UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Câmpus de Ilha Solteira

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA "JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
FACULDADE DE ENGENHARIA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA

LEONARDO DA SILVA RODRIGUES BENITEZ

ESTUDO DA SUPERCONDUTIVIDADE E SUAS PROPRIEDADES APLICADAS A MAGNETOS DE EQUIPAMENTOS DE RESSONÂNCIA MAGNÉTICA

Ilha Solteira, SP

2022

LEONARDO DA SILVA RODRIGUES BENITEZ

ESTUDO DA SUPERCONDUTIVIDADE E SUAS PROPRIEDADES APLICADAS A MAGNETOS DE EQUIPAMENTOS DE RESSONÂNCIA MAGNÉTICA

Trabalho de conclusão de curso apresentado à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira – UNESP, como parte dos requisitos para obtenção do título de Engenheiro Eletricista.

Orientador: Prof. Dr. Rafael Zadorosny

Ilha Solteira, SP
2022

FICHA CATALOGRÁFICA
Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

Benitez, Leonardo da Silva Rodrigues.
B467e Estudo da supercondutividade e suas propriedades aplicadas a magnetos de equipamentos de ressonância magnética / Leonardo da Silva Rodrigues Benitez. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2022
102 f. : il.

Trabalho de conclusão de curso (Graduação em Engenharia Elétrica) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2022

Orientador: Rafael Zadorosny
Inclui bibliografia

1. Supercondutividade. 2. Ressonância magnética. 3. Magneto supercondutor.

Raiane da Silva Santos
Supervisora Técnica de Seção
Seção Técnica de Referência, Atendimento ao usuário e Documentação
Diretoria Técnica de Biblioteca e Documentação
CRB/8 - 9999

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Câmpus de Ilha Solteira

ATA DE DEFESA DE TRABALHO DE GRADUAÇÃO

Aos quatro dias do mês de agosto do ano de dois mil e vinte e dois, o discente ***Leonardo da Silva Rodrigues Benitez,*** matriculado sob o nº 161050824 tendo como banca examinadora o seu orientador, o *Prof. Dr. Rafael Zadorosny (UNESP-FEIS), o Prof. Dr. Flávio Goulart dos Reis Martinz (UFF), e a Profa. Dra. Rosangela da Silva de Laurentiz*, apresentou o Trabalho de Graduação intitulado: **"ESTUDO DA SUPERCONDUTIVIDADE E SUAS PROPRIEDADES APLICADAS A MAGNETOS DE EQUIPAMENTOS DE RESSONÂNCIA MAGNÉTICA",** obtendo a nota 8,5 (oito e meio) e conceito APROVADO.

Prof. Dr. Rafael Zadorosny
- Orientador-
(UNESP-FEIS)

Leonardo da Silva Rodrigues Benitez
- Discente-

Prof. Dr. Flávio Goulart dos Reis Martinz
- Membro da Banca-
(UFF)

Profa. Dra. Rosangela da Silva de Laurentiz
- Membro da Banca-
(UNESP-FEIS)

DEDICATÓRIA

Dedico esse trabalho especialmente aos meus pais, minha irmã e minha namorada. Dedico também a todos os professores e amigos que tiveram uma grande contribuição na minha formação pessoal e profissional nesse período de graduação. Todos vocês me ajudaram a realizar esse sonho.

AGRADECIMENTOS

A todos os envolvidos na caminhada até aqui, que foram muitos, em especial:

Ao meu orientador Prof. Dr. Rafael Zadorosny, por ter me acolhido como aluno e pelos ensinamentos para a realização deste trabalho. Muito obrigado pela orientação, paciência e dedicação para a minha formação acadêmica.

A todos os meus amigos que sempre me apoiaram e nunca me deixaram desistir.

A todos os professores que tive durante a graduação. Conhecimento é o bem mais valioso do ser humano e vocês fizeram parte da construção do meu.

À minha mãe, Fabiana e meu pai, Luis Carlos, por todo carinho, por sempre estarem ao meu lado e nunca pouparem esforços e trabalho para que meus sonhos fossem realizados. Obrigado por todo apoio no início e continuidade da minha formação acadêmica. Vocês são os maiores exemplos de força e superação que eu poderia ter e graças a vocês, concluí mais esse trabalho com muito amor e dedicação.

À minha irmã, Júlia, por acompanhar toda a minha jornada e pelo apoio e ajuda que sempre me deu.

A Alana, por ser minha companheira de vida e estar presente em todos os momentos. Você deixou minha vida mais feliz, me apoiou, me deu força e inspiração para chegar até aqui.

Às agências de fomento, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP, processos 2016/12390-6 e 2020/10058-0), à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES, código 001) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq, 310428/2021-1) por financiarem as pesquisas desenvolvidas no Grupo de Supercondutividade e Materiais Avançados.

A todas estas pessoas e todos que contribuíram de alguma forma para a realização desse trabalho, meu muito obrigado. A conclusão dele só foi possível graças ao apoio de cada um de vocês.

RESUMO

O objetivo deste trabalho compreende estudos bibliográficos sobre a supercondutividade, a fim de aplicar qualitativamente suas principais propriedades no estudo de alguns aspectos do magneto supercondutor de equipamentos de ressonância magnética. Essas propriedades são bem aplicadas nos magnetos supercondutores tipo solenóide com 1,5 T de campo magnético, o tipo mais utilizado no mercado hoje em dia. Sua construção e refrigeração, sua energização e o *quench* foram abordados com base em tecnologias existentes e as teorias de supercondutividade estudadas. Esses magnetos têm grande potencial de desenvolvimento tecnológico, tornando exames de ressonância magnética mais baratos e acessíveis. No futuro, isso contribuirá para que mais doenças sejam diagnosticadas e tratadas com eficácia, melhorando a qualidade de vida de toda a população.

Palavras-chave: supercondutividade; ressonância magnética; magneto supercondutor.

ABSTRACT

This work's objective lies in bibliographic studies on superconductivity to qualitatively apply its main properties in the study of some aspects of the superconducting magnet of magnetic resonance equipment. These properties are well applied in solenoid-type superconducting magnets with a 1.5 T magnetic field, the most widely used type on the market today. Its construction, cooling, energization, and quench were based on existing technologies and theories. These magnets have great potential for technological development, making magnetic resonance imaging exams cheaper and more accessible. In the future, this will contribute to more diseases being diagnosed and treated effectively, improving the quality of life of the entire population.

Keywords: superconductivity; magnetic resonance; superconducting magnet.

LISTRA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – O gráfico histórico de resistência (ohms) versus temperatura (Kelvin) para mercúrio do experimento de 26 de outubro de 1911 mostra a transição supercondutora em 4,2 K. **16**

Quadro 1 – Enumeração dos trabalhos mais importantes feitos por físicos no curso de estudos de supercondutividade. **17**

Figura 2 – Evolução cronológica da temperatura crítica (em Kelvin) dos materiais supercondutores. **18**

Figura 3 - Um modelo de metal. **18**

Figura 4 – Movimento desordenado de um elétron livre. **19**

Figura 5 – Fio metálico (a) sem aplicação de fonte de energia e (b) com aplicação de fonte de energia. **19**

Figura 6 – Variação da resistividade de metais em função da temperatura. **20**

Figura 7 – Perda de resistividade em um supercondutor em baixas temperaturas. **21**

Figura 8 – Gráfico tridimensional relacionando corrente, campo magnético e temperatura para materiais supercondutores. **21**

Figura 9 – Distribuição do fluxo magnético em um corpo diamagnético. **22**

Figura 10 – Distribuição líquida do fluxo resultante em torno de um corpo diamagnético. ... **23**

Figura 11 – Comportamento magnético de um condutor perfeito. **23**

Figura 12 – Comportamento magnético de um supercondutor. **25**

Figura 13 – Variação da densidade de fluxo na fronteira de um supercondutor. **26**

Figura 14 – Variação da profundidade de penetração em função da temperatura. **27**

Figura 15 – Formação dos pares de Cooper. **30**

Figura 16 – Magnetização M e indução magnética B em função da intensidade de campo magnético H aplicado em supercondutores do tipo I. **32**

Figura 17 – Magnetização M e indução magnética B em função da intensidade de campo magnético H aplicado em supercondutores do tipo II. **33**

Figura 18 – Diagrama de 33**Figura 19 –** Relação entre o comprimento de coerência e o comprimento de penetração para supercondutores (a) do tipo I e (b) do tipo II. **34**

Figura 20 – Estrutura de um vórtice com (a) vista global (fora de escala) e (b) transversal. .. **35**

Figura 21 – Interação repulsiva entre dois vórtices. **36**

Figura 22 – Arranjo periódico de vórtices vistos na direção do campo magnético. **36**

Figura 23 – Força de Lorentz sobre os vórtices devida à corrente de transporte. **37**

Figura 24 – Esquema da estrutura cristalina do YBCO. **39**

Figura 25 - Fio multifilamentar de material supercondutor metálico. **41**

Figura 26 – Tecnologia PIT. **42**

Figura 27 – Filme fino supercondutor crescido sobre fita metálica. **42**

Quadro 2 - Enumeração de contribuições importantes feitas por cientistas no curso de estudos de ressonância magnética. **45**

Figura 28 – Equipamento de ressonância magnética. **46**

Figura 29 – Spin do próton e a formação de um campo magnético. **47**

Figura 30 – Aleatoriedade na orientação dos spins dos prótons de um meio. **47**

Figura 31 – Orientação paralela e antiparalela dos spins de prótons submetidos a $\underline{B0}$. **48**

Figura 32 – Movimento de precessão de um próton submetido a campo magnético externo.. **48**

Figura 33 – Átomos alinhados. **49**

Figura 34 – Convenção no sistema de coordenadas cartesianas. **50**

Figura 35 – Ângulo flip genérico. **51**

Figura 36 - Vetor magnético no plano xy. **51**

Figura 37 – Nutação de $\underline{M0}$ durante o processo de relaxação. **52**

Figura 38 – Detecção de $\underline{Mxy}$. **52**

Figura 39 – Sinal de RM sofrendo decaimento – fid. **53**

Figura 40 – Distorção linear do campo magnético primário. **54**

Figura 41 – Seleção de uma fatia tomográfica na posição $\underline{z0}$. **55**

Figura 42 – Espessura do corte determinada pela largura de banda do pulso de RF. **55**

Figura 43 – Espessura do corte determinada pela intensidade do gradiente. **56**

Figura 44 – Representação da matriz da imagem 256×256. ..... **57**

Figura 45 – Codificação de fase e codificação de frequência em matriz 256×256. ..... **57**

Figura 46 – Representação de sequência de pulsos sendo repetidas. **58**

Figura 47 – Linhas de sinais de RM. **58**

Figura 48 – Espaço k. **59**

Figura 49 – Exemplo de formação da imagem. **60**

Figura 50 – Esquema de um equipamento usado para obtenção de imagens por ressonância magnética nuclear. **61**

Figura 51 – Imagem das estruturas do crânio obtida por RMN (corte sagital). Observa-se: fossa nasal (FN), seio frontal (SF), hemisfério cerebral (H), corpo caloso (CC), trígono (T), protuberância (P), cerebelo (C), medula (M) e língua (L). **62**

Figura 52 – Imagem das estruturas do crânio obtida por RMN (corte coronal) mostrando os hemisférios cerebrais e o cerebelo. **63**

Figura 53 – Corte transversal do crânio obtido por RMN. A) estruturas ósseas e cerebelo; B) globos oculares, trajetos nervosos, cérebro e ossos. **63**

Figura 54 – Alocação de bobinas receptoras em pacientes. A) bobina receptora para ombro; B) bobina receptora para joelho. **64**

Figura 55 – Bobinas de uma RM. (a) Três bobinas de gradiente de campo magnético alteram a força do campo magnético através do espaço para localizar o sinal de RM; (b) Uma bobina de fio supercondutor gera um forte campo magnético, $B0$; (c) Uma bobina de transmissão de radiofrequência (RF) emite ondas de rádio que geram um campo magnético variável no tempo, $B1$; (d) Uma bobina de recepção de radiofrequência da coluna com vários elementos recebe o sinal de RM. **64**

Figura 56 – Esquema de um sistema de ressonância magnética (corte transversal). (a) bobina magnética para produzir o campo magnético estático homogêneo ($B0$) para alinhamento de rotação; (b) bobinas de gradiente para produzir os campos de gradiente variantes no tempo (Gx, Gy e Gz) para codificação espacial dos sinais de MR e (c) bobina de radiofrequência (RF) transmissora para gerar um campo de RF

(B1) para excitação de rotação. A resposta do sinal de RM das rotações excitadas dentro do sujeito é detectada por um conjunto de bobinas de RF de superfície somente de recepção colocadas acima e abaixo do volume da imagem (localizado no isocentro). **65**

Figura 57 – Unidades de ressonância magnética por milhão de habitantes, no período de 2017 a 2020. ..... **66**

Figura 58 – Exames de ressonância magnética por milhão de habitantes, no período de 2017 a 2020. ..... **66**

Figura 59 – Equipamentos de ressonância magnética no Brasil. **67**

Quadro 3 – Equipamentos de diagnóstico por imagem de todo o país. **68**

Figura 60 – Mercado global da RM, por aplicação. **69**

Figura 61 – Linhas de campo magnético (a) de um ímã; (b) da terra; (c) de um eletroímã. ... **70**

Figura 62 – Campo magnético de um solenoide. **71**

Figura 63 – RM com magneto resistivo (Fonar Corp.). **72**

Figura 64 – Equipamento de RM com magneto permanente Marcom 0.35T (STERNMED). **73**

Figura 65 – Instalações para uma RM. (a) Uma RM com magneto supercondutor necessita de uma sala de máquinas *(Equipament room*) para refrigeração do magneto, além da blindagem de campo magnético; (b) Uma RM com magneto permanente não requer a sala de máquinas nem a blindagem de campo magnético. **74**

Figura 66 – (a) Seção transversal representativa de um magneto de furo aberto mostrando a localização das bobinas de gradiente planar entre as bobinas do ímã principal e as bobinas de RF; (b) Orientação do campo magnético principal. **75**

Figura 67 – Entrega de ressonâncias magnéticas com magneto supercondutor em relação a intensidade do campo magnético (2008). **79**

Figura 68 – Seção transversal de um fio supercondutor da bobina de um magneto de RM. .. **80**

Figura 69 – (a) Única bobina supercondutora; (b) Montagem das bobinas. **81**

Figura 70 – (a) Bobinas do magneto totalmente montadas; (b) Linhas de campo magnético externo ao scanner; (c) Ilustração das 6 bobinas primárias, 2 bobinas de blindagem e o volume de imagem. **82**

Figura 71 – (a) Magneto supercondutor; (b) Recipiente de hélio; (c) Escudo térmico; (d) Recipiente de vácuo; (e) Vista transversal do magneto completo. **83**

Figura 72 – Esquema principal da refrigeração ZBO. **84**

Figura 73 – Diagrama esquemático do experimento de Onnes. **85**

Figura 74 – Circuito elétrico do magneto. **86**

Figura 75 – (a) Circuito LR; (b) Curva de decaimento da corrente. **87**

Figura 76 – (a) Cadeira com partes metálicas atraída e presa no magneto; (b) Botão de quench. **89**

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO 15

1.1 Supercondutividade 15

1.1.1 Breve histórico 15

1.1.2 Principais propriedades dos supercondutores 18

1.1.2.1 Resistência nula 18

1.1.2.2 Campo crítico e corrente crítica 21

1.1.2.3 Efeito Meissner 22

1.1.3 Teoria da supercondutividade 25

1.1.3.1 Teoria de London 25

1.1.3.2 Teoria de Ginzburg-Landau 27

1.1.3.3 Teoria BCS 29

1.1.4 Supercondutores do Tipo I e Tipo II 31

1.1.4.1 Vórtice, rede de vórtices e aprisionamento de vórtices 35

1.1.5 Supercondutores de alta temperatura crítica (HTS) 38

1.1.6 Aplicações dos supercondutores 40

1.1.6.1 Fios supercondutores 40

1.1.6.2 Magnetos supercondutores 43

1.2 O equipamento de ressonância magnética 43

1.2.1 Breve histórico 43

1.2.2 Sistemas e funcionamento físico 45

1.2.2.1 Magneto 46

1.2.2.2 Rádio frequência 49

1.2.2.3 Gradiente 53

1.2.2.4 Computador 56

1.2.3 Resumo do funcionamento 60

1.2.4 Ressonância magnética no mercado 65
1.3 Magnetos para MRIs 69
1.3.1 Tipos de magnetos 71
1.3.1.1 Magnetos resistivos 71
1.3.1.2 Magnetos permanentes 73
1.3.1.3 Magnetos supercondutores 75
2 OBJETIVOS 77
3 METODOLOGIA 78
4 ASPECTOS CONSTRUTIVOS E REFRIGERAÇÃO DOS MAGNETOS SUPERCONDUTORES 79
5 ENERGIZAÇÃO E MODO PERSISTENTE DE MAGNETOS SUPERCONDUTORES 85
6 QUENCH 88
7 DESENVOLVIMENTO TECNOLÓGICO DOS MAGNETOS SUPERCONDUTORES 90
8 CONCLUSÃO 93
REFERÊNCIAS 95

1 INTRODUÇÃO

Atualmente há um certo consenso de que a sociedade do futuro deve se alicerçar em ações e interação com o meio ambiente de forma sustentável, buscando por novas alternativas de geração de energia e produtos para o seu bem-estar e o do planeta. Estes itens constam, inclusive, na agenda 2030 da ONU que apresenta os Objetivos do Desenvolvimento Sustentável (ODS) [1]. Neste contexto, os materiais supercondutores são de grande importância, pois suas possíveis aplicações tecnológicas estão no transporte público como trens de levitação magnética [2], no armazenamento de energia [2], em motores e em geradores [3]. Na prática, uma das aplicações já existentes e amplamente difundida é o uso de fios supercondutores na fabricação de magnetos (bobinas), que são componentes essenciais em equipamentos de Ressonância Magnética (RM ou MRI, do inglês *Magnetic Resonance Imaging*) [4].

A ressonância magnética é um método de diagnóstico por imagem que não utiliza radiação ionizante. Por tal técnica, se é capaz de gerar imagens de alta definição de tecidos biológicos [5]. A influência desse tipo de diagnóstico nos cuidados de saúde está em constante crescimento. Ele é altamente vantajoso, principalmente na detecção antecipada de doenças, o que torna os tratamentos mais eficazes e diminui os custos com a saúde pública [6].

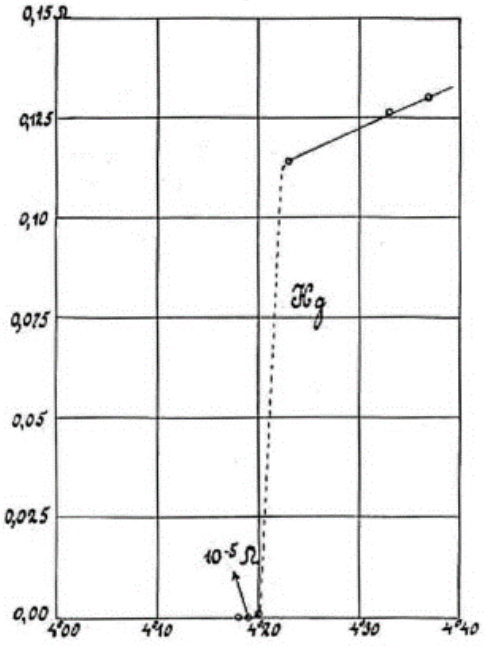
O sistema de ressonância magnética é composto por quatro componentes fundamentais: magneto, bobinas de gradiente, bobinas de rádio frequência e computador (processamento de imagem). Em relação ao magneto, existem três tipos: permanente, resistivo e supercondutor, sendo o último o mais utilizado comercialmente e foco deste trabalho.

1.1 Supercondutividade

1.1.1 Breve histórico

O fenômeno da supercondutividade foi descoberto em 1911 pelo físico holandês Heike Kamerling Onnes. Essa descoberta foi precedida pela invenção de uma técnica para liquefazer o gás hélio (He), criada por Onnes em 1908. O ponto de ebulição do hélio é de 4,2 K (ou -269 °C) e utilizando essa nova faixa de temperaturas, próximas do zero absoluto para estudar as propriedades elétricas dos materiais, Onnes observou que a resistividade de uma amostra de mercúrio caía abruptamente a zero ao atingir temperaturas abaixo de 4,2 K. O comportamento da resistividade do mercúrio em função da temperatura é mostrado na Figura 1.

Figura 1 – Gráfico histórico de resistência (ohms) versus temperatura (Kelvin) para mercúrio do experimento de 26 de outubro de 1911 mostrando a transição supercondutora em 4,2 K.



Fonte: [7].

Onnes interpretou esta propriedade supondo, corretamente, que o mercúrio passa de um estado resistivo normal a um novo estado, denominado estado supercondutor, no qual a resistividade é estritamente nula [2]. A temperatura em que ocorre a transição para o estado supercondutor é conhecida como temperatura crítica, T_c. O Prêmio Nobel de Física de 1913 foi concedido a Heike Kamerlingh Onnes por suas investigações sobre as propriedades da matéria em baixas temperaturas que levaram à produção de hélio líquido [8].

Em 1933, os físicos alemães Walther Meissner e Robert Ochsenfeld começaram a investigar as propriedades magnéticas dos materiais à medida que passavam do estado normal para o supercondutor. Eles observaram que quando um supercondutor era exposto a um campo magnético, o campo era completamente expulso do seu interior. Esse fenômeno é conhecido hoje como Efeito Meissner. A capacidade de um material de expelir parcialmente um campo magnético já era conhecida e é chamada de diamagnetismo. Quase todos os materiais exibem algum grau de diamagnetismo, embora o efeito seja geralmente pequeno. No caso dos supercondutores, o efeito é grande e inesperado [9].

A combinação da resistência elétrica nula e do Efeito Meissner são as propriedades que definem um supercondutor. Como citado na referência, [10], "*para provar a existência da supercondutividade, é necessário, pelo menos, que ambas as propriedades principais sejam observadas*".

Outros trabalhos importantes dentro do estudo da supercondutividade aconteceram durante os anos seguintes. O Quadro 1 apresenta as principais contribuições.

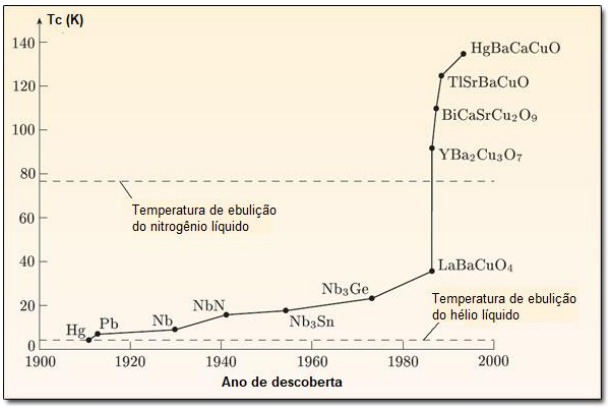
Quadro 1 – Enumeração dos trabalhos mais importantes feitos por físicos no curso dos estudos sobre supercondutividade.

Ano	Contribuição
1934	Os físicos Fritz e Heinz London formularam a primeira explicação teórica do comportamento de um supercondutor submetido a um campo magnético.
1950	Os físicos V.L. Ginzburg e L.D. Landau desenvolveram a teoria fenomenológica da supercondutividade, conhecida como teoria GL. Em 2003, os físicos receberam o Prêmio Nobel de Física.
1956	O físico A. A. Abrikosov desenvolveu a teoria dos supercondutores do tipo II. Em 2003, o físico recebeu o Prêmio Nobel de Física.
1957	Os físicos J. Bardeen, L. Cooper e J. R. Schrieffer desenvolveram a teoria microscópica da supercondutividade, conhecida como teoria BCS. Em 1972, os físicos receberam o Prêmio Nobel de Física.
1962	O físico B. Josephson previu teoricamente alguns fenômenos incomuns que ocorrem em contatos (junções) de supercondutores. Essas previsões foram totalmente confirmadas e o fenômeno em si foi chamado de efeito Josephson. Em 1973, o físico recebeu o Prêmio Nobel de Física.
1986	Os físicos K. A. Muller e German G. Bednorz descobriram a supercondutividade de alta temperatura crítica em um material cerâmico contendo lantânio, bário, cobre e oxigênio. Tal contribuição marcou a descoberta de uma nova classe: os supercondutores de alta temperatura crítica (HTS, do inglês *High-Temperature Superconductor*). Em 1987, os físicos receberam o Prêmio Nobel de Física.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Até 1986, pensava-se que o comportamento supercondutor estava confinado a certos materiais e temperaturas abaixo de ~30 K [9]. A teoria BCS parecia confirmar tal limite de temperatura crítica. No entanto, a descoberta dos HTSs, em 1986, revolucionou a pesquisa nessa área. Ela apontou que o estado supercondutor pode ser alcançado utilizando nitrogênio líquido como refrigerante criogênico no lugar do hélio líquido, muito mais caro e de difícil obtenção. Desde então, a busca da supercondutividade a temperaturas ainda maiores continua. A Figura 2 mostra a evolução da temperatura crítica dos materiais supercondutores desde a descoberta da supercondutividade.

Figura 2 – Evolução cronológica da temperatura crítica (em Kelvin) dos materiais supercondutores.



Fonte: Adaptado de [9].

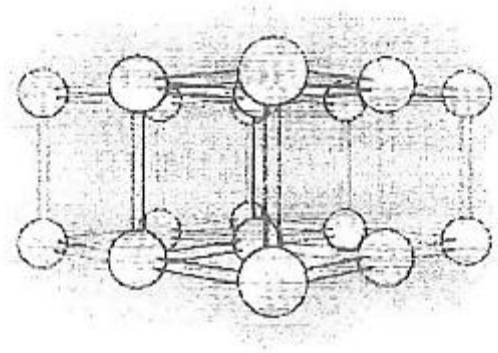
1.1.2 Principais propriedades dos supercondutores

1.1.2.1 Resistência nula

Para um bom entendimento da resistência nula nos supercondutores, é interessante relembrar o conceito básico da condução normal em metais.

Assim, um modelo simplificado de metal consiste em uma rede cristalina de íons positivos envolta por elétrons que podem mover-se livremente, os chamados elétrons livres [11]. Tal modelo é ilustrado na Figura 3, onde a nuvem acinzentada representa os elétrons livres.

Figura 3 - Um modelo de metal.

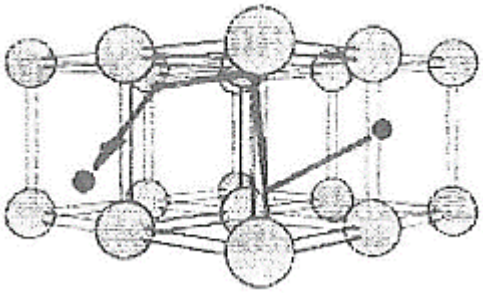


Fonte: [11].

A uma temperatura diferente de zero absoluto, ou seja $T \neq 0\ K$, os íons positivos estão em movimento, oscilando em torno de suas posições de equilíbrio devido à agitação térmica. Por outro lado, os elétrons livres apresentam um movimento desordenado ou aleatório. Esse

movimento é análogo ao de moléculas gasosas em recipientes fechados [11]. Tal comportamento é ilustrado na Figura 4.

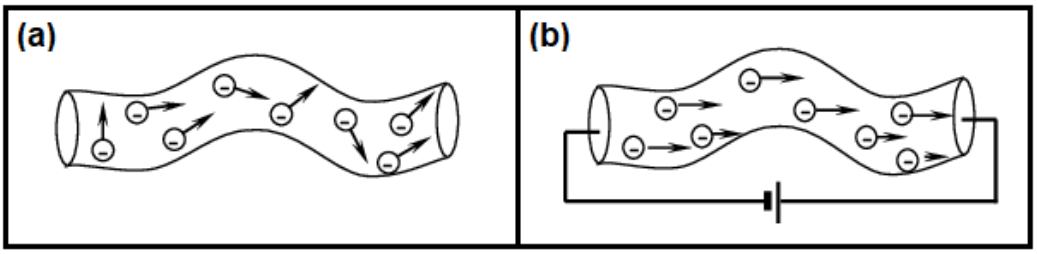
Figura 4 – Movimento desordenado de um elétron livre.



Fonte: [11].

Supõe-se, então, um fio metálico. Quando esse fio está desconectado de uma fonte de energia elétrica, os elétrons livres estão em movimento aleatório dentro da rede cristalina do fio. A Figura 5(a) ilustra essa situação. Ao submeter o fio a uma diferença de potencial elétrico, surge uma força de origem elétrica a qual atua sobre cada um dos elétrons livres. Essa força origina um movimento ordenado com uma direção preferencial. Este movimento ordenado de cargas constitui a chamada corrente elétrica ou corrente de transporte, ilustrado na Figura 5(b).

Figura 5 – Fio metálico (a) sem aplicação de fonte de energia e (b) com aplicação de fonte de energia.



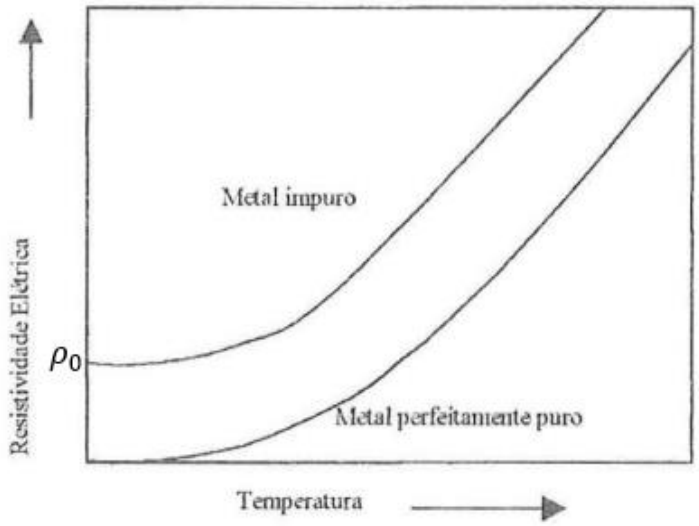
Fonte: [12].

A corrente elétrica sofre oposição devido à presença de impurezas/imperfeições na rede cristalina do material e também devido às vibrações térmicas, as quais deslocam os íons de suas posições de equilíbrio. Estes dois efeitos causam espalhamento dos elétrons de condução (elétrons livres) em direções diferentes daquela da corrente elétrica. Esta oposição à corrente elétrica é conhecida como resistividade elétrica [11].

Em um metal, a resistividade elétrica diminui à medida em que o material é resfriado. Quando a temperatura é diminuída, as vibrações térmicas dos íons diminuem e os elétrons de

condução sofrem menor número de espalhamentos. Então, a resistividade elétrica decresce conforme a temperatura diminui [11]. Essa relação é ilustrada na Figura 6.

Figura 6 – Variação da resistividade de metais em função da temperatura.



Fonte: Adaptado de [11].

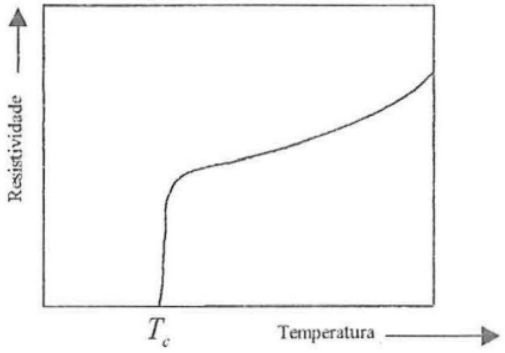
A Figura 6 mostra o comportamento de um metal perfeitamente puro (sem impurezas e defeitos na rede cristalina) e de um metal com impurezas.

Como pode-se observar, a resistividade do primeiro vai a zero quando a temperatura se aproxima do zero absoluto. Isso ocorre pois, como o material não tem impurezas, a única contribuição à resistividade seria aquela devido a vibrações térmicas. No entanto, em $T = 0\ K$, as vibrações são inexistentes [11].

Porém, normalmente, os metais apresentam impurezas e imperfeições intrínsecas que impedem que sua resistividade caia a zero em $T = 0\ K$, assumindo um valor ρ_0 diferente de zero, o qual designa-se de resistividade residual [11].

Certos metais, no entanto, apresentam um comportamento muito notável. Quando são resfriados, sua resistência elétrica diminui de maneira usual, contudo, ao atingir uma certa temperatura não nula, sua resistividade elétrica cai a zero [13]. Esse comportamento é ilustrado na Figura 7. Diz-se, então, que o material passou para o estado supercondutor.

Figura 7 – Perda de resistividade em um supercondutor em baixas temperaturas.



Fonte: [11].

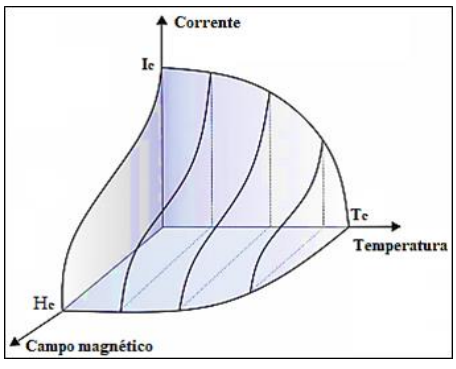
A temperatura na qual um supercondutor perde a sua resistividade elétrica é chamada de temperatura de transição ou temperatura crítica, T_c. Esta temperatura é característica de cada material [11].

1.1.2.2 Campo crítico e corrente crítica

À medida que os cientistas começaram a investigar as propriedades dos supercondutores, eles descobriram que os mesmos tinham limitações além de uma temperatura crítica. Embora as correntes possam fluir sem qualquer dissipação de energia, a supercondutividade é destruída pela aplicação de um campo magnético suficientemente grande, H_c, ou, ainda se a densidade de corrente elétrica de transporte exceder um valor crítico J_c [9].

Conforme esquematizado na Figura 8, se o material se encontrar dentro do domo definido por essas variáveis críticas (J_c, T_c e H_c - volume colorido), este estará no estado supercondutor. Caso contrário, se algum desses parâmetros é excedido, o material apresenta estado normal de condução (resistência diferente de zero).

Figura 8 – Gráfico tridimensional relacionando corrente, campo magnético e temperatura para materiais supercondutores.



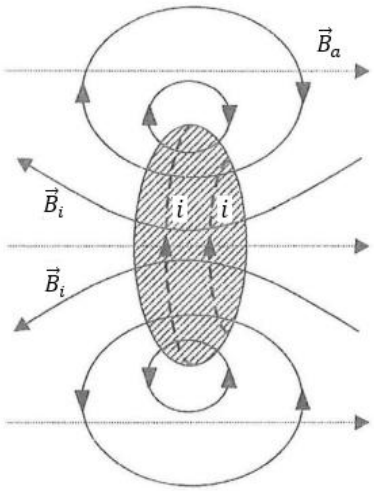
Fonte: Elaborado pelo autor.

1.1.2.3 Efeito Meissner

Para um bom entendimento do efeito Meissner, é interessante comparar o comportamento de um supercondutor com o de um condutor ideal (perfeito).

Dessa forma, supõe-se um condutor ideal a baixa temperatura que não apresenta resistividade na ausência de campo magnético aplicado. A aplicação do campo magnético ($\vec{B}_a$), de acordo com a Lei de Faraday, induz correntes (i) sem resistência que circulam na superfície da amostra de modo a criar uma densidade de fluxo magnético ($\vec{B}_i$), que em todo o interior do metal é exatamente igual e oposta à densidade de fluxo do campo magnético aplicado. Como essas correntes são persistentes, a densidade líquida de fluxo dentro do material permanece nula. Estas correntes de superfície são muitas vezes referidas como correntes de blindagem [11]. Tal comportamento é ilustrado na Figura 9.

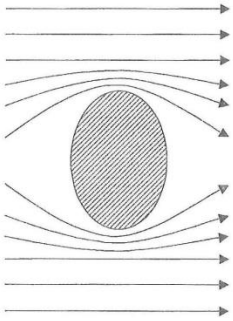
Figura 9 – Distribuição do fluxo magnético em um corpo diamagnético.



Fonte: [11].

A densidade de fluxo criada pelas correntes superficiais persistentes não desaparece no limite da amostra, mas as linhas de fluxo formam curvas fechadas contínuas que retornam pelo espaço externo. Embora a densidade desse fluxo em todo o interior da amostra seja igual e oposta ao fluxo do campo aplicado, isso não ocorre fora da amostra. A distribuição líquida do fluxo resultante da superposição do fluxo do corpo de prova e do campo aplicado é mostrada na Figura 10, com vista da seção transversal.

Figura 10 – Distribuição líquida do fluxo resultante em torno de um corpo diamagnético.

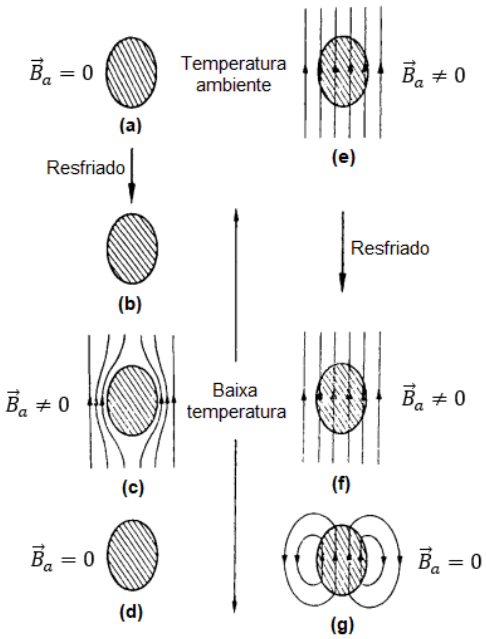


Fonte: [11].

O padrão é como se a amostra tivesse impedido a entrada do fluxo do campo aplicado. Diz-se que uma amostra na qual não há densidade líquida de fluxo quando um campo magnético é aplicado exibe diamagnetismo perfeito [13].

Agora, supõe-se a sequência de eventos ilustrados no lado esquerdo da Figura 11:

Figura 11 – Comportamento magnético de um condutor perfeito.



Fonte: Adaptado de [13].

(a) Inicialmente, a amostra encontra-se à temperatura ambiente e na ausência de qualquer campo magnético;

(b) Então, resfria-se a amostra até que perca sua resistência;

(c) Em seguida, um campo magnético é aplicado;

(d) Por fim, o campo magnético aplicado é reduzido a zero.

Observa-se que ao final desse processo a amostra não fica magnetizada. Isso ocorre, pois, para compensar a nova variação de fluxo (que foi reduzido a zero), desaparecem as correntes de blindagem. Logo, $\vec{B}_i$ se torna nulo.

Considerando agora a sequência de eventos do lado direito da Figura 11:

(e) Inicialmente, aplica-se um campo magnético com a amostra a temperatura ambiente;

(f) Então, a amostra é resfriada a uma baixa temperatura na qual sua resistência se torna nula;

(g) Por fim, o campo magnético aplicado é reduzido a zero.

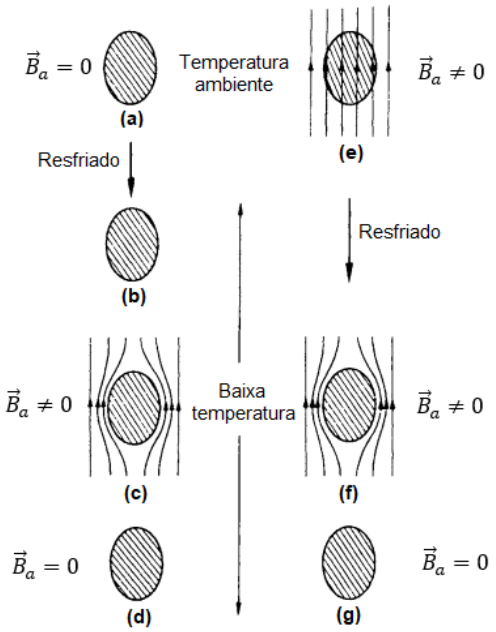
Como citado em [13], é importante ressaltar que "a maioria dos metais (além dos ferromagnéticos especiais, ferro, cobalto e níquel) têm valores de permeabilidade magnética relativa muito próximos da unidade e, portanto, a densidade de fluxo no interior é praticamente a mesma do campo aplicado". O desaparecimento da resistência quando a amostra é resfriada não tem efeito sobre a magnetização, e a distribuição do fluxo não se altera. Conforme a Lei de Faraday-Lenz, ao reduzir o campo aplicado a zero, correntes persistentes são induzidas na amostra, de forma a manter o fluxo no seu interior. Isso resulta em uma magnetização permanente da amostra.

É importante notar que na Figura 11(c) e (f), a amostra está sob as mesmas condições de temperatura e campo magnético aplicado, porém seu estado de magnetização é bastante diferente nos dois casos. Da mesma forma, a Figura 11(d) e (g) mostram diferentes estados de magnetização sob condições externas idênticas. Observa-se que o estado de magnetização de um condutor perfeito não é determinado unicamente pelas condições externas, mas depende da sequência pela qual essas condições foram alcançadas [11].

Acreditava-se que o supercondutor teria o mesmo comportamento magnético ilustrado na Figura 11. Porém, em 1933, 22 anos após a descoberta da supercondutividade, Meissner e Ochsenfeld fizeram uma descoberta inesperada: ao medirem a distribuição de fluxo fora de amostras de estanho e chumbo, as quais haviam sido resfriadas abaixo de suas temperaturas de transição na presença de um campo magnético, observaram que elas espontaneamente transformavam-se em diamagnetos perfeitos.

A Figura 12 ilustra o comportamento de um supercondutor submetido aos dois processos discutidos na Figura 11.

Figura 12 – Comportamento magnético de um supercondutor.



Fonte: Adaptado de [13].

O experimento demonstrou que os supercondutores têm uma propriedade adicional em relação aos condutores perfeitos: um material no estado supercondutor nunca permite que uma densidade de fluxo magnético exista em seu interior, mesmo quando um campo magnético é aplicado. Este efeito é chamado de efeito Meissner.

Como ilustrado na Figura 11, um condutor perfeito reage à variação do fluxo magnético em seu interior; e como ilustrado na Figura 12, um supercondutor reage à simples presença de um fluxo magnético estático.

1.1.3 Teoria da supercondutividade

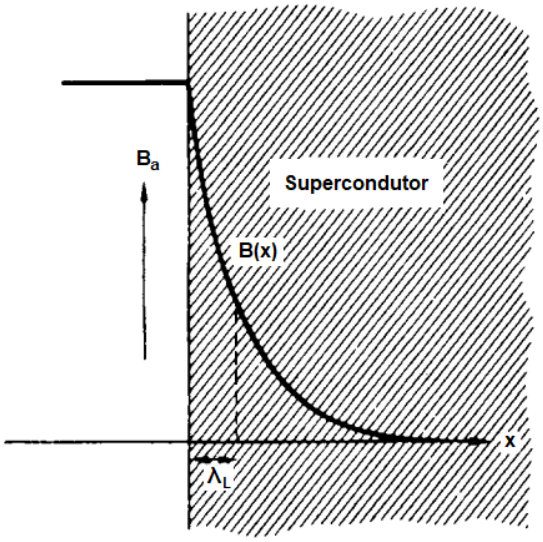
1.1.3.1 Teoria de London

Os físicos e irmãos Fritz e Heinz London fizeram uma ligação útil entre a mecânica quântica e a supercondutividade. Eles postularam corretamente que as propriedades diamagnéticas dos supercondutores poderiam ser descritas pensando no material como um "átomo gigante" com elétrons orbitando em torno das bordas produzindo as correntes de blindagem responsáveis pelo efeito Meissner [9].

Se os elétrons fluem em correntes circulantes ao redor da superfície de um supercondutor, eles criarão um campo magnético que é igual em magnitude, mas em direção

oposta à do campo externo aplicado. Isso fará com que o campo aplicado seja completamente expelido, resultando no efeito Meissner. No entanto, as correntes não podem ser confinadas inteiramente à superfície pois, se assim fosse, a lâmina de corrente teria espessura nula e a densidade de corrente seria infinita (o que é impossível fisicamente). Assim, as correntes fluem dentro de uma camada superficial muito fina. Como citado na referência [13], "*a espessura é da ordem de* 10^{-5} *cm, embora o valor exato varia para diferentes metais*". Consequentemente, a densidade de fluxo magnético não cai abruptamente para zero na fronteira do metal, mas decai dentro da região onde as correntes de blindagem estão fluindo, como mostrado na Figura 13.

Figura 13 – Variação da densidade de fluxo na fronteira de um supercondutor.



Fonte: Adaptado de [13].

As equações de London descrevem quantitativamente essas correntes de blindagem e o campo magnético na camada superficial. No caso unidimensional simples de um plano perpendicular ao eixo x e um campo magnético paralelo ao eixo z, como na Figura 13, o campo magnético decai exponencialmente ao longo de um comprimento característico, λ_L.

$$B(x) = B_a e^{\frac{-x}{\lambda_L}}. \tag{1}$$

Cálculos detalhados usando o modelo de London mostram que λ_L é dado por,

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{n_s e_0^2 \mu_0}}. \tag{2}$$

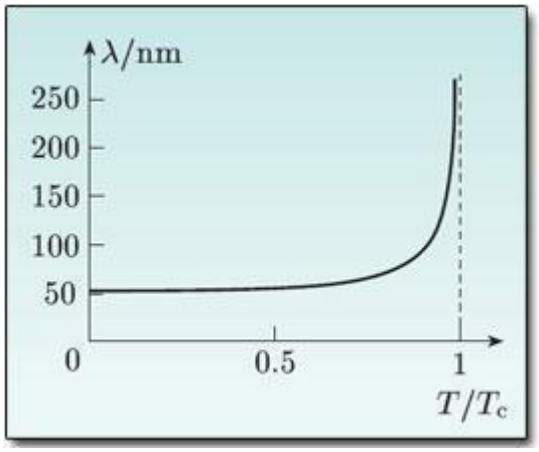
Onde: m_s, n_s e e_s são a massa, densidade dos portadores de carga e a carga da supercorrente, respectivamente.

Este comprimento característico, λ_L, é conhecido como comprimento de penetração de London.

Como o comprimento de penetração é tão pequeno, não notamos a penetração do fluxo em medições magnéticas em amostras macroscópicas, e estas parecem ser perfeitamente diamagnéticas.

A densidade de elétrons supercondutores depende da temperatura. Isso implica que o comprimento de penetração também. De acordo com o modelo de London, o comprimento de penetração aumenta assintoticamente à medida que a temperatura se aproxima de T_c, como mostrado na Figura 14.

Figura 14 – Variação da profundidade de penetração em função da temperatura.



Fonte: Adaptado de [9].

Assim, o campo penetra cada vez mais à medida que a temperatura se aproxima de T_c; e penetra completamente acima de T_c.

1.1.3.2 Teoria de Ginzburg-Landau

Em 1950, os físicos L.D. Landau e V.L. Ginzburg formularam uma nova teoria, desta vez voltada a explicar as propriedades termodinâmicas da transição do estado normal para o estado supercondutor [11].

Trata-se de uma teoria fenomenológica (assim como a Teoria de London); ou seja, como citado na referência [11], "*faz uso de suposições ad-hoc, cuja justificativa é que elas descrevem corretamente a transição de fase em campo nulo*".

A primeira suposição da teoria Ginzburg-Landau refere-se à ideia de que um material supercondutor contém uma densidade de elétrons supercondutores (ou superelétrons), n_s. O comportamento dos elétrons supercondutores pode ser descrito por uma "função de onda efetiva", Ψ, que é dita parâmetro de ordem, com a interpretação física de que $|\Psi|^2$ é igual à densidade desses elétrons, ou seja,

$$|\Psi|^2 = n_s. \tag{3}$$

A função Ψ também deve satisfazer às seguintes condições:

$$\Psi = 0, \qquad T > T_c \; e \; \Psi \neq 0, \qquad T < T_c$$

Assume-se, então, que a descrição termodinâmica do sistema pode ser feita expandindo a energia livre do estado supercondutor em potências de Ψ e que próximo a T_c é suficiente pequena para considerar somente os primeiros termos desta expansão [11].

Esta expansão, considerando o campo magnético nulo, assume a forma apresentada na Equação (4).

$$f_s(|\Psi|, T) = f_n(T) + \alpha(T)\,|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}\,|\Psi|^4 + \gamma\,|\nabla\Psi|^2. \tag{4}$$

O termo $f_s(|\Psi|, T)$ corresponde à energia livre do estado supercondutor, enquanto o termo $f_n(T)$ representa a energia livre do estado normal.

O problema central da abordagem de Ginzburg-Landau é encontrar funções $\Psi(x, y, z)$ e $\vec{A}(x, y, z)$, onde $\vec{A}$ é o potencial vetor magnético, tal que $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$. Essas funções fazem com que a energia livre total da amostra seja mínima (princípio físico de minimização de energia). Dessa forma, Ginzburg e Landau minimizaram a energia livre com respeito a Ψ e $\vec{A}$. Através destas duas minimizações, chega-se às chamadas equações de Ginzburg-Landau [11].

A teoria Ginzburg-Landau prevê a existência de um campo crítico termodinâmico como função da temperatura, H_c, acima do qual o material passa do estado supercondutor para o estado normal. Trata-se do campo citado na Seção 1.1.2.2.

Além disso, a teoria também prevê a existência de uma outra grandeza fundamental dentro do estudo da supercondutividade, denominada de comprimento de coerência, ξ. Como citado na referência [11], "*a minimização da expressão de energia livre sem campo aplicado*

em relação ao parâmetro de ordem conduz à seguinte expressão para o comprimento de coerência",

$$\xi^2(T) = \frac{h^2}{2m|\alpha|}. \quad (5)$$

Por fim, ξ representa o comprimento ao longo do qual o parâmetro de ordem Ψ varia e vai a infinito quando a T tende a T_c.

1.1.3.3 Teoria BCS

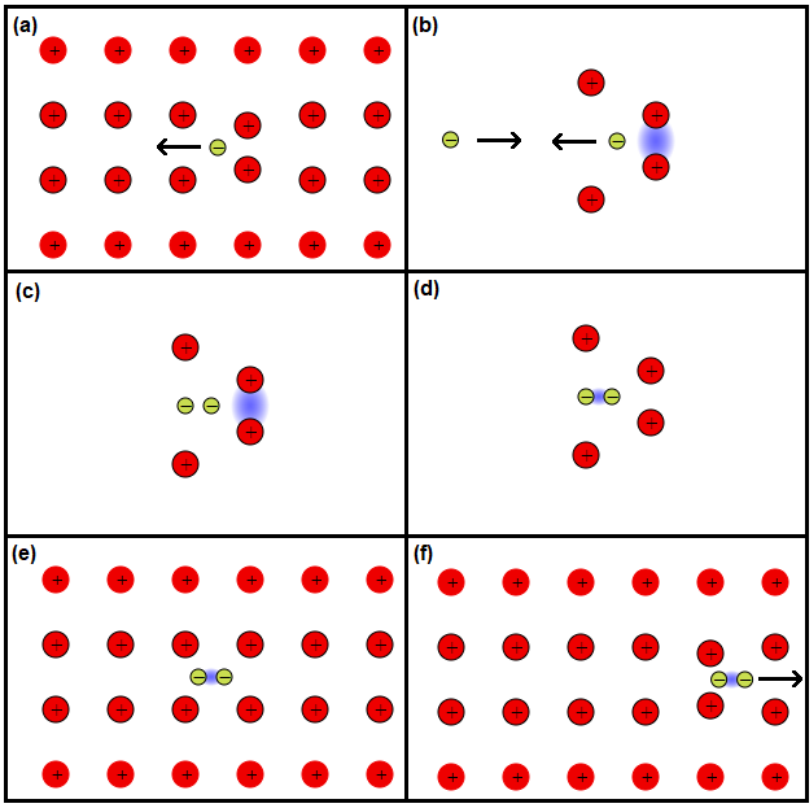
Como estudado na Seção 1.1.2.1, a teoria que fundamenta a descrição do comportamento dos elétrons de condução em um sistema metálico normal, considera que essas partículas se movimentam como se fossem objetos independentes uns dos outros. Assim, ao se propagar no interior do metal (devido ao efeito da aplicação de um campo elétrico, por exemplo), os elétrons de condução cedem energia ao se chocar com as imperfeições (estáticas e dinâmicas) da rede cristalina. Essas interações se manifestam de forma macroscópica no comportamento resistivo, que é comum a todos os metais percorridos por correntes elétricas. [14]

Porém, diferente do estado normal, no estado supercondutor os elétrons não podem ser tratados como partículas independentes. Para que os elétrons possam se mover de maneira coerente e exibir propriedades supercondutoras, deve haver algum tipo de interação entre eles. Normalmente, devido à interação coulombiana os elétrons se repelem, mas para que os elétrons se tornem coerentes, deve haver algum tipo de atração.

Uma interação atrativa entre dois elétrons é inconcebível se as partículas estiverem no vácuo. Porém, houve uma descoberta de que diferentes isótopos do mesmo elemento tinham temperaturas críticas diferentes. Essa descoberta levou os cientistas a considerar o fato de que a rede cristalina do material deve contribuir de alguma forma para o efeito supercondutor no mesmo [9]. Foi Leon Cooper quem teve a ideia de que as vibrações dentro da rede poderiam de fato interagir com os elétrons e causar uma atração entre eles, superando a repulsão natural de partículas de mesma carga.

A Figura 15 ilustra o mecanismo básico pelo qual essa atração acontece.

Figura 15 – Formação dos pares de Cooper.



Fonte: Adaptado de [9].

(a) À medida que um elétron se move através dos núcleos de íons carregados positivamente da rede cristalina, ele os atrai e causa uma distorção;

(b) Essa distorção faz com que a área local ganhe uma pequena carga líquida positiva;

(c) A área de carga positiva pode atrair outro elétron para perto do primeiro elétron;

(d) Essa atração pode superar as forças repulsivas de Coulomb entre os elétrons e criar uma ligação entre os dois;

(e), (f) Os elétrons podem então viajar através da rede como uma entidade única, conhecida como par de Cooper.

Assim, o volume espacial ocupado por um par de Cooper contém os centros de massa de um número muito grande de outros pares de Cooper. Isso significa que os pares de Cooper formam um estado de elétrons interdependentes cujos movimentos são complexamente imbricados uns aos outros. O condensado resultante se comporta como um coletivo quântico que se estende por escalas de tamanho macroscópico. Assim, quando posto em movimento pela ação de um campo elétrico, o condensado supercondutor avança sem ser detido por eventos que, embora capazes de degradar a propagação de elétrons independentes, não possuem energia

suficiente para afetar o condensado globalmente. Dessa forma, pode-se entender por que, num supercondutor, uma corrente elétrica se propaga sem encontrar resistência [14].

Devido a flutuações aleatórias de energia, mesmo abaixo da temperatura crítica, pode acontecer de haver energia suficiente para romper o par de Cooper e alterar o momento dos elétrons. Porém, para interromper a corrente, todos os pares devem ser rompidos. Isso exigiria um esforço combinado considerável. À medida que a energia total do sistema aumenta quando a temperatura aumenta e se aproxima da temperatura crítica, mais pares são rompidos. Na temperatura de transição não há mais pares de Cooper [9].

A ideia de que os pares de Cooper em um supercondutor formam um condensado fortemente correlacionado é a essência da teoria microscópica da supercondutividade [2]. Esta teoria denomina-se teoria BCS, em homenagem a seus formuladores, J. Bardeen, L. Cooper e J. R. Schrieffer.

Por fim, como citado na referência [2], "*a teoria BCS permite a descrição quantitativa da fenomenologia dos supercondutores*". Dessa forma, ela prevê adequadamente a ocorrência da transição de fase na temperatura crítica, as supercorrentes, o efeito Meissner, o campo crítico e muitas outras propriedades do estado supercondutor.

1.1.4 Supercondutores do Tipo I e Tipo II

Por anos assumiu-se que todos os supercondutores se comportavam de acordo com um padrão basicamente similar. Porém, atualmente sabe-se que existem dois tipos de supercondutores: supercondutores do tipo I e supercondutores do tipo II. Os elementos metálicos, em geral, em estado muito puro, são supercondutores do tipo I (como mercúrio, alumínio e chumbo), enquanto as ligas e metais impuros geralmente exibem supercondutividade do tipo II. Os dois tipos têm muitas propriedades em comum, mas apresentam diferenças consideráveis em seu comportamento magnético.

Para um bom entendimento dessas diferenças no comportamento magnético, é importante o conhecimento e interpretação da relação constitutiva dos campos [15], ou seja,

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \tag{6}$$

onde: $\vec{B}$ é o campo de indução magnética e, no caso dos supercondutores, é o campo interno; μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo; $\vec{H}$ é o campo magnético, este, em geral, é o campo aplicado sobre o material e cuja origem pode ser devido a uma bobina ou um ímã permanente

e $\vec{M}$, conhecido por magnetização, é a resposta devida à interação de um material magnético a um campo aplicado sobre ele [15].

Assim, no estado Meissner,

$$\vec{B} = 0. \tag{7}$$

Pois não há campo penetrado no interior do supercondutor. Consequentemente,

$$\vec{M} = -\vec{H}. \tag{8}$$

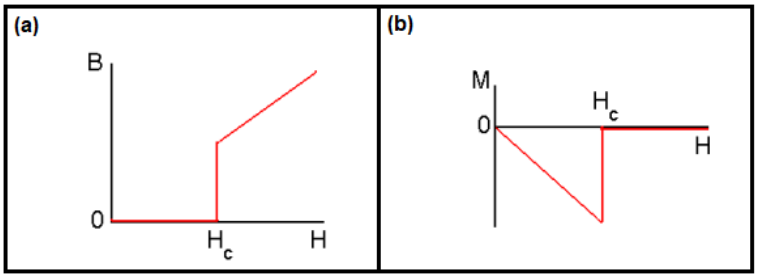
Calculando o rotacional da Equação (8) e aplicando a lei de Ampère, temos que,

$$\nabla \times \vec{M} = -\nabla \times \vec{H} = -\overrightarrow{J_{sh}}. \tag{9}$$

Da Equação (9) fica claro que a magnetização é um efeito do surgimento de supercorrentes (portadores de carga dos supercondutores) que blindam o material do campo magnético externo, $\overrightarrow{J_{sh}}$, gerando, assim, um campo igual, porém de sentido oposto ao campo aplicado (por isso do sinal negativo). Isto é o efeito Meissner.

Dessa forma, os supercondutores do tipo I apresentam apenas os estados Meissner e normal, i.e., se o campo magnético aplicado H for inferior ao valor crítico H_c, denominado de campo crítico termodinâmico, não ocorre penetração de fluxo magnético no interior do material (estado Meissner). Acima deste campo crítico, o material vai para seu estado normal de condução (ou simplesmente estado normal). Esse comportamento é apresentado na Figura 16, onde no painel (a) é exemplificado o comportamento de *B(H)* e no painel (b) a curva característica da magnetização em função de *H*.

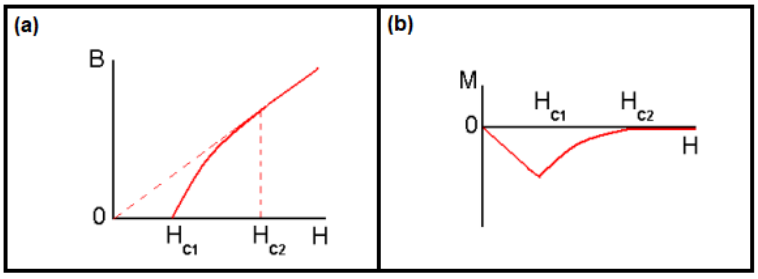
Figura 16 – Magnetização *M* e indução magnética *B* em função da intensidade de campo magnético *H* aplicado em supercondutores do tipo I.



Fonte: [16].

Já os supercondutores do tipo II apresentam dois campos críticos. O estado Meissner é mantido até o campo crítico inferior H_{C1}. Em geral, H_{C1} é muito pequeno. Por exemplo, Al, Sn e Pb possuem campo crítico de 0,0099 T, 0,03 T e 0,08 T, respectivamente [2]. Acima de H_{C1}, o fluxo magnético penetra parcialmente no material, embora a supercondutividade se mantenha até um campo crítico superior H_{C2}. O valor de H_{C2} pode ser muito superior ao de H_{C1}. Por esse motivo, os supercondutores do tipo II têm maior utilidade tecnológica. A região entre os dois campos críticos é denominada de estado misto ou estado de vórtices [2]. Assim, a Figura 17 exemplifica o comportamento de $B(H)$ e $M(H)$ para essa classe de supercondutores do tipo II

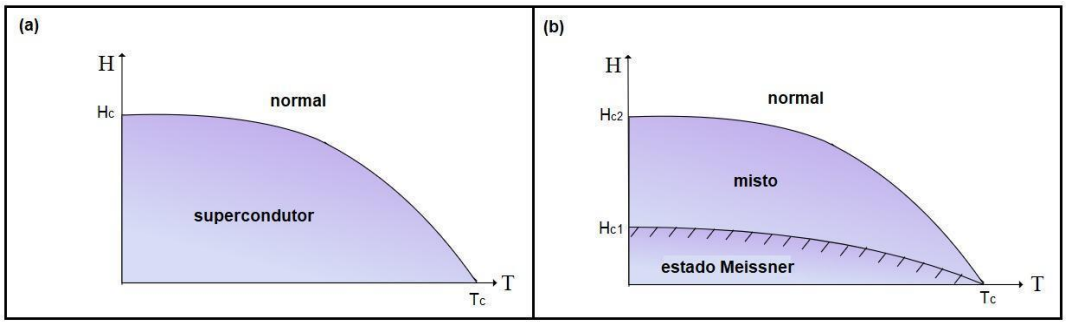
Figura 17 – Magnetização M e indução magnética B em função da intensidade de campo magnético H aplicado em supercondutores do tipo II.



Fonte: [16].

Além disso, o campo magnético crítico também tem dependência com a temperatura, como ilustrado na Figura 18.

Figura 18 – Diagrama de fase dos supercondutores do (a) tipo I e (b) tipo II.



Fonte: Adaptado de [9].

Nota-se que a Figura 18(a) é parte da Figura 8, sem a dimensão da corrente.

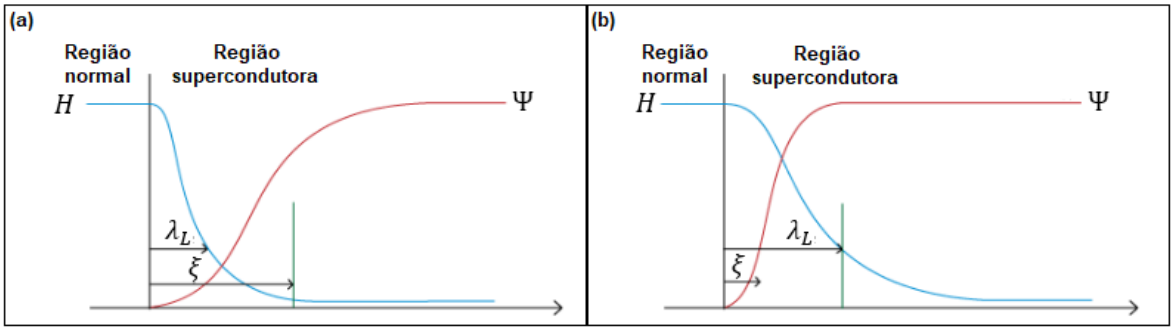
A razão pela qual alguns supercondutores formam um estado misto depende da relação entre o comprimento de coerência ξ e o comprimento de penetração de London λ_L, ambos abordados na seção de teorias da supercondutividade. Além de ser uma descrição da distância na qual os pares de Cooper podem ser considerados correlacionados, o comprimento de

coerência também descreve a distância na qual o supercondutor pode ser representado por uma função de onda [9]. “A razão entre estes comprimentos define o chamado parâmetro de Ginzburg-Landau” [11], expresso por,

$$k = \frac{\lambda_L}{\xi}. \qquad (10)$$

Como resultado da existência de um comprimento de coerência e um comprimento de penetração, há uma energia de superfície associada a qualquer fronteira entre uma região normal e uma supercondutora que se forma dentro de um dado material [11]. Em 1957, A. A. Abrikosov publicou um trabalho no qual indicava a possibilidade de que fosse negativa a energia associada à interface entre o estado normal e o supercondutor, o que tornava energeticamente favorável a penetração de fluxo magnético nos supercondutores [17]. De acordo com o que foi demonstrado por Abrikosov, a energia da interface é nula quando o parâmetro GL possui $k = 1/\sqrt{2}$. Então, os supercondutores do tipo I possuem $k < 1/\sqrt{2}$, onde a densidade de energia superficial é positiva. Supercondutores do tipo II possuem $k > 1/\sqrt{2}$, onde a densidade de energia superficial é negativa [18]. Sendo assim, o supercondutor do tipo II é propício à formação de domínios normais, penetrando, assim, pequenos tubos de fluxo magnético em quantidades quantizadas quando $\vec{H}_{c1} < \vec{H} < \vec{H}_{c2}$. Este é o chamado estado de vórtices de Abrikosov e será abordado na Seção seguinte. Esta ideia pode ser melhor entendida a partir da Figura 19, na qual está representada uma interface normal supercondutora.

Figura 19 – Ilustração da relação entre o comprimento de coerência e o comprimento de penetração para supercondutores (a) do tipo I ($\lambda_L(T) << \xi(T)$) e (b) do tipo II ($\lambda_L(T) >> \xi(T)$).

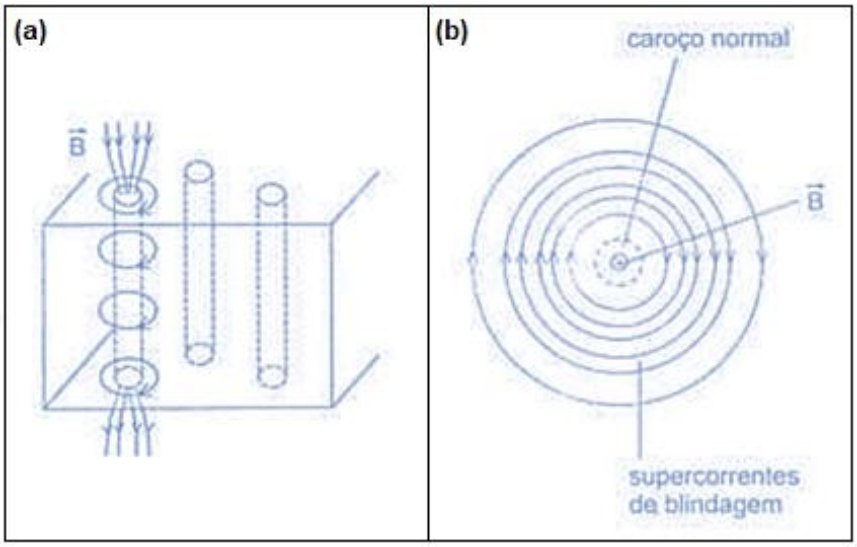


Fonte: Adaptado de [9].

1.1.4.1 Vórtice, rede de vórtices e aprisionamento de vórtices

O fluxo magnético que penetra parcialmente no supercondutor do tipo II, quando no estado misto, acaba por destruir a supercondutividade localmente. Em torno dessa região (também denominada de núcleo), surgem correntes supercondutoras (ou supercorrentes) que confinam o campo magnético, impedindo-o de se espalhar pelo material. O conjunto dessa região normal, onde há campo, mais as supercorrentes que circundam tal região, denomina-se vórtice [15]. A Figura 20 ilustra essa estrutura.

Figura 20 – Estrutura de um vórtice com (a) vista global (fora de escala) e (b) vista transversal.



Fonte: [2].

A princípio, a amostra como um todo continua a ter resistência zero, pois a corrente flui pelo caminho mais fácil e, como existem regiões supercondutoras, a corrente ainda pode fluir sem perda de energia [9].

O núcleo normal de um vórtice é atravessado por um quantum de fluxo magnético, dado por,

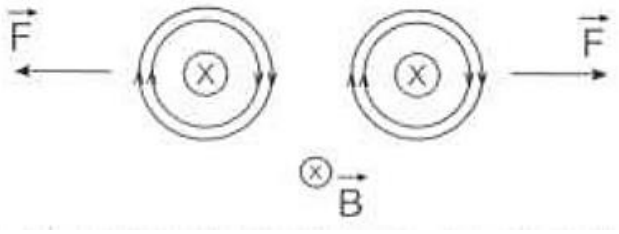
$$\phi_0 = \frac{h}{2e}. \qquad (11)$$

Em unidades do sistema internacional, um quantum de fluxo magnético para o estado supercondutor tem o valor de $\phi_0 = 2{,}07 \times 10^{-15}\ T.m^2$.

Como cada vórtice é atravessado por um único quantum de fluxo magnético, à medida que o campo magnético aplicado aumenta, a sua densidade também aumenta.

Porém, os vórtices interagem repulsivamente uns com os outros. Essa repulsão acontece, pois, as correntes de blindagem são antiparalelas na região entre os vórtices. Tal interação é representada na Figura 21.

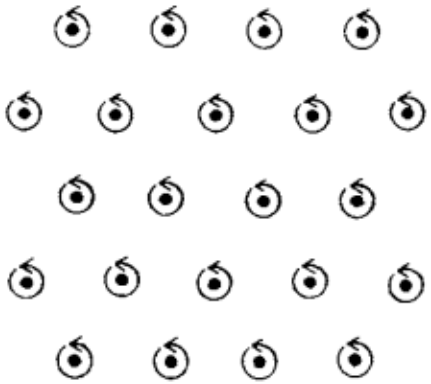
Figura 21 – Interação repulsiva entre dois vórtices.



Fonte: [2].

Em razão dessa repulsão mútua, quando sua densidade aumenta no material, eles passam a se dispor em um arranjo coletivo típico de uma rede cristalina, denominada de rede de Abrikosov por ter sido prevista teoricamente por este físico em 1956. A Figura 22 ilustra a rede de Abrikosov (hexagonal) para um supercondutor sem defeitos.

Figura 22 – Arranjo periódico de vórtices vistos na direção do campo magnético.



Fonte: [10].

Se a intensidade de um campo magnético externo atinge valores muito elevados, os vórtices começam a se sobrepor, os caroços normais entram em contato e o estado supercondutor é globalmente suprimido. Essa situação define o campo crítico superior, H_{C2}.

Considerando, agora, um supercondutor do tipo II sobre a influência de um campo magnético externo $\vec{H}$ de forma a estar no estado misto $(\vec{H}_{c1} < \vec{H} < \vec{H}_{c2})$. Ao passar uma corrente de transporte $\vec{J}$ (fornecida por uma fonte externa) perpendicular à orientação dos

vórtices formados, surge uma força de Lorentz, $\overrightarrow{F_L}$, sobre eles que aponta na direção transversal à $\vec{J}$. A força de Lorentz é dada por,

$$\overrightarrow{F_L} = nq\vec{v} \times \vec{B}. \tag{12}$$

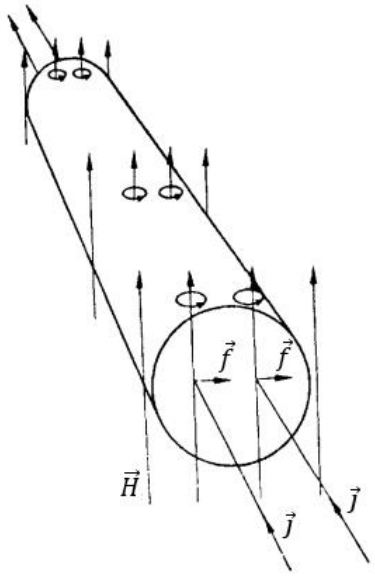
onde: n a densidade de portadores de carga, q a carga elementar, $\vec{v}$ a velocidade de média de deslocamento de q e $\vec{B}$ o campo de indução magnética no núcleo do vórtice.

Ainda, como $\vec{J} = nq\vec{v}$ e $\overrightarrow{\phi_0} = \vec{B}S$, com S a área do núcleo do vórtice, a Equação (12) pode ser reescrita como,

$$\overrightarrow{f_L} = \vec{J} \times \overrightarrow{\phi_0}. \tag{13}$$

onde: $\overrightarrow{f_L}$ a densidade de força de Lorentz ($\overrightarrow{F_L}/S$). A Figura 23 ilustra a interação da corrente de transporte com os vórtices.

Figura 23 – Densidade de força de Lorentz sobre os vórtices devido a uma corrente de transporte.



Fonte: Adaptado de [13].

Em um sistema ideal (uma amostra sem imperfeições ou impurezas), ocorre um movimento de deriva da rede de vórtices provocado por $\overrightarrow{f_L}$ [11]. Se os vórtices se moverem com uma velocidade de deriva $\vec{v}_d$, haverá uma força eletromotriz induzida (fem), ou, em outros termos, um campo elétrico induzido dado por,

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}_d. \quad (14)$$

Este campo elétrico induzido atuará de modo análogo a uma tensão resistiva, provocando dissipação de energia. Logo, um supercondutor do tipo II ideal e no estado misto, não apresenta resistência nula. Uma outra forma de interpretar é que o movimento do vórtice é viscoso, uma vez que, para se mover, ele deve destruir o estado supercondutor da região adjacente ao seu movimento, o que acaba por dissipar energia, levando a um aumento local de temperatura. Assim, os sistemas do tipo II não teriam interesse tecnológico se não fosse o fenômeno de aprisionamento dos vórtices por inomogeneidades do material [16]. As inomogeneidades mais efetivas para o aprisionamento de vórtices devem ter escala de tamanho da ordem de ξ ou λ. Se o aprisionamento for suficientemente forte, o movimento de deriva dos vórtices pode ser diminuído a níveis no qual o supercondutor passa a ter resistência nula.

Dessa forma, os supercondutores de interesse prático são, em geral, sistemas do tipo II extremos, com elevados valores de H_{c2} e que contenham centros de aprisionamento eficazes. Em geral, estes centros de aprisionamento de vórtices são produzidos artificialmente por processos químicos ou mecânicos ou mesmo provenientes do processo de fabricação do mesmo.

Por fim, a corrente crítica nos supercondutores do tipo II, citada na Seção 1.1.2.2, é determinada pelas forças de aprisionamento: quando estas são excedidas pela força de Lorentz, a rede de vórtices passa a derivar lateralmente à corrente de transporte, resultando em efeitos dissipativos.

1.1.5 Supercondutores de alta temperatura crítica (HTS)

Como foi apresentado na Figura 2, desde a descoberta da supercondutividade no mercúrio, em 1911, até meados de 1980, o maior valor de temperatura crítica alcançado havia sido 23 K no composto intermetálico Nb_3Ge [2]. A teoria BCS, em sua formulação original, favorecia a interpretação de que a supercondutividade seria uma propriedade observável apenas em temperaturas próximas a este valor [14]. Porém, em 1986, K. Alex Müller e J. Georg Bednorz reportaram a observação de supercondutividade em um composto óxido-cerâmico contendo lantânio, bário, cobre e oxigênio, em temperaturas superiores a 30 K. Essa descoberta inicialmente não causou grande impacto na comunidade científica. No entanto, quando os resultados foram reproduzidos e melhorados por uma reputada equipe de pesquisadores japoneses, o interesse científico pelo tema da supercondutividade renasceu com grande vigor [14].

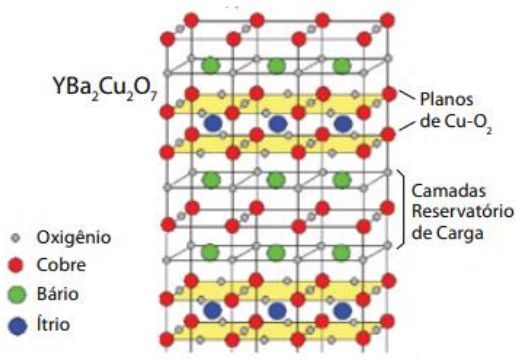
No início de 1987, uma equipe liderada por C. W. Chu da Universidade do Texas, reportou a observação de supercondutividade em um sistema contendo ítrio, bário, cobre e oxigênio. A temperatura crítica desse sistema alcançava estonteantes (para a época) 91 K [14]. Sua fórmula química é $YBa_2Cu_3O_7$, mas é na maioria das vezes referido como YBCO.

A temperatura crítica do YBCO excede a temperatura de ebulição do nitrogênio líquido, cujo valor é 77 K. Isso significava que, pela primeira vez, dispunha-se de um material cujo estado supercondutor podia ser alcançado com métodos incomparavelmente mais simples e baratos que os necessários para resfriar os materiais metálicos convencionais, hoje ditos supercondutores clássicos ou convencionais [14]. Esse fato gerou uma grande expectativa quanto às aplicações tecnológicas da supercondutividade.

Em um curto intervalo de tempo, diversos outros materiais supercondutores de alta temperatura crítica (HTS, sigla em inglês) foram descobertos. O recorde alcançou $T_c = 133\ K$, em um composto de estrutura cristalina complexa contendo mercúrio, bário, cálcio, cobre e oxigênio [14].

O traço comum desses óxidos, hoje denominados de cupratos supercondutores, é a presença de planos atômicos formados por cobre e oxigênio, na proporção Cu – O_2 [14]. A existência desses planos de Cu – O_2 é o que caracteriza fundamentalmente os cupratos supercondutores [2]. Essas camadas se repetem periodicamente e constituem o "coração eletrônico" do sistema. A Figura 24 representa esquematicamente a estrutura cristalina do YBCO.

Figura 24 – Esquema da estrutura cristalina do YBCO.



Fonte: [14].

Nesse composto, os planos de Cu – O_2 ocorrem em duplas que são separados por planos atômicos de ítrio. As estruturas de duplos planos de Cu – O_2 são intercaladas por outras camadas

atômicas, que atuam como reservatórios de cargas, os quais liberam partículas portadoras de carga para os planos condutores [14].

Embora anos tenham passado desde a descoberta de Müller e Bednorz, o entendimento das propriedades eletrônicas dos cupratos supercondutores ainda é um grande desafio científico. Não há consenso sequer sobre a natureza do mecanismo que leva à formação dos pares de Cooper (se é que eles existem) nesses sistemas [14]. Além disso, os cupratos têm decepcionado do ponto de vista tecnológico. Em razão da instabilidade química e de propriedades mecânicas desfavoráveis, há muita dificuldade em conformar esses materiais em dispositivos práticos. Por exemplo, em relação à produção de fios, o desafio consiste basicamente na transformação de uma cerâmica dura e quebradiça em fios flexíveis e contínuos, com propriedades homogêneas em extensões da ordem de alguns quilômetros. [14]

1.1.6 Aplicações dos supercondutores

As aplicações dos supercondutores podem ser divididas em aplicações de grande escala e aplicações de pequena escala. As aplicações de grande escala englobam os fios, magnetos, motores, reservatórios de energia, entre outros. Já as aplicações de pequena escala englobam os componentes eletrônicos, ativos e passivos, os quais desempenham várias funções, como detectores, geradores de micro-ondas, filtros, antenas, entre outros [2].

As aplicações de maior interesse para este trabalho são detalhadas a seguir.

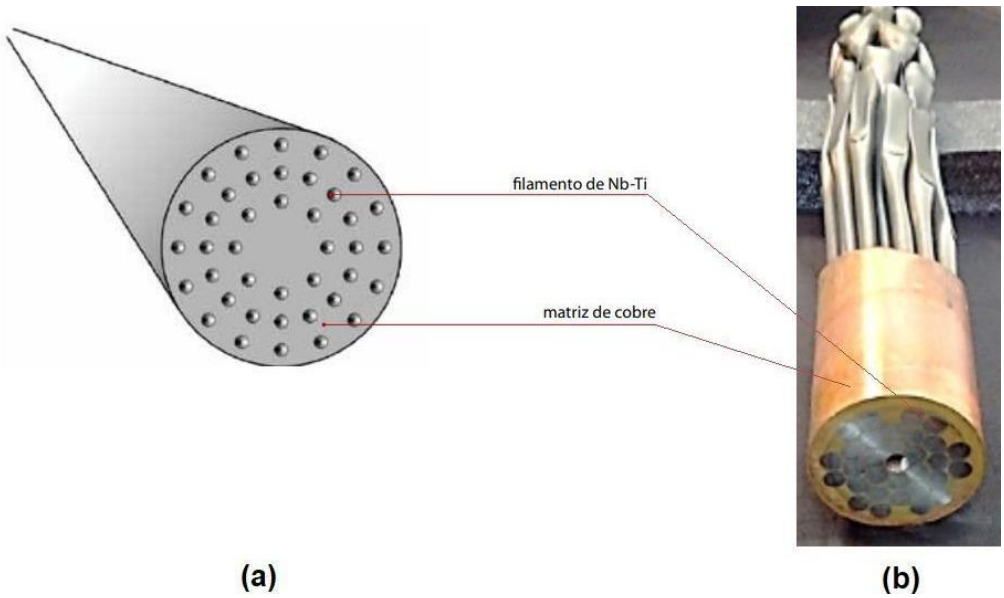
1.1.6.1 Fios supercondutores

A descoberta das ligas e compostos de nióbio (Nb), na década de 60, abriu caminho para a confecção de fios supercondutores com uso prático [2]. Estes materiais são supercondutores do tipo II, apresentando valores elevados de H_{c2} e forças elevadas de aprisionamento de vórtices. Isso possibilita que o fio trabalhe com grandes valores de I_c (lembrando que $I = \int \vec{J} \cdot \hat{n}\, da$, onde $\hat{n}$ é o versor normal à superfície da e $\vec{J}$ é a densidade de corrente).

No caso da liga de nióbio de titânio (Nb-Ti), que possui T_c e $H_{c2}(T = 4.2\ K) \sim 14\ T$, o processo de fabricação de fios é facilitado pela ductilidade do material. A estabilidade do fio aumenta se este for confeccionado de forma multifilamentar, na qual filamentos de Nb-Ti são imersos em uma matriz de cobre. Essa técnica aumenta as forças de aprisionamento de vórtices. Além disso, a matriz de cobre contribui para a estabilidade térmica do sistema: se em um dado

momento o supercondutor transita para o estado normal de condução, o excesso de corrente e de calor é dissipado pelo cobre. A Figura 25 lustra o fio supercondutor.

Figura 25 - Fio multifilamentar de material supercondutor metálico. (a) Esquematização de uma liga de Nb incrustada em uma matriz de cobre. O fio é trefilado, diminuindo seu diâmetro e alongando-o. Esse novo fio é inserido em outra matriz de cobre e novamente trefilado até a obtenção do material desejado. (b) Foto da montagem de um fio supercondutor usado pelo CERN na construção do LHC.



Fonte: (a) [14] e (b) [19].

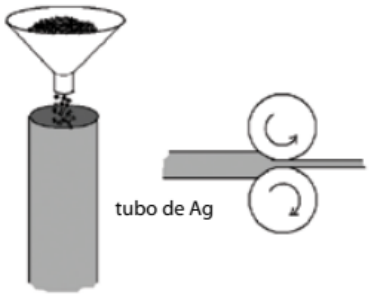
Em relação aos cupratos supercondutores de alta temperatura crítica, a dificuldade para a produção de fios é o maior entrave ao uso prático. A natureza mecânica dura e quebradiça, além das propriedades extremamente anisotrópicas desses sistemas, representam obstáculos de difícil superação. [14]

A fim de superar esses obstáculos, duas estratégias têm sido usadas. A mais simples delas é denominada PIT (do inglês *powder in tube*). Essa estratégia consiste, basicamente, em:

1. Moagem de amostras policristalinas;
2. Preenchimento de tubos metálicos (em geral prata) com o pó de material supercondutor;
3. Laminação do tubo, transformando-o em fitas;
4. Tratamento térmico das fitas, de modo a produzir a sinterização dos grãos em seu interior.

A Figura 26 ilustra esse processo.

Figura 26 – Tecnologia PIT.

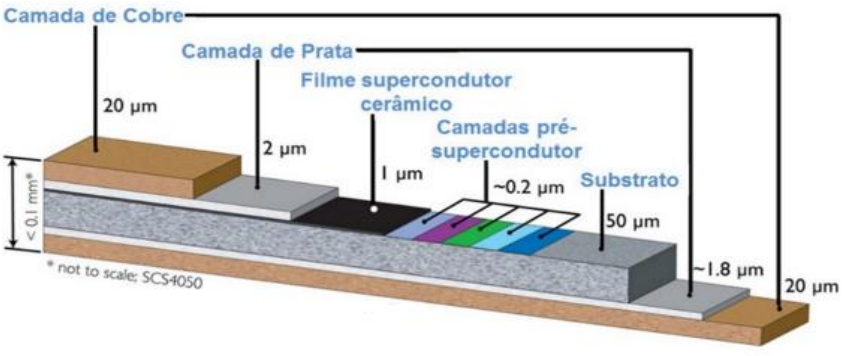


Fonte: [14].

Uma de suas desvantagens deste método está relacionada à corrente crítica, que não alcança valores úteis para aplicações tecnológicas, resultado tanto das ligações fracas que ocorrem nas junções entre grãos, quanto da aleatoriedade da orientação deles [2]. Outra desvantagem é a necessidade da utilização de prata na confecção dos tubos devido à reatividade dos cupratos com outros metais menos dispendiosos. [14]

A outra estratégia é mais recente e tem produzido resultados promissores [14]. Ela consiste no crescimento de filmes finos de cuprato supercondutor (sendo YBCO o material mais favorável) sobre uma fita metálica especialmente preparada, tal como esquematizado na Figura 27.

Figura 27 – Esquematização de uma fita supercondutora de segunda geração. Camadas de óxidos são depositadas sobre o substrato metálico (podendo ser cobre) e umas sobre as outras. Essa camada óxida acaba tendo seus átomos alinhados com parâmetros de rede similares aos do supercondutor cerâmico. Assim, ao depositar o supercondutor cerâmico, este tem um crescimento epitaxial (texturizado) e este alinhamento dos grãos aumenta de sobremaneira J_c da amostra. De uma forma geral, a camada de material supercondutor é relativamente espessa, possuindo espessuras da ordem de $1\mu m$.



Fonte: [20].

O desenvolvimento de técnicas químicas para deposição de filmes, em princípio, permite que o processo seja realizado continuamente. Assim, fitas quilométricas podem ser

confeccionadas. Para que correntes críticas apreciáveis sejam obtidas, diversas dessas estruturas podem ser sobrepostas solidariamente, formando uma fita espessa [14]. Essas fitas são conhecidas por "*coated conductors*".

1.1.6.2 Magnetos supercondutores

Fios supercondutores têm sido enrolados na forma de solenoides para geração de campos magnéticos elevados [2]. Esses são chamados de magnetos supercondutores.

Uma das aplicações mais importantes que requerem um campo magnético elevado é a Ressonância Magnética (RM). O magneto da RM é o responsável por gerar um campo elevado (da ordem de 0,5 T a 3 T, mais comumente) e homogêneo, a fim de alinhar os spins dos átomos de hidrogênio de tecidos biológicos. O funcionamento físico será estudado com mais detalhes na Seção 1.2.2.1.

Além disso, os magnetos têm aplicação na levitação magnética com os trens MAGLEV [21], em reatores de fusão nuclear [22] e em aceleradores de partículas [23].

1.2 O equipamento de ressonância magnética

1.2.1 Breve histórico

A ressonância magnética (RM, ou MRI, do inglês *Magnetic Resonance Imaging*) é uma técnica de imagem usada principalmente em ambientes médicos para produzir imagens de alta qualidade do interior do corpo humano [24].

A ressonância magnética é baseada nos princípios da ressonância magnética nuclear (RMN, ou NMR, do inglês *Nuclear Magnetic Resonance*), uma técnica espectroscópica usada pelos cientistas para obter informações químicas e físicas microscópicas sobre as moléculas. A técnica foi chamada de ressonância magnética em vez de ressonância magnética nuclear (NMRI do inglês *Nuclear Magnetic Resonance Imaging*) devido às conotações negativas associadas à palavra “nuclear” no final da década de 1970 [24].

O primeiro experimento de ressonância magnética nuclear bem-sucedido foi realizado em 1946, independentemente, pelos cientistas Felix Bloch (Universidade de Stanford) e Edward Purcell (Harvard). Eles concluíram que alguns núcleos, ao serem submetidos à ação de campos magnéticos, absorviam energia dentro de uma faixa de radiofrequências do espectro eletromagnético. Assim, quando os núcleos restauravam seu estado original, eram capazes de

reemitir esta energia. A força do campo magnético e a radiofrequência eram concordantes, como já havia demonstrado Sir Joseph Larmor, físico irlandês, situação conhecida como "relação de Larmor". Trata-se da frequência angular de precessão dos spins nucleares, proporcionais à força do campo magnético. Essa relação será melhor detalhada nas seções seguintes. Esse fenômeno foi chamado de ressonância magnética nuclear [25]. Ou seja:

1. Ressonância: devido à dependência da frequência dos campos magnéticos e da radiofrequência;
2. Magnética: pois um campo magnético era necessário para completar a ação e;
3. Nuclear: pois apenas os núcleos de alguns átomos reagiam desta maneira.

A descoberta da espectroscopia por ressonância magnética nuclear tornou-se rapidamente um método importante para o estudo da composição de compostos químicos. Pelo “desenvolvimento de novos métodos de medição precisa do magnetismo nuclear e descobertas afins”, Bloch e Purcell receberam o Prêmio Nobel de Física em 1952 [26].

Em 1971, o médico americano Raymond Damadian mostrou que os tempos de relaxamento magnético nuclear de tecidos e tumores diferiam [24], visto que o tecido cancerígeno continha mais água do que tecido saudável [26]. Tal fato motivou os cientistas a considerarem a ressonância magnética para a detecção de doenças. O tempo de relaxamento será abordado na Seção 1.2.2.2.

Em 1972, Paul Lauterbur, utilizando um modo semelhante ao da tomografia computadorizada (TC) na construção de imagens, obteve a primeira imagem por ressonância magnética nuclear [25]. Em 1973, a experiência foi publicada na Revista Nature, Volume 242, Edição 5394, pp. 190-191. Em 1976, Peter Mansfield e seus colegas, criaram as primeiras imagens de uma parte do corpo: um dedo [25]. O Prêmio Nobel de Fisiologia ou Medicina de 2003 foi concedido conjuntamente a Paul C. Lauterbur e Sir Peter Mansfield "por suas descobertas relativas à ressonância magnética" [27].

O Quadro 2 apresenta outras contribuições importantes dentro do estudo da ressonância magnética:

Quadro 2 - Enumeração de contribuições importantes feitas por cientistas no curso de estudos de ressonância magnética.

Ano	Contribuição
1975	Richard Ernst propôs a ressonância magnética usando codificação de fase e frequência e a Transformada de Fourier. Esta técnica é a base das técnicas atuais de ressonância magnética. Em 1991, recebeu o Prêmio Nobel de Química.
1977	Raymond Damadian demonstrou a ressonância magnética chamada ressonância magnética nuclear com foco em campo. Neste mesmo ano, Peter Mansfield desenvolveu a técnica eco planar.
1980	Eldestein e colaboradores realizaram as primeiras imagens do corpo inteiro utilizando a técnica de Ernest.

Fonte: Elaborado pelo autor com informações retiradas de [24].

1.2.2 Sistemas e funcionamento físico

No equipamento de ressonância magnética, é gerado um campo magnético no organismo do paciente, de modo que os núcleos dos átomos de hidrogênio se alinhem e formem pequenos ímãs. O hidrogênio é um elemento abundante no nosso corpo, por entrar na composição da água. A região examinada é atravessada, então, por ondas de rádio (semelhantes às que são transmitidas por emissoras FM). Quando as ondas passam pelos átomos de hidrogênio, produzem uma vibração que é detectada e enviada a um computador. Ele analisa os sinais recebidos e os transforma na imagem que aparece na tela para o operador. O exame de ressonância magnética pode avaliar e mostrar possíveis lesões em qualquer órgão ou tecido do corpo humano que tenha água em sua composição, como a medula óssea, por exemplo. Os ossos ficam de fora pois, como quase não têm água, não vibram e aparecem na imagem como manchas pretas [28].

A Figura 28 ilustra um dos modelos de ressonância magnética disponível no mercado, bem como um paciente sendo posicionado, por um operador, para realização do exame.

Figura 28 – Equipamento de ressonância magnética.

Fonte: [29].

A seguir, será detalhado o processo de geração de imagem de um equipamento de ressonância magnética. Esse funcionamento pode ser melhor compreendido quando suas etapas são separadas nos sistemas principais do equipamento: magneto, rádio frequência, gradiente e computador.

1.2.2.1 Magneto

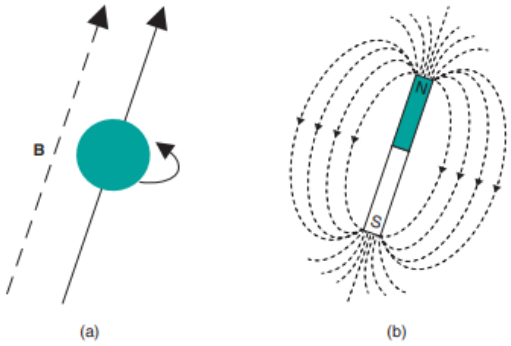
Os átomos são formados por um núcleo, composto por nêutrons e prótons, e por elétrons que circundam o núcleo. O átomo de hidrogênio possui o núcleo menos complexo, pois possui um único próton; e a tomografia por RM utiliza a característica magnética desse próton para gerar imagens [30]. Além disso, o hidrogênio é uma parte elementar da água e da gordura, tornando-o o elemento mais prevalente no corpo humano [30], ele corresponde a dois terços dos átomos que nos constituem [31].

Então, para compreensão de como o hidrogênio presente no nosso corpo pode ser usado para produzir imagens dos órgãos internos, analisa-se o comportamento magnético do seu núcleo (ou, por conveniência, próton).

Sendo assim, sabe-se que todo núcleo atômico que possui núcleons[1] não-pareados apresentam um momento angular intrínseco. Esse momento angular é chamado de spin [31]. O spin gera um campo magnético resultante que pode ser representado por um vetor magnético dipolar. A magnitude intrínseca desse campo é chamada de momento magnético nuclear [31]. O próton do núcleo de hidrogênio possui spin. Ou seja, esse próton equivale a um pequeno imã com polaridade magnética definida (norte e sul). Tal comportamento é ilustrado na Figura 29.

[1] núcleons: nome genérico dado aos prótons e nêutrons contidos no núcleo.

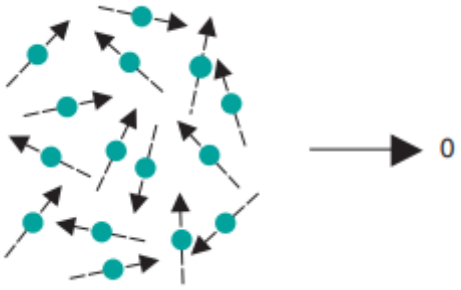
Figura 29 – Spin do próton e a formação de um campo magnético.



Fonte: [32].

Supõe-se, então, uma amostra biológica; por exemplo, um órgão do corpo humano. Sem nenhum campo magnético aplicado, os dipolos magnéticos dos núcleos de hidrogênio dessa amostra estão ordenados aleatoriamente (imagem microscópica, lado esquerdo da Figura 30). A soma vetorial desses dipolos é zero (imagem macroscópica, lado direito da Figura 30) [32].

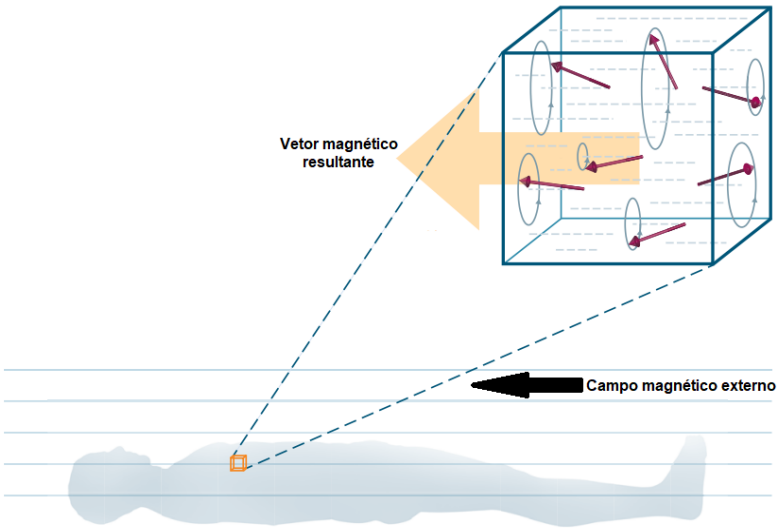
Figura 30 – Aleatoriedade na orientação dos spins dos prótons de um meio.



Fonte: [32].

Aplicando agora um campo magnético externo B_0 na amostra, os dipolos magnéticos dos núcleos de hidrogênio tendem a se orientar forçados por esse campo, conforme Figura 31.

Figura 31 – Orientação paralela e antiparalela dos spins de prótons submetidos a B_0.



Fonte: Adaptado de [30].

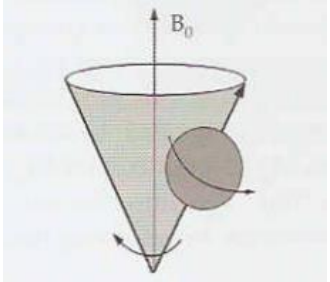
A mecânica quântica demonstra que existem dois estados possíveis para o equilíbrio desses prótons [31]:

1. Paralelo: a orientação paralela é a de menor energia potencial. Logo, é a situação mais estável. O sentido dos dipolos coincide com o sentido do campo aplicado;
2. Antiparalelo: na orientação antiparalela, o vetor dipolo dos prótons se dispõe no sentido contrário do campo aplicado.

Quando os núcleos estão orientados por um campo magnético externo, a soma de todos os vetores magnéticos nucleares fornece um vetor magnético resultante, $\overrightarrow{M_0}$. Esse vetor tem mesma direção e sentido que B_0, conforme ilustrado na Figura 31. Isso se deve ao fato de a população paralela ser mais numerosa do que a antiparalela [31].

Essa orientação dos núcleos (no sentido paralelo ou antiparalelo) não é estática: os núcleos apresentam um movimento de precessão em torno de um eixo que é paralelo ao vetor B_0, conforme ilustrado na Figura 32.

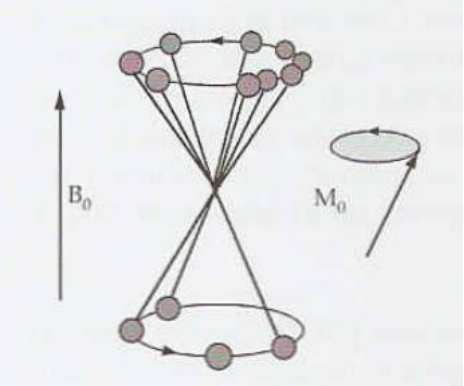
Figura 32 – Movimento de precessão de um próton submetido a um campo magnético externo.



Fonte: [31].

A precessão dos prótons com alinhamento paralelo em conjunto com a precessão dos prótons com alinhamento antiparalelo define no espaço uma figura em forma de ampulheta [31], conforme Figura 33.

Figura 33 – Átomos alinhados.



Fonte: [31].

O vetor magnético resultante $\overrightarrow{M_0}$ apresenta um movimento de precessão cuja frequência é chamada de frequência de Larmor (em homenagem ao físico Sir Joseph Larmor). Essa frequência é diretamente proporcional ao campo magnético aplicado,

$$\omega = \gamma B_0. \qquad (15)$$

onde: ω é a frequência de precessão, γ é a constante giromagnética (específica para cada elemento) e B_0 é a intensidade do campo magnético aplicado.

Dessa forma, o primeiro passo para geração de imagem por RM é utilizar um poderoso ímã para produzir um campo magnético homogêneo, estável e de magnitude B_0 (dado em Tesla), o qual permeia o corpo do paciente (vide Figura 31). O campo magnético ordenará os vetores magnéticos nucleares de todo o corpo. Essa é a principal função do magneto.

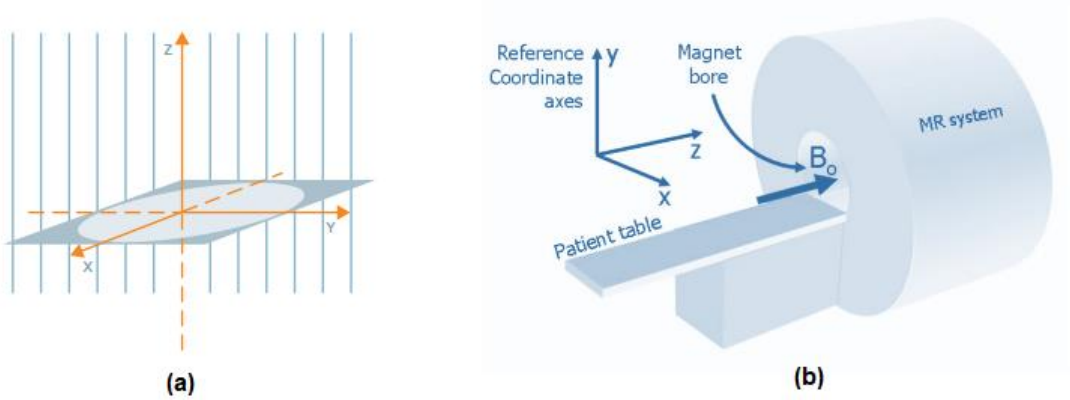
Na Seção 1.3 será estudado mais afundo suas particularidades.

1.2.2.2 Rádio frequência

Para que o vetor magnético $\overrightarrow{M_0}$ dos núcleos (discutido na seção anterior) possa ser detectado, ele precisa apresentar rotação em um plano perpendicular ao do vetor $\overrightarrow{B_0}$ [31].

Adota-se as seguintes convenções: no sistema de coordenadas cartesianas (xyz), o eixo z está na direção do campo magnético externo (gerado pelo magneto) e o plano xy é transversal às linhas de campo, conforme Figura 34.

Figura 34 – Convenção no sistema de coordenadas cartesianas.

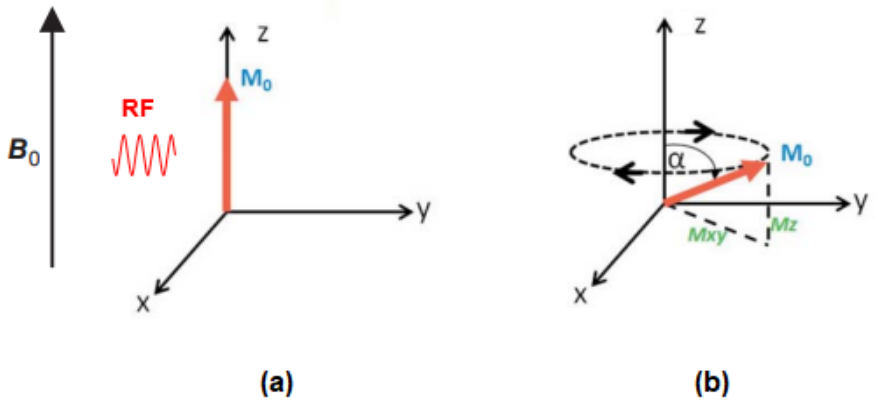


Fonte: (a) [30] e (b) [33].

A rotação no plano xy é alcançada fornecendo-se energia ao movimento de precessão dos núcleos [31]. Para fornecer tal energia, utiliza-se pulsos de rádio frequência (RF). Esse pulso, conhecido como pulso de excitação, normalmente contém uma faixa estreita, ou largura de banda de frequências, em torno de uma frequência central [32]. Fisicamente, a condição de ressonância significa que a frequência do pulso de RF aplicado deve corresponder à frequência de Larmor dos spins [30]. Quanto maior a energia do pulso de RF, maior o deslocamento angular do vetor magnético $\overrightarrow{M_0}$ em relação ao vetor $\overrightarrow{B_0}$. O ângulo entre $\overrightarrow{M_0}$ e o eixo longitudinal (eixo z, direção de B_0) é chamado de ângulo flip, α [31].

A Figura 35(a) ilustra um pulso de RF sendo transmitido na frequência de ressonância dos spins de uma amostra, representados pelo seu vetor magnético $\overrightarrow{M_0}$. Visto que a energia foi aplicada na frequência apropriada, os spins a absorvem e $\overrightarrow{M_0}$ gira com o ângulo α, conforme Figura 35(b). O pulso de RF pode ser tratado como um campo magnético B_1 adicional [32], gerado por bobinas elétricas.

Figura 35 – Ângulo flip genérico.

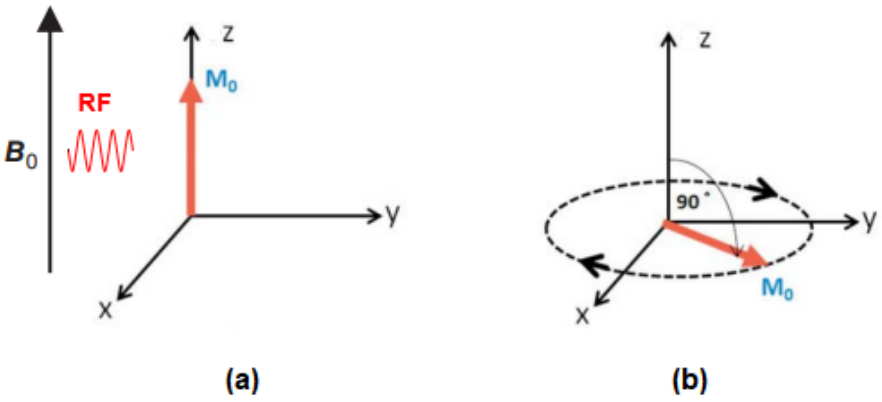


Fonte: Adaptado de [34].

Observa-se que $\overrightarrow{M_0}$ pode ser decomposto em duas componentes localizadas perpendicularmente entre si [30]: M_z é a porção do vetor na direção z, ou seja, ao longo do campo magnético externo (componente longitudinal). M_{xy} é a componente do vetor que gira em torno do campo externo no plano xy (componente transversal).

Um pulso de RF adequado pode deslocar $\overrightarrow{M_0}$ e torná-lo perpendicular a B_0. Esses sinais são chamados de pulsos de 90° [31], e é ilustrado na Figura 36.

Figura 36 - Vetor magnético no plano xy.



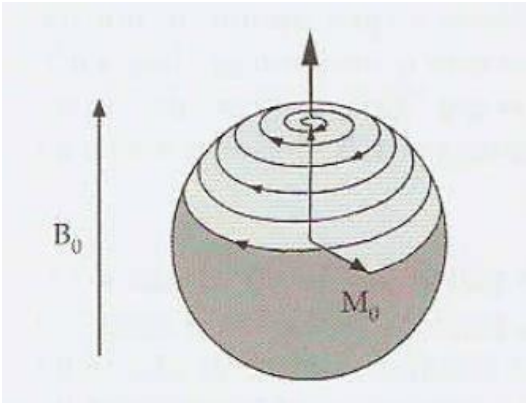
Fonte: Adaptado de [34].

Nesse caso, $M_{xy} = M_0$ e B_1 é perpendicular a B_0. Além disso, M_{xy} irá girar com a frequência de Larmor [30].

Quando o pulso de RF é "desligado", $\overrightarrow{M_0}$ (que estava no plano xy) volta progressivamente para sua posição inicial, descrevendo um movimento espiralado [31]. O processo pelo qual os prótons liberam a energia que absorveram do pulso de RF é conhecido

como relaxação [32], e o movimento que está associado à relaxação chama-se nutação [31]. Tal movimento é ilustrado na Figura 37.

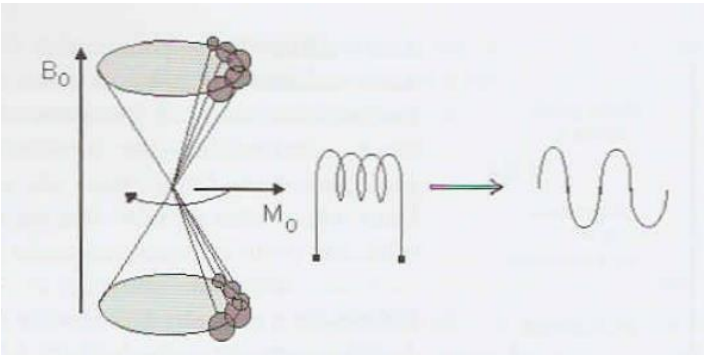
Figura 37 – Nutação de $\overrightarrow{M_0}$ durante o processo de relaxação.



Fonte: [31].

Então, como dito de outra forma no início dessa seção, a imagem por RM está baseada na detecção da componente transversal de $\overrightarrow{M_0}$. Para isso, são alocadas bobinas elétricas em posições adequadas na amostra a ser examinada, a fim de que M_{xy} "corte" as espiras da bobina ao girar, induzindo uma tensão elétrica em seus terminais [31]. A Figura 38 ilustra essa detecção.

Figura 38 – Detecção de M_{xy}.

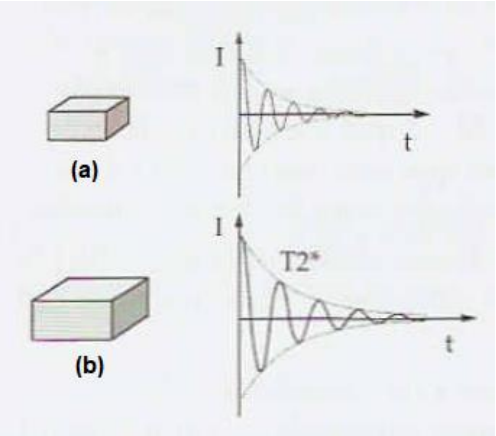


Fonte: [31].

O curso da tensão ao longo do tempo é o sinal MR. Quanto mais forte a componente transversal, mais forte será o sinal de RM [30]. Por sua vez, a intensidade desse vetor depende da densidade de prótons na amostra estudada [31]. Esse sinal de RM detectado sofre amortecimento e sua intensidade decai a zero. A essa diminuição se chama de fid (do inglês

free induction decay), a qual se deve à nutação de $\overrightarrow{M_0}$. A Figura 39 ilustra dois exemplos de fids.

Figura 39 – Sinal de RM sofrendo decaimento – fid.



Fonte: [31]

A amostra (a) possui uma densidade de prótons menor que a amostra (b). Dessa forma, nota-se que na amostra (b), o sinal detectado pela bobina (representado no eixo I) é mais intenso que da amostra (a); além de que o fid é mais prolongado.

O fid de M_0 segue uma função exponencial decrescente. Em RMN, essa variação do sinal é chamada de $T2^*$ [31].

Dessa forma, o sistema de radiofrequência de um equipamento de RM é responsável pela excitação do vetor M_0 por meio de um pulso de RF em ressonância com os spins da parte do corpo a ser examinada. É responsável também pela detecção da tensão induzida pela componente transversal de M_0, ou seja, do sinal de RM.

A transmissão e a recepção são feitas por bobinas, as quais funcionam como antenas [31]. A bobina de transmissão de RF está integrada no furo do magneto. As bobinas de recepção de RF existem em todas as formas e tamanhos [30], determinados pela sua área de aplicação no corpo do paciente. Além disso, o sistema inclui amplificador de transmissão de RF para enviar pulsos com a potência necessária e amplificador de recepção de RF para amplificar o sinal de MR recebido.

1.2.2.3 Gradiente

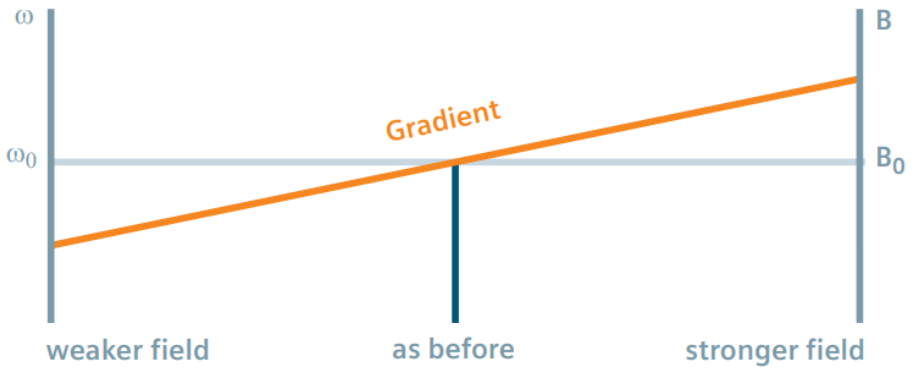
Se, por exemplo, simplesmente excita-se todos os spins dentro da cabeça de um paciente com um pulso de RF, a magnetização transversal média na cabeça geraria o sinal de RM [30].

Não seria obtida nenhuma resolução espacial. Ou seja, não haveria como distinguir entre sinais de RM de outras partes do corpo. Porém, existe uma relação entre a frequência de energia que um próton absorve e a força do campo magnético que ele experimenta. A ressonância magnética usa essa dependência para localizar essas frequências de prótons em diferentes regiões do espaço. Essa ideia rendeu o Prêmio Nobel de Fisiologia ou Medicina de 2003 para Paul Lauterbur e Sir Peter Mansfield, e ajudou a transformar a RM de uma indústria de nicho que atende laboratórios de pesquisa em uma indústria multibilionária que atende hospitais em todo o mundo [32].

Em um campo magnético homogêneo gerado por um magneto, a sua intensidade é a mesma em qualquer ponto (B_0). Dessa forma, todos os spins dos prótons de uma amostra sujeita a esse campo mostram a mesma frequência de precessão [30]. Essa frequência é proporcional à intensidade do campo, como visto na Equação (12). A ressonância magnética é a mesma em todos os lugares.

Quando um gradiente de campo magnético é aplicado, o campo mostra um aumento linear, conforme Figura 40. A precessão dos spins dos prótons nessa direção varia de acordo: precedem mais lentamente em um campo mais fraco e mais rapidamente em um campo mais forte. Em suma, eles mostram diferentes frequências de ressonância.

Figura 40 – Distorção linear do campo magnético primário.

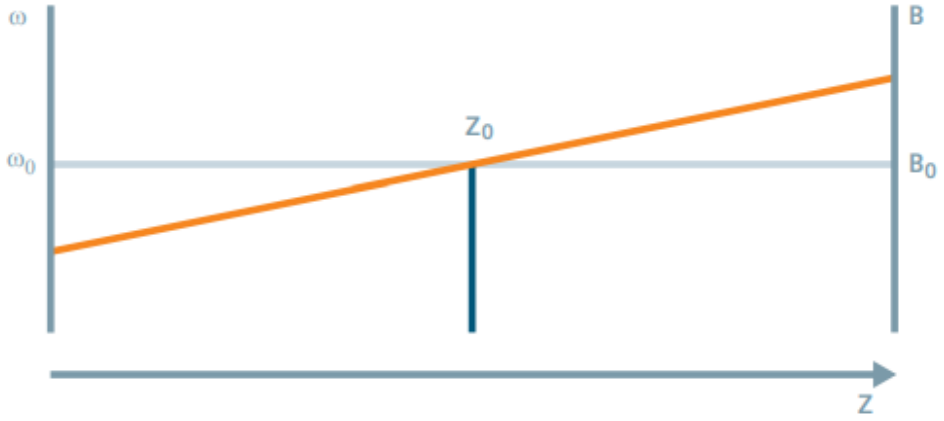


Fonte: [30]

Para realização de uma imagem tomográfica, cria-se imagens de fatias em posições específicas do corpo humano [30]. Para seleção de uma fatia tomográfica, ou corte, um gradiente é alternado na direção z, por exemplo, simultaneamente com o pulso de RF. Esse gradiente é chamado de gradiente de seleção de fatias (G_S) [30]. Com isso, o campo aplicado pelo magneto tem sua força original B_0 apenas em z_0, conforme Figura 41. Esse ponto é

chamado de isocentro do magneto [24]. Se o pulso de RF tivesse apenas uma única frequência ω_0, apenas excitaria os spins no local de ressonância z_0. Esta é a posição do corte selecionado.

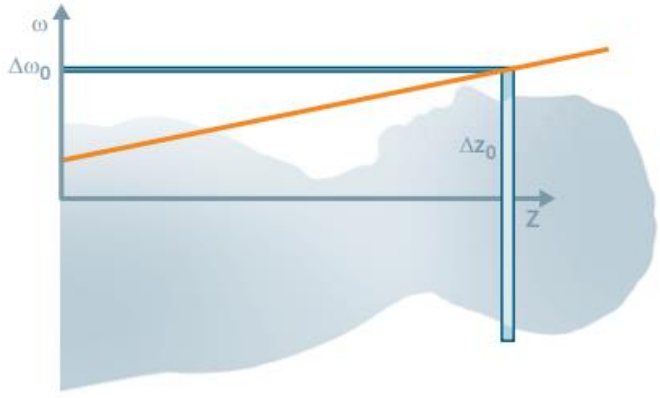
Figura 41 – Seleção de uma fatia tomográfica na posição z_0.



Fonte: [30]

No entanto, isso resultaria em um corte sem espessura, pois apenas alguns prótons seriam excitados nessa área fina. Necessita-se de uma certa resolução na direção z, a qual é chamada de espessura do corte [30]. Felizmente, como já mencionado, o pulso de RF tem uma certa largura de banda de frequências $\Delta\omega_0$ em torno de sua frequência central ω_0. Assim, ele é capaz de excitar a área espacial desejada, com espessura de corte Δz_0, conforme Figura 42.

Figura 42 – Espessura do corte determinada pela largura de banda do pulso de RF.

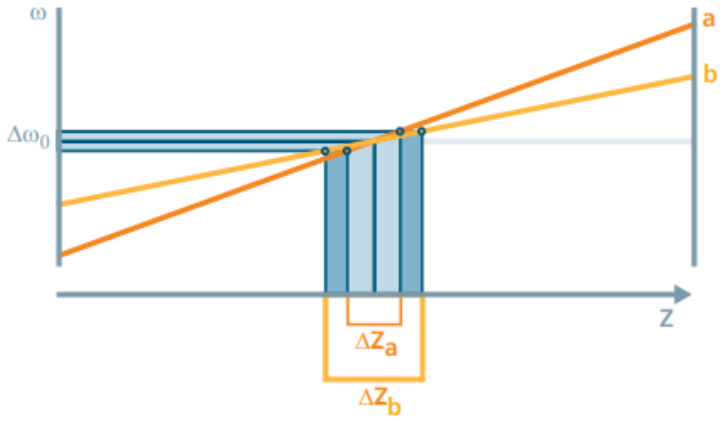


Fonte: [30]

A espessura do corte também pode ser modificada mantendo $\Delta\omega_0$ enquanto altera a intensidade do gradiente [30]. Uma rampa de gradiente mais íngreme (a) excita um corte mais

fino (Δz_a), enquanto uma rampa menos inclinada (b) excita um corte com mais espessura (Δz_b), conforme Figura 43.

Figura 43 – Espessura do corte determinada pela intensidade do gradiente.



Fonte: [30]

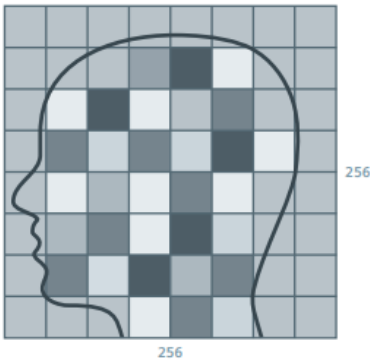
Independente da técnica utilizada, um corte tomográfico é uma área de ressonância definida dos spins dos prótons. Fora do corte, os spins não são excitados pelo pulso de RF. A magnetização transversal (e, portanto, um sinal MR) é gerada apenas dentro do corte selecionado [30].

Dessa forma, o sistema de gradiente é responsável por gerar pequenas distorções lineares em B_0, as quais são usadas para localizar os sinais teciduais [32]. Um equipamento de RM possui três arranjos de bobinas de gradiente para todas as três direções espaciais (x, y e z), situadas ao redor do furo do magneto. Essas geram, respectivamente, os campos G_x, G_y e G_z. As bobinas de gradiente não geram um campo magnético permanente, mas são ligadas brevemente e várias vezes durante o exame. Elas são operadas através de fontes de alimentação especiais, conhecidas como amplificadores de gradiente [30].

1.2.2.4 Computador

Na seção anterior, estudou-se como é selecionada a posição do corte para uma imagem por RM. Agora, define-se a matriz da imagem e sua resolução. Supõe-se, então, a geração de um corte tomográfico em um tamanho de matriz de 256 × 256. Nesse caso, cada linha e coluna deve ser dividida em 256 partes. Usa-se o sinal de RM para criar uma imagem com 256 valores diferentes, ou seja, 65.536 voxels (ou elementos de volume) [30]. Esta é a resolução espacial. A Figura 44 ilustra esse exemplo.

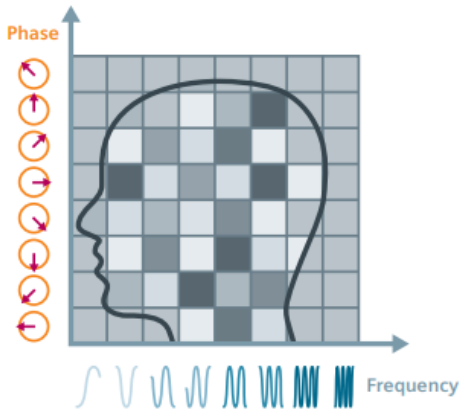
Figura 44 – Representação da matriz da imagem 256 × 256.



Fonte: [30].

Para localizar os voxels individuais, são utilizadas as técnicas chamadas de codificação de fase e codificação de frequência.

Figura 45 – Codificação de fase e codificação de frequência em matriz 256 × 256.



Fonte: [30].

A codificação de frequência consiste na aplicação de um gradiente na direção x. Dessa forma, os conjuntos de spin de voxels individuais precessam ao longo do eixo x em uma frequência crescente [30]. O gradiente associado é conhecido como gradiente de codificação de frequência (G_F). Assim, G_F permite que se estabeleça uma correspondência biunívoca entre posição e frequência [31]. Utiliza-se, então, a transformada de Fourier como ferramenta para determinar a contribuição do sinal de cada componente de frequência. As frequências individuais são realocadas para sua localização de origem ao longo do eixo x. A intensidade de sinal individual obtida determina o valor de cinza do pixel alocado [30].

Não é possível utilizar a mesma técnica para codificação de frequência na direção y para codificar uma imagem bidimensional, pois dois voxels diferentes poderiam ter a mesma

frequência (não podendo ser diferenciados). Dessa forma, utiliza-se da codificação de fase. Essa técnica consiste na utilização breve de um gradiente na direção y. Como resultado, os spins precedem em velocidades diferentes por um curto período. Depois que o gradiente é desligado, os spins ao longo do eixo y mostram diferentes deslocamentos de fase diretamente proporcionais às suas localizações [30]. O gradiente associado é o gradiente de codificação de fase (G_P). Utiliza-se, também, a transformada de Fourier para filtrar essas mudanças de fase.

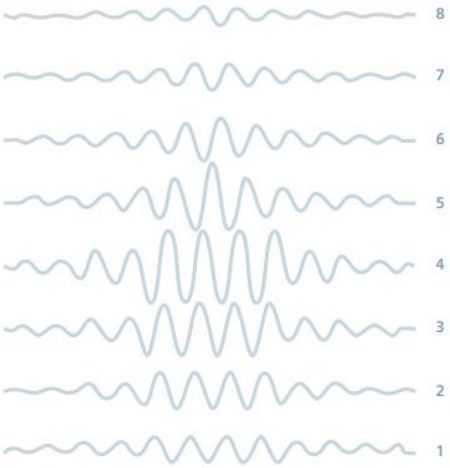
Com uso dessa técnica, se faz necessário 256 sinais MR com diferentes codificações de fase para 256 locais diferentes. Em outras palavras, isso significa 256 etapas de codificação de fase. É por isso que a sequência de pulsos deve ser repetida 256 vezes para uma matriz de 256 × 256, como ilustrado na Figura 46.

Figura 46 – Representação de sequência de pulsos sendo repetidas.

Fonte: [30].

Assim, uma matriz de sinal é preenchida linha a linha com os sinais de RM [30]. Na Figura 47 ilustra-se esses sinais, reduzidos a 8. As linhas representam frequências, as colunas representam fases.

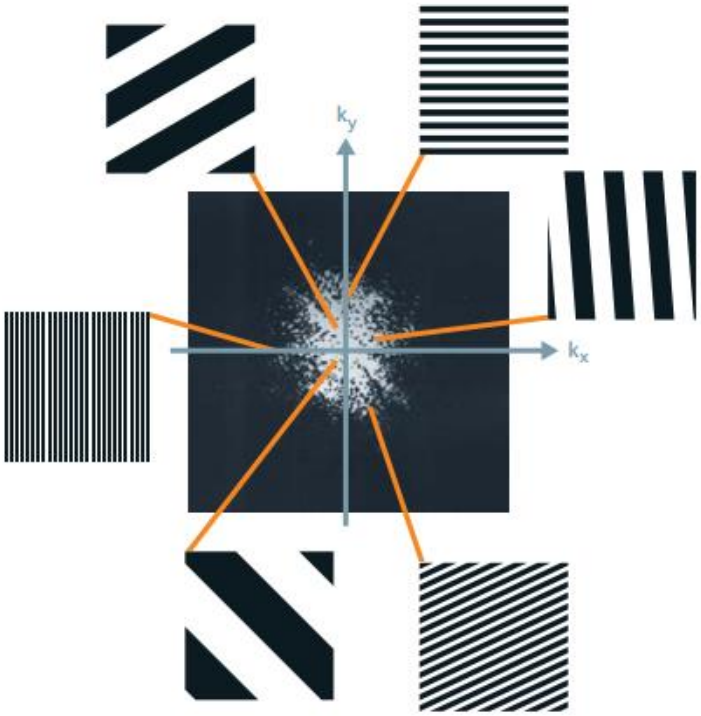
Figura 47 – Linhas de sinais de RM.



Fonte: [30].

A matriz de sinal é pré-processada, resultando na matriz de dados brutos, também conhecida como espaço k [30]. Os eixos k_x e k_y da matriz de dados brutos (ilustrados na Figura 48) designam as chamadas “frequências espaciais”.

Figura 48 – Espaço k.

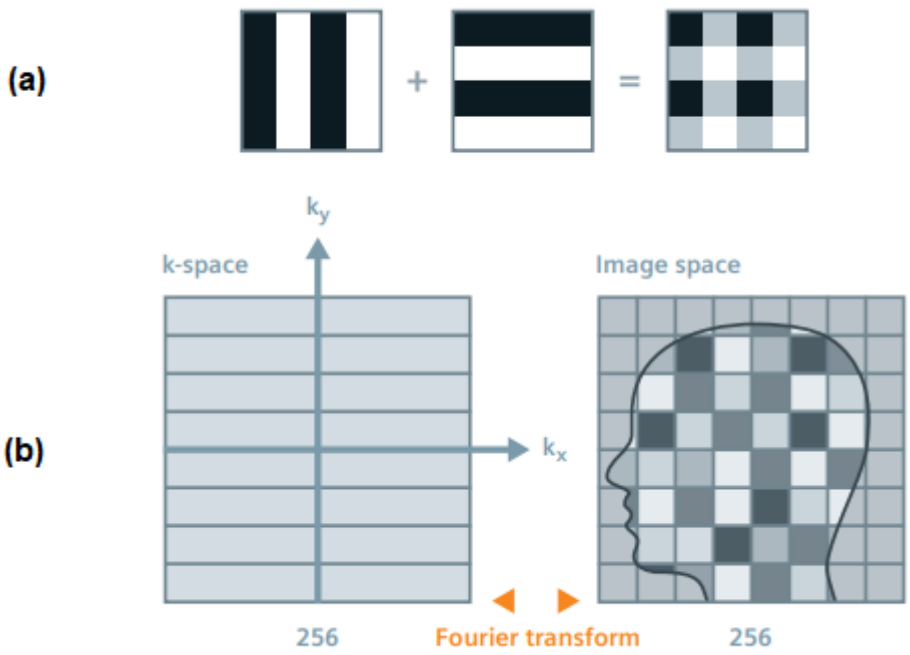


Fonte: [30].

Assim como as oscilações temporais combinam ondas de diferentes frequências (senos e cossenos), uma imagem pode ser composta de diferentes ondas espaciais ou padrões de listras. O espaço k determina se e com que intensidade um determinado padrão de faixa contribui para a imagem [30]. Conforme Figura 48, um padrão de listras grossas (próximo ao centro) mostra baixa frequência espacial; um padrão de listras finas (longe do centro) mostra alta frequência espacial.

A Figura 49(a) exemplifica esse processo: sobrepondo o padrão de listras horizontal e vertical mostrado, é gerado um padrão de valor cinza complexo. Então, uma sobreposição ponderada de padrões de listras resultará em uma imagem mais complexa, conforme exemplificado na Figura 49(b) [30].

Figura 49 – Exemplo de formação da imagem.



Fonte: Adaptado de [30].

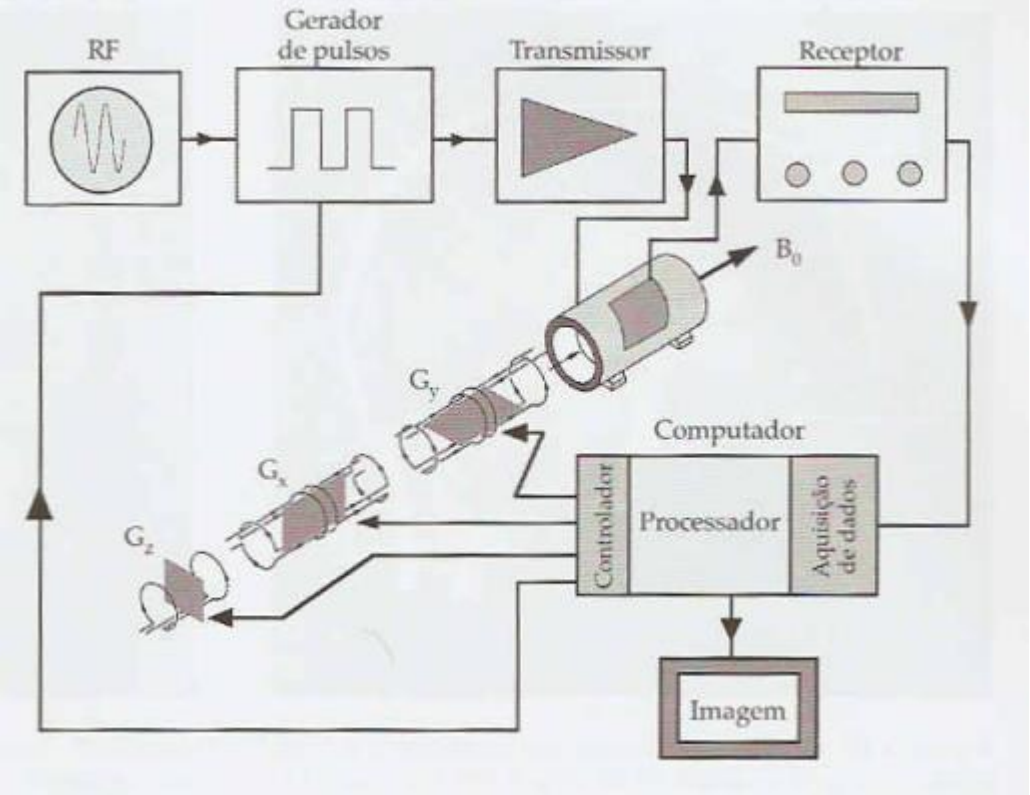
Isso é exatamente o que uma transformada de Fourier bidimensional faz: utiliza-se os valores de dados brutos no espaço k para calcular a distribuição do valor de cinza na imagem, ou seja, o peso das muitas faixas. Subsequentemente, o valor de cinza associado é atribuído a cada pixel, resultando na imagem final [30].

Dessa forma, o computador é responsável pelo processamento dos sinais adquiridos, alocando-os no espaço k e realizando transformada de Fourier para geração da imagem final. Além disso, é responsável pela geração dos sinais de RF e de gradiente, tratados nas seções anteriores.

1.2.3 Resumo do funcionamento

A Figura 50 ilustra um esquema geral das partes de um equipamento de RM:

Figura 50 – Esquema de um equipamento usado para obtenção de imagens por ressonância magnética nuclear.



Fonte: [31].

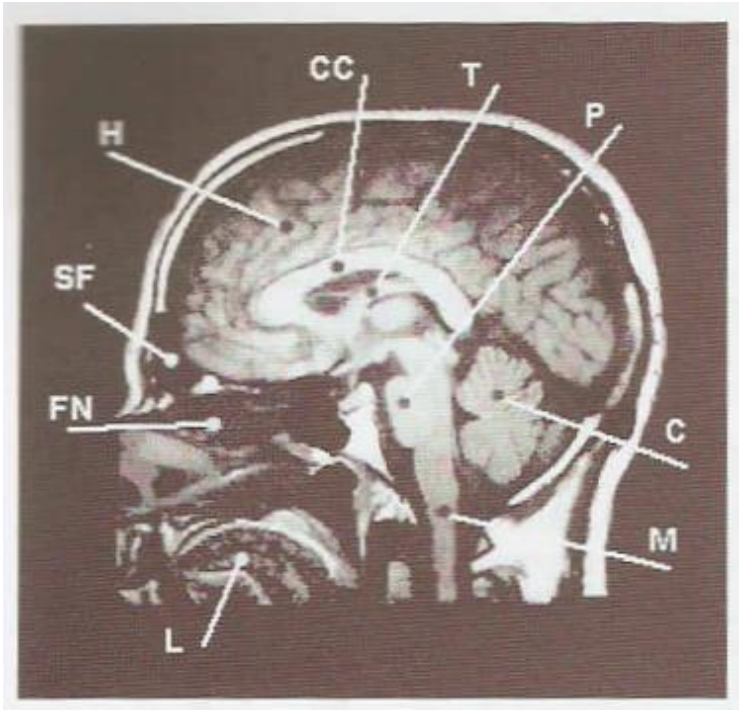
Com base na figura e nas seções específicas para cada sistema, sintetiza-se o processo de geração de imagem:

1. Após alocação das bobinas receptoras no local do corpo a ser examinado, o paciente é posicionado dentro do furo do magneto;
2. Os vetores magnéticos nucleares $\overrightarrow{M_0}$ de todo o corpo do paciente se alinham, em movimento de precessão ao campo magnético B_0 gerado pelo magneto;
3. As bobinas de gradiente G_x, G_y e G_z geram um gradiente de campo magnético em pelo menos dois planos;
4. A bobina de RF aplica um pulso que excita os núcleos que estavam alinhados com B_0. M_0 passa a ter um movimento de pressão com o ângulo flip α. O transmissor, ilustrado na Figura 50, amplifica o sinal de RF a ser aplicado;
5. A excitação dos núcleos resulta em uma componente transversal de $\overrightarrow{M_0}$, a qual é detectada pelas bobinas de recepção por meio de uma tensão induzida. Esse é o sinal de RM. Por ser muito fraco, necessitam de amplificação. O receptor ilustrado na Figura 50 tem esse papel;

6. Os sinais são digitalizados por um conversor analógico-digital e são armazenados na memória de um computador [31], organizados no espaço k;
7. Os dados arquivados são processados e, utilizando transformada de Fourier, são obtidas as frequências que compõe o sinal de RM;
8. A imagem é gerada.

As Figuras 51, 52 e 53 apresentam cortes tomográficos obtidos do crânio de um paciente:

Figura 51 – Imagem das estruturas do crânio obtida por RMN (corte sagital). Observa-se: fossa nasal (FN), seio frontal (SF), hemisfério cerebral (H), corpo caloso (CC), trígono (T), protuberância (P), cerebelo (C), medula (M) e língua (L).

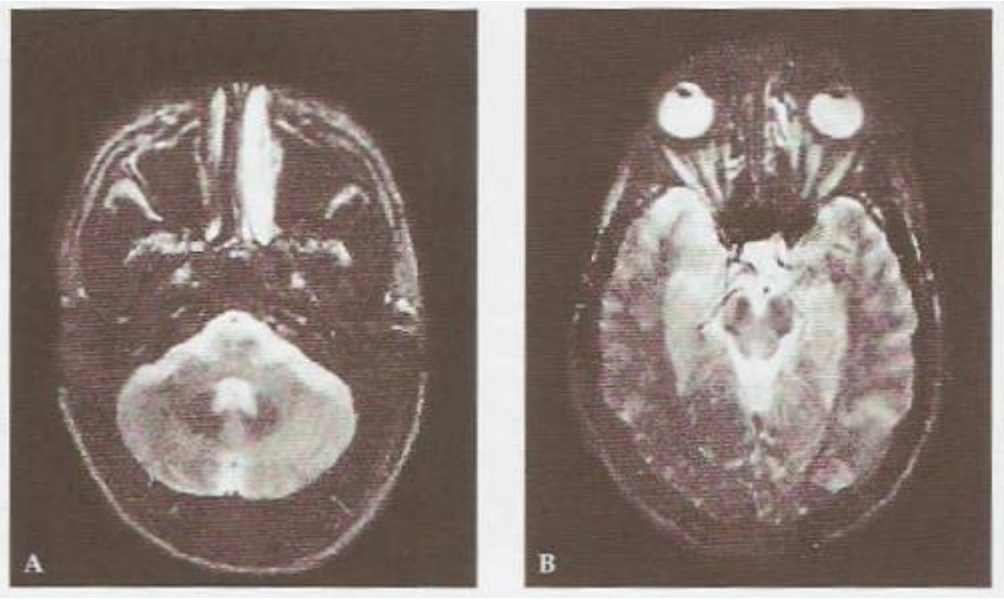


Fonte: [31].

Figura 52 – Imagem das estruturas do crânio obtida por RMN (corte coronal) mostrando os hemisférios cerebrais e o cerebelo.

Fonte: [31].

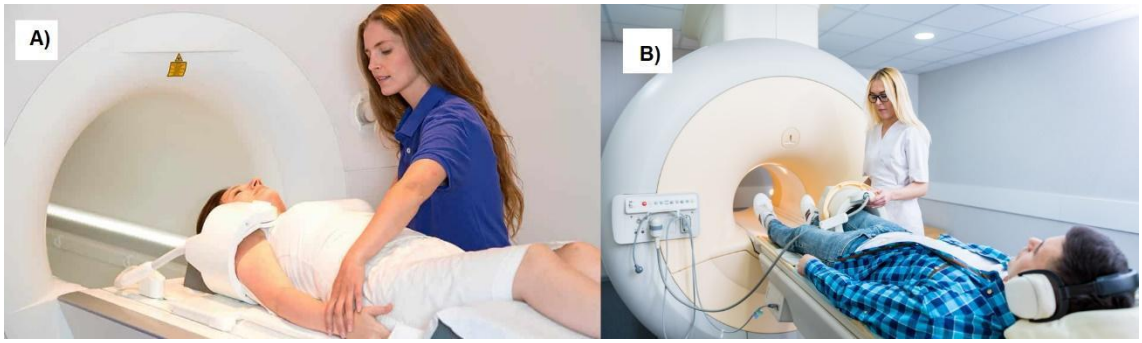
Figura 53 – Corte transversal do crânio obtido por RMN. A) estruturas ósseas e cerebelo; B) globos oculares, trajetos nervosos, cérebro e ossos.



Fonte: [31].

A Figura 54 apresenta a alocação de bobinas receptoras nos pacientes, abordadas na Seção 1.2.2.2:

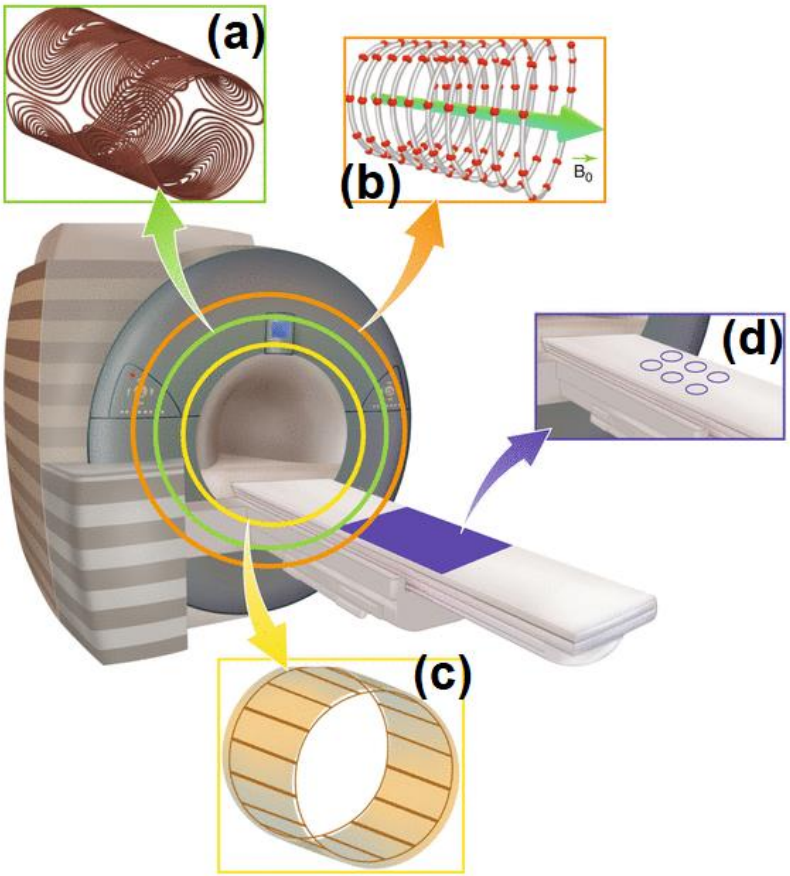
Figura 54 – Alocação de bobinas receptoras em pacientes. A) bobina receptora para ombro; B) bobina receptora para joelho.



Fonte: (a) [5] e (b) [35].

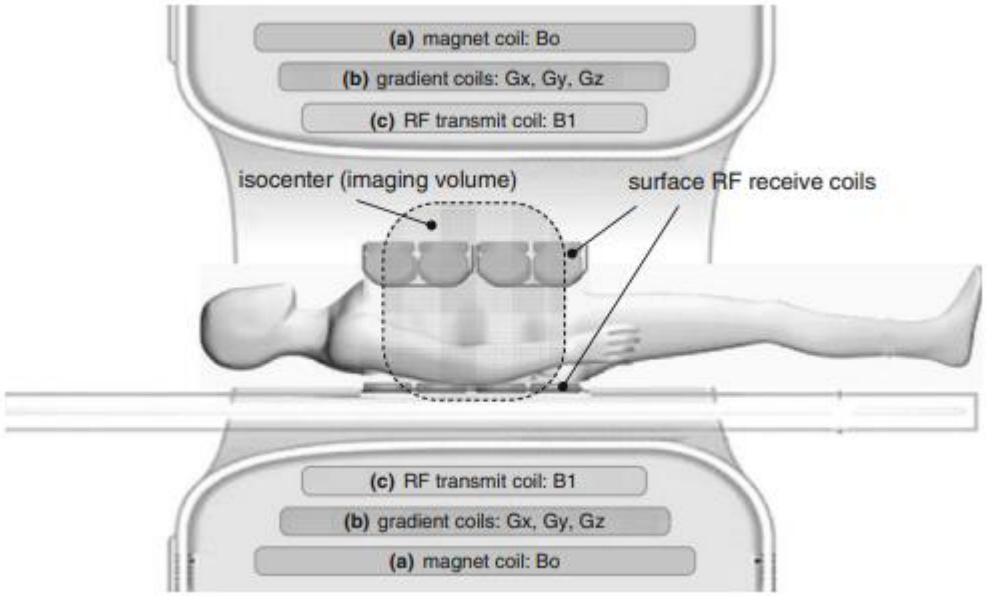
As Figuras 55 e 56 ilustram o arranjo do magneto (Seção 1.2.2.1), bobinas de gradiente (Seção 1.2.2.3) e bobinas de RF (Seção 1.2.2.2) de um equipamento de ressonância magnética:

Figura 55 – Bobinas de uma RM. (a) Três bobinas de gradiente de campo magnético alteram a força do campo magnético através do espaço para localizar o sinal de RM; (b) Uma bobina de fio supercondutor gera um forte campo magnético, B_0; (c) Uma bobina de transmissão de radiofrequência (RF) emite ondas de rádio que geram um campo magnético variável no tempo, B_1; (d) Uma bobina de recepção de radiofrequência da coluna com vários elementos recebe o sinal de RM.



Fonte: Adaptado de [36].

Figura 56 – Esquema de um sistema de ressonância magnética (corte transversal). (a) bobina magnética para produzir o campo magnético estático homogêneo (B_0) para alinhamento de rotação; (b) bobinas de gradiente para produzir os campos de gradiente variantes no tempo (G_x, G_y e G_z) para codificação espacial dos sinais de MR e (c) bobina de radiofrequência (RF) transmissora para gerar um campo de RF (B_1) para excitação de rotação. A resposta do sinal de RM das rotações excitadas dentro do sujeito é detectada por um conjunto de bobinas de RF de superfície somente de recepção colocadas acima e abaixo do volume da imagem (localizado no isocentro).



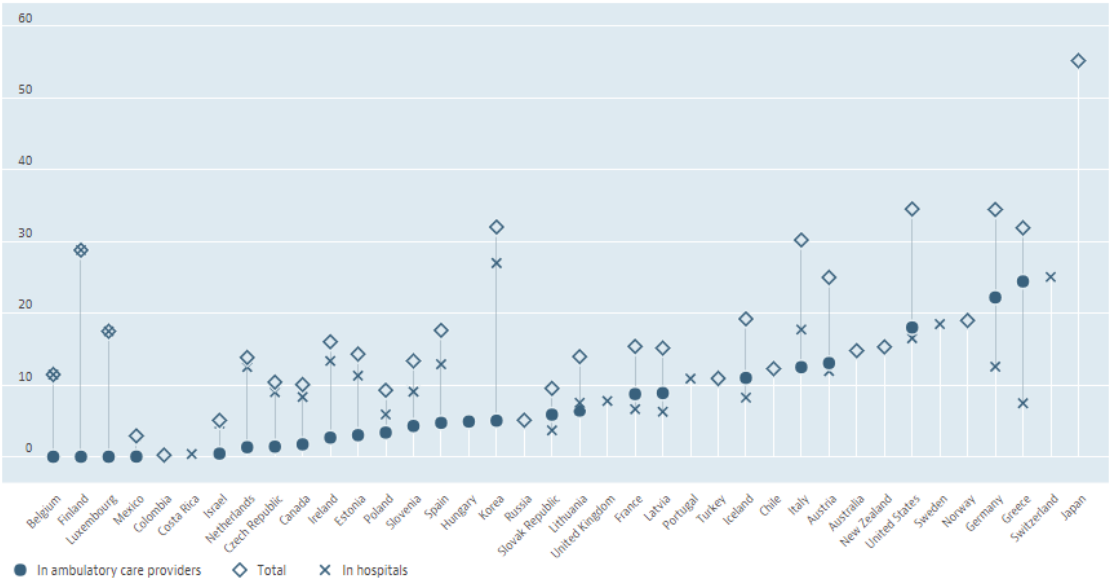
Fonte: [37].

O conjunto do magneto, bobinas de gradiente e bobina transmissora de RF é muitas vezes chamado de scanner da RM.

1.2.4 Ressonância magnética no mercado

O mercado global de ressonância magnética foi avaliado em US $ 4,8 bilhões em 2021 e deve se expandir em uma taxa de crescimento anual de 7,1% de 2022 a 2030 [38]. A Organização para a Cooperação e Desenvolvimento Econômico (OCDE) é uma organização internacional composta por países-membros e conta com a participação de parceiros estratégicos, como o Brasil. Dedica-se ao desenvolvimento econômico, por meio de reuniões em que são discutidas políticas públicas e econômicas que possam orientar as nações [39]. A organização possui uma publicação bienal chamada Health at a Glance, a qual compara indicadores-chave para a saúde da população e o desempenho do sistema de saúde nos 38 países membros da OCDE, podendo incluir os países parceiros [40]. Um dos indicadores referentes a RM é do número de equipamentos por milhão de habitantes, apresentado na Figura 57.

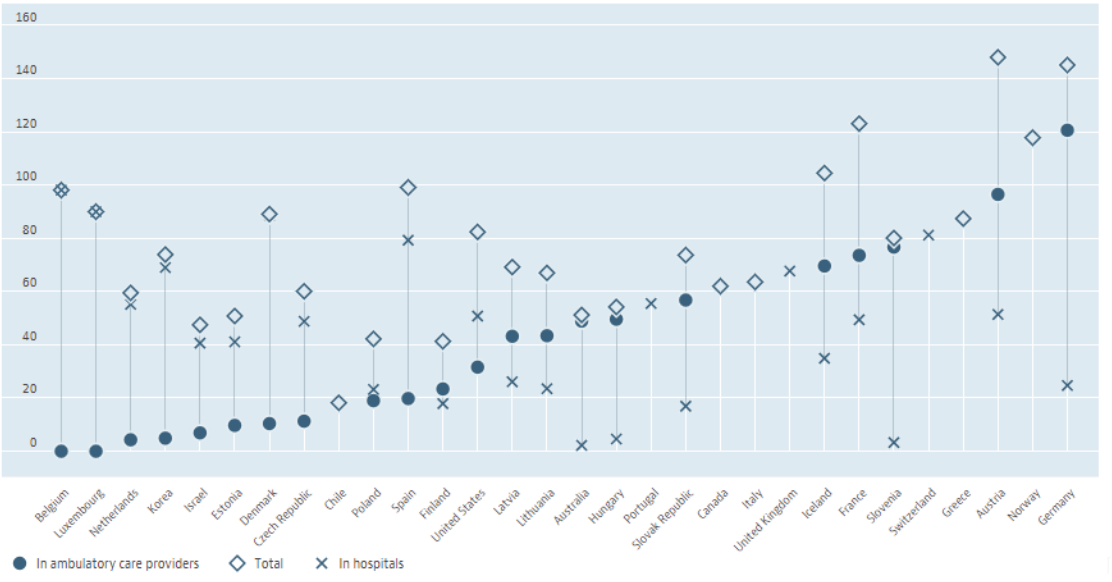
Figura 57 – Unidades de ressonância magnética por milhão de habitantes, no período de 2017 a 2020.



Fonte: [41].

Outro indicador existente é do número de exames de RM por milhão de habitantes, ilustrado da Figura 58.

Figura 58 – Exames de ressonância magnética por milhão de habitantes, no período de 2017 a 2020**.**

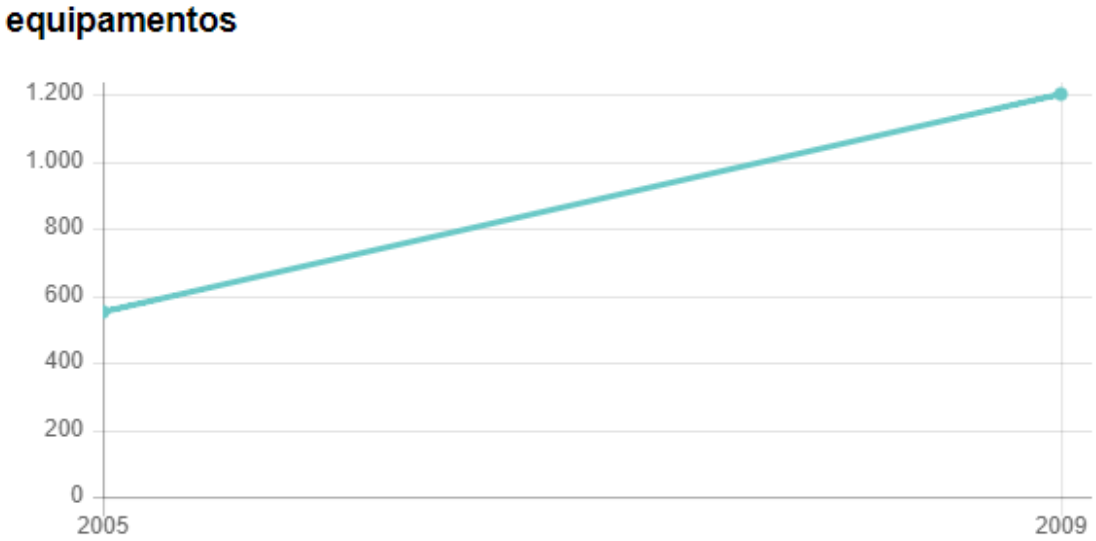


Fonte: [42].

Em relação ao Brasil, a pesquisa de Assistência Médico-Sanitária (AMS) de 2009, divulgada pelo Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE) em 2010, concluiu que a oferta de ressonância magnética aumentou em mais de 100%, de 415 para 848 estabelecimentos

entre 2005 e 2009. Porém, do número total de equipamentos (1.999), 30,11% eram disponíveis no SUS, sendo que apenas 5,75% ficam em estabelecimentos públicos [43]. A Figura 59 ilustra esse aumento.

Figura 59 – Equipamentos de ressonância magnética no Brasil.



Fonte: [44].

O Cadastro Nacional de Estabelecimentos de Saúde (CNES) é o sistema de informação oficial de cadastramento de informações de todos os estabelecimentos de saúde no país, independentemente de sua natureza jurídica ou de integrarem o Sistema Único de Saúde (SUS) [45]. O sistema possui um relatório de equipamentos existentes nesses estabelecimentos de saúde, incluindo a RM, na categoria de equipamentos de diagnóstico por imagem. O Quadro 3 apresenta essa consulta.

Quadro 3 – Equipamentos de diagnóstico por imagem de todo o país.

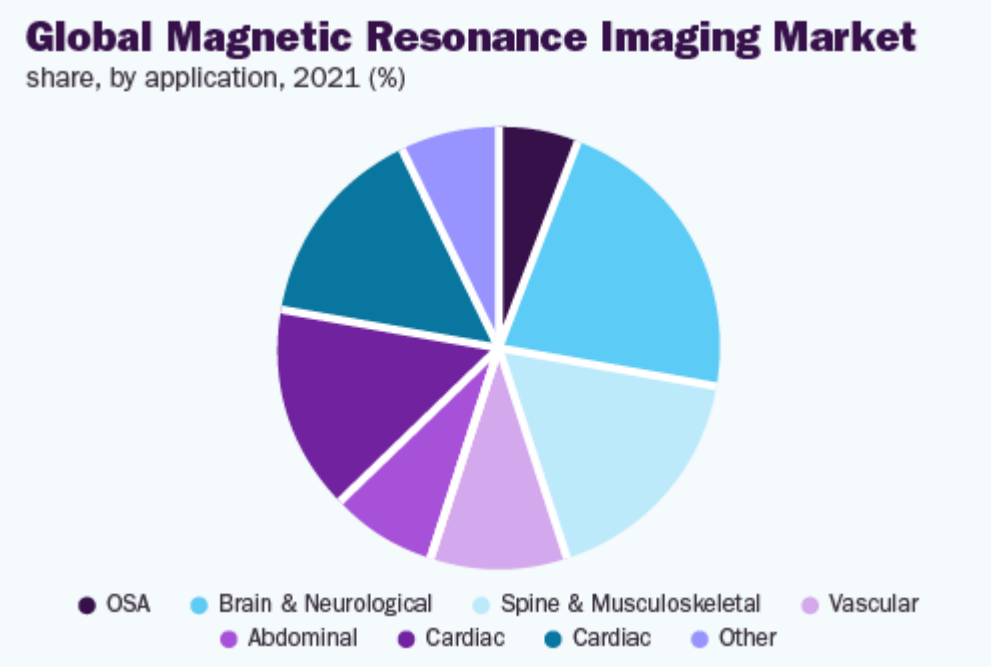
Código	Equipamento	Existentes	Em Uso	Existentes SUS	Em Uso SUS
1-EQUIPAMENTOS DE DIAGNOSTICO POR IMAGEM					
01	Gama Camara	817	784	432	413
02	Mamografo com Comando Simples	4444	4260	2205	2095
03	Mamografo com Estereotaxia	969	931	439	411
04	Raio X ate 100 mA	7771	7301	3981	3701
05	Raio X de 100 a 500 mA	13758	13152	8648	8227
06	Raio X mais de 500mA	4596	4433	2657	2564
07	Raio X Dentario	52500	48218	10108	9317
08	Raio X com Fluoroscopia	1998	1798	1122	1050
09	Raio X para Densitometria Ossea	2575	2512	942	913
10	Raio X para Hemodinamica	1034	995	501	477
11	Tomógrafo Computadorizado	6226	6037	3072	2977
12	Ressonancia Magnetica	3176	3109	1431	1402
13	Ultrassom Doppler Colorido	19383	18762	7158	6950
14	Ultrassom Ecografo	11130	10754	5323	5127
15	Ultrassom Convencional	19104	18255	9319	8870
16	PROCESSADORA DE FILME EXCLUSIVA PARA MAMOGRAFIA	3004	2930	2272	2216
17	MAMOGRAFO COMPUTADORIZADO	1222	1179	729	701
18	PET/CT	118	118	60	60
TOTAL		153825	145528	60399	57471

Fonte: Adaptado de [46].

Nota-se que o número de equipamentos de RM passou de 1.999 (dados do IBGE de 2009) para 3.176. Ou seja, um aumento de 158%.

Com base na aplicação, o mercado de ressonância magnética é segmentado em cerebral e neurológico, coluna e músculo esquelético, vascular, abdominal, cardíaco, mama, apneia obstrutiva do sono (AOS) e outros [38]. A aplicação da RM para imagens cerebrais e neurológicas dominaram o mercado de ressonância magnética com uma participação de 22% em 2021. Isso se deve a fatores como exames de qualidade superior em comparação com imagens de tomografia computadorizada [38]. A Figura 60 ilustra a distribuição das aplicações mais utilizadas.

Figura 60 – Mercado global da RM, por aplicação.



Fonte: [38].

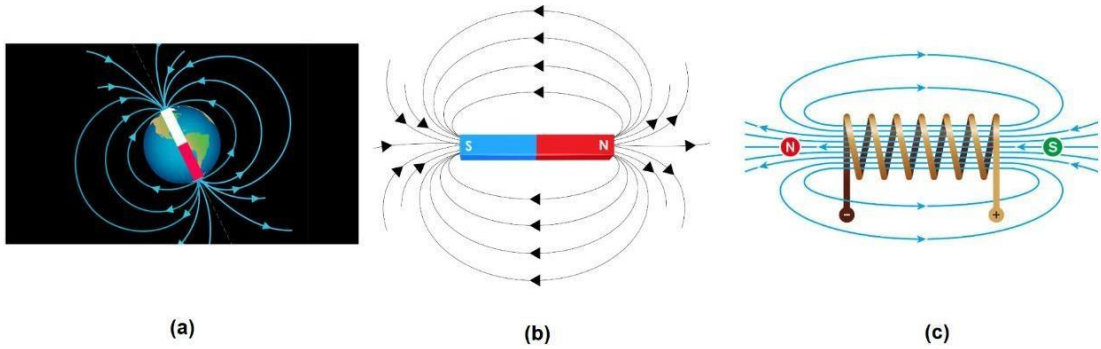
Observa-se que em todos os aspectos o mercado da RM se mantém em crescimento.

1.3 Magnetos para MRIs

Como estudado na Seção 1.2.1., o magneto é responsável pela geração do campo magnético B_0. Trata-se do componente mais importante e mais caro do sistema de RM [30].

De acordo com o SI, a unidade de medida do campo magnético é o Tesla (T), sendo que $1\,T = 10.000\,G$. Ou seja, 1 T é aproximadamente 20.000 vezes mais forte que o campo magnético da Terra [30], ilustrado na Figura 61(a). O campo magnético é uma grandeza vetorial, assim como o campo elétrico ou o campo gravitacional, por isso, apresenta as propriedades módulo, direção e sentido. Pode ser produzido por ímãs naturais e artificiais (como os eletroímãs) [47], ilustrados respectivamente nas Figuras 61(b) e (c). As linhas do campo magnético são sempre fechadas, elas nunca se cruzam, e quanto mais próximas estiverem, maior será a intensidade do campo magnético naquela região [47].

Figura 61 – Linhas de campo magnético (a) de um ímã; (b) da terra; (c) de um eletroímã.



Fonte: [47].

Os magnetos são geralmente categorizados como sistemas de baixo ($B_0 < 0{,}5\ T$), médio ($0{,}5\ T \leq B_0 < 1{,}5\ T$) ou alto campo ($1{,}5\ T \leq B_0 < 3\ T$) [32].

As características do campo magnético gerado por um magneto de ressonância magnética têm um impacto significativo no desempenho do equipamento [48]:

1. A intensidade do campo deve ser muito uniforme no volume da imagem (volume esférico de cerca de 45 a 50 cm de diâmetro no isocentro do magneto, como ilustrado na Figura 56). Um campo magnético de intensidade de campo uniforme é chamado de campo homogêneo [30];
2. O campo magnético deve permanecer extremamente estável durante o exame. Um campo magnético que não muda ao longo tempo é conhecido como um campo estático [30];
3. Altas intensidades de campo permitem melhor qualidade de imagem, visto que a polarização do próton, que determina a intensidade do sinal de RMN, aumenta linearmente com a intensidade do campo [48].

Os magnetos de RM existem em várias formas e são baseados em várias tecnologias distintas para criar B_0 [49]. Qualquer que seja a forma e a tecnologia, todos os magnetos buscam otimizar as características citadas acima.

Um fator que afeta a homogeneidade do campo magnético é o design do magneto. Magnetos fechados do tipo solenóides de grande diâmetro geralmente têm a melhor homogeneidade sobre o maior volume e os magnetos de design aberto possuem regiões reduzidas de boa homogeneidade [32]. A homogeneidade do campo magnético é geralmente expressa em ppm em relação ao campo principal a uma certa distância.

Grande esforço é feito durante a fabricação e instalação do magneto para garantir a melhor homogeneidade de campo possível. No entanto, imperfeições de fabricação ou

problemas com a sala de exames (por exemplo, postes de aço próximos, arranjos metálicos assimétricos, fluxo de veículos etc.) podem produzir distorções significativas de campo [32]. Correções lineares (ou de primeira ordem) em cada direção são obtidas usando as bobinas de gradiente, descritas na Seção 1.2.2.3. Correções de segunda ordem ou de ordem superior são de natureza não linear e a maioria dos equipamentos de ressonância magnética usa uma bobina conhecida como bobina de shim para corrigi-las [32].

A seguir, serão apresentados os 3 principais tipos de magneto para equipamentos de RM.

1.3.1 Tipos de magnetos

1.3.1.1 Magnetos resistivos

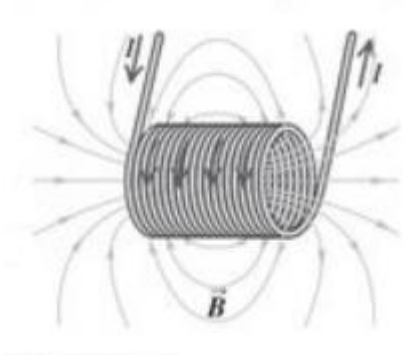
Um magneto do tipo resistivo é feito de um condutor elétrico convencional, como o cobre, enrolado em formato de solenóide. O nome “resistivo” refere-se à resistência elétrica inerente que está presente em todos os materiais, exceto nos supercondutores [50]. Devido a essa resistência, quando uma corrente I percorre o condutor para produzir um campo magnético B, há dissipação de energia na forma de calor Q (efeito Joule),

$$Q = I^2 R \Delta t. \tag{16}$$

onde: Q é o calor, I é a corrente elétrica, R é a resistência elétrica e Δt é o intervalo de tempo.

Considera-se o magneto resistivo como uma bobina cilíndrica (ou solenóide) com densidade de enrolamento uniforme, ilustrado na Figura 62.

Figura 62 – Campo magnético de um solenóide.



Fonte: [51].

A intensidade do campo magnético gerado no seu interior pode ser calculada de forma aproximada por,

$$B = \frac{\mu_0 IN}{L}. \qquad (17)$$

onde: B é a intensidade de campo, I é a corrente que percorre o solenóide, N é número de espiras, L é o comprimento do solenóide e μ_0 é a permeabilidade do vácuo (aproximadamente igual à do paciente/ar dentro de um magneto de ressonância magnética [48]).

Assim, com base na Equação (17), infere-se que quanto maior a corrente do magneto, maior o campo magnético gerado (o que é desejável para uma boa qualidade de imagem). Porém, a Equação (14) mostra que quanto maior a corrente, maior será o calor dissipado pelo condutor. Tal fato limita os magnetos resistivos a intensidades de campo relativamente baixas [50].

Os magnetos resistivos têm o menor custo de instalação entre todos os tipos de sistemas de ressonância magnética, mas exigem um grande consumo de energia [52], além de manutenção do sistema de refrigeração a água [53]. Por exemplo, a Fonar Corporation fabrica uma RM com magneto resistivo de 0,6 T (pouco, se comparado aos magnetos supercondutores) e que requer 225 kVA de potência.

Figura 63 – RM com magneto resistivo (Fonar Corp.).

Fonte: [52].

1.3.1.2 Magnetos permanentes

Os magnetos permanentes são fabricados a partir de metal que permanece magnético por períodos extremamente longos (anos) [32]. O material magnético comumente utilizado é o Neodímio Ferro Boro (Nd-Fe-B) [49]. Podem ter formato de solenóides (forma de tubo) ou ter um design mais aberto, como um formato de C.

A Figura 64 apresenta um equipamento de RM com magneto permanente em formato de C, feito de Nd-Fe-B, com campo de 0,35 T e homogeneidade ≤ 2,5 ppm.

Figura 64 – Equipamento de RM com magneto permanente Marcom 0.35T (STERNMED).

Fonte: [54].

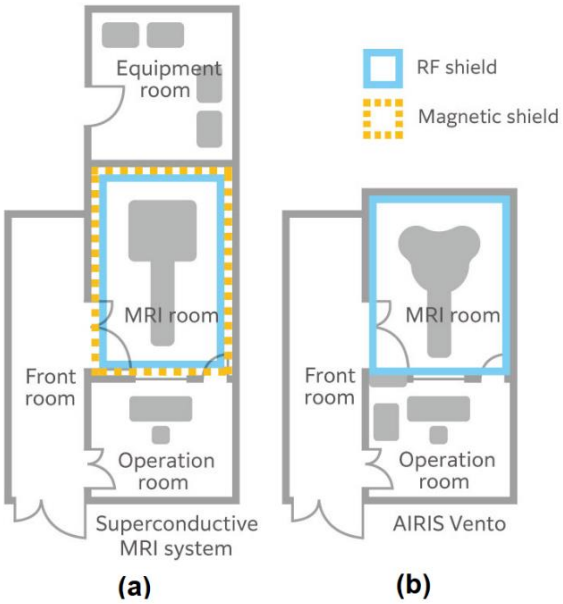
Os magnetos abertos criam abertura e visibilidade máximas para os pacientes, deixando muito espaço para pacientes obesos em particular, minimizando a claustrofobia do paciente e proporcionando mais espaço durante os procedimentos de RM [54]. Outra vantagem dos magnetos permanentes é que não necessitam de energia elétrica para operá-los e não requerem um sistema de refrigeração [49]. Dessa forma, ao contrário da RM supercondutora, não há necessidade de equipamentos e infraestrutura adicionais para manter o campo magnético, mantendo assim os custos baixos [55].

A instalação de RM geralmente inclui dois tipos de blindagem: blindagem de RF para bloquear qualquer ruído de alta frequência do lado de fora e blindagem magnética para suprimir

o vazamento do campo magnético de dentro [55]. No entanto, um sistema de ressonância magnética de magneto permanente geralmente não requer nenhuma blindagem magnética específica, portanto, o custo de construção é reduzido.

A Figura 65 ilustra a diferença entre as instalações de uma RM com magneto supercondutor e uma RM com magneto permanente.

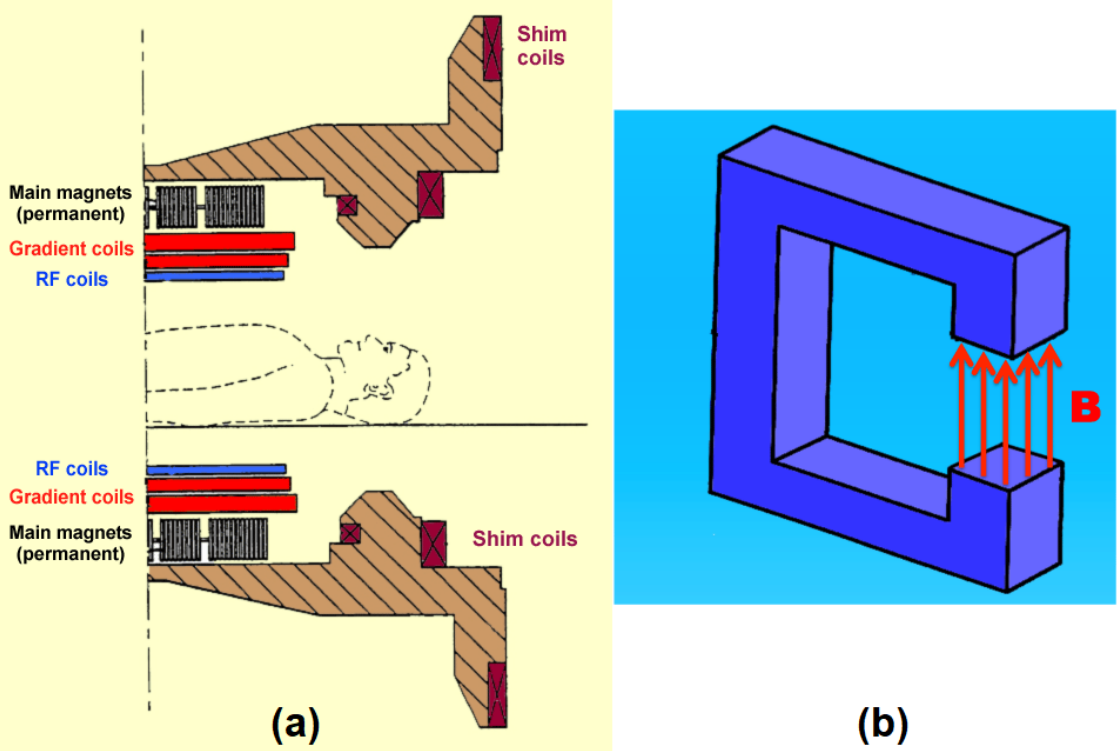
Figura 65 – Instalações para uma RM. (a) Uma RM com magneto supercondutor necessita de uma sala de máquinas *(Equipament room*) para refrigeração do magneto, além da blindagem de campo magnético; (b) Uma RM com magneto permanente não requer a sala de máquinas nem a blindagem de campo magnético.



Fonte: Adaptado de [55].

Em contrapartida, os sistemas de ressonância magnética com magneto permanente são pesados, seu custo de instalação é bastante alto, são limitados a intensidades de campo relativamente baixas, pouco uniformes e pouco estáveis [50]. Além disso, a configuração dos scanners de furo aberto impõe diferentes restrições ao projeto de bobinas de gradiente, shim e radiofrequência [56]. Como ilustrado na Figura 66(a), um paciente em um scanner aberto fica entre os pólos magnéticos e não dentro de um cilindro. Além disso, o campo B_0 (e o eixo z) são orientados verticalmente.

Figura 66 – (a) Seção transversal representativa de um magneto de furo aberto mostrando a localização das bobinas de gradiente planar entre as bobinas do ímã principal e as bobinas de RF; (b) Orientação do campo magnético principal.



Fonte: (a) [56] e (b) [57].

Deve-se tomar cuidado para manter materiais ferromagnéticos longe do magneto. Tal material poderá ser atraído com força para dentro do magneto e o campo magnético não poderá ser desligado para permitir sua extração [32].

1.3.1.3 Magnetos supercondutores

Devido às limitações impostas pelos magnetos permanentes e resistivos, a maioria dos equipamentos de ressonância magnética usa magnetos supercondutores: fazem parte de mais de 75% da base de ressonância magnética instalada [52]. A principal vantagem é que um magneto supercondutor é capaz de produzir um campo magnético muito mais forte e estável do que os outros dois tipos [50].

Um magneto supercondutor é um eletroímã tipo solenóide que opera em um estado supercondutor [50]. Para isso, o fio supercondutor que compõe o eletroímã deve ser fabricado a partir de uma liga especial e depois resfriado a uma temperatura muito baixa. O tipo mais comum utiliza fio de liga de nióbio-titânio imerso em hélio líquido (refrigerante) [32].

Nos Capítulos 4, 5, 6 e 7 serão estudados a fundo os aspectos mais importantes dos magnetos supercondutores, com base nos estudos sobre supercondutividade e ressonância magnética apresentados até o momento.

2 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho compreende estudos bibliográficos sobre a supercondutividade, a fim de aplicar qualitativamente suas principais propriedades no estudo de alguns aspectos do magneto supercondutor de equipamentos de ressonância magnética.

3 METODOLOGIA

O trabalho foi dividido em três estudos principais: a supercondutividade, o equipamento de ressonância magnética e os tipos de magnetos de equipamentos de RM. Então, aplicou-se os conceitos estudados em aspectos importantes dos magnetos supercondutores de RM, por meio de uma análise qualitativa.

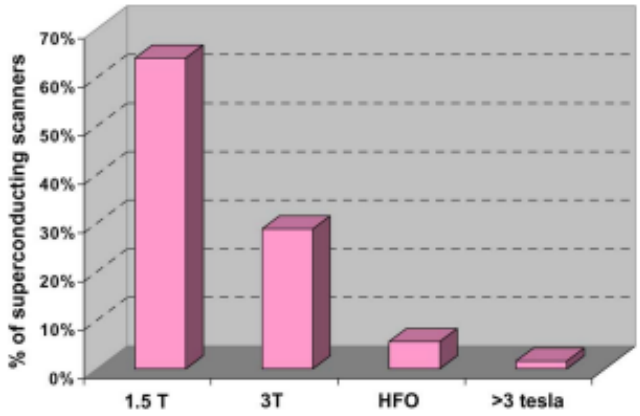
Cada um dos estudos teve referências bases. Para o estudo dos supercondutores, suas principais propriedades, teorias e aplicações, utilizou-se as referências [2], [9], [10], [11], [13], [14], [16]. Para o estudo do funcionamento físico da RM e seus principais sistemas, utilizou-se as referências [30], [31] e [32]. Para o estudo dos magnetos para RM, seus principais tipos e características, utilizou-se as referências [48], [49], [50] e [52]. Por fim, para a análise dos magnetos supercondutores em específico, seus aspectos construtivos, refrigeração, energização, quench e prospecção, utilizou-se [59], [60], [61] e [65].

Além de toda bibliografia utilizada, o autor contou com 2 anos de experiência no mercado: por meio do Estágio Supervisionado, trabalhou na área de engenharia de assistência técnica de equipamentos de diagnóstico por imagem (principalmente, ressonância magnética) de uma importante empresa do setor. Por motivos legais, não foi utilizado nenhum material de uso interno.

4 ASPECTOS CONSTRUTIVOS E REFRIGERAÇÃO DOS MAGNETOS SUPERCONDUTORES

Atualmente, a maioria dos magnetos supercondutores de ressonância magnética utilizam supercondutores de baixa temperatura, operando imerso em hélio líquido a 4,2 K ou menos [58]. Além disso, mais de 95% dos magnetos supercondutores de ressonância magnética têm uma forma cilíndrica padrão e mais de 60% são de 1,5 T, conforme Figura 67 [52]. Dessa forma, esse tipo de magneto receberá mais atenção no presente trabalho, exceto no Capítulo 7, que será abordado sobre o desenvolvimento tecnológico dos magnetos.

Figura 67 – Entrega de ressonâncias magnéticas com magneto supercondutor em relação a intensidade do campo magnético (2008).



Fonte: [52].

Com base na Equação (15), calcula-se a frequência de ressonância para magnetos de 1,5 T. Sendo $\gamma = 2\pi \times 42{,}577\ MHz/T$ para o hidrogênio, tem-se,

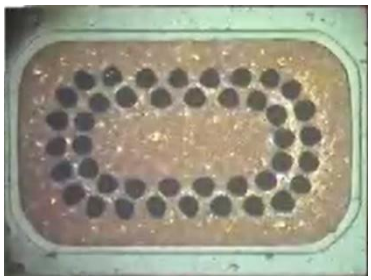
$$\omega = \gamma B_0 = 2\pi f \rightarrow f = 63{,}86\ MHz.$$

Dessa forma, a frequência de precessão dos núcleos de hidrogênio de um paciente posicionado no isocentro do magneto de 1,5 T é de aproximadamente 63 MHz, visto que, na prática, o campo magnético não permanece exatamente em 1,5 T (um pouco abaixo) após o *ramp up* (Capítulo 5). O sistema de RF deverá emitir um pulso com essa frequência para poder excitar tais núcleos e gerar o sinal de RM.

O fio supercondutor que é utilizado para a produção da bobina do magneto é composto basicamente por isolação elétrica, matriz de cobre e filamentos supercondutores. A quantidade

de cobre, o número de filamentos de supercondutor e os diâmetros dos filamentos são personalizados para cada aplicação, de acordo com a estabilidade necessária, campo magnético e corrente [59]. O fio possui geralmente formato retangular, a fim de que haja precisão mecânica no enrolamento da bobina e o campo produzido seja o mais homogêneo possível [59]. A Figura 68 mostra uma imagem do recorte transversal de um desses fios.

Figura 68 – Seção transversal de um fio supercondutor da bobina de um magneto de RM.



Fonte: [59].

Os filamentos supercondutores são geralmente de Nb-Ti. Como visto, trata-se de um supercondutor do tipo II, com $T_c = 9{,}4\ K$ e $H_{c2}(T = 4{,}2\ K) \sim 14\ \ T$. Sua temperatura crítica é maior do que a geralmente utilizada (4 K) e o campo crítico superior também (1,5 T, no caso). Além disso, são construídos de forma multifilamentar para aumentar as forças de aprisionamento de vórtices, evitando os efeitos dissipativos devido às forças de Lorentz. Isso permite a utilização em altos campos magnéticos, requeridos nos magnetos de MRI. Os filamentos podem ser bem finos, visto que as correntes fluem dentro de uma camada superficial muito fina, conforme o comprimento de penetração de London. A matriz de cobre, além de fornecer proteção mecânica, possui condutividade alta. Dessa forma, se em um dado momento o supercondutor transita para o estado normal de condução, o excesso de corrente e de calor é dissipado pelo cobre. Essa situação, denominada *quench*, será abordada no Capítulo 6.

As bobinas são então impregnadas à vácuo com uma resina impregnante, geralmente epóxi [53]. A estrutura formada é mostrada na Figura 69(a). A alta uniformidade espacial nos magnetos é alcançada pelo design preciso de várias bobinas, que normalmente consiste em seis a dez bobinas [52] e são conectadas em série para conduzir uma corrente de magnetização [60]. Esse processo é mostrado na Figura 69(b).

Figura 69 – (a) Única bobina supercondutora; (b) Montagem das bobinas.

Fonte: [59].

Os fios terminais das bobinas são todos alocados em um único lugar, que os conecta com uma técnica de junção a qual permite que uma corrente persistente corra direto de uma bobina a outra [59]. Esse tipo de conexão é denominado de junta supercondutora [61] e é apontado na Figura 70(a). A junta será abordada no Capítulo 5, bem como o modo de operação persistente.

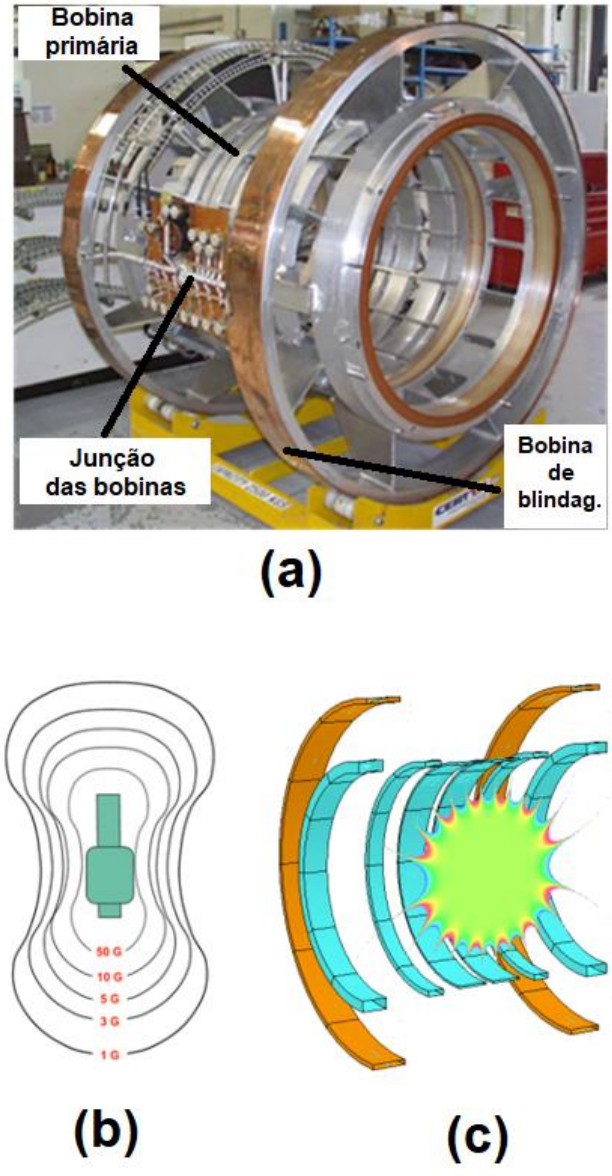
Para fornecer blindagem do campo magnético da parte externa do scanner, produzido quando as bobinas primárias são energizadas, bobinas de blindagem são adicionadas ao magneto. Elas são conectadas em série com as bobinas primárias e dispostas de modo a produzir um campo que cancela substancialmente o campo magnético externo [60]. Este tipo de blindagem, denominada de blindagem ativa, oferece a vantagem de reduzir o peso do sistema magnético [61]. Sem essas bobinas, o campo magnético teria que ser blindado por uma estrutura de ferro (blindagem passiva), que é muito pesado, permitindo a instalação do equipamento de RM apenas em porões ou pisos térreos [59]. As bobinas de blindagem são apontadas na Figura 70(a). O campo magnético externo é restrito a menos de 5 G (ou 0,5 mT) de 3 a 5 m do centro do magneto com as bobinas de blindagem [62]. A distância de 5 G é considerada a distância mínima segura para pessoas com marcapasso convencional, evitando interferência do funcionamento do aparelho pelo campo magnético [32]. As linhas de campo magnético externo são ilustradas na Figura 70(b).

Um espaço cilíndrico é fornecido dentro do aparelho (furo do magneto), no qual o paciente é posicionado, de modo que a parte do corpo a ser examinada fique dentro de um volume de imagem esférico, localizado no isocentro do magneto. Nesse volume, o campo magnético é altamente homogêneo [60]. Um problema potencial é que o diâmetro relativamente pequeno e o comprimento longo do furo do magneto produzem claustrofobia em alguns pacientes. O design magnético supercondutor está evoluindo para ambientes de pacientes mais

abertos para reduzir essa preocupação [50]. O requisito típico para os magnetos comerciais de 1,5 T é que a uniformidade do campo seja da ordem de 10 ppm (parte por milhão) em um volume esférico de imagem de cerca de 50 cm de diâmetro [52]. A Figura 70 (c) ilustra essa região, que também foi ilustrada anteriormente na Figura 56.

A estrutura interna final do magneto é mostrada na Figura 70(a).

Figura 70 – (a) Bobinas do magneto totalmente montadas; (b) Linhas de campo magnético externo ao scanner; (c) Ilustração das 6 bobinas primárias, 2 bobinas de blindagem e o volume de imagem.

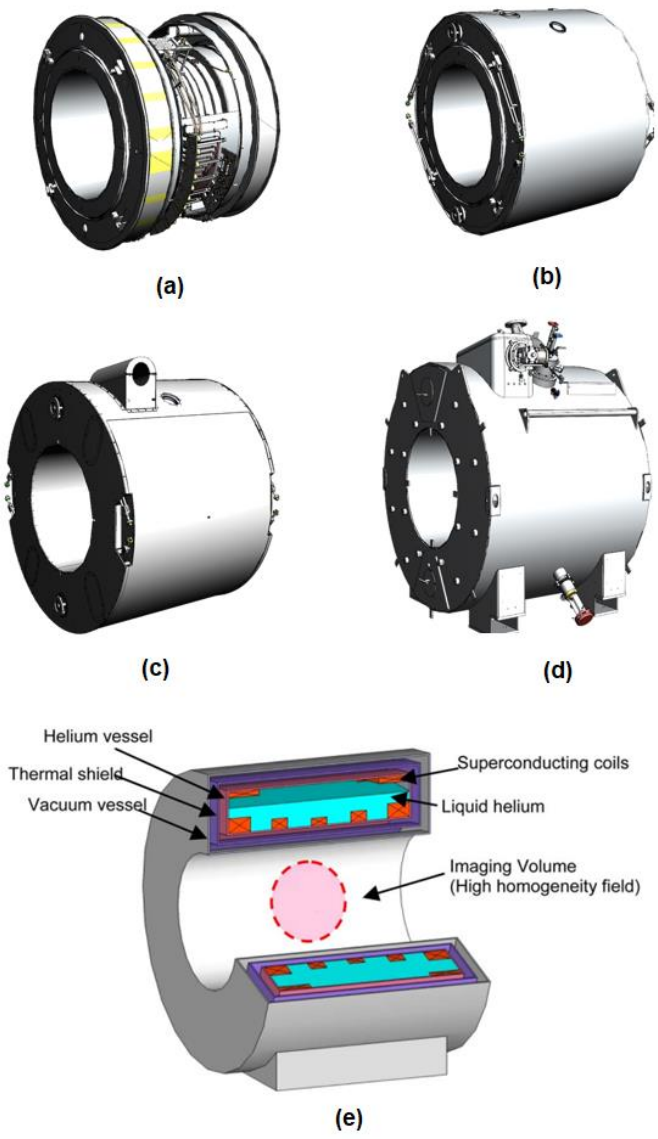


Fonte: Adaptado de (a) [63], (b) [64] e (c) [49].

A estrutura da Figura 70(a), uma vez terminada, é imersa em hélio líquido em um recipiente próprio (*helium vessel* ou *Dewar*), conforme Figura 71(b). O volume é de cerca de 1500 a 2000 L. Dentro do vessel a temperatura é mantida em cerca de 4 K, o que é necessário

para produzir supercondutividade. Para reduzir o ganho de calor pelo hélio líquido, o vessel é isolado por meio de uma câmara de vácuo (*vacum vessel*), conforme Figura 71(d). Entre a parede externa da câmara de vácuo e a parede externa do recipiente de hélio, existem dois escudos térmicos (*thermal shield*), geralmente de 20 e 80 K, responsáveis por reduzir o ganho de calor por radiação, conforme Figura 71(c) [59, 60, 62, 65]. A Figura 71(e) ilustra um corte transversal do magneto completo, indicando todas as partes citadas.

Figura 71 – (a) Magneto supercondutor; (b) Recipiente de hélio; (c) Escudo térmico; (d) Recipiente de vácuo; (e) Vista transversal do magneto completo.

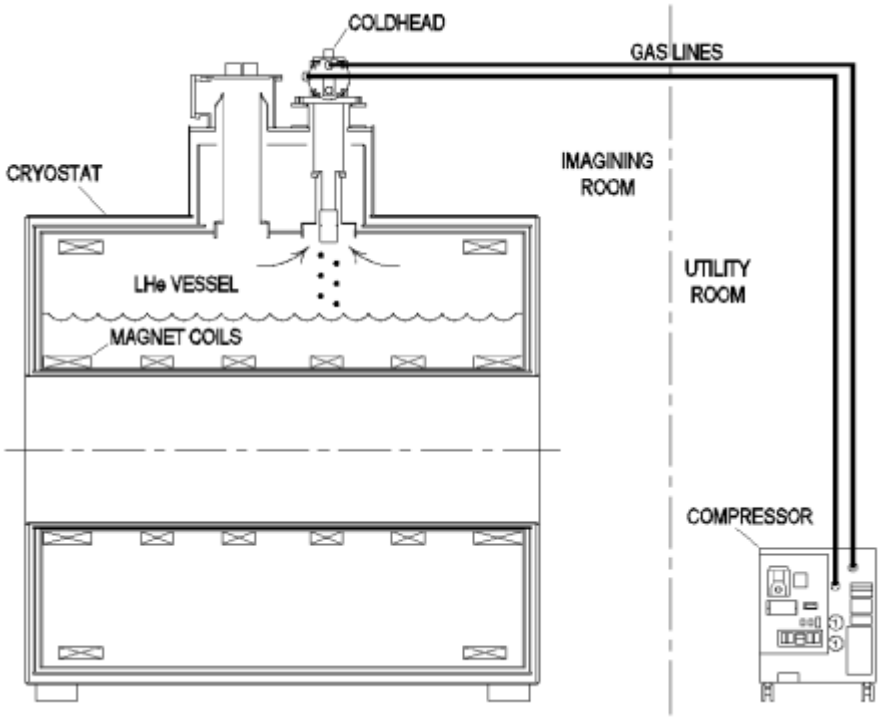


Fonte: (a) (b) (c) (d) [66] e (e) [61].

Destaca-se no magneto completo da Figura 71(d) a interface para o *Cold Head* e a torre de serviço, localizados na parte superior do magneto.

Para suprimir a evaporação do hélio, um refrigerador é utilizado [61]. Na última década, a refrigeração *zero boil off* (ZBO) tornou-se padrão em sistemas comerciais de ressonância magnética, a qual permite uma operação praticamente ilimitada do sistema sem recarga de hélio. Conforme Figura 72, um *Cold Head* compacto integrado diretamente no criostato fornece tal resfriamento. O *Cold Head* está conectado, via linhas de gás, a um compressor localizado na sala de máquinas. Gás hélio circula nesse circuito fechado. O compressor comprime o gás hélio e o *Cold Head* o expande para criar um resfriamento de baixa temperatura, condensando o hélio evaporado no vessel. O gás hélio utilizado no circuito de refrigeração pode ser menos puro que o gás hélio utilizado no magneto [52].

Figura 72 – Esquema principal da refrigeração ZBO.



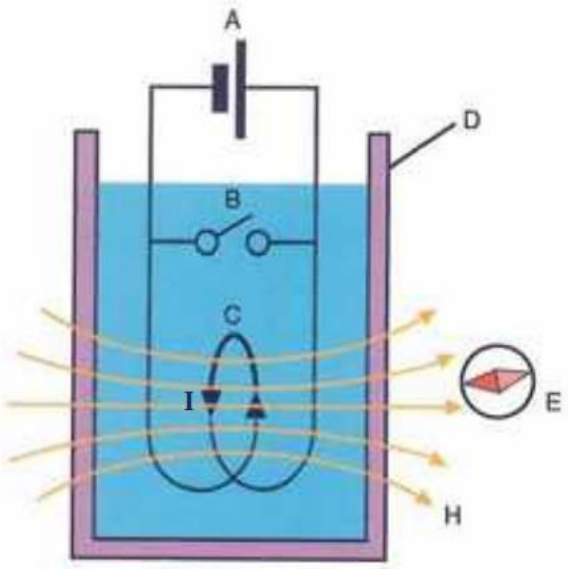
Fonte: [52].

Observa-se, comparando com a Figura 65, que esse caso necessita de uma sala de máquinas. As desvantagens da configuração ZBO incluem maiores custos de refrigeração e maior consumo de energia [52]. Porém, o custo crescente do hélio mais do que justifica o custo extra de tal refrigerador. Um dos desafios no projeto de magnetos supercondutores é, portanto, tornar esses sistemas de refrigeração mais eficientes e confiáveis, de modo que a perda de hélio devido ao tempo de inatividade planejado e não planejado do sistema de refrigeração seja minimizada [48]. A questão do hélio será abordada no Capítulo 7.

5 ENERGIZAÇÃO E MODO PERSISTENTE DE MAGNETOS SUPERCONDUTORES

Para provar que a resistência da amostra de mercúrio era nula, e não apenas tão pequena que o melhor instrumento de medição da época não pudesse medir, Onnes realizou um experimento cujo esquema é apresentado na Figura 73.

Figura 73 - Diagrama esquemático do experimento de Onnes.



Fonte: Adaptado de [10].

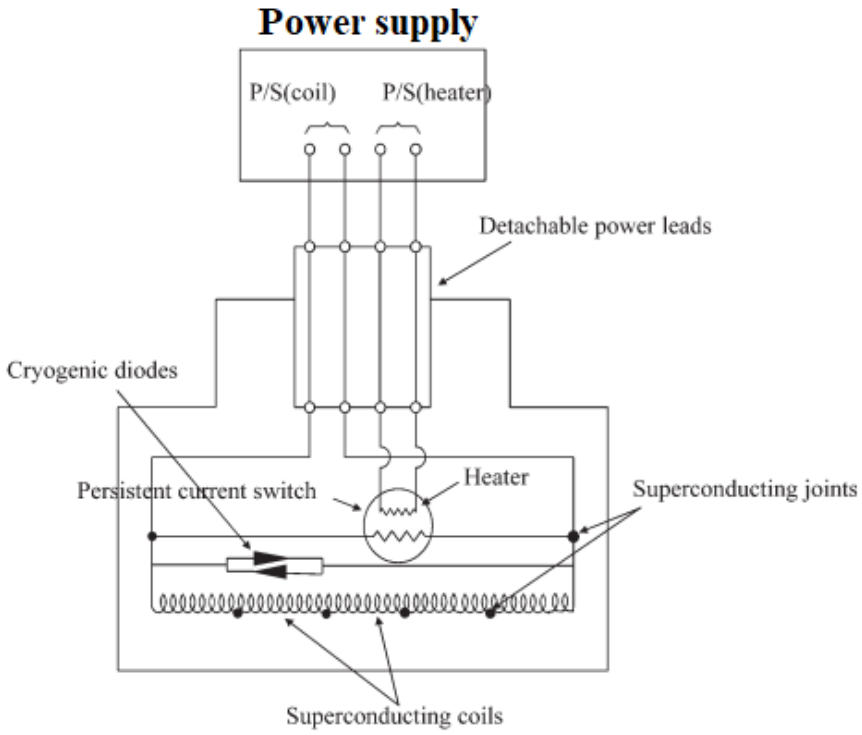
A fonte de alimentação A gera uma corrente I para o solenóide supercondutor C, imerso em hélio líquido no recipiente D, gerando um campo magnético H. O interruptor (ou switch) B é fechado, então B e C formam um circuito fechado sem resistência, visto que estão em estado supercondutor. Dessa forma, I começa a circular pelo circuito BC (caminho de menor resistência). A fonte de alimentação é então desconectada e a corrente continuará circulando em BC e gerando H. Diz-se que um solenóide supercondutor operando dessa maneira está no modo persistente [10]-[13].

A agulha da bússola E segue as variações H. Então, se de fato a resistência do mercúrio fosse nula, a corrente em BC não diminuiria e a agulha se manteria na mesma posição, visto que H também não diminuiria. E foi exatamente o que Onnes observou em 1911 [10].

Como já mencionado, o magneto precisa de uma homogeneidade espacial muito alta, juntamente com a estabilidade de campo superior a 0,1 ppm/h. Essa alta estabilidade de campo temporal é difícil de ser alcançada por qualquer fonte de alimentação comercialmente disponível. O magneto supercondutor pode fornecer o mais alto grau de estabilidade de campo temporal no modo de operação persistente [67].

O processo de energização (ou *ramp up*) dos magnetos para o modo de operação persistente segue praticamente a mesma sequência do experimento de Onnes. Esse processo é feito operando o interruptor de corrente persistente (ou PCS, do inglês *persistent current switch*) [61], o qual é ilustrado na Figura 74 e é análogo ao interruptor B da Figura 73.

Figura 74 – Circuito elétrico do magneto.



Fonte: Adaptado de [61].

Assim, conecta-se a fonte de alimentação externa ao circuito das bobinas supercondutoras e do PCS, por meio das chamadas *current leads*, localizadas na torre de serviço [60, 68]. Quando o circuito do *heater* é alimentado, o PCS possui uma resistência de ordem de $100\ \Omega$. A corrente então flui em um circuito externo através de uma fonte de alimentação, cuja resistência é menor que a do PCS [49]. Ou seja, o *heater* é ativado durante o *ramp up* do magneto e desligado depois que o mesmo atinge o campo desejado no modo persistente [65, 67]. Dependendo da polaridade da fonte de alimentação, a corrente aumenta ou diminui [49]. Então, o processo também é válido para desenergização do magneto (ou *ramp down*). Em ambos os processos (*ramp up* e *ramp down*) há perdas de hélio.

No esquema elétrico da Figura 74 são também apontadas as juntas supercondutoras entre as bobinas. Considera-se uma bobina supercondutora com indutância L e juntas de

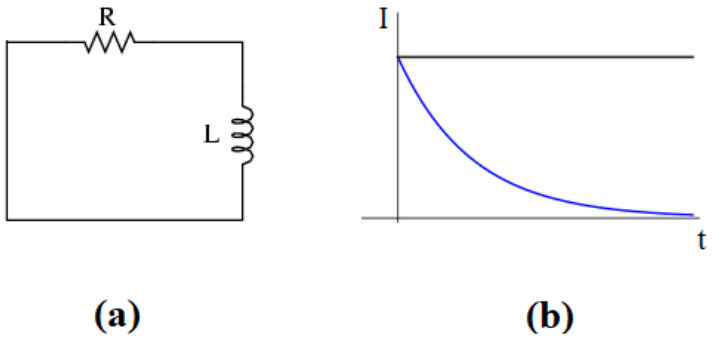
resistência R, conforme Figura 75(a). Se as juntas não forem supercondutoras, ou seja, $R \neq 0$, a corrente irá diminuir (e o campo magnético, por consequência) conforme a curva azul da Figura 75(b), com base na Equação (15), visto que τ seria pequeno, conforme Equação (16), se a junção for supercondutora, então $R = 0$. Dessa forma, τ tende a infinito e o magneto está em modo persistente, conforme a reta da Figura 75(b). Para operação de modo persistente com desvio de longo prazo < 0,1 ppm/h, a resistência total do magneto deve ser mantida inferior a aproximadamente $10^{-9}\ \Omega$. No projeto do magneto, a maior parte da resistência é alocada nas junções [59, 65].

$$H = H_0 e^{-\tau/t}. \tag{15}$$

Onde:

$$\tau = \frac{L}{R}. \tag{16}$$

Figura 75 – (a) Circuito LR; (b) Curva de decaimento da corrente.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Uma técnica de junção supercondutora para o caso em que um fio supercondutor de Nb-Ti é usado atingiu um nível prático e é amplamente aplicado a magnetos de ressonância magnética. Técnicas de junção supercondutora para outros tipos de fios supercondutores, no entanto, ainda não foram estabelecidas [61, 65].

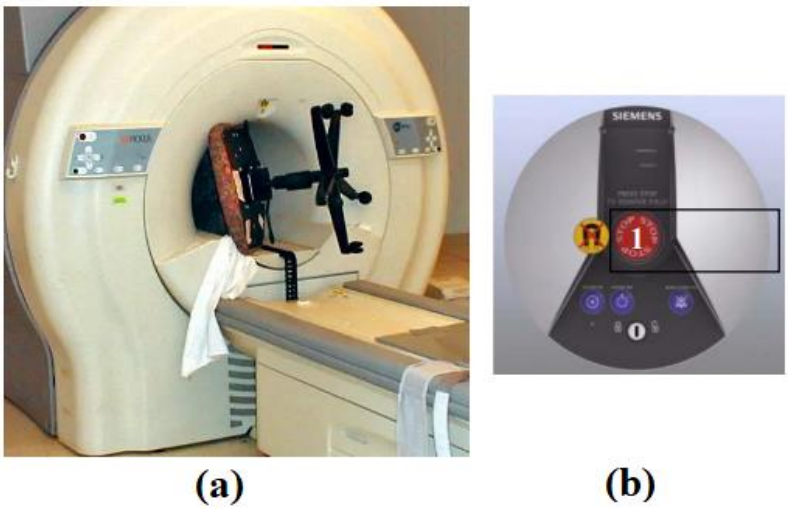
6 QUENCH

Um dos principais problemas de engenharia magnética é a estabilidade do estado supercondutor. Os fios supercondutores podem experimentar um fenômeno chamado *quench*, no qual partes do material passam repentinamente do estado supercondutor para o estado normal. A resistividade do material supercondutor se torna então maior que a resistividade da matriz de cobre, que começa a transportar a corrente. O calor gerado pela perda ôhmica se difunde da área do *quench* inicial através do isolamento do condutor para toda a bobina, levando a uma propagação do *quench* dentro do magneto. Neste ponto, toda a energia magnética armazenada do magneto terá sido convertida em calor. Isso causa a rápida evaporação de uma fração significativa do volume de hélio do magneto, levando a uma violenta explosão de gás frio [49, 69]. Os fabricantes conectam tubos de exaustão para liberar esse gás para o exterior do edifício (no caso dos aparelhos de MRI, por exemplo), a fim de que o gás escape inofensivamente; na fábrica (e, ainda, em muitos laboratórios de pesquisa brasileiros) o gás pode ser capturado [32, 65]. Os magnetos de ressonância magnética são projetados para sobreviver a um evento desse tipo sem danos permanentes, mas resfriar e trazer o magneto de volta à força de campo necessária é demorado e caro [48]. Como visto, a matriz de cobre auxilia nessa redução de danos.

A quantidade de calor necessária para criar uma zona normal no magneto é extremamente pequena, da ordem de micro joules. Tais quantidades de calor podem ser liberadas devido ao deslocamento dos fios ou das próprias bobinas, movimentação de vórtices ou rachaduras na resina [49, 65, 70]. Para evitar a movimentação dos vórtices, como visto, são utilizados filamentos finos de fio supercondutor.

Um *quench* também pode ser provocado propositalmente, em caso de emergência. É orientado fazê-lo quando um objeto de metal está alojado no scanner de uma forma que representa uma ameaça séria imediata para uma pessoa. Por exemplo, uma pessoa é prensada ao magneto por um objeto de metal que está causando ferimentos internos. Mortes dessa forma ocorreram em 2001 e 2018, conforme referência [72]. A Figura 76(a) ilustra, como exemplo, uma cadeira que foi atraída para dentro do magneto. Outra situação de emergência é quando há um incêndio na sala de ressonância e o corpo de bombeiros determina que não há outra alternativa para entrar na sala se não com machados ou outros equipamentos metálicos pesados. A ativação é feita pressionando o botão de *quench*, ilustrado na Figura 76(b), localizado na sala de exames e na sala de operação [49, 71].

Figura 76 – (a) Cadeira com partes metálicas atraída e presa ao magneto; (b) Botão para ativação emergencial do *quench*.



Fonte: (a) [73] e (b) [71].

A proteção do magneto em caso de *quench* é uma tarefa fundamental para o seu projeto, visto que durante este evento, a tensão, o estresse e a temperatura local podem subir a níveis que podem danificá-lo. Essa proteção pode ser feita por métodos ativos ou passivos. Um sistema de ímã supercondutor convencional geralmente emprega um sistema de proteção passiva [74-76]. Estes sistemas podem incluir resistores, diodos e um interruptor de proteção que abre durante o evento e desvia a corrente para os aquecedores de *quench* (*quench heaters*) embutidos nas bobinas. Esses aquecedores iniciam as zonas normais e dissipam a energia armazenada [65].

7 DESENVOLVIMENTO TECNOLÓGICO DOS MAGNETOS SUPERCONDUTORES

Cerca de um quarto do hélio consumido em todo o mundo é usado para resfriamento de magnetos supercondutores, com demanda em crescimento contínuo. Ao mesmo tempo, o hélio é um elemento raro, logo, faz sentido lidar com as reservas existentes com prudência [77]. Com o aumento das aplicações de supercondutores de baixa temperatura, o preço do hélio líquido aumentou significativamente, afetando o mercado de ressonância magnética [78]. Uma maneira de eliminar completamente a necessidade de hélio em magnetos de ressonância magnética seria usar materiais supercondutores de alta temperatura (HTS), como MgB_2, BSCCO ou REBCO (RE = terra rara), os quais estão atualmente sendo desenvolvidos para alcançar tal objeto [78, 79]. Tais supercondutores excluiriam a necessidade de hélio como refrigerante, passando a usar, no caso, o nitrogênio líquido.

Três das principais fabricantes de aparelhos de ressonância magnéticas estão trabalhando no desenvolvimento de magnetos com menor ou nenhum consumo de hélio. A Ge Healthcare apresentou em 2016 o Freelium, uma tecnologia de magneto projetada para usar 1% de hélio líquido em comparação com os magnetos convencionais de ressonância magnética (20 litros em vez de 2000 litros). Trata-se de uma tecnologia em desenvolvimento, e os equipamentos ainda não estão à venda [80]. Em 2021, a Siemens Healthineers lançou o Magnetom Free.Max, utilizando um magneto com a tecnologia chamada DryCool, que requer menos de um litro de hélio líquido para resfriamento (0,7 L) e não há tubo de *quench*. Como resultado, ele pode ser facilmente instalado, por exemplo, em locais anteriormente não adequados para ressonância magnética. Possui um campo magnético de 0,55 T (550 G) e furo do magneto de 80 cm [81]. A Philips lançou, em 2018, o aparelho de RM chamado Ingenia Ambition X, com campo magnético de 1.5 T. Incorporando o magneto BlueSeal totalmente vedado, o Ingenia Ambition X foi o primeiro equipamento de RM do mundo a permitir operações praticamente sem hélio, reduzindo a probabilidade de interrupções possivelmente demoradas e dispendiosas e praticamente eliminando a dependência de uma commodity cuja oferta é imprevisível. O sistema totalmente vedado não requer o tubo de *quench* e é cerca de 900 kg mais leve que seu antecessor, reduzindo significativamente os desafios de instalação apresentados por magnetos convencionais e reduzindo os custos de construção. Além disso, com a solução EasySwitch, o campo magnético do BlueSeal pode ser facilmente desligado se algum objeto ficar preso no túnel, não havendo a necessidade de um *quench* proposital [82]. Esses três equipamentos de RM seguem o modelo cilíndrico fechado.

Como já citado, a configuração de magneto aberto aumenta significativamente as dificuldades de projeto em termos de homogeneidade do campo magnético, equilíbrio de força eletromagnética, desempenho do fio supercondutor e assim por diante. Porém, oferece alguns benefícios, como reduzir substancialmente a sensação de claustrofobia dos pacientes devido ao maior diâmetro do furo do magneto e menor comprimento [83]. Nesse aspecto, a ressonância magnética MROpen EVO é um equipamento de magneto aberto, o qual o paciente pode também ficar sentado ou de pé (além de deitado, como é convencional). A tecnologia verde do MROpen EVO é um avanço absoluto na indústria de ressonância magnética, proporcionando operação livre de criogenia graças ao seu material supercondutor inovador (Diboreto de Magnésio – MgB_2). Como citado por Marco Belardinelli, diretor da divisão de RM da ASG Superconductors, na referência [84] "*graças ao MgB2 (...), podemos ter supercondutividade a uma temperatura mais alta. Ainda muito baixo, mas alto o suficiente para permitir o uso de um sistema de refrigeração a gás fechado*". O equipamento possui 0,5 T de campo magnético [85]. Na referência [83], desenvolveu-se um magneto aberto com 1,5 T, porém ainda com dificuldades em relação às forças de Lorentz. Essas são forças de alta intensidade e devem ser levadas em conta na construção da estrutura de suporte do magneto, para que não ocorra atração entre os dois pólos do mesmo.

Pesquisas recentes em desenvolvimento continuam buscando magnetos supercondutores com maiores temperaturas críticas (menos uso de hélio) e que gerem campos magnéticos mais intensos (maior qualidade de imagem). Como na referência [86], de 2020, desenvolveu-se uma bobina supercondutora de alta temperatura de 3 T, a qual possui mesma forma, peso e campo magnético externo que o magneto supercondutor convencional de 1,5 T. Para produção do fio supercondutor foi utilizado o material REBCO. As bobinas do magneto necessitam de ajustes em suas junções, visto que, após refrigeradas e energizadas, surgiu uma resistência de $25\ m\Omega$. Na referência [87], de 2021, realizou-se uma análise eletromagnética do projeto de magneto 7 T, também produzido com fitas de REBCO. Porém, ainda com necessidade de análises futuras em relação às correntes de superfícies, *quench* e aspectos mecânicos, não presentes no trabalho. As referências [88] e [89], ambas de 2021, utilizam o supercondutor Nb_3Sn $T_c = 18\ K$ para gerar campos magnéticos de alta intensidade (14 e 7 T, respectivamente). Porém, na referência [88], o projeto foi de um pequeno magneto não aplicável a dimensões práticas para uso em humanos e na referência [89], há necessidade de estudos sobre a geometria das bobinas para diminuir picos de campo magnético nos enrolamentos.

Como ferramenta extremamente poderosa para a realização de diagnóstico por imagem, a RM provou seu papel fundamental na luta contra muitas das doenças mais prevalentes em

todo o mundo. Porém, o custo e a complexidade de implantação dos aparelhos de RM convencionais limitam o seu alcance. Em consequência disso, mais de 50% das pessoas em todo o mundo ainda não têm acesso a essa tecnologia que pode mudar vidas. E as que têm acesso, muitas vezes precisam enfrentar longos períodos de espera e grandes deslocamentos de acordo com a disponibilidade no momento [90]. Portanto, os magnetos supercondutores que não dependem de refrigeração por hélio tornam possível exames em regiões mais remotas, visto a redução de estrutura e custos operacionais.

8 CONCLUSÃO

O fenômeno da supercondutividade foi uma das principais descobertas do século passado. Trata-se de um fenômeno quântico complexo, que se manifesta de forma macroscópica (muitos o denominam de estado quântico-macroscópico). Suas principais propriedades foram abordadas de forma a facilitar a sua compreensão. Os supercondutores possuem diversas aplicações tecnológicas, sendo a principal em equipamentos de ressonância magnética (RM).

Esse equipamento tem grande importância na área de diagnóstico por imagem, o qual é fundamental para tratamentos mais assertivos e eficazes, além da prevenção de doenças. A ressonância magnética tem um funcionamento baseado em sistemas que reúnem diversos aspectos da engenharia, como eletromagnetismo, radiofrequência e processamento digital de sinais.

Em relação ao magneto usado em RM, o supercondutor é o mais comum, principalmente o em formato de solenóide cilíndrico fechado de 1,5 T e 63 MHz de frequência de ressonância. Tal sistema é imerso em hélio líquido a 4 K. Este tipo de magneto possui uma tecnologia consolidada e entrega exames com qualidade. Propriedades básicas da supercondutividade foram aplicadas para o entendimento de aspectos práticos desses magnetos. O fio supercondutor utilizado na construção do magneto é do tipo II, que possui um campo crítico superior alto. Esse tipo de supercondutor se difere do tipo I, entre outros aspectos, pela razão entre o comprimento de London com o comprimento de coerência, denominado parâmetro de Ginzburg-Landau. O supercondutor do tipo II, além do estado normal e estado Meissner, possui o estado de vórtices. A movimentação dos vórtices pode causar perdas ôhmicas, levando, na prática, ao *quench*. Para aumentar as forças de aprisionamento dos vórtices, na prática, constrói-se o fio de forma multifilamentar.

Porém, ainda há o que se avançar nessa área, utilizando, por exemplo, os HTS. Tais supercondutores possuem maior temperatura crítica e permitem que o magneto opere sem a necessidade de hélio, um elemento raro e caro. Materiais supercondutores de alto campo magnético crítico também estão em estudo, visto que quanto maior o campo, maior a qualidade da imagem e menor o tempo do exame. Além disso, diferentes formatos de magnetos abertos também pode ser uma opção de desenvolvimento tecnológico para aumentar o conforto dos pacientes.

Dessa forma, o avanço em tecnologias que utilizam fios supercondutores de maiores temperaturas críticas e maiores campos críticos, poderá tornar exames de RM mais baratos e sua instalação mais simples, tornando o equipamento mais acessível. Pacientes que atualmente

não têm acesso aos benefícios diagnósticos da ressonância magnética hoje, podem ter acesso no futuro devido ao desenvolvimento de tecnologias inovadoras.

REFERÊNCIAS

[1] AGENDA 2030 para o desenvolvimento sustentável. **Confederação Nacional De Municípios (CNM)**, Brasília, c2022. Disponível em: http://www.ods.cnm.org.br/agenda-2030. Acesso em: 06 mar. 2021.

[2] OSTERMANN, Fernanda; PUREUR, Paulo. Supercondutividade: Temas Atuais de Física. 1. ed. São Paulo: **Editora Livraria de Física: Sociedade Brasileira de Física**, 2005. 78 p. ISBN: 85-88325 – 34-9.

[3] HARAN, Kiruba S. et al. High power density superconducting rotating machines — development status and technology roadmap. **Superconductor Science and Technology**, v. 30, n. 12, p. 123002, 2017. DOI: doi.org/10.1088/1361-6668/aa833e.

[4] VELAVAN, R.; MYVIZHI, P. Superconductors and its applications. **International Journal of Pure and Applied Mathematics**, v. 119, n. 12, p. 7377-7386, 2018. ISSN: 1314-3395.

[5] CONTE, Juliana. Ressonância magnética: exame de alta tecnologia captura imagens em alta definição de órgãos e tecidos. **Portal Drauzio Varella**. Disponível em: https://drauziovarella.uol.com.br/ambulatorio/exames/ressonancia-magnetica/. Acesso em: 16 jun. 2022.

[6] SOLUÇÕES em medicina: sistemas de imagens médicas. **Siemens Healthineers**, Brasil, 2022. Disponível em: https://www.siemens-healthineers.com/br/medical-imaging. Acesso em: 26 fev. 2021.

[7] VAN DELFT, Dirk; KES, Peter. The discovery of superconductivity. **Physics Today**, v. 63, n. 9, p. 38-43, 2010.

[8] THE NOBEL prize in Physics 1913. **Nobel Prize Outreach** AB, Estocolmo, 2022. Disponível em: https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1913/summary/. Acesso em: 22 fev. 2022.

[9] BEGG, Henry et al. Superconductivity (all content). **Universidade de Cambridge**, Inglaterra, 2004-2022. Disponível em: https://www.doitpoms.ac.uk/tlplib/superconductivity/printall.php. Acesso em: 26 fev. 2021.

[10] GINZBURG, Vitaly L.; ANDRYUSHIN, Eugene A. Superconductivity (Revised Edition). Singapore: **World Scientific**, 2004. ISBN 98 1-238-9 13-X.

[11] OSTERMANN, Fernanda; FERREIRA, Letície M.; CAVALCANTI, Cláudio J. H. Supercondutividade: uma proposta de inserção no ensino médio. Porto Alegre: **Instituto de Física–UFRGS**, 1998. 74 p.

[12] Corrente Elétrica. **Física Total**. Disponível em: https://www.fisicatotal.com.br/arquivosSGC/20180130232459MF201162028312001202018 2920_20corrente20eletrica.pdf. Acesso em: 24 de mai. 2022.

[13] ROSE-INNES, A. C.; RHODERICK, E. H. Introduction to superconductivity. 2. ed. Inglaterra: **Pergamon Press**, 1978.

[14] PUREUR, Paulo. Supercondutividade: cem anos de desafios. **Revista USP**, n. 92, p. 142-156, dezembro/fevereiro 2011-2012.

[15] SANTOS, Abraão L. dos et al. Experimento demonstrativo de levitação supercondutora: Ferramenta para problematização de conceitos físicos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 37, p. 2505-1-2505-8, 2015. DOI: dx.doi.org/10.1590/S1806-11173721751.

[16] PUREUR, Paulo. Superconcutividade. **IX Escola do CBPF**, Rio de Janeiro, 2012. Disponível em: https://mesonpi.cat.cbpf.br/e2012/index.php?pgn=62. Acesso em: 16 jun. 2022.

[17] DUARTE, Elwis. **Influência de uma fenda na dinâmica de vórtices utilizando a teoria de Ginzburg-Landau dependente do tempo.** 2013. Dissertação (Mestrado em Ciências dos Materiais) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia, Ilha Solteira (São Paulo), 2013.

[18] PRESOTTO, Adriana G. **Resposta magneto-elétrica de nanofitas supercondutoras granulares: simulações utilizando o formalismo de Ginzburg-Landau dependente do tempo.** 2020. Dissertação (Mestrado em Ciências dos Materiais) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia, Ilha Solteira (São Paulo), 2020.

[19] Acervo pessoal do Prof. Rafael Zadorosny. Foto tirada em setembro de 2017 na **13th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS)**, Genebra, Suíça.

[20] SANTOS L. A. et al. Experimento demonstrativo de levitação supercondutora: ferramenta de ensino para professores de ensino médio e futuros cientistas. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 37, n. 2, 2505, 2015. DOI: http://dx.doi.org/10.1590/S1806-11173721751.

[21] UFRJ desenvolve trem de levitação magnética. **Globo Notícias**, Brasil, 2016. Disponível em: < https://g1.globo.com/jornal-nacional/noticia/2016/03/ufrj-desenvolve-trem-de-levitacao-magnetica.html >. Acesso em: 24 maio 2022.

[22] PILAGALLO, Sofia. Sol artificial chinês atinge novo recorde de temperatura. **R7: Tecnologia e ciência**, Brasil, 2021. Disponível em: < https://noticias.r7.com/tecnologia-e-ciencia/sol-artificial-chines-atinge-novo-recorde-de-temperatura-01062021 >. Acesso em: 24 maio 2022.

[23] ACELERADORES de partículas e seus impactos na sociedade. **Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais (CNPEM)**, Campinas, 2014. Disponível em: https://cnpem.br/aceleradores-de-particulas-e-seus-impactos-na-sociedade/. Acesso em: 24 maio 2022.

[24] HORNAK, Joseph P. The Basics of MRI. Nova York: **Interactive Learning Software**, 2012. Disponível em: https://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/inside.htm. Acesso em: 08 jun. 2022.

[25] RADVANY, João. Ressonância: Prêmio Nobel Magnetizado. **Revista Ser Médico**, 26 ed., 2004. Disponível em: https://www.cremesp.org.br/?siteAcao=Revista&id=118. Acesso em: 08 jun. 2022.

[26] POSSES, Flávio P. das. Ressonância Magnética (RMN): o que é, tipos e como funciona. **STAR diagnósticos**, Brasil, 2020. Disponível em: https://star.med.br/ressonancia-magnetica-conceito/#:~:text=Em%20resumo%2C%20um%20aparelho%20de,receptor%20de%20imagem%20e%20computador. Acesso em: 08 jun. 2022.

[27] THE NOBEL Prize in Physiology or Medicine 2003. **Nobel Prize Outreach** AB, Estocolmo, 2022. Disponível em: https://www.nobelprize.org/prizes/medicine/2003/summary/. Acesso em: 22 fev. 2022.

[28] COMO é feito o exame de ressonância magnética? **Super Interessante: Abril Mídia**, Brasil, 2018. Disponível em: https://super.abril.com.br/mundo-estranho/como-e-feito-o-exame-de-ressonancia-magnetica/. Acesso em: 30 maio 2022.

[29] PINHEIRO, Chloé. Ressonância magnética: o que é e para que serve. **Veja Saúde: Abril Mídia**, Brasil, 2020. Disponível em: https://saude.abril.com.br/medicina/ressonancia-magnetica-o-que-e-e-para-que-serve/. Acesso em: 30 maio 2022.

[30] SIEMENS HEALTHCARE. Magnets, Spins, and Resonances: An introduction to the basics of Magnetic Resonance. Alemanha: **Siemens Healthcare GmbH**, 2015. 229 p. Print No. MR-07000G.643.02.01.02.

[31] GARCIA, Eduardo A. C. Biofísica. 1. ed. São Paulo: **Sarvier**, 1998. 387 p.

[32] DALE, Brian M.; BROWN, Mark A.; SEMELKA, Richard C. MRI: basic principles and applications. 5. ed. Chichester: **John Wiley & Sons**, 2011. 232 p.

[33] RIDGWAY, John P. Cardiovascular magnetic resonance physics for clinicians: part I. **Journal of cardiovascular magnetic resonance**, v. 12, n. 1, p. 1-28, 2010. DOI: doi.org/10.1186/1532-429X-12-71.

[34] TSENG, Wen-Yih Isaac; SU, Mao-Yuan Marine; TSENG, Yao-Hui Elton. Introduction to cardiovascular magnetic resonance: technical principles and clinical applications. **Acta Cardiologica Sinica**, v. 32, n. 2, p. 129, 2016. DOI: 10.6515/ACS20150616A.

[35] CAMPANA, Gustavo A. Entenda o que é ressonância magnética e quais os tipos mais comuns. **Alta Diagnósticos,** Brasil, c2022. Disponível em: https://altadiagnosticos.com.br/saude/ressonancia-magnetica. Acesso em: 20 jun. 2022.

[36] MAGNETIC Resonance Imaging (MRI) Methods. **Neupsy Key: Fastest Neupsy Insight Engine**, 2016. Disponível em: https://neupsykey.com/magnetic-resonance-imaging-mri-methods/. Acesso em: 01 jun. 2022.

[37] MOSER, Ewald et al. Magnetic resonance imaging methodology. **European journal of nuclear medicine and molecular imaging**, v. 36, n. 1, p. 30-41, 2009. DOI: doi.org/10.1007/s00259-008-0938-3.

[38] MAGNETIC Resonance Imaging Market Size, Share & Trends Analysis By Architecture, By Field Strength, By Application (Brain & Neurological, Vascular), By End Use, By Region, And Segment Forecasts, 2022 – 2030. **Grand View Research**, 2020. Disponível em: https://www.grandviewresearch.com/industry-analysis/magnetic-resonance-imaging-market. Acesso em: 01 jun. 2002.

[39] SOUSA, Rafaela. OCDE. **Mundo Educação**. Disponível em: https://mundoeducacao.uol.com.br/geografia/ocde.htm. Acesso em: 01 jun. 2022.

[40] ORGANISATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT (OECD). Health at a Glance 2021: OECD Indicators. Paris: **OECD**, 2021. DOI: doi.org/10.1787/ae3016b9-en.

[41] Magnetic resonance imaging (MRI) units (indicator). **OECD**, 2022. DOI: 10.1787/1a72e7d1-en.

[42] Magnetic resonance imaging (MRI) exams (indicator)**. OECD**, 2022. DOI: 10.1787/1d89353f-en.

[43] TINOCO, Dandara. IBGE: equipamentos de saúde de maior tecnologia se concentram na rede privada. **Extra: Editora Globo**, 2010. Disponível em: https://extra.globo.com/noticias/brasil/ibge-equipamentos-de-saude-de-maior-tecnologia-se-concentram-na-rede-privada-24376.html. Acesso em: 21 jun. 2022.

[44] INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA (IBGE). **Estatísticas da Saúde: Assistência Médica Sanitária**. Rio de Janeiro: IBGE, 2010. ISBN 978-85-240-4161-7.

[45] CNES: Cadastro Nacional de Estabelecimentos de Saúde. **CNES**, Brasil, 2022. Disponível em: https://wiki.saude.gov.br/cnes/index.php/P%C3%A1gina_principal. Acesso em: 21 jun. 2022.

[46] MINISTÉRIO DA SAÚDE. CNESNEt. Relatórios - Equipamentos. **Secretaria de Atenção à Saúde**. Disponível em: http://cnes2.datasus.gov.br/Mod_Ind_Equipamento.asp?VEstado=00. Acesso em: 21 jun. 2022.

[47] HELERBROCK, Rafael. Campo magnético. **Brasil Escola**. Disponível em: https://brasilescola.uol.com.br/fisica/campo-magnetico.htm. Acesso em: 23 jun. 2022.

[48] AARNINK, René; OVERWEG, Johan. Magnetic Resonance Imaging, a success story for superconductivity. **Europhysics News**, v. 43, n. 4, p. 26-29, 2012. DOI: 10.1051/epn/2012404

[49] OVERWEG, Johan. MRI main field magnets. **Phys**, v. 38, p. 25-63, 2008.

[50] SPRAWLS, Perry. Magnetic resonance imaging: principles, methods, and techniques. Wisconsin: **Madison: Medical Physics Publishing**, 2000. ISBN 13: 0-944838-97-6.

[51] YOUNG, Hugh; FREEDMAN, Roger. Física III: Eletromagnetismo. ed. São Paulo: Pearson, 2009. 78 p. ISBN: 978-85-88639-34-8.

[52] COSMUS, Thomas C.; PARIZH, Michael. Advances in whole-body MRI magnets. **IEEE Transactions on applied superconductivity**, v. 21, n. 3, p. 2104-2109, 2010. DOI: 10.1109/TASC.2010.2084981.

[53] WILLIAMS, John E. Superconducting magnets for MRI. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. NS-31, n. 4, 1984. DOI: 10.1109/TNS.1984.4333424.

[54] MARCOM 0.35T: Permanentmagnet MRT-Scanner. **SternMed**, Ravensburg, Alemanha, c2022. Disponível em: https://sternmed.de/medizingeraete/mrt-scanner-marcom-0-35t/. Acesso em: 26 jun. 2022.

[55] AIRIS Vento: The affordable open MRI system which boasts new solutions for speed and automation. **Fujifilm Holdings Corporation**. Disponível em: https://www.fujifilm.com/br/en/healthcare/mri-and-ct/permanent-magnet-open-mri-system/airis-vento-v7. Acesso em: 26 jun. 2022.

[56] ELSTER, Allen D. Gradients for open scanners. **MRIquestions**, 2021. Disponível em: https://mriquestions.com/open-scanner-gradients.html. Acesso em: 26 jun. 2022.

[57] ELSTER, Allen D. MR Scanner Designs. **MRIquestions**, 2021. Disponível em: https://mriquestions.com/types-of-magnets.html. Acesso em: 26 jun. 2022.

[58] MAJOROS, M. et al. Magnetic, Mechanical and Thermal Modeling of Superconducting, Whole-Body, Actively Shielded, 3 T MRI Magnets Wound Using MgB2 Strands for Liquid Cryogen Free Operation. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 32, n. 4, p. 1-4, 2022. DOI: 10.1109/TASC.2022.3147137.

[59] ASCG - Applied Superconductivity and Cryoscience Group. **Lectures on Superconductivity: Applications**. Disponível em: https://ascg.msm.cam.ac.uk/lectures/applications/mrifab.php. Acesso em: 26 fev. 2021.

[60] GORE, Russell Peter. Superconducting MRI electromagnet. Procurador: Oxford Magnet Technology Limited. **United States Patent** n. 5,872,500. Depósito: 2 abril 1996. Concessão: 16 fev. 1999.

[61] YAMAMOTO, Shunji et al. Super-Stable superconducting MRI magnet operating for 25 Years. **IEEE transactions on applied superconductivity**, v. 24, n. 3, p. 1-4, 2013. DOI:10.1109/tasc.2013.2283228.

[62] BAE, Joon-Han et al. The fabrication of superconducting magnet for MRI. **Physica C: Superconductivity**, v. 372-376, p. 1342-1345, 2002. DOI:10.1016/s0921-4534(02)01024-9.

[63] BOBROFF, Julien et al. Magnetic Resonance Imagery. **The Institut de Physique du CNRS; Société Française de Physique; Triangle de la Physique**, Paris, 2011**.** Disponível em: http://www.supraconductivite.fr/en/index.php?p=applications-medical-irm-more. Acesso em: 28 jun. 2022.

[64] ELSTER, Allen D. Fringe Fields: What are fringe fields and why do they matter?. **MRIquestions**, 2021. Disponível em: https://mriquestions.com/what-are-fringe-fields.html. Acesso em: 30 jun. 2022.

[65] LVOVSKY, Yuri; STAUTNER, Ernst Wolfgang; ZHANG, Tao. Novel technologies and configurations of superconducting magnets for MRI. **Superconductor Science and Technology**, v. 26, n. 9, p. 093001, 2013. DOI:10.1088/0953-2048/26/9/093001.

[66] Kiswire Advanced Technology. **KAT Introduction & Products**. 19 de maio de 2015. Disponível em: <https://slideplayer.com/slide/5383589/>. Acesso em: 30 de junho de 2022.

[67] NANDAWADEKAR, Ajit et al. Thermal and Electrical Behaviour of the Persistent Current Switch for a Whole-Body Superconducting MRI Magnet. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 31, n. 5, p. 1-5, 2021. DOI: 10.1109/TASC.2021.3076748.

[68] ATKINS, Andrew Farquhar; KRUIP, Marcel Jan Marie. Quench protection circuit for a superconducting magnet. Procurador: Siemens Magnet Technology Ltd. **United States Patent** n. 7.492.556. Depósito: 18 nov. 2005. Concessão: 17 fev. 2009.

[69] JANITSCHKE, Marvin et al. A simplified approach to simulate quench development in a superconducting magnet. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 31, n. 5, p. 1-5, 2021. DOI: 10.1109/TASC.2021.3059980.

[70] SIEMKO, Andrzej. Magnet quench process. **Chamonic XI**, p. 245-249, 2001.

[71] MRI Laboratory Safety Manual. **UCLA Brain Mapping Center**, University of California, Los Angeles, 2022. Disponível em: http://www.bmap.ucla.edu/services/safety_training/mri_safety/. Acesso em: 30 jun. 2022.

[72] MAN dies after being sucked into MRI scanner at Indian hospital. **The Guardian**, Londres, 2018. Disponível em: https://www.theguardian.com/world/2018/jan/30/mri-scanner-india-death. Acesso em: 30 jun. 2022.

[73] WEINTRAUB, Karen. Do M.R.I. Scans Cause Any Harm?. **The New York Times**, Nova York, 2017. Disponível em: https://www.nytimes.com/2017/06/23/well/live/do-mri-scans-cause-any-harm.html. Acesso em: 30 jun. 2022.

[74] HUANG, Xianrui et al. An active quench protection system for MRI magnets. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 20, n. 3, p. 2091-2094, 2010. DOI: 10.1109/TASC.2010.2044033.

[75] LI, Yi et al. Quench protection design of a 1.5 T superconducting MRI magnet. **IEEE transactions on applied superconductivity**, v. 22, n. 3, p. 4703604-4703604, 2012. DOI: 10.1109/TASC.2011.2174595.

[76] SONI, Vijay et al. Quench protection system of a whole-body non-impregnated 1.5 T superconducting MRI magnet. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 31, n. 5, p. 1-5, 2021. DOI: 10.1109/TASC.2021.3076402.

[77] PFEIFFER, Doreen. The liquid gold of MRI: Saving resources is crucial. But how can medical imaging contribute to sustainability?. **Siemens Healthineers**, 2021. Disponível em: https://www.siemens-healthineers.com/perspectives/mso-helium-and-mri-technology. Acesso em: 30 jun. 2022.

[78] SHEN, Boyang et al. Development of an HTS magnet for ultra-compact MRI system: Optimization using genetic algorithm (GA) method. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 30, n. 4, p. 1-5, 2020. DOI: 10.1109/TASC.2020.2974417.

[79] MIURA, Hideaki et al. Magnetic design of a half-size 5 T high-temperature superconducting coil for MRI. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 29, n. 5, p. 1-5, 2019. DOI: 10.1109/TASC.2019.2910124.

[80] GINTOFT, Amanda. Setting Helium Free: Revolutionary MRI Tech from GE Healthcare. **General Electric Healthcare,** Chicago, 2016. Disponível em: https://www.ge.com/news/press-releases/setting-helium-free-revolutionary-mri-tech-ge-healthcare. Acesso em: 30 jun. 2022.

[81] MICHELFEIT, Felix. Siemens Healthineers moves into new clinical fields with its smallest and most lightweight whole-body MRI. **Siemens Healthineers**, Frankfurt, 2020. Disponível em: < https://www.siemens-healthineers.com/press/releases/magnetom-free-max.html >. Acesso em: 30 de junho de 2022.

[82] PHILIPS lança o seu Ingenia Ambition X 1.5T MR, com o primeiro ímã totalmente vedado do mercado para operações mais produtivas e sem hélio. **Philips**, Brasil, 2018. Disponível em: https://www.philips.com.br/a-w/about/news/archive/standard/news/press/2018/20180911-philips-launches-ingenia-ambition-x-1-5-t-mr-with-industry-first-fully-sealed-magnet-for-more-productive-helium-free-operations.html. Acesso em: 30 jun. 2022.

[83] WANG, Yaohui et al. Electromagnetic design of a 1.5 T open MRI superconducting magnet. **Physica C: Superconductivity and its Applications**, v. 570, p. 1353602, 2020. DOI: doi.org/10.1016/j.physc.2020.1353602.

[84] MROpen EVO System - The Next Generation in Positional MR Imaging. **HealthManagement**, v. 20 - Issue 7, 2020. Disponível em: https://healthmanagement.org/c/healthmanagement/issuearticle/mropen-evo-system-the-next-generation-in-positional-mr-imaging. Acesso em: 30 jun. 2022.

[85] THE “OPEN SKY” upright mri with MgB2 superconducting magnet. **ASG superconductors**, Itália, 2020. Disponível em: https://www.mropenevo.com/mropen-evo/. Acesso em: 30 jun. 2022.

[86] YOKOYAMA, Shoichi et al. Design and cooling properties of high stable field REBCO superconducting magnet for MRI. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 30, n. 4, p. 1-4, 2020. DOI: 10.1109/TASC.2020.2973936.

[87] JANG, Won Seok et al. Electromagnetic design study of a 7 T 320 mm high-temperature superconducting MRI magnet with multi-width technique incorporated. **Progress in**

Superconductivity and Cryogenics, v. 23, n. 4, p. 30-34, 2021. DOI: doi.org/10.9714/psac.2020.23.4.030

[88] XU, Aihua et al. Experimental Research of the New Developed High-Jc Nb3Sn Superconducting Strand for 14 T MRI Magnet. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 31, n. 8, p. 1-4, 2021. DOI: 10.1109/TASC.2021.3090377.

[89] MAJOROS, Milan et al. FEM modeling of superconducting whole body, actively shielded 7 T MRI magnets wound using Nb3Sn strands. **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, v. 32, n. 6, p. 1-5, 2022. DOI: 10.1109/TASC.2022.3178357.

[90] MAGNETOM Free.Star1: MRI for all. **Siemens Healthineers**, Brasil, 2022. Disponível em: https://www.siemens-healthineers.com/br/magnetic-resonance-imaging/high-v-mri/magnetom-free-star. Acesso em: 30 jun. 2022.