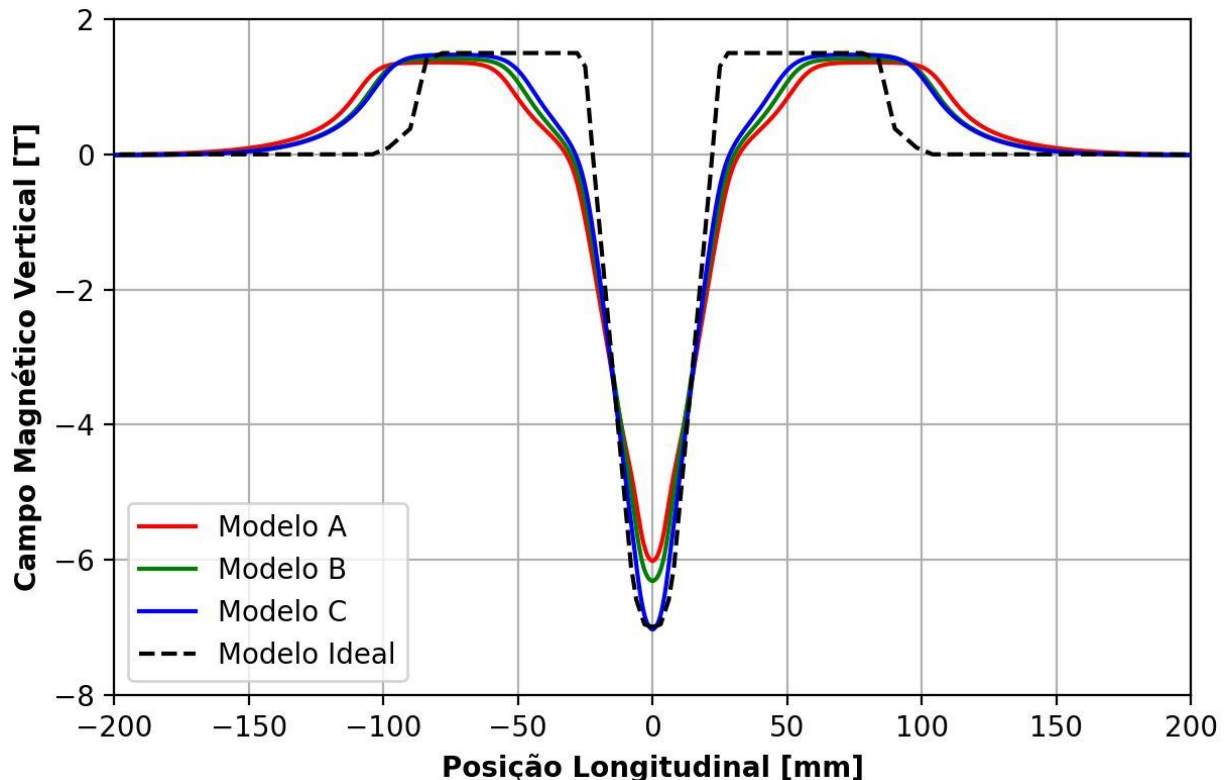


Figura 24: Perfil do campo magnético ao longo do eixo longitudinal dos modelos de SWLS desenvolvidos em comparação com o perfil ideal.

5.4 Análise da *Load Line* e da Margem de Operação

Por meio da coleta de dados do campo no condutor gerado pelas simulações, foi possível desenvolver a análise da *load line* e da margem de operação, encontrando o campo crítico e a temperatura de *current sharing* (T_{cs}) para cada modelo estudado.

Primeiramente, também foi considerada uma temperatura de operação de $T = 5,0 \text{ K}$ para todos os modelos. A Figuras 25.a, 25.b e 25.c a seguir mostra a *load line* de cada modelo, a margem e as curvas críticas em $T = 5,0 \text{ K}$ e $T = T_{cs}$. Nota-se que apenas o modelo C não atinge uma margem superior a 20% para essa temperatura de operação, estando, portanto, fora

do valor requisitado. Já a Figura 25.d mostra novamente a *load line* para o modelo C, porém, considerando a temperatura de operação no valor de $T = 4,2 K$. Nessa temperatura, foi possível garantir uma margem de operação superior a 20%. A Tabela 6 apresenta resumidamente os principais resultados sobre a análise da *load line* e margem de operação para cada modelo estudado.

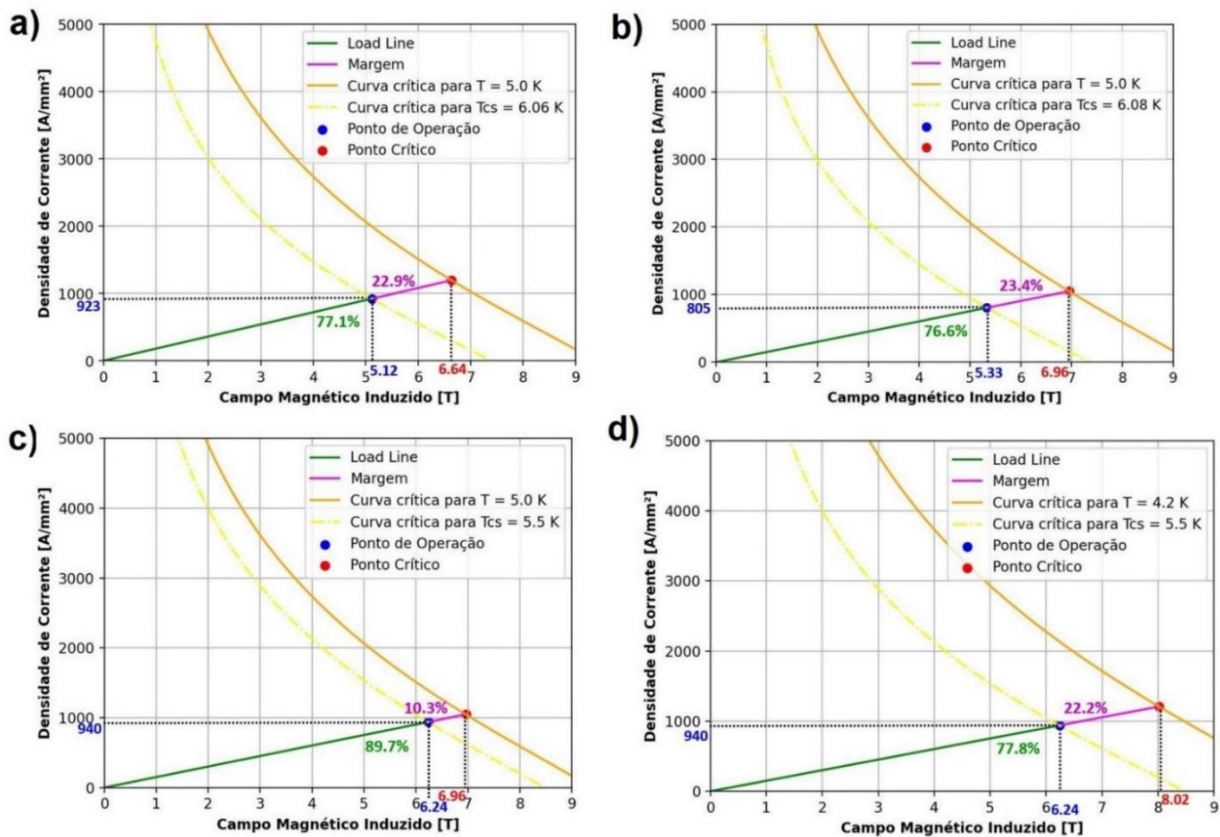


Figura 25: *Load line* e margem de operação para os modelos A (a), B (b) e C (c) em $T = 5 K$; em (d), o modelo C foi analisado considerando $T = 4,2 K$. São mostradas também as curvas críticas na temperatura de *current sharing* de cada modelo.

Tabela 6: Informações sobre a análise da *load line* extraída de cada modelo de SWLS.

Parâmetros	Modelo A	Modelo B	Modelo C
Densidade de corrente supercondutora [A/mm²]	923	805	940
Temperatura de operação [K]	5.0	5.0	4.2
Temperatura de <i>current sharing</i> [K]	6.06	6.08	5.50
Densidade de corrente no ponto crítico [A/mm²]	1197	1051	1208
Campo magnético induzido no ponto crítico [T]	6.64	6.96	8.02
Margem de Operação [%]	22.9	23.4	22.2

5.5 Considerações Finais

Com relação à configuração dos fios supercondutores na seção transversal das bobinas, a Distribuição 2 mostra-se mais promissora, pois produz um campo de pico mais elevados. Portanto, entre os Modelos A e B, o Modelo B deve ser escolhido porque o campo de pico do modelo B foi aproximadamente 0,3 T maior que o do modelo A, mesmo mantendo valores muito próximos de margem de operação e campo magnético integrado na região de alto campo.

Até onde pudemos conduzir o desenvolvimento do SWLS, o maior desafio foi conciliar resultados ótimos em um único modelo, ou seja, ter no mesmo modelo características excelentes de campo de pico, campos integrados e margens de operação. Se levarmos em consideração a persistência nos valores especificados de campos integrados e temperatura de operação, o modelo B mostrou-se mais adequado, já que foi capaz de atingir um campo de pico de 6,3 T em conformidade com todas as especificações fornecidas.

Ainda assim, é interessante buscar um modelo de SWLS capaz de gerar campos de pico maiores. Modificações pontuais podem afetar todo o dispositivo. Por exemplo, as alterações nas correntes ou geometrias visando campos de pico maiores podem comprometer bastante a margem de operação, aumentando o risco de *quench* iminente, ou o campo integrado da região de alto campo, que influencia na emitância. Todavia, há alterações que podem ser feitas e reavaliadas, como a redução da temperatura de operação ou o aumento da especificação do campo integrado da região de alto campo. No Modelo C, elas permitiram atingir o campo de pico de 7 T.

Dessa forma, até o momento, o modelo mais apropriado para o desenvolvimento final do dispositivo supercondutor é o Modelo B, pois ele atingiu o maior campo de pico enquanto cumpriu com os requerimentos de campo integrado na região de alto campo e com bons resultados de margem de operação. No entanto, ainda é possível, a partir de uma remodelagem que permita combinar alguns elementos dos Modelos B e C, atingir campos de pico mais elevados, aperfeiçoando, por fim, o projeto do SWLS.

6 CONCLUSÃO

Esse trabalho permitiu o desenvolvimento preliminar do projeto magnético para um dispositivo de inserção supercondutor que será construído e instalado no acelerador sincrotron Sirius. O dispositivo consiste em um *wavelength shifter* supercondutor (SWLS) capaz de gerar um campo de pico de até 7 Tesla. Além disso, o SWLS deve cumprir com as exigências óticas da rede magnética do Sirius e operar com uma ampla margem de operação.

Por meio de simulações, utilizando o software Simcenter MAGNET, três modelos de SWLS foram propostos. Em todos os dispositivos há um par de polos centrais, feitos de Hólmio, e dois pares de polos laterais, feitos de aço 1006. As bobinas supercondutoras são enroladas com fio comercial de NbTi. Os modelos foram denominados A, B e C e possuem diferenças como: dimensões, organização dos fios nas bobinas e corrente aplicada.

Inicialmente, comparou-se a configuração dos fios supercondutores na seção transversal das bobinas. Nesse caso, a Distribuição 2 em que os fios possuem um segundo isolamento por camadas foi capaz de gerar melhores resultados. Como observado na comparação entre os modelos A e B, apesar de ambos possuírem valores semelhantes de margem e campos integrados, o modelo B, que adotou a Distribuição 2, apresentou um campo de pico mais elevado que o modelo A, que adotou a Distribuição 1, em que os fios possuem um segundo isolamento individualmente. Apesar desse fato, o modelo B não foi capaz de atingir 7 T.

Constatou-se, por meio de análises da distribuição de campo magnético, que apenas o modelo C atingiu o valor de campo de pico desejado, 7 T. No entanto, isso implicou de um campo integrado na região de alto campo acima do valor especificado previamente e uma margem de operação abaixo de 20% para a temperatura de 5 K, como evidenciado nas análises da *load line*.

Como aperfeiçoamento da pesquisa realizada nesse trabalho, pretendemos sugerir uma remodelagem que combine elementos dos Modelos B e C de forma a atingir campos de picos mais próximos dos 7 T sem comprometimento da margem de operação, além de uma reavaliação das especificações de campo integrado na região de alto campo, de forma a permitir valores mais elevados desse parâmetro. Dessa forma, será possível prosseguir para outras etapas do projeto mais amplo, que é a construção física do SWLS e a realização de testes experimentais.

Por fim, em relação ao Trabalho de Conclusão de Curso, tenho a convicção plena que as atividades realizadas aqui corroboraram com minha formação como engenheiro físico. Ao trazer estudos motivantes em um ambiente científico de alto nível, com temas como eletromagnetismo, supercondutividade e aceleradores de partículas, foi possível aplicar muito do meu conhecimento adquirido na graduação. Pretendo, como profissional graduando, atuar nas áreas de engenharia, ciência básica ou desenvolvimento de tecnologia com competência e responsabilidade.

REFERÊNCIAS

- BARZI, E.; ZLOBIN, A. Research and Development of Nb₃Sn Wires and Cables for High-Field Accelerator Magnets. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, Batavia, v. 63, n. 2, abr. 2016.
- BOTTURA, L. Cable Stability. *In*: BAILEY, R. **CERN Accelerator School (CAS): Course on Superconductivity for Accelerators**. Genebra: CERN, 2013. cap. 16, pg. 401-451.
- CLARKE, J. **The Science and Technology of Undulators and Wigglers**. Nova Iorque: Oxford University Press, 2004.
- EDWARDS, J. **An introduction to MagNet for Static 2D Modeling**. Montreal: Infolytica Corporation, 2014.
- GRIFFTHS, D. Electrodynamics. *In*: GRIFFTHS, D. **Introduction to Electrodynamics**. 3. ed. Estados Unidos: Pearson Addison Wesley, 2011. cap. 7, p. 198-231.
- GRIFFTHS, D. Electrodynamics and Relativity. *In*: GRIFFTHS, D. **Introduction to Electrodynamics**. 3. ed. Estados Unidos: Pearson Addison Wesley, 2011. cap. 12, p. 364-381.
- HOARD, R. W. *et al.* Field Enhancement of a 12.5T Magnet Using Holmium Poles. **IEEE Transactions on Magnetism**, v. 21, n. 2, mar. 1985.
- KITTEL, C. Supercondutividade *In*: **Introdução à Física do Estado Sólido**. Rio de Janeiro: Grupo Editorial Nacional-LTC, ed. 8, 2013. cap. 10, pg. 219-252.
- OSTERMANN, F.; FERREIRA, L.; CAVALCANTI, C. Tópicos de Física Contemporânea no Ensino Médio: um Texto para Professores sobre Supercondutividade. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Porto Alegre, v. 20, n. 3, set. 1998.

RHODES, B. L.; LEGVOLD, S.; SPEDDING, F. H. Magnetic Properties of Holmium and Thulium Metals. **Physical Review**, v. 109, n. 5, mar. 1958.

RUSSENSCHUCK, S. Magnets for Accelerators In: **Field Computation for Accelerator Magnets: Analytical and Numerical Methods for Electromagnetic Design and Optimization**. Weimheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010. cap. 1, pg. 1-48.

SANDS, M. **Physics of Electron Storage Rings: An Introduction**. Santa Cruz: Conference Proceedings C, 1969. p. 257-411.

SCHOERLING, D.; ZLOBIN, A. Superconducting Magnets for Accelerators. *In: Nb₃Sn Accelerator Magnets: Designs, Technologies and Performance*. Cham: Springer Open, 2019. cap. 1, pg. 1-22.

TOKURA, Y. **Hierarchies in matter: Emergent matter science shapes a new future**. Universidade de Tóquio, 2017.
Disponível em: <https://www.u-tokyo.ac.jp/focus/en/features/f_00070.html>.
Acesso em: 18 jan. 2022.

VIANNA, A. A. *et al.* Conceptual Design of a C-Shaped 6.4 T Superconducting Dipole Magnet. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 32, n. 4002005, ed. 6, set. 2022.

WILSON, M. N. **Superconducting Magnets**. Nova Iorque: Oxford University Press, 1983.

WOLSKI, A. Maxwell's equations for magnets. *In: BRANDT, D. CERN Accelerator School (CAS): Magnets*. Genebra: CERN, 2010. cap. 1, pg. 1-38.

ZICKLER, T. Basic design and engineering of normal-conducting, iron-dominated electromagnets. *In: BRANDT, D. CERN Accelerator School (CAS): Magnets*. Genebra: CERN, 2010. cap. 3, pg. 65-102.

Apêndice A – Curvas $B \times H$ dos materiais utilizados

- Hólmio ($T = 4,2\text{ K}$):

H [kA/m]	B [T]	μ_r
0	0,0	-
80	1,7	17,0
414	3,0	5,8
796	3,9	3,9
1194	4,5	3,0
1989	5,6	2,2
2785	6,8	1,9
9947	16,4	1,3

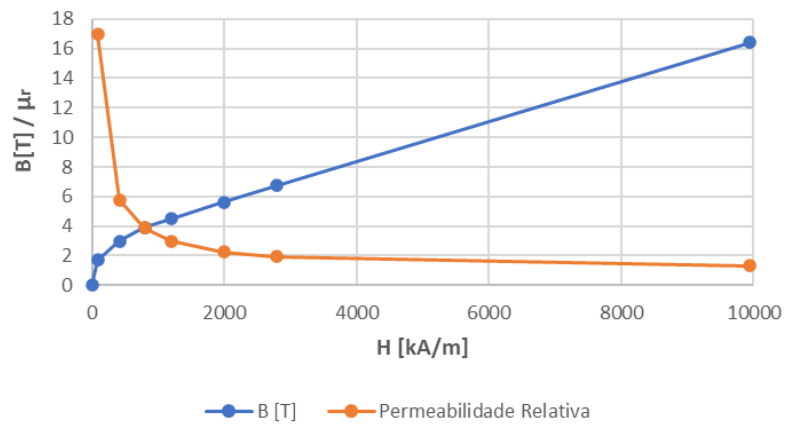


Figura A.1: Dados do campo de magnetização B e permeabilidade magnética relativa μ_r do Hólmio à temperatura de $4,2\text{ K}$ em função do campo externo aplicado H . Fonte: Hoard *et al.*

- Aço 1006:

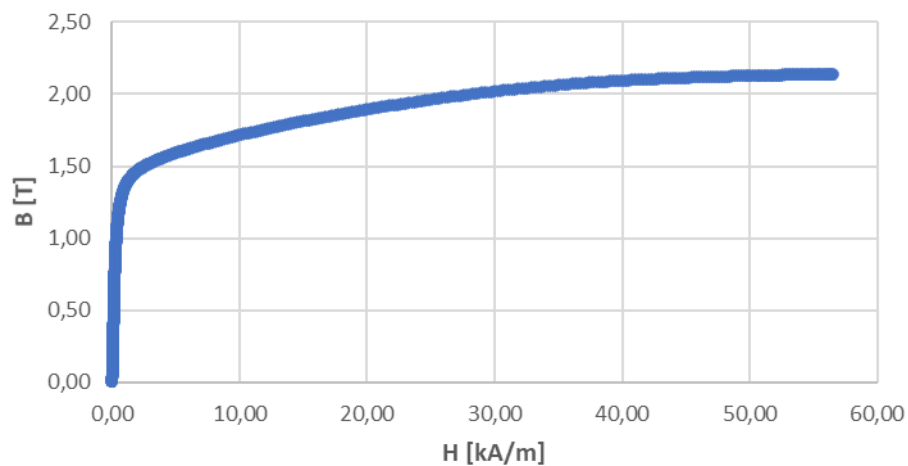


Figura A.2: Dados do campo de magnetização B do aço 1006 em função do campo externo aplicado H .