



UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA
Faculdade de Ciências e Tecnologia

Raúl Manuel Mendes Dionísio

**MOTOR DE HISTERESE MULTIFÁSICO COM PÓLOS VARIÁVEIS
DE ROTOR CILÍNDRICO SUPERCONDUTOR**

Dissertação apresentada para obtenção do
Grau de Doutor em Engenharia Electrotécnica
e de Computadores, especialidade em Máquinas
Eléctricas pela Universidade Nova de Lisboa,
Faculdade de Ciências e Tecnologia, sob a
orientação do Professor Doutor Amadeu Leão Rodrigues.

Monte de Caparica, 2011



UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA
Faculdade de Ciências e Tecnologia

Raúl Manuel Mendes Dionísio

**MOTOR DE HISTERESE MULTIFÁSICO COM PÓLOS VARIÁVEIS
DE ROTOR CILÍNDRICO SUPERCONDUTOR**

Dissertação apresentada para obtenção do
Grau de Doutor em Engenharia Electrotécnica
e de Computadores, especialidade em Máquinas
Eléctricas pela Universidade Nova de Lisboa,
Faculdade de Ciências e Tecnologia, sob a
orientação do Professor Doutor Amadeu Leão Rodrigues.

Monte de Caparica, 2011

MOTOR DE HISTERESE MULTIFÁSICO COM PÓLOS VARIÁVEIS DE ROTOR CILÍNDRICO SUPERCONDUTOR

Copyright©Todos os direitos reservados a Raúl Manuel Mendes Dionísio, à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa (FCT/UNL) e à Universidade Nova de Lisboa (UNL). A FCT/UNL e a UNL têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Agradecimentos

À minha mulher Ângela e aos meus filhos Marcos e Marta, pela tolerância, pela paciência e pelo incentivo;

À minha mãe que, com a sua onnipresença, sempre me orientou;

Ao meu estimado Professor Doutor Amadeu Leão Rodrigues, pelos vastos conhecimentos, pelas excelentes qualidades humanas e pela oportunidade.

Resumo

Os materiais supercondutores de alta temperatura têm sido estudados e aplicados em conversores electromecânicos de energia onde se reconhecem oportunidades de melhoria das densidades volumétrica e gravimétrica de potência, por exemplo, face às máquinas de construção tradicional, sendo estas motivadas pelo efeito da concentração ou ampliação dos campos magnéticos pelos materiais ferromagnéticos. Com materiais supercondutores conseguem-se densidades de campo magnético muito além do valor de referência de $2T$, seja como resultado de correntes de elevado valor, em bobinas, seja como resultado do aprisionamento ou magnetização de campo magnético no próprio material supercondutor. Os motores de histerese com estatores convencionais mas com rotores feitos de materiais supercondutores de alta temperatura, com forma cilíndrica, são máquinas de configuração e construção simples, que preservam as características de robustez do motor de histerese convencional. Vários estudos e aplicações têm evidenciado a possibilidade de obtenção de binários relativamente mais elevados que as máquinas convencionais de dimensões semelhantes. O presente trabalho tem por objectivo contribuir para o conhecimento deste tipo de motor, quando o rotor supercondutor com a forma cilíndrica é inserido num estator de construção convencional, com possibilidade de alteração da configuração dos próprios enrolamentos, alterações no número de fases, no número de pólos e nas frequências das correntes eléctricas, alterações motivadas pela necessidade de aplicação ou vontade do utilizador. A alteração dinâmica da configuração dos enrolamentos do estator, com consequências na velocidade e módulo do campo magnético girante permite adaptar as velocidades e binários da máquina ao contexto de aplicação. É o caso, por exemplo, das aplicações em transporte.

Termos chave: supercondutores, histerese, motor, multifase.

Nota: Este trabalho foi elaborado de acordo com as regras ortográficas em vigor até 31 de Dezembro de 2010.

Abstract

The high temperature superconducting materials have been studied and applied in electromechanical energy converters a field where is recognized, for example, opportunities for improved volumetric and gravimetric densities of power compared to traditional construction machinery. Among these, the effect of the concentration or enhancement of the magnetic fields by ferromagnetic materials is the key factor. With superconducting materials magnetic field densities can be reached far beyond the reference value of 2T for the conventional machines, whether as a result of high value currents in coils, whether as a result of trapping the magnetic field in the superconducting material (magnetization). Hysteresis motors with conventional stators but with rotors made of high temperature superconductors, with cylindrical shape, are machines of simple design and construction, which preserve the characteristics of robustness of the conventional hysteresis motor. Several studies and applications have shown the possibility of obtaining relatively higher torques than conventional machines of similar size. This paper aims to contribute to the knowledge of this type of engine when the superconductive rotor with a cylindrical shape is inserted in a stator of conventional construction, but with the possibility of changing the configuration of the windings, like the number of phases, the number of poles and the frequency of the electrical currents, changes motivated by the need for the application or by the user's will. The dynamic changes of the configuration of stator windings, with consequences on the speed and module of the rotating magnetic field, allows the adjust of the speeds and torques of the machine to the application context. In transport applications, the adaptation of torques and speeds are very important features.

Keywords: superconductors, hysteresis, motor, multiphase.

Índice

| | |
|---|------------|
| Agradecimentos | iv |
| Resumo | v |
| Abstract | vi |
| Lista de Figuras | ix |
| 1 Introdução | 1 |
| 2 Motor de histerese sem materiais supercondutores | 3 |
| 2.1 A importância da histerese | 4 |
| 2.2 A formalização da histerese | 12 |
| 2.3 Campo magnético girante | 17 |
| 2.4 Binário | 18 |
| 3 Materiais supercondutores | 21 |
| 3.1 Supercondutividade | 21 |
| 3.2 A condução eléctrica nos supercondutores | 39 |
| 3.3 A magnetização dos supercondutores | 42 |
| 3.4 A histerese nos supercondutores | 45 |
| 3.5 Aplicações dos Materiais Supercondutores | 47 |
| 3.6 Medição experimental da histerese | 49 |
| 4 Enrolamentos multifásicos e multipolares variáveis | 53 |
| 4.1 Amplitudes frequências livres | 53 |
| 4.2 Forças magnetomotrizes multifásicas e pólos variáveis | 65 |
| 4.3 Enrolamento do motor experimental | 73 |
| 5 Motor de histerese supercondutor multifásico e com pólos variáveis | 77 |
| 5.1 Magnetização do rotor cilíndrico supercondutor | 78 |
| 5.2 Motor de histerese supercondutor: análise do desempenho | 80 |
| 5.3 Relação entre a força magnetomotriz e as dimensões das cavas | 96 |
| 6 Dimensionamento e construção do protótipo | 101 |
| 6.1 Planeamento do estator e dos enrolamentos | 102 |
| 6.2 Previsão do comportamento magnético do estator | 105 |

| | |
|---|------------|
| 6.3 Pormenores da construção | 110 |
| 7 Ensaio experimental | 115 |
| 8 Conclusões | 117 |
| 8.1 Experiência acumulada e sugestões para desenvolvimento futuro | 119 |
| Bibliografia | 122 |
| Características do material supercondutor utilizado | 132 |

Lista de Figuras

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Configuração cilíndrica do motor de histerese: A - estator, com cavas para enrolamentos; B - manga de material ferromagnético, em lâminas sobrepostas; C - manga de enchimento em material diamagnético ou paramagnético; D - veio, para aproveitamento de binário. | 3 |
| 2.2 | Corte de bobina com núcleo de ar: densidade magnética | 5 |
| 2.3 | Peça de permeabilidade magnética constante introduzida no núcleo da bobina e simulação da densidade magnética. | 7 |
| 2.4 | Valores de densidade magnética B e intensidade magnética H ao longo do percurso ilustrado na figura 2.3. | 7 |
| 2.5 | Relação não linear mas unívoca entre campo de excitação e magnetização, em qualquer ponto da peça. | 9 |
| 2.6 | Num grão de aço silício não orientado é visível a orientação dos domínios magnéticos em dois sentidos e que se vão alinhando numa sentido predominante, conforme a sequência de “a” a “d”. | 10 |
| 2.7 | Efeito <i>Barkausen</i> : a magnetização incremental produz variações momentâneas do fluxo magnético. | 11 |
| 2.8 | Aumentar a frequência do campo externo de excitação, H_c , provoca alargamento do ciclo de histerese num ponto, pequena ou grande região ou mesmo em toda a peça sujeita à magnetização. | 13 |
| 2.9 | Comutador de <i>Preisach</i> | 14 |
| 2.10 | Ciclo de histerese pelo modelo discreto de <i>Preisach</i> , em quantidades diferentes de comutadores utilizados, C. | 15 |
| 2.11 | Modelo analítico de <i>M.A.Copeland</i> | 16 |
| 2.12 | Adaptação ou operacionalização do modelo de <i>Copeland</i> | 16 |
| 2.13 | Potência eléctrica: repartição linear entre potência mecânica e de magnetização, ou de histerese. | 20 |
| 3.1 | Primeira verificação de supercondutividade: mercúrio com resistividade eléctrica não mensurável. | 22 |
| 3.2 | Diferentes teorias para resistividades em 0°K. | 22 |
| 3.3 | Temperaturas e campos magnéticos críticos em metais. | 23 |
| 3.4 | Condutor tornado perfeito quando envolto em campo magnético externo nulo, $B_e=0$ e $B_i=0$: reacção a alterações de B_e | 24 |
| 3.5 | Condutor tornado perfeito enquanto inserido num campo magnético externo, B_e , não nulo: reacção a alterações de B_e | 25 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.6 | Efeito <i>Meissner</i> : quando entra na fase de supercondutividade o material anula o campo magnético no seu interior. | 25 |
| 3.7 | Relação entre temperatura crítica, T_c , e campo magnético crítico, H_c , para alguns elementos e compostos. | 26 |
| 3.8 | Superfície de transição entre a fase normal e a fase supercondutora, relacionando temperatura - campo magnético exterior - corrente eléctrica. | 27 |
| 3.9 | Diamagnetismo perfeito de supercondutores até H_c , sendo M a magnetização do material. | 27 |
| 3.10 | Diamagnetismo revelado pelos supercondutores do tipo II. | 28 |
| 3.11 | Campo magnético, B , magnetização, M , e profundidade de penetração de London no interior do material supercondutor. | 29 |
| 3.12 | Densidade de corrente de desmagnetização, J , e alteração da profundidade de penetração com o aumento da temperatura. | 30 |
| 3.13 | Perante um campo magnético externo, B_{ext} paralelo à fronteira do material, até ao comprimento de coerência ξ onde o número de pares de <i>Cooper</i> atinge o valor mais significativo, quando a supercondutividade se verifica em quase todos os electrões. A energia entre o estado normal e supercondutor é positiva quando $\lambda < \xi$, caso do Tipo I. Para $\lambda > \xi$ torna-se mais favorável a penetração do campo magnético na substância, coexistindo os dois estados. | 34 |
| 3.14 | Vortice em corte, à esquerda, e primeira imagem real dos vórtices e disposição triangular, obtida em 1967 por <i>U. Essmann</i> e <i>H. Trauble</i> no Instituto <i>Max Planck</i> , com recurso à microscopia electrónica, numa liga de chumbo e índio a 1,1°K (<i>Physics Letters</i> , v. 24A, p. 526, 1967). | 35 |
| 3.15 | Aumento da densidade de fluxóides com o aumento do campo magnético exterior. | 36 |
| 3.16 | Para ser atingido o mesmo campo crítico, H_{c1} , $B_{ext1} < B_{ext2} < B_{ext3}$ | 36 |
| 3.17 | Percurso da primeira desmagnetização nos supercondutores do tipo II. | 37 |
| 3.18 | Diagrama de fase dos supercondutores do tipo II. A zona de fluxo sólido (vórtices fixos na estrutura do material) significa histerese e magnetização residual; na zona <i>Meissner</i> e de fluxo líquido o campo magnético é reversível, anulando-se com $B_{ext}=0$ | 37 |
| 3.19 | A densidade de campo no interior supercondutor é proporcional ao número de vórtices. | 43 |
| 3.20 | Modelo de <i>Bean</i> : campo magnético externo aplicado em paralelo com o eixo de um supercondutor cilíndrico desmagnetizado. Evolução do campo interno e das correntes críticas, da esquerda para a direita. | 44 |
| 3.21 | Configuração geral do ciclo de histerese em materiais supercondutores do tipo II. | 45 |
| 3.22 | Magnetização e ciclo de histerese em material supercondutor de alta temperatura (experiência realizada no <i>Institut de Ciència de Materials de Barcelona</i> , 2003). | 46 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.23 | Evolução da potência dos motores de histerese e de relutância, registada em 2003 (figura publicada por <i>Kovalev et.al., Electrical Machines with Bulk HTS Elements</i> , 2006). | 48 |
| 3.24 | Evolução projectada em 2002 pelo consórcio “Conectus”, durante a cimeira da <i>ISIS-International Superconductivity Industry Summit</i> , dos valores comerciais e áreas de utilização dos supercondutores. | 48 |
| 3.25 | Esquema da montagem para medição da histerese em supercondutores cerâmicos de alta temperatura. | 49 |
| 3.26 | Braço sensor e espaço de amostragem. | 50 |
| 3.27 | Início do aparecimento do campo magnético externo. | 50 |
| 3.28 | Penetração do campo magnético externo no interior do supercondutor. | 51 |
| 3.29 | Magnetização remanescente no supercondutor. | 51 |
| 3.30 | Valores nulos de magnetização do supercondutor com existência de campo magnético externo. | 52 |
| 3.31 | Ciclo menor de histerese no supercondutor. | 52 |
| 4.1 | A densidade de campo magnético é muito superior ao valor no entreferro, onde a variação é constante ao longo da periferia do rotor. As perturbações na linearidade verificam-se nos pontos mais próximos dos componentes de cobre, como seja o próprio condutor com corrente. | 54 |
| 4.2 | Distribuição da densidade de campo magnético ao longo da periferia do rotor, quando dois condutores diametralmente o postos são percorridos por 1A, no mesmo sentido. | 54 |
| 4.3 | Distribuição da densidade de campo magnético ao longo da periferia do rotor, quando os quatro condutores são percorridos por 1A, no mesmo sentido. | 55 |
| 4.4 | Dois condutores com corrente iguais mas de sentidos opostos: distribuição da densidade de campo magnético no entreferro. | 55 |
| 4.5 | Dois condutores com corrente iguais mas de sentidos opostos: distribuição da densidade de campo magnético no entreferro. | 56 |
| 4.6 | Dois condutores com o mesmo módulo de corrente, mas sentidos contrários, colocados em posições diametralmente opostas. As perturbações na onda quadrada da B_r verificam-se nos pontos mais próximos dos componentes de cobre, como sejam os próprios condutores com corrente. | 57 |
| 4.7 | Dois condutores com o mesmo módulo de corrente, mas sentidos contrários, colocados em posições diametralmente opostas. As perturbações na onda quadrada da B_r verificam-se nos pontos mais próximos dos componentes de cobre, como sejam os próprios condutores com corrente. | 58 |
| 4.8 | Força magneto motriz F_r resultante do somatório das forças magnetomotrizes em forma de onda quadrada, produzidos pelos condutores associados a-a’, b-b’ e c-c’, onde “est” é a periferia interna do estator. | 59 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.9 | O campo Br resultante do somatório das sinusoides fundamentais das ondas quadradas é, também, uma onda sinusoidal. | 59 |
| 4.10 | O campo Br resultante do somatório de sinusoides fundamentais em número ímpar. | 60 |
| 4.11 | O campo Br resultante do somatório de sinusoides fundamentais em número par. | 60 |
| 4.12 | O campo Br num pólo resultante do somatório de sinusoides de condutores concêntricos. O reforço de Br é conseguido através do desvio à forma sinusoidal. | 62 |
| 4.13 | Campo Br resultante do somatório dos campos em forma de onda quadrada produzidos pelos condutores associados a-a', b-b' e c-c', onde "est" é a periferia interna do estator. | 62 |
| 4.14 | Divisão de fluxo magnético, onde "ef" significa o entreferro. | 63 |
| 4.15 | A saturação do estator aproxima o perfil da curva de Br ao longo da periferia do rotor ao da magnetização do ar ou do vácuo em torno de um condutor. | 64 |
| 4.16 | Com o aumento da corrente verificam-se distorções no campo magnético, tendo em conta o verificado nas figuras 4.1 e 4.6 (somente ilustrado em cerca de metade do perímetro do rotor). | 64 |
| 4.17 | Relação entre o número de cavas, pólos por fase e fases possíveis num estator com dezoito cavas. | 68 |
| 4.18 | Agrupamento dos feixes de bobina nas fases <i>a</i> , <i>b</i> e <i>c</i> , com indicação do sentido da corrente na fase <i>a</i> | 68 |
| 4.19 | Reagrupamento dos feixes de bobina numa determinada fase. | 69 |
| 4.20 | Reagrupamento dos feixes de bobina em cada fase e em cada camada. | 70 |
| 4.21 | Desfasamento geométrico entre dois subenrolamentos da mesma fase. Exemplo de uma configuração de ligações. O número de pólos resultante da sobreposição de subenrolamentos não se altera. | 71 |
| 4.22 | Desfasamento geométrico dentro de cada fase: 0°, próximo de 90° e 180°. | 72 |
| 4.23 | Relação entre o número de velocidades diferentes em função do número de cavas. | 73 |
| 4.24 | Esquema da disposição das fases no estator do motor experimental: três fases, todas hexapolares. Apresenta-se a indicação das ligações dos feixes das bobinas para uma das fases. | 73 |
| 4.25 | Distribuição da densidade de campo magnético B ao longo de toda a periferia do rotor (de material ferromagnético). | 74 |
| 4.26 | Esquema da disposição das fases no estator do motor experimental: três fases, bipolar. Apresenta-se a indicação das ligações dos feixes das bobinas para uma das fases. | 75 |
| 4.27 | Distribuição da densidade de campo magnético B ao longo de toda a periferia do rotor (de material ferromagnético). | 75 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.1 | Evolução dos valores máximos do número de velocidades diferentes em função do número de cavas. | 77 |
| 5.2 | Densidade de corrente no rotor com 170Ae, inferior à penetração total do campo magnético externo. | 78 |
| 5.3 | Densidade de corrente no rotor com 840Ae: campo magnético externo penetra totalmente no rotor. | 79 |
| 5.4 | Densidade de corrente no rotor com 1740Ae. | 79 |
| 5.5 | Campo resultante da configuração do estator como bipolar. | 80 |
| 5.6 | Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 840Ae. | 80 |
| 5.7 | Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 1740Ae. | 81 |
| 5.8 | Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 5400Ae. | 81 |
| 5.9 | Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 8400Ae. | 82 |
| 5.10 | Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 17400Ae. | 82 |
| 5.11 | Relação velocidade - tempo de reacção, com 1740Ae. | 83 |
| 5.12 | Relação velocidade - tempo de reacção, com 8400Ae. | 83 |
| 5.13 | Relação não linear entre forças magnetomotrizes e tempos transitórios, para diferentes velocidades iniciais. | 84 |
| 5.14 | Tempos de reacção <i>vs</i> forças magnetomotrizes. | 84 |
| 5.15 | Binário com 840Ae e mesmo sentido de rotação. | 85 |
| 5.16 | Binário com 840Ae mas de sentido contrário ao da rotação final. | 85 |
| 5.17 | Binário com 8400Ae. | 86 |
| 5.18 | Relação Ae-binário do motor bipolar. | 86 |
| 5.19 | Campo resultante da configuração do estator como hexapolar. | 87 |
| 5.20 | Tempos de reacção com 840Ae na máquina hexapolar. | 88 |
| 5.21 | Tempos de reacção com 1740Ae na máquina hexapolar. | 88 |
| 5.22 | Tempos de reacção com 5400Ae na máquina hexapolar. | 89 |
| 5.23 | Tempos de reacção com 8400Ae na máquina hexapolar. | 89 |
| 5.24 | Tempos de reacção com 16800Ae na máquina hexapolar. | 90 |
| 5.25 | Evolução dos valores de velocidade do rotor a partir de 3000rpm, com 1740Ae. | 90 |
| 5.26 | Evolução dos valores de velocidade do rotor a partir de 3000rpm em sentido contrário, com 5400Ae. | 91 |
| 5.27 | Relação claramente não linear entre forças magnetomotrizes e tempos transitórios, para diferentes velocidades iniciais do rotor. | 91 |
| 5.28 | Tempos de reacção <i>vs</i> forças magnetomotrizes, no motor hexapolar. | 92 |
| 5.29 | Binário do motor hexapolar, com 1740Ae e rotação inicial de 1000rpm, em sentido contrário. | 92 |
| 5.30 | Binário do motor hexapolar, com 840Ae e rotação inicial de 3000rpm. | 93 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.31 | Relação entre forças magnetomotrizes e respectivos binários, no motor de configuração hexapolar. | 93 |
| 5.32 | Comparação dos tempos transitórios ou de resposta, entre as configurações bipolar e hexapolar. | 94 |
| 5.33 | Comparação dos tempos transitórios ou de resposta, entre as configurações bipolar e hexapolar. | 95 |
| 5.34 | Medições efectuadas com a máquina em configuração bipolar, em regime síncrono. | 95 |
| 5.35 | As 18 cavas (zonas numeradas e sombreadas) dividem a periferia interna do estator em 18 segmentos de igual largura “e”, sendo nula a abertura de cada cava no entreferro. | 96 |
| 5.36 | Dimensões e secção de uma cava, constituída pelas duas sub-secções triangulares “s” e uma sub-secção semicircular “c”. | 97 |
| 5.37 | Estator com cavas constituídas conforme o esquema da figura 5.36, em duas sub-secções triangulares “s” e uma sub-secção semicircular “c”. | 98 |
| 6.1 | Peça cilíndrica e supercondutora cerâmica, de alta temperatura, com 54mm de diâmetro e 52mm de altura. | 101 |
| 6.2 | Rotor supercondutor cerâmico e veio de 20mm em aço inoxidável AISI-316. | 101 |
| 6.3 | Planeamento duma lâmina e do estator a obter por empilhamento das lâminas. | 102 |
| 6.4 | Estator obtido por empilhamento das lâminas de aço silício de grão não orientado. | 102 |
| 6.5 | Planeamento da inserção de dupla bobina por cava, com passo 3. | 103 |
| 6.6 | Perspectiva e verificação da possibilidade da colocação dos enrolamentos. | 103 |
| 6.7 | Perspectivas e verificação dos enrolamentos. | 104 |
| 6.8 | Condição máxima de corrente nas bobinas do estator. | 104 |
| 6.9 | Densidade de campo magnético obtidos com 5mm abertura de cava e à face com o núcleo do estator. | 105 |
| 6.10 | O segmento definido no espaço para medição dos valores da densidade de fluxo magnético. | 106 |
| 6.11 | Pormenor do segmento referência para medição da densidade de fluxo magnético. | 106 |
| 6.12 | Densidade de campo magnético: a-aberturas de 1 a 6mm e p-profundidade 0mm. | 107 |
| 6.13 | Densidade de campo magnético: a-aberturas de 1 a 6mm e p-profundidade 0,5mm. | 107 |
| 6.14 | Densidade de campo magnético: a-aberturas de 1 a 6mm e p-profundidade 1,0mm. | 108 |
| 6.15 | Valores médios de B para aberturas de cava de 0mm a 6mm, em cada uma das profundidades de cava. | 108 |
| 6.16 | Enrolamentos, após montagem das bobinas nas cavas do estator. | 109 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.17 | Terminais das bobinas no exterior e régua numerada para as ligações entre os terminais das bobinas. | 110 |
| 6.18 | Lâminas do estator, guias e rotor. | 111 |
| 6.19 | Peças de afastamento entre o estator e as peças estruturais. | 112 |
| 6.20 | Planeamento da peça estrutural em aço, à esquerda; peça manufacturada e com as peças de <i>baquelite</i> e rolamento inseridas, à direita (a-baquelite e b-rolamento). | 112 |
| 6.21 | <i>Baquelite</i> para isolamento térmico entre as peças para afastamento do estator e as peças estruturais, também inseridas nas guias. | 113 |
| 6.22 | Veio inserido nas peças estruturais. | 113 |
| 6.23 | Paredes de isolamento térmico, em <i>teflon</i> , foram inseridas nas peças para afastamento do estator. | 114 |
| 7.1 | Experimentação com recurso a um motor de indução monofásico de fase dividida: a-braço, fixo à carcaça do motor; b-rodas de apoio da carcaça do motor. | 115 |
| 7.2 | Experimentação com recurso a um motor de indução de fase dividida. | 116 |
| 7.3 | Pormenores de experimentação. | 116 |
| 8.1 | Placas de <i>teflon</i> constituiriam o contentor de azoto líquido. | 120 |
| 8.2 | Planeamento do módulo autónomo. | 121 |
| 3 | Material supercondutor utilizado no rotor (1). | 132 |
| 4 | Material supercondutor utilizado no rotor (2) | 132 |
| 5 | Material supercondutor utilizado no rotor (3) | 133 |
| 6 | Material supercondutor utilizado no rotor (4) | 133 |

Capítulo 1

Introdução

O efeito da histerese magnética que os materiais supercondutores de alta temperatura exibem, tem sido estudado e aproveitado no âmbito das máquinas eléctricas, em motores de histerese [110], [113], [46], [70], [69], [68], [14], [9], [10].

Uma das oportunidades dos materiais supercondutores consiste nas maiores densidades volumétricas de potência das máquinas eléctricas, em comparação com máquinas do mesmo tipo, construídas com materiais convencionais. Os inúmeros trabalhos de desenvolvimento e implementação operacional no âmbito do transporte, estão fortemente motivados pela possibilidade em diminuir o volume e o peso das máquinas eléctricas.

O presente trabalho tem por objectivo caracterizar o desempenho de um motor que explora o efeito da histerese magnética num material supercondutor cerâmico de alta temperatura, vulgarmente designado por YBCO, iniciais em língua inglesa dos elementos que constituem a estrutura elementar do material, uma liga de Ítrio-Bário-Carbono-Oxigénio. Este material enforma o rotor de forma cilíndrica, inserido no estator cuja configuração de enrolamentos, em número de pólos e de fases, é alterável dinamicamente, com o motor em funcionamento.

O estator é constituído por materiais convencionais, com enrolamentos em cobre e circuito magnético em chapa de aço-silício, pelo que tanto pode funcionar à temperatura ambiente normal, como em temperaturas criogénicas.

Alterar a configuração dos enrolamentos do estator significa a vantagem em adaptar a máquina às necessidades de velocidade, binário ou potência, mesmo em pleno funcionamento, sem necessidade de paragem. Estudos foram feitos na Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, em motores de histerese com supercondutores, de rotor cilíndrico e em disco [54], [53]. Também foi activado um processo de patente relativo à reconfiguração dos enrolamentos do estator [99].

A importância da histerese nos materiais ferromagnéticos e a caracterização do funcionamento do motor de histerese convencional são assuntos abordados em primeira prioridade. O generalizado sentido prático ou operacional, naturalmente adequado ao contexto,

no processo de realização e entendimento dos motores de histerese magnética, tende somente a focalizar-se na existência de desfasamento entre os campos magnéticos do estator e do rotor, ou na energia associada ao ciclo de histerese. Na explicação para o funcionamento do motor de histerese convencional, quase por absurdo se evidencia a necessidade da histerese, um contributo para fazer compreender este processo essencialmente energético. É, também, feito um reconhecimento das técnicas de formalização da histerese.

Da vastíssima informação relativa às características dos materiais supercondutores houve a selecção do que se afigurava fundamental, necessário, relevante ou oportuno na perspectiva electrotécnica. Os mecanismos da condução eléctrica, da magnetização e do ciclo de histerese mereceram particular atenção.

Avaliar quantas configurações se podem obter de um estator, cada configuração com o seu número de fases e de pólos, constituiu o objectivo do capítulo “enrolamentos multifásicos e multipolares variáveis”. Também fundamental, evidencia-se a ineficiência da total liberdade em associar cada um dos condutores úteis do estator a qualquer outro, uma miragem na produção dinâmica de forças magnetomotrizes. Caracteriza-se, portanto, os limites quanto ao número de velocidades diferentes e possíveis de obter de um estator, uma função do número de cavas.

A previsão de funcionamento através de simulação com recurso a ferramentas informáticas pela técnica dos elementos finitos, permitiu delinear o perfil de desempenho do motor. A magnetização parcial e total do supercondutor realça duas zonas distintas de funcionamento. Maiores potências e binários são obtidos na situação de total magnetização da espessura do supercondutor, a par duma relação de cariz linear entre forças magnetomotrizes e binários. Com o rotor parcialmente magnetizado o desempenho da máquina é questionável, felizmente que se manifesta apenas numa pequena zona do espectro de potências. A experimentação é descrita.

Capítulo 2

Motor de histerese sem materiais supercondutores

Na configuração cilíndrica, com um rotor em tambor, os enrolamentos do estator são percorridos por correntes eléctricas alternadas que percorrem enrolamentos multifásicos com dois ou mais pólos por fase, com o objectivo de ser obtido um campo magnético girante no interior do estator, onde se encontra o rotor cilíndrico. O rotor é construído com materiais ferromagnéticos ou ligas cujo ferromagnetismo apresenta elevados valores de coercividade.

O rotor magnetiza-se devido ao campo magnético onde está inserido. Os materiais ferromagnéticos do rotor tendem a manter, pela sua natureza, magnetismo residual, mesmo após a extinção do campo magnetizante. Porque o campo girante produzido pelas correntes nos enrolamentos do estator muda constantemente de direcção, tendendo a desalinhar-se do campo residual do rotor, existe binário, aproveitável no veio da máquina. O rotor magnetizado determina as características únicas deste tipo de máquina. Foi *Charles P. Steinmetz* [129] [127], em trabalhos publicados em 1908, quem primeiramente estudou a relação entre a histerese magnética dos materiais e a possibilidade de obtenção de binário, nesta configuração de movimentos mecânicos de rotação.

As técnicas e os processos de construção do estator são, fundamentalmente, iguais aos das máquinas síncronas e assíncronas. São estatores de elevada fiabilidade, qualidades amplamente reconhecidas no contexto operacional, industrial. O rotor cilíndrico do motor de histerese tem uma superfície lisa, ausência de enrolamentos eléctricos, é compacto, robusto e virtualmente não necessita de manutenções correctivas.

Com estas características nas componentes fixa e móvel, este tipo de máquina alia as elevadas fiabilidade e robustez aos

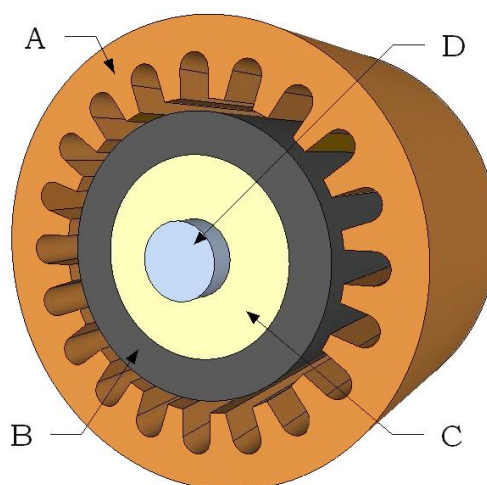


Figura 2.1: Configuração cilíndrica do motor de histerese: A - estator, com cavas para enrolamentos; B - manga de material ferromagnético, em lâminas sobrepostas; C - manga de enchimento em material diamagnético ou paramagnético; D - veio, para aproveitamento de binário.

baixos custos de manutenção. Tem um binário constante desde o arranque até à velocidade síncrona e não necessita de artifícios complementares para que o rotor inicie a rotação quando sujeito ao campo magnético girante. Contudo, esta máquina apresenta baixo rendimento, reduzido factor de potência e baixa razão entre binário e volume, quando é comparada com outros tipos de máquinas eléctricas, como por exemplo os motores síncronos.

O motor de histerese pode funcionar de modo síncrono ou assíncrono. A robustez e facilidade de construção tornou oportuna e apelativa a utilização como motor síncrono, mas com potências até cerca de 200W, pelo menos até ao final da primeira metade do século XX [116]. O funcionamento no modo assíncrono, apesar do binário ser constante desde o arranque até ao sincronismo, mantinha-se no âmbito da curiosidade científica até então. De facto, em funcionamento assíncrono, as perdas devido às correntes parasitas induzidas no rotor e à energia dispendida nos ciclos de histerese, vulgarmente designadas no seu conjunto por perdas no rotor, têm forte impacto no rendimento da máquina. As perdas de energia têm condicionado a aplicação para as pequenas potências, onde o factor rendimento é menos importante.

Esta desvantagem relativa é particularmente realçada no âmbito da propulsão de meios de transporte, uma das áreas mais promissoras mas muito exigente quanto à aplicação das máquinas eléctricas, onde é aspecto muito relevante a densidade volumétrica de potência, ou seja, a relação entre o binário e o volume da própria máquina: o volume a ocupar pelo sistema propulsor dentro do espaço disponível da unidade móvel não poderá comprometer os objectivos operacionais do sistema no seu todo. Para potências elevadas é reconhecido que outros tipos de máquinas eléctricas tomam vantagem, motivo principal para que a comercialização dos motores de histerese seja somente realizada em baixas potências.

Mas o binário deste tipo de motor é constante, desde o arranque até à velocidade de sincronismo, situação esta que ocorre quando a velocidade da peça que constitui o rotor é igual à velocidade de rotação do campo magnético onde o rotor está inserido, o campo magnético girante, este produzido pelas correntes eléctricas no estator. Esta realidade é uma qualidade muito apreciada em determinadas aplicações, como seja em navegação inercial, nos giroscópios. O baixo ruído de funcionamento e a possibilidade de se conceberem motores de histerese a partir de potências muito pequenas, da ordem de mW, são outras das qualidades muito oportunas.

2.1 A importância da histerese

Considere-se o campo magnético produzido pela corrente alternada e sinusoidal que percorre o enrolamento de uma bobina de forma cilíndrica com núcleo de ar ou vácuo, onde se verifica a permeabilidade magnética $\mu_o = 4\pi \times 10^{-7}(\text{H/m})$. Esta constante torna linear a relação entre a densidade do campo magnético no interior da bobina e a corrente eléctrica.

Em cada ponto do espaço interior da bobina tem-se, pela lei que deriva dos trabalhos de *Jean-Baptiste Biot* e *Félix Savart*:

$$\vec{B} = \frac{\mu_o}{4\pi} \iiint \frac{\vec{J} \times \vec{r}}{r^2} dv$$

Sendo \vec{r} o vector unitário com origem em qualquer ponto do enrolamento que constitui a bobina e com direcção para o ponto do espaço onde se efectua o cálculo de \vec{B} , \vec{J} o vector densidade de corrente no ponto origem de \vec{r} , r a distância do ponto origem de \vec{r} ao ponto de cálculo, constata-se que esta expressão contribui para B através da constante de proporcionalidade $\frac{\mu_o}{4\pi}$ e pelos contributos da corrente eléctrica associada à geometria da bobina.

Se a geometria da bobina não se alterar, o módulo de \vec{B} é proporcional à corrente eléctrica na bobina. Por outro lado, \vec{B} é um vector com direcção que resulta do somatório das componentes vectoriais elementares de corrente eléctrica, $\frac{\vec{J} \times \vec{r}}{r^2}$. Repete-se, portanto, a proporcionalidade ou linearidade entre corrente e campo magnético para a direcção de \vec{B} , em todo ou qualquer ponto no interior da bobina. A constante $\frac{\mu_o}{4\pi}$ torna a bobina e o seu meio envolvente como um universo linear e homogéneo. Assim, em todos os pontos pertencentes a uma superfície plana e perpendicular ao eixo da bobina, o fluxo magnético que atravessa o núcleo, Φ , no plano de cada espira da bobina, é obtido por:

$$\Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

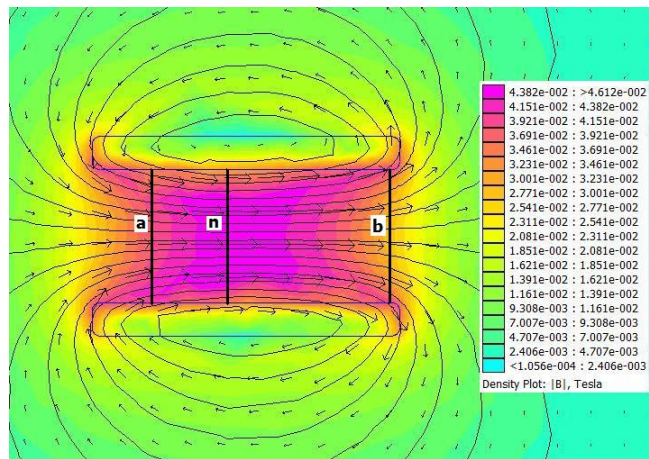


Figura 2.2: Corte de bobina com núcleo de ar: densidade magnética

Da simetria da forma cilíndrica da bobina em relação ao eixo principal e tendo em conta o contributo de todos os elementos de corrente, conclui-se que o fluxo magnético que atravessa o plano da espira n ,

$$\Phi_n = \sum_{i=1}^{\infty} B_i = \sum_{i=1}^{\infty} K_i I = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

será diferente de qualquer outra espira, a ou b conforme fig. 2.2, mas será proporcional à corrente I , por força da linearidade e sobreposição.

O fluxo magnético Φ em qualquer secção da bobina perpendicular ao eixo principal, resulta dos contributos de todos os elementos de corrente. Neste contexto de linearidade e sobreposição, onde $\Phi \propto I$, se $I_1 \Rightarrow \Phi_1$ então $K \times I_1 \Rightarrow K \times \Phi_1$. A relação entre Φ e I é unívoca para todos os valores possíveis de I . Por outro lado, se $I_2 = I_1 + \Delta I \Rightarrow \Phi_2 = \Phi_1 \propto I + \Delta \Phi \propto \Delta I$ ou seja $\frac{d\Phi}{dI} = \alpha$.

O carácter unívoco, tanto na perspectiva escalar como na perspectiva direccionial, entre os módulos e as direcções instantâneas de I e de Φ , assim como nas variações de I e de Φ , também se verifica entre a corrente e a energia na bobina. Considerando a resistência eléctrica nula, assim como os efeitos de condensação eléctrica pela proximidade das espiras e não havendo alterações dimensionais da bobina, a única forma de energia que se reconhece na bobina é magnética, pela existência de campo magnético. A indutância da bobina, L , é proporcional à corrente I , devido às ubíquas relações de linearidade e proporcionalidade entre a corrente I e os fluxos magnéticos que atravessam o plano de cada espira. A tensão aos terminais da bobina com n espiras:

$$V = \sum_{k=1}^n \frac{d\Phi_k}{dt} = \sum_{k=1}^n L_k \frac{dI}{dt} = L_{tot} \frac{dI}{dt} \Rightarrow L_{tot} = \sum_{k=1}^n L_k$$

Com uma corrente sinusoidal, em qualquer instante $\Phi_k \propto I_{max} \text{sen}(\omega t + \theta) \Rightarrow \Phi_k = L_k I_{max} \text{sen}(\omega t + \theta)$, sendo ω a pulsação, e pela Lei de *Michael Faraday* $V = -\omega L_{tot} I_{max} \text{cos}(\omega t + \theta)$.

O fluxo de energia aos terminais da bobina é obtido pelo produto da tensão pela corrente, ou potência $P = V.I$, confirma que a energia só existe quando $I \neq 0$. Desaparecendo o estímulo (corrente) desaparece o efeito correspondente, a energia magnética na bobina. Isto significa, portanto, que não existem mecanismos de memória, a manutenção de algum valor significativo em alguma grandeza que sofreu o efeito do estímulo, após o desaparecimento deste. O percurso gráfico que traduz a relação entre o módulo da corrente eléctrica e a energia magnética na bobina, quando existem incrementos positivos da corrente num determinado sentido, é exactamente igual ao percurso quando a corrente evolui com incrementos negativos.

Introduz-se, então, no interior da bobina uma peça cilíndrica constituída por material com permeabilidade magnética constante e unitária, ou seja, com o dobro da permeabilidade magnética existente no ar ou no vácuo, conforme ilustra a figura 2.3. Supõe-se ser a peça homogénea e isotrópica quanto às propriedades magnéticas. A única diferença em comparação com o ar ou o vácuo reside no valor da permeabilidade magnética. A peça é cilíndrica e o eixo principal intercepta perpendicularmente o eixo principal da bobina.

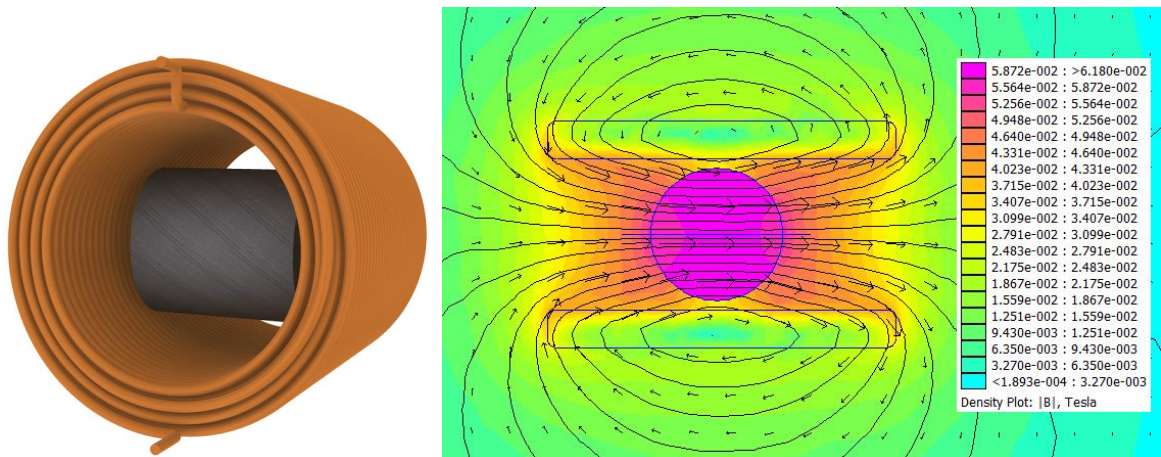


Figura 2.3: Peça de permeabilidade magnética constante introduzida no núcleo da bobina e simulação da densidade magnética.

Com o mesmo valor de corrente na condição de núcleo de ar, o cálculo com recurso à técnica de elementos finitos, para obtenção da densidade magnética \vec{B} está apresentado na figura 2.3.. Por força da maior permeabilidade magnética verifica-se, agora, um aumento do módulo de \vec{B} e, conseqüentemente, do fluxo $\vec{\Phi}$ que atravessa cada espira da bobina. O material da peça só difere do comportamento magnético do ar, face à mesma corrente I , por uma constante de proporcionalidade diferente. Mais precisamente, o valor de \vec{B} no interior da peça relaciona-se com o valor da intensidade de campo magnético \vec{H} que tem origem em \vec{I} . As condições de fronteira entre a peça e o ar assim o impõe, ou seja, o valor de \vec{B} tem de ser igual dos dois lado da fronteira entre a peça e o ar: o fluxo magnético que atravessa a fronteira entre dois meios diferentes impõe que seja igual o valor de $\vec{\Phi}$ e \vec{B} em ambos os meios. O campo magnético revela-se de forma contínua. A Lei de *Joseph Henry* traduz a descontinuidade de \vec{H} na fronteira, para manter a continuidade de \vec{B} ou $\vec{\Phi}$, conforme ilustra a figura 2.4 no cálculo efectuado ao longo do segmento de recta ilustrado na figura 2.3.

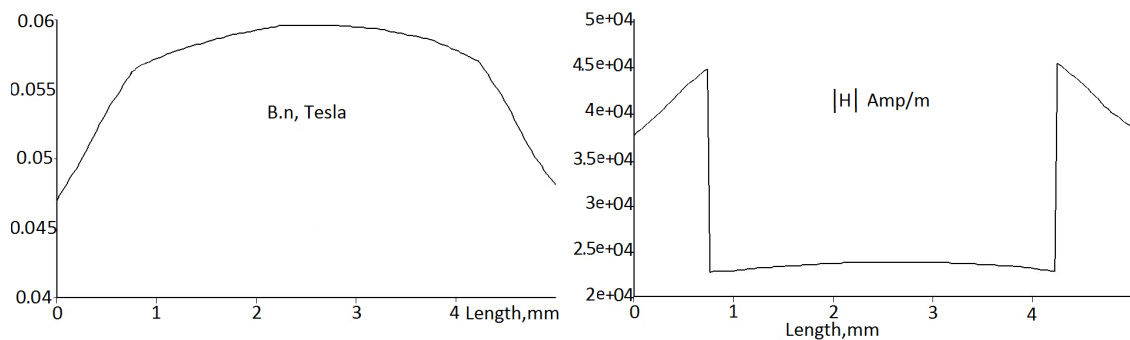


Figura 2.4: Valores de densidade magnética B e intensidade magnética H ao longo do percurso ilustrado na figura 2.3.

Aumentando a corrente para o dobro e no mesmo sentido, a energia em qualquer ponto da peça passará a ser quatro vezes superior. Se a corrente se anular também os valores

de \vec{B} e \vec{H} se tornarão nulos, assim como a energia magnética na bobina. Se os valores da corrente forem reduzidos para metade também os valores de \vec{B} e \vec{H} serão reduzidos para metade. É sabido que um sistema linear mantém-se linear se for alterado por componentes também lineares, pelo que a relação de directa dependência e de unicidade entre a corrente eléctrica e os valores de \vec{B} e \vec{H} também se verificam na bobina alterada da configuração inicial com núcleo de ar pela adição de um componente que é linear no contexto vertente.

Considere-se a rotação de 90° da peça em torno do seu eixo principal. Todos os pontos do espaço ocupado pela peça rodaram 90° , alterando a posição relativa ao condutor com corrente eléctrica e, conseqüentemente, alteraram os seus estados energéticos. Pela relação unívoca, proporcional e instantânea, cada ponto ganhou ou perdeu energia quando alterou a sua posição no espaço. Contudo e pelas mesmas razões de unicidade, proporcionalidade e instantaneidade, em todos os pontos da peça o somatório dos acréscimos de energia é igual ao somatório das diminuições de energia. Cada ponto ocupa o espaço deixado pelo seu anterior na trajectória circular. A energia magnética alterou-se em toda a peça de forma instantânea, mantendo o valor total antes do movimento de rotação,
$$W_{peca} = \frac{1}{2} \iiint B^2 dv.$$

Unicidade, proporcionalidade e instantaneidade em cada ponto do espaço significam a ausência de qualquer mecanismo de memória quanto ao estado energético anterior. Por outro lado, aos terminais da bobina não foi sentida qualquer alteração de fluxo magnético quando a peça rodou 90° , pelo que não foi necessário fornecer ou receber energia aos terminais da bobina. Se $\Delta W_{peca} = 0$ e não considerando outras formas de energia que não sejam as relacionadas com o campo e energia magnética (não considerando, portanto, a inércia da peça), a energia necessária para mover a peça foi nula, ou seja, $\Delta W_{peca} = T_{binario} \times \Delta \Theta_{angulo} = 0$, o que significa binário nulo.

A permeabilidade magnética da peça cilíndrica introduzida poderá ser muito superior à do ar ou do vácuo ($\mu \gg \mu_o$). Em materiais ferromagnéticos, como a liga FeSi (1,5%Si), a permeabilidade magnética relativa atinge valores de várias unidades de milhar. Numa peça com $\mu \gg \mu_o$ considere-se que a peça colocada no núcleo da bobina ainda tem uma relação unívoca e proporcional em todos os pontos, mas não linear, entre os valores do campo magnético de excitação (Hc) e o estado de magnetização (Bp), conforme se representa em a) da figura 2.5.

Nestas condições todos os pontos da peça alteram o seu estado de magnetização em módulo e sentido ao longo de uma rotação da peça. A partir de valores superiores a Hcs cada ponto tem a mesma densidade de campo Bcs . A simulação por elementos finitos da figura 2.2 realça este aspecto, encontrando-se todos os locais ou pontos da peça magnetizados com valores de densidade de campo muito aproximadamente igual a Bcs . A peça passou, então, duma situação desmagnetizada para a total magnetização, de forma contínua e gradual, mas todos os pontos da peça tomam o mesmo valor Bp quando Hc

aumenta gradualmente desde 0 a H_{cs} . Contudo, sendo a relação unívoca entre H_c e B_p , mesmo que cada ponto exiba uma relação não linear diferente da ilustrada na figura 2.5, sendo unívoca mantém-se a ausência de binário.

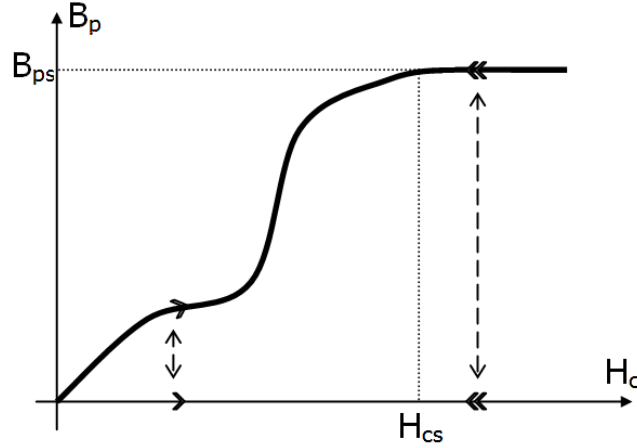


Figura 2.5: Relação não linear mas unívoca entre campo de excitação e magnetização, em qualquer ponto da peça.

A relação entre H_c e B_p terá de ser gradual, como ilustrado. Se assim não fosse, ou seja, se todos os pontos se magnetizassem tomando dois valores possíveis (desmagnetizado e B_{ps}), a curva passaria a ser uma função tipo degrau. Designando-se por S a área da bobina, Φ é o fluxo magnético total que atravessa cada bobina em determinado instante: $\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$. A Lei de *Faraday* permite obter a tensão eléctrica aos terminais da

bobina através da expressão $v = N \frac{d\Phi}{dt}$. Então, se todos os pontos da peça se magnetizassem instantaneamente e em simultâneo $N \frac{d\Phi}{dt} = \infty$, o fluxo de energia eléctrica, ou potência eléctrica, aos terminais da bobina $P = v \cdot i = \infty \cdot i = \infty$. Se assim fosse, com uma pequena corrente e um enrolamento de bobina adequado, podia-se obter um fluxo infinito de energia, uma situação impossível de acontecer.

A curva de magnetização gradual em cada ponto mas simultânea para todos os pontos da peça, adequa-se à impossibilidade de existência de fluxos de energia com valor infinitamente grande. Mas a simultaneidade e unicidade entre H_c e B_p significa, ainda, ausência de binário. Ainda significa uma relação directa entre a energia magnética em cada um e em simultâneo para todos os pontos da peça e os fluxos de energia aos terminais da bobina: é nula a energia eléctrica convertida em magnética numa volta completa da peça, dado que acréscimos de energia magnética nuns pontos são compensados por decréscimos, com o mesmo valor, em decréscimos de energia noutros pontos.

A magnetização é um estado energético da matéria [20], [131], [33], [34], [125], [29], [21]. Todo o tipo de material magnetiza-se gradualmente. Enquanto processo de transformação e transferência de energia a magnetização evoluirá, na perspectiva macroscópica,

por acréscimos ou decréscimos finitos. Como é arbitrário considerarem-se valores para as dimensões da peça, as considerações de magnetização gradual dos materiais também se colocam em dimensões atômicas. Mas, no início do séc.XX, em 1907, *Pierre-Ernest Weiss* descobriu que o momento magnético de grupos de átomos orientam-se na mesma direcção, até mesmo na ausência de campos magnéticos externos, ou de excitação, H_c .

Verificou-se, experimentalmente, que os inúmeros e microscópicos espaços, ou domínios, dentro dos quais estão alinhados em direcção e sentido todos os momentos magnéticos resultantes dos *spins* e órbitas dos electrões desemparelhados dos átomos, tinham as maiores dimensões lineares da ordem do micro metro, em volumes ocupados por cerca de 10^6 a 10^9 átomos, com cerca de 10^{10} a 10^{18} momentos magnéticos. Neste alinhamento generalizado, o interior de cada domínio encontra-se no estado de saturação magnética. Domínios vizinhos tinham orientações diferentes. A natureza mostrou que simultaneidade de magnetização em todos os pontos de uma peça face ao mesmo estímulo externo não existe. Também ficou demonstrado que mesmo na ausência de estímulo externo a peça pode estar magnetizada nalguns volumes do seu interior, um efeito macroscópico já conhecido desde a antiguidade com a magnetite.

Se em cada domínio a direcção dos momentos magnéticos é alterada em simultâneo para todos os átomos, a explicação para a inexistência de fluxos infinitos de energia é realçada, na sucessiva experimentação, pela importância dos limites ou paredes entre domínios, no processo energético da magnetização, estudo com origem nos trabalhos de *Felix Bloch* em 1932, daí a denominação de “paredes de *Bloch*”.

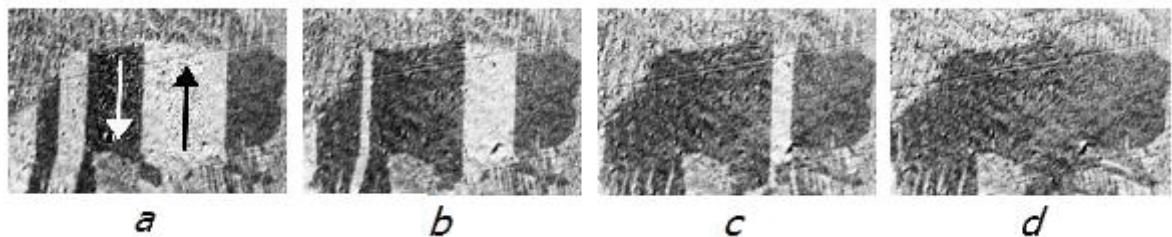


Figura 2.6: Num grão de aço silício não orientado é visível a orientação dos domínios magnéticos em dois sentidos e que se vão alinhando numa sentido predominante, conforme a sequência de “a” a “d”.

Permitindo a natureza somente fluxos de energia finitos, os materiais só poderão apresentar três situações possíveis quanto à magnetização: totalmente desmagnetizados, onde cada ponto tem uma permeabilidade magnética igual à do vácuo $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} Hm^{-1}$; parcialmente (des)magnetizados, onde em pequenas regiões do espaço existem pontos não magnetizados, onde a permeabilidade magnética é a mesma que a do vácuo mas também existem pontos magnetizados onde a permeabilidade magnética é $\mu_0\mu_r H$; e totalmente magnetizados, onde todos os pontos dos materiais têm a permeabilidade magnética dada pela expressão $\mu_0\mu_r H$ [49], [29], [125], [33]. A peça atinge a saturação magnética quando

se encontra nesta última situação. São os contributos totais e individuais da magnetização de cada ponto que define o estado de magnetização da peça. De facto, a órbita de um electrão produz campo magnético; alinhando esse campo magnético do electrão com o campo magnético envolvente resulta num reforço quântico do campo magnético total.

Os diversos domínios de *Weiss* são espaços existentes na estrutura dos materiais ferromagnéticos que estão em equilíbrio energético. Sómente em valores suficientemente elevados do estímulo H_c toda a peça se poderá comportar como se de um único domínio se tratasse, atingindo o material, então, o estado de saturação magnética. Os limites ou fronteiras entre domínios são regiões onde os momentos magnéticos mudam gradualmente de direcção, num processo de equilíbrio energético.

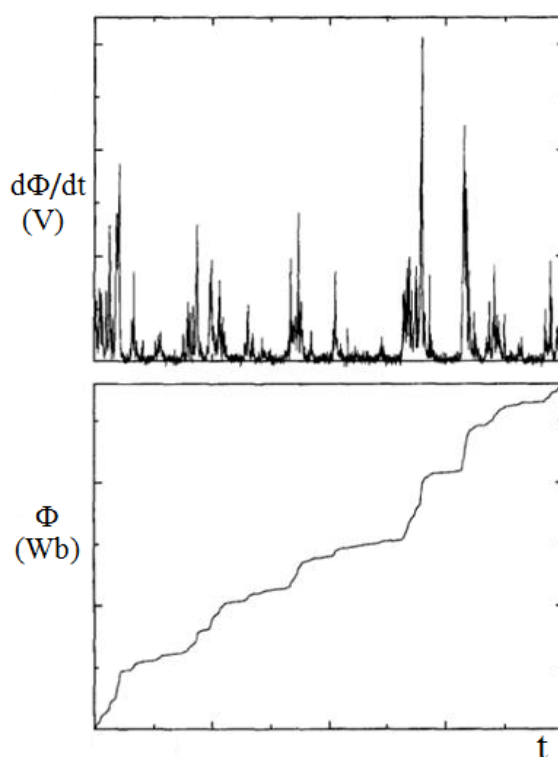


Figura 2.7: Efeito Barkausen: a magnetização incremental produz variações momentâneas do fluxo magnético.

O carácter simultâneo de magnetização dentro de cada domínio, a par da magnetização gradual dos domínios existentes numa peça foi evidenciado em 1909 por *Heinrich Georg Barkhausen* com a audição de ruído num altifalante, ruído este produzido pelas tensões induzidas nos terminais de uma bobina enrolada em torno de uma peça de material ferromagnético, quando próximo deste se movimentava um campo magnético de excitação. Os incrementos de magnetização da peça foram audíveis, por efeito da Lei de indução de *Faraday*.

Além das mudanças por incrementos finitos, o instante e o valor da alteração do estado de magnetização de um determinado domínio é de cariz aleatório, probabilístico, depen-

dente de vários factores, como sejam a temperatura, a energia cinética transferida para a estrutura cristalina por colisões mecânicas, a forma da peça e elementos constituintes do material. Sendo um fenómeno essencialmente energético, a abordagem ao comportamento magnético dos materiais é similar aos estudos da energia nos materiais, abrangendo o domínio quântico [24], [132], [131], [20].

Cada domínio altera o seu estado de magnetização em função do ambiente que o rodeia, ou seja, em função do estado de magnetização dos domínios vizinhos e do campo externo de excitação magnética. A magnetização deixa de ser simultânea em todos os domínios face ao estímulo externo. A relação entre H_c e B_p deixa de ser unívoca, para passar a ser, no mínimo biunívoca, para o mesmo valor de H_c .

Não sendo simultânea a magnetização e tendo em conta que cada domínio tende a manter o seu estado de magnetização, resistindo a mudanças impostas do exterior, tal significa desalinhamentos entre a orientação do campo externo que excita a peça e a orientação do campo magnético da própria peça. Tem-se, portanto, binário. A histerese traduz o desalinhamento destes dois campos, a relação não unívoca entre ambos os campos, a existência da importante característica que consiste no binário. Sem histerese não há binário, não há transferência ou conversão de energia. A rotação em 90° entre a peça e o campo magnético de excitação, acima mencionado como isenta de conversão de energia em todos os pontos e, conseqüentemente, ausente de binário, na realidade passa a ser possível realinhar todos os pontos na mesma direcção e sentido, mas sempre à custa do dispêndio de energia necessário para realinhar os diversos domínios da peça:

$$E_{\text{energiamecanica}} = T_{\text{binario}} \times \theta_{\text{angulo}}$$

2.2 A formalização da histerese

Saber qual o estado de magnetização de uma peça é fundamental para cálculos de binários, de potências ou de energia. Mas ainda não existe uma conceptualização que generalize a manifestação histerética nos mais diversos domínios da natureza. Por este motivo, as diversas técnicas de modelização têm erro associado, que importa gerir no processo de concepção de máquinas eléctricas.

Caso fosse possível conhecerem-se todos os estados magnéticos de todos os domínios de uma peça, seria verosímil optar-se pela contabilização ou integração das formas, orientações e módulos magnéticos de todos os domínios, para se saber o estado de magnetização da peça. Contudo, mesmo sem alteração do campo externo de excitação, dado que a relação entre os domínios e as paredes de *Block* é marcadamente energética [20] [131] [84] [24], a natureza probabilística da energia impõe que as paredes de *Block* alterem o posicionamento geométrico mesmo sem o controlo absoluto do exterior, macroscópico. O aparente método da contabilidade teria de resultar, também, em algo probabilístico.

Não é possível conhecerem-se todos os domínios de uma peça, porque estes alteram as suas dimensões devido a vários factores, chegando mesmo a extinguir-se por fusão com outros domínios. O ciclo de histerese dos materiais ferromagnéticos elaborado a frequências muito baixas, quase em situação estática, é mais estreito que o ciclo de histerese obtido a maiores frequências do estímulo externo H_c . Os modelos lineares não têm aplicação directa, dada a natureza não linear da histerese, a não ser em partes do ciclo de histerese, mesmo assim com as devidas adaptações ou aproximações, isto é, com erro associado. Até se atingir a saturação, o estado de magnetização de cada ponto ou região da peça depende dos processos de magnetização anteriores.

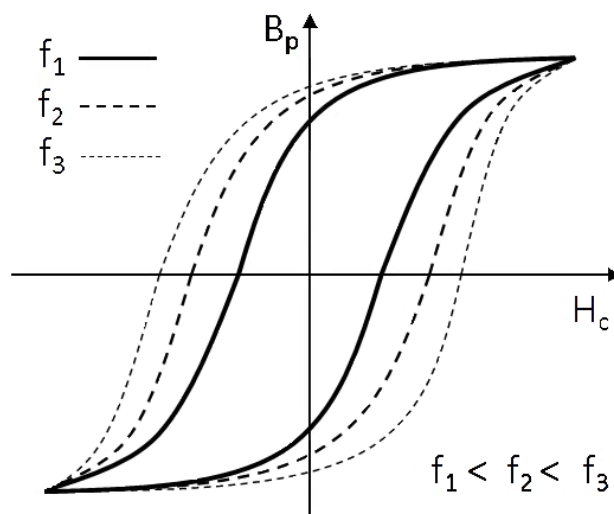


Figura 2.8: Aumentar a frequência do campo externo de excitação, H_c , provoca alargamento do ciclo de histerese num ponto, pequena ou grande região ou mesmo em toda a peça sujeita à magnetização.

Por estes motivos as técnicas de modelização da histerese evoluíram, genericamente, em três grupos: analíticas, fenomenológicas e de elementos finitos.

Os modelos fenomenológicos assentam na concepção de operadores, ou comutadores, que exibem as características do comportamento físico ou histerético dos materiais e no contexto onde são aplicados. A discretização do volume da peça a analisar caracteriza este tipo de modelos. Existem modelos dirigidos para a histerese magnética, outros para o comportamento histerético das deformações elástico-plásticas, para a fricção, etc. São exemplos de modelos fenomenológicos o modelo de *Franz Preisach*, de *Pierre Duhem* e o de *Prandtl-Ishlinskii* [23], [20], [84], [139], [85], [23]. É vasta a literatura e o número de modelos propostos, em vigor ou em desenvolvimento aplicacional, pelo que importa realçar a oportunidade de aplicação.

O modelo de *Preisach*, por exemplo, está baseado num comutador, uma função cujo contra-domínio tem dois valores possíveis e que significam a magnetização numa determinada região do material. Esta região poderá ser de dimensões nulas (pontual), uma pequena região como um domínio, ou a totalidade da peça.

O número de comutadores é determinado pelo utilizador, tendo em conta o rigor pretendido. Definir o número de comutadores e as condições que provocam a mudança do estado de magnetização é o desafio que se coloca à utilização deste e dos modelos fenomenológicos baseados em entidades elementares.

Os modelos deste tipo apresentam potencialidades adequadas às vicissitudes dos diversos ambientes (magnetismo, elasticidade-plasticidade, fricção, etc), mas a adaptação à realidade dos materiais carece de “afinação” do modelo.

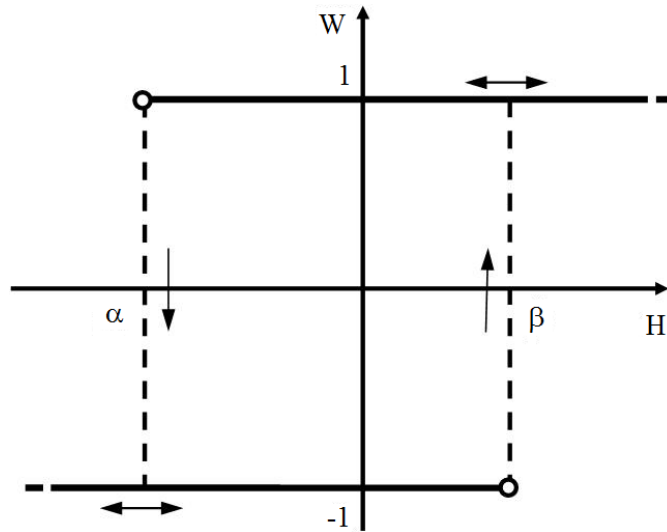


Figura 2.9: Comutador de Preisach.

O modelo discreto de *Preisach* visou a modelização da histerese magnética em materiais ferromagnéticos, embora se reconheça a oportunidade para generalizar a sua aplicação noutros contextos. Algumas das melhorias ao modelo consistiram em evoluir, entre outras, o pressuposto inicial da independência da comutação de um ponto do material face à comutação de pontos vizinhos, o tornar o modelo multidimensional e adaptar o modelo original determinístico ao carácter probabilístico da comutação, em torno dos valores dos estímulos que provocam essa comutação [85].

O domínio do comutador são os valores do estímulo magnético aplicado ao material (H_c). A figura 2.8 ilustra um comutador de *Preisach*, que inclui histerese entre α e β , funcionamento traduzido na seguinte função:

$$W(H_c) = \begin{cases} 1 & \text{para } H_c \geq \beta \\ W & \text{para } \alpha < H_c < \beta \\ -1 & \text{para } H_c \leq \alpha \end{cases}$$

onde W mantém o valor de 1 se o comutador tiver sido estimulado por $H_c \geq \beta$ e desde que $H_c > \alpha$; W mantém o valor -1 se o comutador tiver sido estimulado por $H_c \leq \alpha$ e

desde que $H_c < \beta$. Entre α e β W evidencia um efeito de memória. Se se igualar α a β não há efeito de memória, o ciclo de histerese anula-se, a função transforma-se numa função degrau, mas mantém-se em evidência a incrementação do estado de magnetização dos materiais e a aplicabilidade do modelo neste pressuposto.

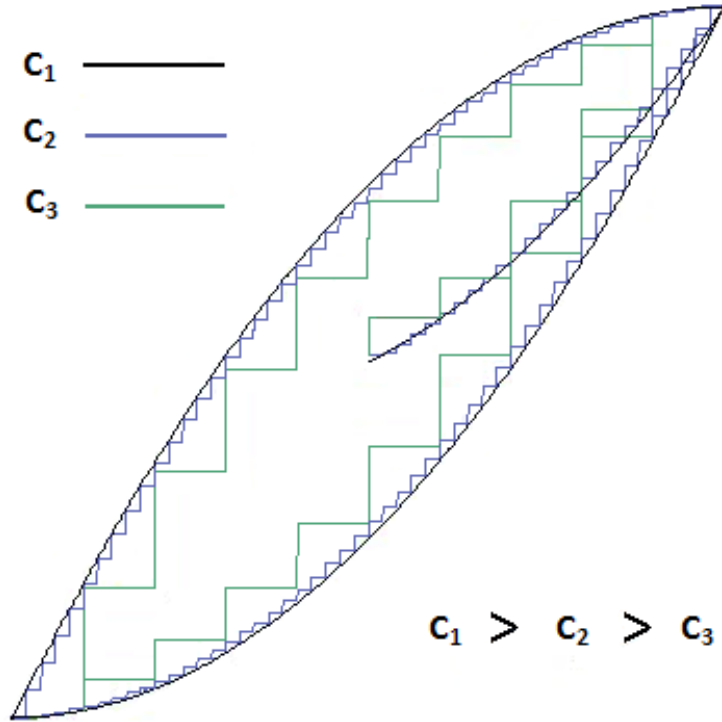


Figura 2.10: Ciclo de histerese pelo modelo discreto de Preisach, em quantidades diferentes de comutadores utilizados, C .

O comutador representa a magnetização num ponto do material ou numa pequena região deste, pelo que o estado de todo o material resulta do somatório de um número suficientemente grande de comutadores:

$$B(t) = \sum_{i=1}^n \mu_i W_{\alpha_i \beta_i} [t_0, \lambda_0] H_c(t)$$

onde μ_i é o coeficiente ou peso de cada comutador, $W_{\alpha_i \beta_i}$ o estado de cada comutador na relação existente entre os valores de comutação α_i e β_i (cada comutador tem os seus próprios valores de α e β), sendo $[t_0, \lambda_0]$ o estado inicial de cada comutador (instante inicial t_0 e estado de magnetização λ_0).

A modelização da histerese baseada em elementos ou comutadores discretos tem inúmeras variantes [52], [139].

Os modelos analíticos foram dos primeiros a ser utilizados no estudo do motor de histerese [30], [31], [32], [124], [6], [92], [106]. A modelização baseia-se, normalmente, na aproximação global ao comportamento histerético do material por vários segmentos de

recta, traduzidas em figuras linearizadas tanto quanto possível, como é o caso do modelo de *M.A.Copeland* e *G.R.Slemon* (1963). A curva de magnetização está associada às equações que, efectivamente, formalizam o cálculo, [124], [92], [91].

No modelo de *Copeland-Slemon* o ciclo de histerese foi aproximado conforme ilustra a figura 2.11, inclusive para um ciclo menor, também ilustrado na figura. O modelo aplica-se ao componente como um todo, característica comum aos modelos analíticos.

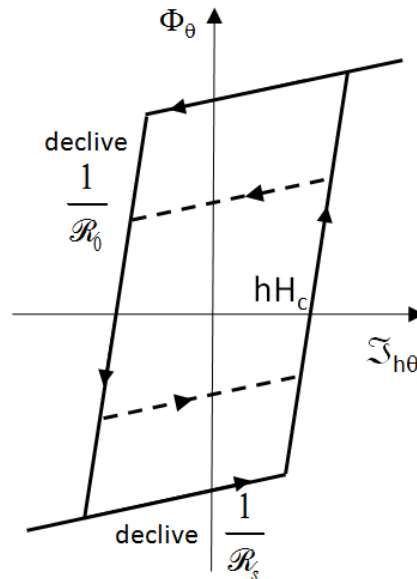


Figura 2.11: Modelo analítico de *M.A.Copeland*.

Para facilitar os cálculos, as inclinações dos segmentos de recta nas zonas de saturação e nas zonas de subida e descida do ciclo, foram traduzidas nas relutâncias \mathcal{R}_0 e \mathcal{R}_s , sendo \mathcal{R}_g a relutância do entreferro.

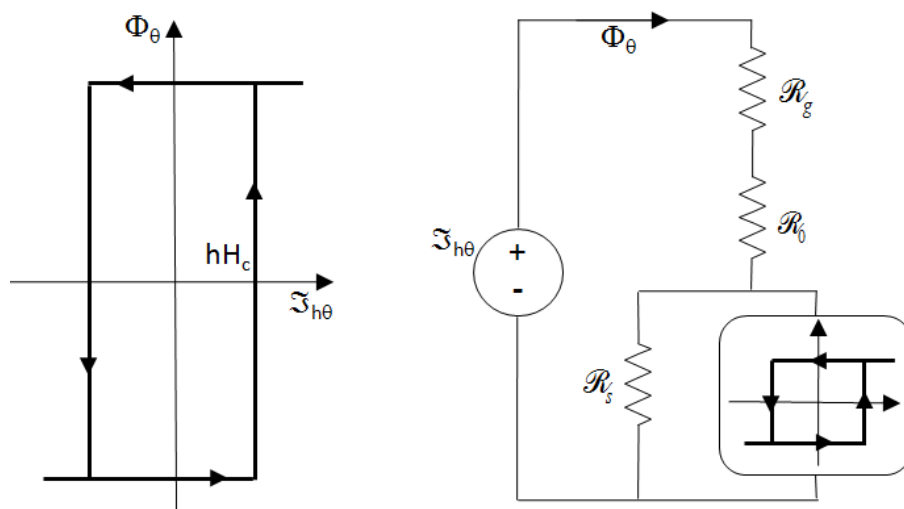


Figura 2.12: Adaptação ou operacionalização do modelo de *Copeland*.

Nas figuras 2.11 e 2.12, hH_c corresponde à força magnetomotriz que provoca a comutação do sentido do fluxo magnético. O ciclo de histerese, simplificado para incluir somente dois valores de Φ_θ no circuito, implica a acção do utilizador (eventualmente um programa [56]) para definir o seu estado. A modelização está desenvolvida para uma unidade angular (θ), sendo h a espessura da manga rotórica de material ferromagnético.

O aperfeiçoamento deste tipo de modelos decorre, principalmente, das alterações introduzidas nas curvas dos ciclos de histerese. Por exemplo, *S. Miyairi* e *T. Kataoka* (1965)[78] desenvolveram um modelo analítico baseado na forma elíptica do ciclo de histerese. A evolução deste tipo de modelos continua activa, com constantes evoluções [25], [7], como seja o recente trabalho de *J.J.Nitao*, *E.T.Scharlemann* e *B.A.Kirkendall* (2009) [55].

A técnica numérica ou método de elementos finitos, assenta na resolução de problemas de fronteira para equações diferenciais parciais através da disposição em sistemas de equações lineares. Faz-se a discretização do volume a estudar, em vários subvolumes, resolvendo-se as condições de fronteira em cada unidade volumétrica elementar e respectiva resolução generalizada, por técnicas numéricas, da interacção entre todos os subvolumes [3], [63]. As condições de fronteira e de magnetização pelo comutador de *Preisach* poderão ser exploradas em conjunto [73].

Esta técnica de modelização e análise é utilizada neste trabalho com a utilização dos programas FEMM (*Finite Element Method Magnetics*) e FLUX2D.

2.3 Campo magnético girante

Tanto no motor de histerese convencional como no superconductor, o rotor cilíndrico encontra-se inserido num campo magnético girante, produzido num estator de características comuns, campo magnético obtido pela sobreposição de forças magnetomotrizes resultantes de correntes nos enrolamentos do estator. Como forma de melhor aproveitar o efeito das correntes no estator, os enrolamentos deverão cumprir critérios e princípios de simetria, assuntos desenvolvidos mais adiante no capítulo “enrolamentos multifásicos e multipolares variáveis”.

Tendo em conta o objectivo do presente trabalho, além de se caracterizarem as forças magneto motrizes, importa avaliar as oportunidades quanto às velocidades disponíveis ou possíveis de obter dos enrolamentos e respectivos estatores.

Neste contexto de simetria de forças magneto motrizes, com p pólos por fase e existindo m fases desfasadas geometricamente de $\frac{2\pi}{m}$, sendo o desfasamento em tempo na corrente que percorre duas fases geometricamente consecutivas de $\frac{2\pi}{m}$, a expressão que traduz a

força magnetomotriz total obtém-se da expressão:

$$|F_1| + |F_2| + \dots + |F_m| = \frac{m}{2} \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos \left(\omega t - \frac{p}{2} \theta \right)$$

2.4 Binário

Funcionando em modo síncrono, considere-se que o rotor se encontra magnetizado numa direcção constante relativamente a coordenadas fixas ao próprio rotor. O ângulo α significa a diferença de orientação entre os campos magnéticos do rotor (resultante de orientações de domínios que não alinham com o campo produzido no estator) e do campo girante produzido pelas correntes do estator. Nestas condições o valor do binário T_d é dado pela expressão geral, quando for θ o desalinhamento angular entre os campos do estator ($\Phi_{estator}$) e do rotor (Φ_{rotor}):

$$T_d = \Phi_{estator} \cdot \Phi_{rotor} \cdot \text{sen} \theta$$

O desalinhamento entre as linhas dos dois campos magnéticos faz-se sentir principalmente no entreferro quando há pouca penetração do campo magnético do estator no interior do rotor, e em maior profundidade no rotor, consoante a maior proximidade deste do estado de saturação. Em funcionamento síncrono e para pequenas alterações de carga, a alteração de θ poderá alterar o estado de magnetização nalguns pontos do rotor, mas a restante maioria de pontos do rotor mantém o estado de magnetização, antes da alteração de θ .

Se o binário de carga for superior a T_d e no caso do campo produzido pelas correntes do estator não serem suficientes para penetrar no interior do rotor e alterar significativamente o estado de magnetização deste, o comportamento da máquina de histerese é semelhante ao do motor síncrono em situação de “pull-out”.

Com forças magneto motrizes do estator capazes de penetrar e magnetizar parte do rotor, numa volta completa do campo girante, todos os pontos magnetizáveis pelo estator exibirão um ciclo de histerese. Os pontos do rotor não magnetizáveis pelo estator, tendem a manter o mesmo estado de magnetização, eventualmente interferem indirectamente com o campo girante, pelo efeito que exerce na camada magnetizável pelo estator. A camada magnetizável estará, portanto, sujeita a dois efeitos magnetizantes.

Em modo assíncrono e independentemente dos mecanismos microscópicos da magnetização, identifica-se um estado geral de magnetização do rotor com uma direcção que se encontra em atraso angular α relativamente ao campo girante do estator.

Como há desalinhamento entre campos magnéticos tem-se binário, que será o mesmo para diferentes valores da diferença de velocidades entre o campo magnético girante e a rotação do rotor, afirmação que só será verdadeira se não existirem perdas por correntes induzidas, ausência de alterações no ciclo de histerese com a frequência de (des)magnetização, atritos, etc. Somente se considera a energia associada ao ciclo de histerese.

Nestas condições, todo o fluxo de energia eléctrica que entra no estator será convertido em energia de (des)magnetização do rotor e em energia mecânica no mesmo rotor:

$$Pot_{elec} = Pot_{hist} + Pot_{mec}$$

A frequência dos ciclos de histerese decorre da diferença entre as velocidades do campo magnético girante e do rotor:

$$f_{hist} = K(\omega_s - \omega_r)$$

onde ω_s é a velocidade síncrona ou do campo girante e ω_r a velocidade do rotor.

Sendo o fluxo de energia de (des)magnetização ou de histerese obtida pela expressão:

$$Pot_{hist} = W_{hist} f_{hist} = Vol. A_{hist} \cdot f_{hist}$$

$$Pot_{mec} = Pot_{elec} - Pot_{hist} = Pot_{elec} - Vol. A_{hist} \cdot f_{hist}$$

$$Pot_{mec} = Pot_{elec} - Vol. A_{hist} \cdot K(\omega_s - \omega_r)$$

Atendendo ao caso particular no arranque da máquina, quando $\omega_r = 0$ e $Pot_{mec} = 0$,

$$Pot_{elec} = Vol. A_{hist} \cdot K \cdot \omega_s$$

obtendo-se a relação

$$Pot_{mec} = Pot_{elec} \frac{\omega_r}{\omega_s}$$

Esta expressão traduz a relação linear entre a potência de histerese e a potência mecânica [112]. Para a mesma potência eléctrica, a repartição entre o fluxo de energia de magnetização e o fluxo de energia mecânica, em função da diferença das velocidades de rotação ω_s e ω_r está ilustrado na figura 2.13.

O binário obtido no veio do motor, $T_{hist} = \frac{Pot_{mec}}{\omega_r}$, tem-se:

$$T_{hist} = Vol. A_{hist} \cdot K$$

um valor constante, independentemente da diferença de velocidades entre ω_s e ω_r , até se atingir a velocidade síncrona.

A espessura do anel rotórico pode ser aproximadamente determinada, considerando

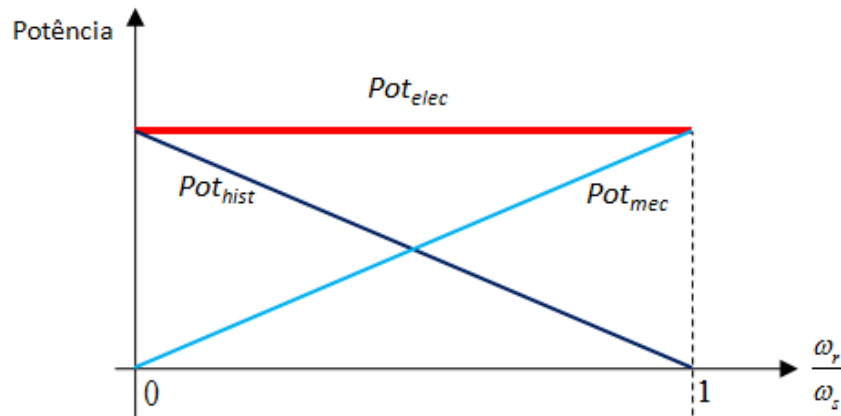


Figura 2.13: Potência eléctrica: repartição linear entre potência mecânica e de magnetização, ou de histerese.

que o ciclo de histerese, de área A , é evidenciado em todos os pontos, para a mesma excitação do estator [112]. Por outras palavras, todos os pontos do anel estão claramente em saturação [136], [57], [112].

Capítulo 3

Materiais supercondutores

Os avanços nas tecnologias de arrefecimento para muito baixas temperaturas, possibilitaram que no início do século XX (10 de Julho de 1908, *Leiden*, Holanda) o físico holandês *Heike Kamerlingh Onnes* conseguisse pela primeira vez arrefecer materiais a temperaturas até então nunca atingidas, em valores inferiores a 4,2°K. A técnica de arrefecimento com base no efeito resultante da expansão dos gases e descoberta por *James P. Joule* e *William Thompson* foi um precioso contributo, tendo-se liquefeito o hélio em alguns mililitros (mais tarde a rotina de produção de hélio permitia 0,28 litros por hora)[35]. Pretendia-se compreender o comportamento dos materiais em tão baixas temperaturas, um tema que ainda tem actualizada importância, e verificou-se que o mercúrio deixava de ter resistência à passagem da corrente eléctrica.

O cobre e o alumínio são materiais bons condutores de corrente eléctrica e a sua aplicação generalizada torna-os fundamentais no contexto electrotécnico actual. Sendo ρ a resistividade, a temperaturas próximas de 25°C o cobre apresenta $\rho = 1,75 \times 10^{-6} \Omega.cm$. A temperaturas de alguns graus Kelvin a resistividade do cobre é mil vezes menor. Por sua vez, verifica-se que os materiais no estado de supercondutividade apresentam valores de $\rho < 10^{-23} \Omega.cm$.

O significativo abaixamento da resistividade do cobre com a diminuição da temperatura ainda significa perdas consideráveis de energia por efeito de *Joule*, em aplicações de elevada potência. Suponhamos uma bobina com 0,2m de diâmetro e 10.000 espiras de fio de cobre com secção quadrada de 0,3mmx0,3mm: a 300°K a bobina apresenta 1 Ω [76]; a 4,2°k tem 0,01 Ω ; a 300°K atravessada por 20A liberta 400W em calor; mas a 4,2°K ainda liberta 4W, enquanto os supercondutores libertam 0W.

3.1 Supercondutividade

Para criar o ambiente de baixa temperatura onde fossem inseridos os materiais a estudar, *H. K. Onnes* recorreu ao hélio, uma substância que liquidifica a temperaturas abaixo de 4,2°K e permanece líquido quase até ao zero absoluto (à pressão atmosférica), enquanto a maioria dos líquidos se torna sólido. Além disso o hélio é das substâncias menos reactivas que se conhece. O estado líquido do hélio significava, também, a adaptação às formas que as substâncias a estudar pudessem apresentar, assim levando as baixas temperaturas

a todas as partes das superfícies dos materiais. No arrefecimento por contacto directo dificilmente se consegue garantir as mesmas condições de acesso às baixas temperaturas para todos os locais da superfície dos materiais. Se se pretender movimentar o material no ambiente arrefecido, o arrefecimento por contacto directo oferece, à partida, dificuldades.

A resistência à passagem da corrente eléctrica nos materiais à temperatura de zero graus Kelvin consistia numa das dúvidas da ciência, que ainda hoje coloca desafios, um dos motivos para os trabalhos experimentais em que *H. K. Onnes* se envolveu. Neste contexto de investigação, em 1911, no laboratório de física da Universidade de Leiden e sob a supervisão de *H. K. Onnes*, o seu assistente *Gilles Holst* verificou que do mercúrio não se obtinham valores significativos de resistividade eléctrica, quando foi arrefecido a $4,15^{\circ}\text{K}$ ($-268,85^{\circ}\text{C}$), na figura 3.1.

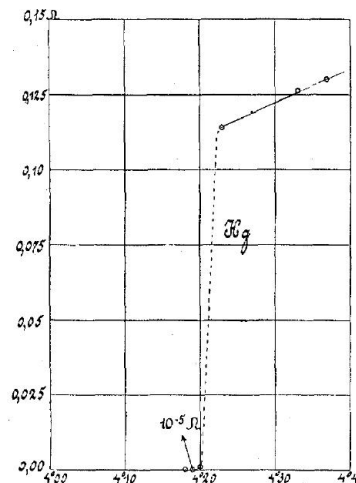


Figura 3.1: Primeira verificação de supercondutividade: mercúrio com resistividade eléctrica não mensurável.

H. K. Onnes esperava confirmar que os valores da resistividade decaíam com o aproximar do zero absoluto (fig. 3.2, curva c), em linha com os resultados obtidos pelas mais diversas experiências até então realizadas. A 0°K a resistividade deveria ser nula, portanto. Este entendimento consistia numa das abordagens teóricas sobre a resistividade dos materiais, mas a necessitar de ser confirmada, teoria assente na suposição de que a resistividade seria devida à obstrução que as vibrações térmicas do material implicavam no movimento dos electrões. Assim, à temperatura de zero graus Kelvin, a ausência de vibrações na estrutura dos materiais significaria resistividade com valor nulo.

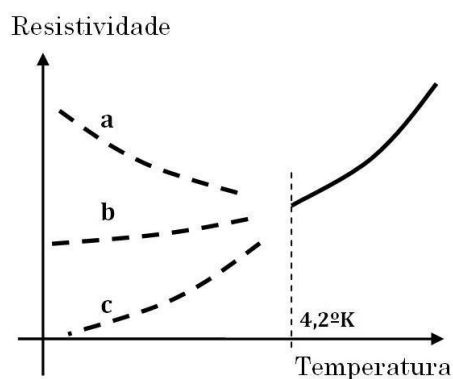


Figura 3.2: Diferentes teorias para resistividades em 0°K .

Concorrendo com esta teoria estavam os contributos de *William Thompson (Lord Kelvin)* que apontavam estar a temperatura originada na energia cinética das partículas e, assim, no zero absoluto a matéria não teria energia cinética e a resistividade seria infinita (fig. 3.2, curva a).

Noutra teoria (fig. 3.2, curva b) a resistividade numa estrutura pura seria nula a 0°K mas, como nunca se conseguiria uma estrutura perfeita, existiria sempre uma resistividade residual. Além disto haveria também que contar com a possibilidade de tornar inactivos os electrões que con-

tribuissem para a formação da corrente eléctrica, através de algum processo como o da condensação das partículas, motivado pelas baixas temperaturas. Nenhuma teoria o previra, mas a novidade do comportamento físico do material pela inexistência de resistividade contribuiu para que *H. K. Onnes* fosse reconhecido pelas "...suas investigações nas propriedades da matéria em baixas temperaturas e que levaram, entre outras, à produção do Hélio no estado líquido...", assim entrando em 1913 para a lista dos granjeados com o prémio Nobel da Física. Desde então a evolução tecnológica já permite, em ambiente de rotina, fazer uso de temperaturas milhões de vezes mais baixas do que 4,2°K. A curva b da fig. 3.2 é a que mais condiz, na actualidade, com os resultados obtidos das medições.

Nos metais a corrente eléctrica é constituída por electrões livres. Em muito baixas temperaturas é teoricamente plausível imaginar que os electrões possam atravessar a matéria, esta com uma estrutura perfeita ou periódica, sem sofrerem desvios nas suas trajectórias e, portanto, sem limitações aos seus movimentos. E, assim sendo, na perspectiva macroscópica o material não ofereceria resistência à corrente eléctrica. Contudo, muito dificilmente se conseguem estruturas periodicamente perfeitas. Por outro lado e cumulativamente, as temperaturas diferentes do zero absoluto significam energia calorífica, o que motiva vibrações nos constituintes da estrutura (em valores quânticos, designadas por fonões) que anulam a periodicidade perfeita da estrutura e, por isto, a resistividade dos metais apresenta valores baixos ou residuais, mesmo a temperaturas próximas do zero absoluto.

Em todo o mundo e por um período de quinze anos só *H.K.Onnes* produzia hélio líquido, até ser implementada a produção de hélio líquido em Berlim, 1923, e em Toronto, 1925 [43]. Os conhecimentos científicos decorriam, entretanto, das actividades de *H. K. Onnes*.

Nos primeiros estudos (1912) pretendeu-se conhecer até que ponto a supercondutividade se manteria em função das correntes que atravessassem o material. A 2,45°K verificou-se que o mercúrio suportava a densidade limite de 1000A/mm², valor a partir do qual o mercúrio retomava valores mensuráveis de resistividade, deixando o estado superconductor. Estes valores limite de corrente eléctrica tomaram a designação de "corrente crítica"; a temperatura que tornava nula a resistividade dos materiais designou-se "temperatura crítica". Também em 1912 se verificou que o estado superconductor desaparecia quando o material era sujeito a um campo magnético, mesmo de valor baixo, da ordem das centésimas de Tesla, um campo magnético "crítico".

| Material | Tc(°K) | Bc(T) |
|----------|--------|--------|
| Hg | 4,2 | 0,0413 |
| Al | 1,2 | 0,0099 |
| In | 3,4 | 0,0276 |
| Sn | 3,7 | 0,0306 |
| Zn | 0,9 | 0,0053 |
| Ta | 4,5 | 0,083 |
| Pb | 7,2 | 0,0803 |

Figura 3.3: Temperaturas e campos magnéticos críticos em metais.

A resistividade nula significava, tal como hoje, oportunidades tecnológicas. Em 1913 *H.K.Onnes* tentou, sem sucesso, colocar em funcionamento uma bobina construída com chumbo no estado superconductor, naquilo que seria uma aplicação electrotécnica de elevada importância. O objectivo era produzir campos magnéticos até 10T, muito além do que seria possível com condutores metálicos convencionais. Atribui-se o insucesso aos campos magnéticos produzidos pela própria corrente eléctrica. De facto e como se pode observar na figura 3.3, valores mais elevados encontram-se nos campos magnéticos resultantes das conversões de energia associados à actividade humana, como sejam os motores eléctricos ou os transreceptores em comunicações. A procura por outros elementos continuou, sobretudo dirigida aos metais que são condutores à temperatura ambiente. O próprio *H.K.Onnes* foi o primeiro a estudar a supercondutividade em ligas metálicas. Mas os materiais que foram sendo estudados desde a descoberta do estado superconductor eram simplesmente considerados condutores perfeitos. Assim permaneceram entendidos durante vinte e dois anos, desde a descoberta da supercondutividade, até 1933.

Admitindo que a característica única da supercondutividade seria a da obtenção de condutores perfeitos, a resistência eléctrica seria nula, $R = 0\Omega$, em qualquer percurso para a corrente eléctrica no interior do condutor. Se ao condutor perfeito for alterado um campo magnético externo, a indução de forças electromotrizes no interior do condutor perfeito será imediata; mas, sendo $R = 0\Omega$ e abstraindo-nos da inércia dos electrões ou das partículas portadoras de carga, a reacção das correntes induzidas será, também, imediata, e o campo magnético produzido pelas correntes anularão as variações do campo magnético externo. Qualquer força electromotriz em qualquer caminho fechado no interior do condutor perfeito $E = IR = I0 = 0$. Sendo B_i o campo magnético no interior do condutor perfeito, $\frac{dB_i}{dt} = 0$. A figura 3.4 ilustra o caso extremo quando se obtém um condutor perfeito através do arrefecimento abaixo do valor da temperatura crítica, T_c , alteração de fase que ocorreria quando se encontrasse nulo o campo magnético externo, B_e : após se tornar condutor perfeito, quaisquer variações B_e serão contrariadas, resultando a manutenção de valor nulo para o campo magnético interno, B_i . Como são imediatas as reacções a variações de B_e , é nula a diferença de potencial em qualquer percurso no interior do condutor perfeito.

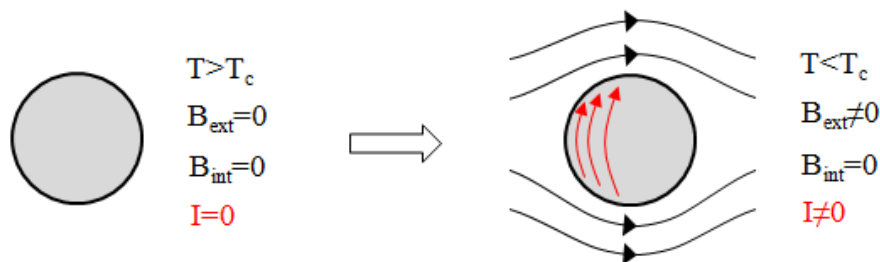


Figura 3.4: Condutor tornado perfeito quando envolto em campo magnético externo nulo, $B_e=0$ e $B_i=0$: reacção a alterações de B_e .

No caso da substância ter sido arrefecida abaixo de T_c , processo que decorreu quando no estado normal já se encontrava inserida num campo magnético externo $B_e \neq 0$, numa situação em que $B_i = B_e$, ao tornar-se condutor perfeito reagirá, também, a mudanças externas do campo magnético, por forma a que $\frac{dB_i}{dt} = 0$, mas desta vez no sentido de manter o valor campo magnético imediatamente antes da entrada em condutor perfeito (figura 3.5).

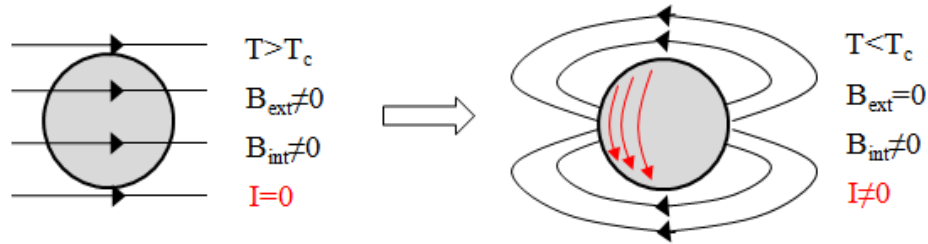


Figura 3.5: Condutor tornado perfeito enquanto inserido num campo magnético externo, B_e , não nulo: reacção a alterações de B_e .

Em 1933, Berlim, *Walther Meissner* e *Robert Ochsenfeld* verificaram que o campo magnético envolvente era sempre anulado no próprio material, quando este entrava na fase de supercondutividade. O comportamento do material revelava-se, portanto, diferente do condutor perfeito, conforme ilustra a figura 3.6. A experiência de *Meissner* incidiu num pedaço de chumbo em forma de agulha, cilíndrica, onde o campo foi aplicado longitudinalmente. Magnetismo e resistividade passariam a caracterizar a supercondutividade.

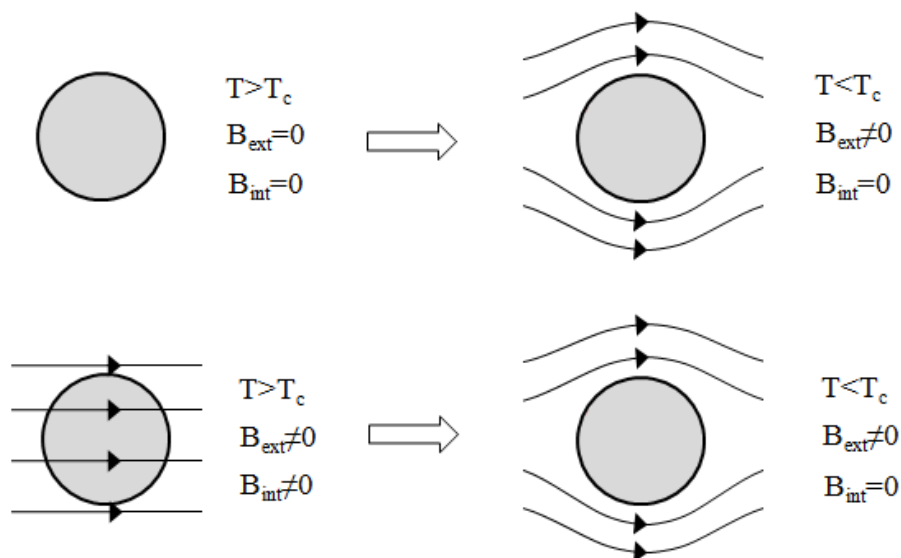


Figura 3.6: Efeito Meissner: quando entra na fase de supercondutividade o material anula o campo magnético no seu interior.

Dado que a interdição do campo magnético externo significa a produção de outro campo magnético, desta oposição de campos resultam forças mecânicas. Em 1945 o físico russo *V. K. Arkadyev* colocou num efeito de levitação um íman permanente sobre materiais supercondutores [43]. Apesar da oportunidade de aplicação deste efeito, as substâncias supercondutoras conhecidas então não permitiam a realização de aplicações em engenharia, dadas as pequenas forças existentes.

Experimentalmente verificou-se que a impossibilidade dos materiais mudarem para a fase supercondutora quando se encontravam envoltos num campo magnético a partir de determinado valor, que se passou a designar por campo magnético crítico B_c . Da experimentação obteve-se a seguinte relação entre B_c e a T_c :

$$B_c(T) \approx \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \cdot B_c(0)$$

A extracção da energia calorífica do material provoca neste a mudança para a fase supercondutora, para um estado de menor energia. Se a mudança de estado ocorrer no seio de um campo magnético, o material terá que dispender energia para expulsar o campo magnético no seu interior. Essa necessidade de absorção adicional de energia poderá superar a energia interna do material na T_c , implicando voltar o material ao estado normal. De forma geral, quanto maior o campo magnético externo menor a T_c .

A relação entre o campo magnético crítico e a temperatura está ilustrada na figura 3.8 para alguns elementos e alguns compostos, com base na extensa informação compilada em *Handbook of Chemistry and Physics*, [76] 2009, substâncias conhecidas até à década dos anos 60 do séc.XX.

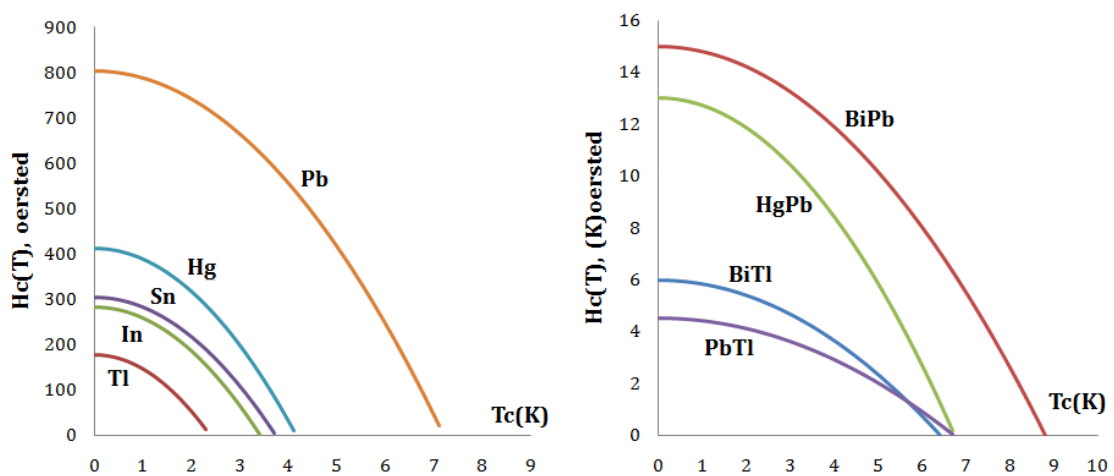


Figura 3.7: Relação entre temperatura crítica, T_c , e campo magnético crítico, H_c , para alguns elementos e compostos.

Os valores do campo magnético crítico e da temperatura também são afectados pela

corrente eléctrica. De forma geral, com o aumento da corrente eléctrica a mudança de fase é atingida em menores valores do campo magnético crítico e da temperatura crítica (figura 3.8). A corrente produz campo magnético, contribuindo para o campo magnético total que estimula o superconductor.

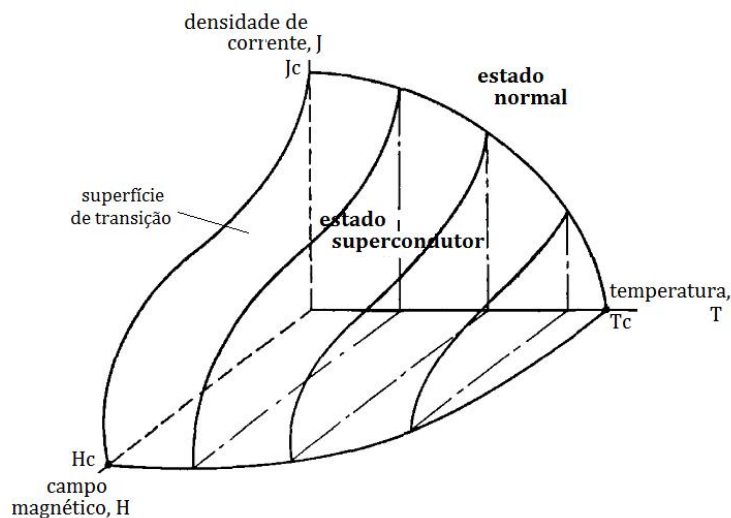


Figura 3.8: Superfície de transição entre a fase normal e a fase supercondutora, relacionando temperatura - campo magnético exterior - corrente eléctrica.

O efeito *Meissner* significa, também, diamagnetismo perfeito, a exclusão total do campo magnético externo para valores inferiores a H_c . Para valores superiores a H_c verifica-se a penetração total do campo externo, a ausência de magnetização. Na fase normal e nos materiais que se conhecem, a permeabilidade magnética do material, μ , é praticamente a mesma do ar ou vácuo. Esta mudança superconductor-normal decorre num período de tempo cerca de 10^3 segundos mais pequeno do que nos materiais semicondutores, realidade que tem motivado a construção de computadores baseados em supercondutores. Supercondutores com diamagnetismo perfeito, conforme ilustrado na figura 3.9, são designados do tipo I.

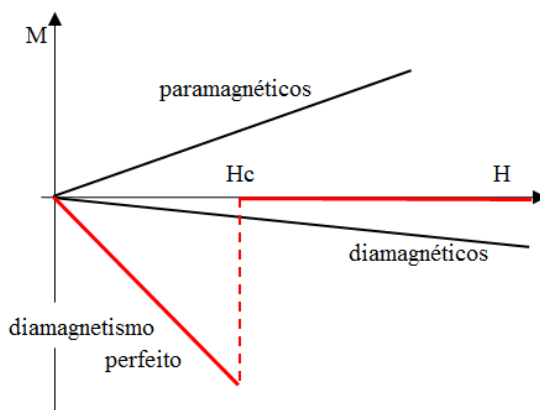


Figura 3.9: Diamagnetismo perfeito de supercondutores até H_c , sendo M a magnetização do material.

Em qualquer material a relação entre a intensidade de campo magnético, H , a densidade de campo magnético, B e a magnetização do próprio material, M , encontram-se relacionados por:

$$B = \mu(H + M)$$

Sendo $B = 0 \Rightarrow M = -H$. Sendo a susceptibilidade magnética $\chi = \frac{M}{H}$, tal significa que $\chi = -1$ para diamagnetismo perfeito.

Os baixos campos críticos e as baixas temperaturas de operação dos supercondutores do tipo I, que implicavam complexas infra-estruturas de arrefecimento, determinaram que relevantes aplicações dos supercondutores tivessem lugar somente a partir da década dos anos 60 do séc.XX, quando em *AT&T Bell Laboratory*, Estados Unidos da América, foi elaborada cablagem eléctrica de elevada densidade de corrente e elevado campo magnético crítico, com base na liga supercondutora de nióbio-estanho (Nb3Sn) [58].

Em 1935, em Cracóvia na Ucrânia, o físico *Lev Vasiljevich Shubnikov* e a sua equipa demonstrou que os cristais de *PbTl₂* apresentavam dois campos magnéticos críticos, conforme ilustrado na figura 3.10. Até ao primeiro valor de campo crítico, H_{c1} , o material exhibe diamagnetismo perfeito, conforme verificado por *Meissner*. A partir deste valor o campo magnético externo inicia a penetração no material supercondutor, passando a coexistirem zonas supercondutoras com zonas de estado normal (estado misto), até que ao atingir o outro valor limite do campo magnético externo, H_{c2} , o material perde todas as características supercondutoras, regressando totalmente ao estado normal.

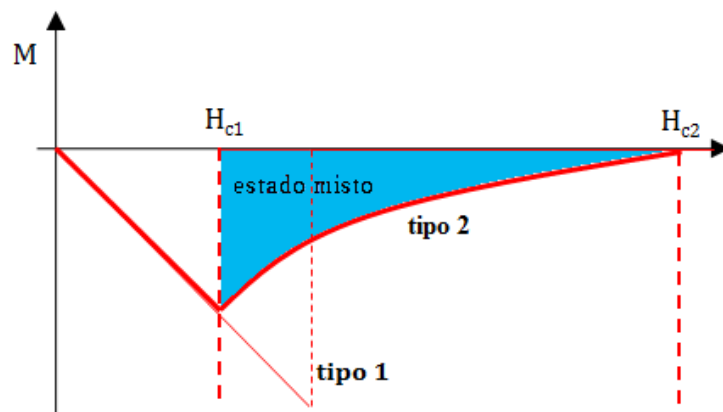


Figura 3.10: *Diamagnetismo revelado pelos supercondutores do tipo II.*

Se a curva de magnetismo perfeito é obtida com base num elemento, como o *Pb*, mas formando ligas como o *In*, aparecem H_{c1} e H_{c2} ; estes valores afastam-se de H_c com o aumento da percentagem de *In* na liga. Este comportamento designa por tipo II os supercondutores que o exibam. Os supercondutores do tipo II são ligas ou metais de transição com elevados valores de resistividade no estado normal [66].

No tipo I toda a superfície do material é uma zona de fronteira com o campo magnético exterior ao próprio material. No tipo II existem inúmeros espaços supercondutores em contacto com espaços normais, uma coexistência espalhada dentro de todo o material, mas principalmente na superfície exterior do material, fronteira com o campo magnético externo. O mecanismo de diamagnetismo perfeito ou de expulsão total do campo magnético repete-se em todas as zonas contacto entre espaços supercondutores e espaços normais.

A expulsão do campo magnético nos espaços supercondutores é conseguida por correntes eléctricas. Se o campo magnético exterior não penetrar no interior do espaço supercondutor, não há motivo para existirem as correntes eléctricas que criam o campo de repulsão; ou então, continuando o entendimento de que o campo exterior não penetra no espaço supercondutor, as correntes terão de ter densidade infinita, dado que estão confinadas a dimensões nulas. Mas, se o campo penetrar no espaço supercondutor, o diamagnetismo não será perfeito, ou seja, conforme *Meissner* o apresentou. Em 1935 em Inglaterra, os irmãos alemães *Fritz e Heinz London* apresentaram a primeira teoria relativa à supercondutividade, na perspectiva fenomenológica. A teoria foi posteriormente confirmada, constatando-se que o campo magnético penetra, de facto, no interior do espaço supercondutor, num espaço designado por zona de penetração e onde fluem as correntes que provocam o campo de repulsão, assim como explica a relação entre a zona de penetração e o campo magnético crítico.

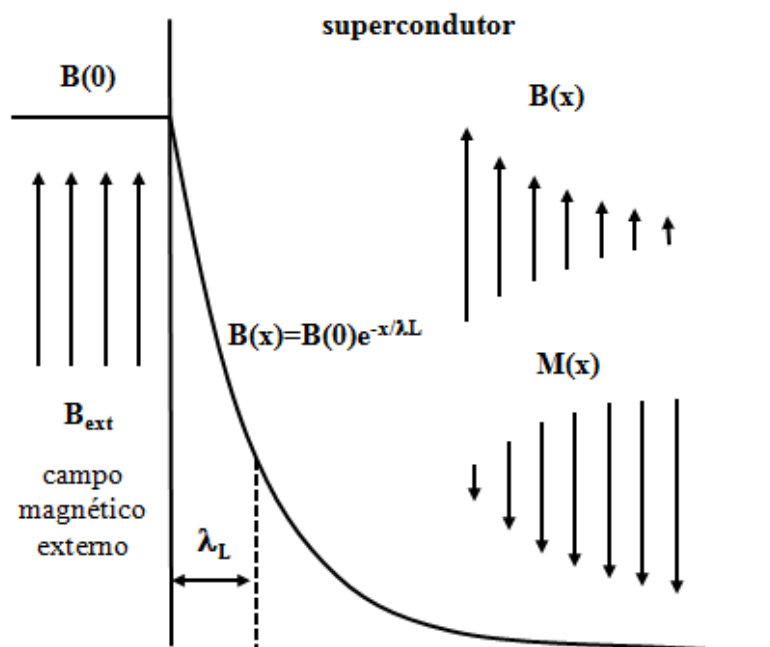


Figura 3.11: Campo magnético, B , magnetização, M , e profundidade de penetração de London no interior do material supercondutor.

O campo magnético de repulsão tem origem em correntes eléctricas no supercondutor. Sendo \vec{A} o vector potencial de campo magnético, originado em correntes eléctricas, os *London* assumiram como proporcional a relação entre as correntes eléctricas \vec{A} e a sua

própria densidade:

$$\vec{j} \propto \vec{A} \iff \vec{j} = K \vec{A}$$

Desta expressão, respeitando a igualdade e tendo em conta a relação geral $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$:

$$\vec{\nabla} \times \vec{j} = K \vec{\nabla} \times \vec{A} = K \vec{B}$$

aplicando o operador $\vec{\nabla}$:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{j}$$

e como $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, tem-se $-\nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{j} = \mu_0 K \vec{B}$ ou $\nabla^2 \vec{B} = -\mu_0 K \vec{B}$

Considerando que o campo B se propaga somente ao longo de uma dimensão,

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} = -\mu_0 K \vec{B}$$

pelo que a solução desta equação é da forma $B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$, na condição de ser nulo o valor de B no interior do material supercondutor, onde x é a distância a partir da fronteira com o campo magnético externo, impondo a igualdade

$$K = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2}$$

O campo B no interior do material decresce para cerca de $0,368B_0$ à distância λ_L , conhecida por profundidade de penetração de London. A figura 3.11 ilustra o valor de B desde a superfície e na direcção do interior do material supercondutor, material de forma cilíndrica e estimulado por um campo externo B paralelo ao eixo principal da forma cilíndrica, sendo M a magnetização do supercondutor.

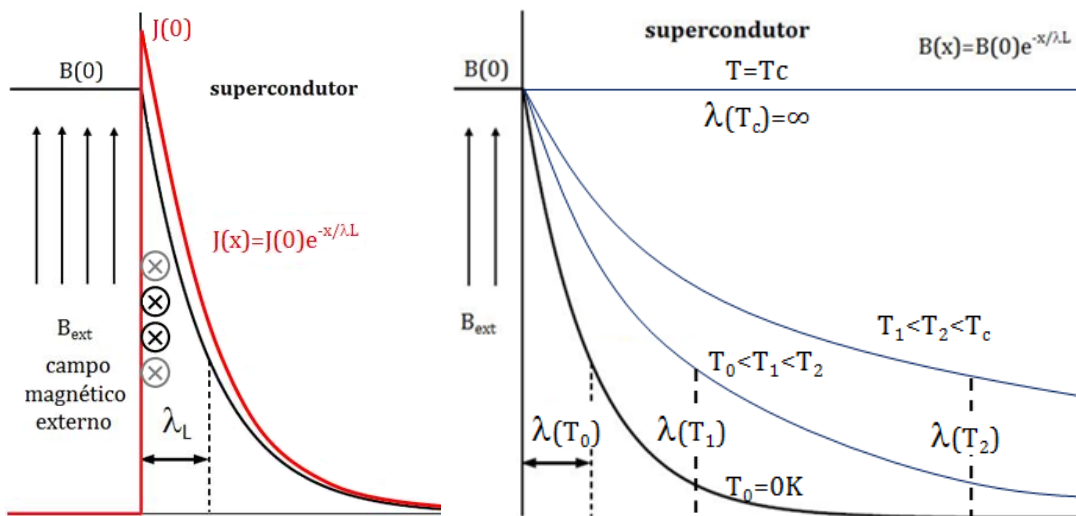


Figura 3.12: Densidade de corrente de desmagnetização, J , e alteração da profundidade de penetração com o aumento da temperatura.

À temperatura $0^\circ K$ é suposto que todos os electrões se encontrem num estado energético que os inclua em correntes eléctricas supercondutoras, sem resistência eléctrica. À medida que a temperatura aumenta, mais electrões retomarão o estado energético que os fazem incorporar as correntes com comportamento conhecido, com resistência eléctrica. Nesta teoria de dois fluidos, o dos electrões normais e supercondutores, explica adequadamente o aparecimento de resistência eléctrica quando é induzida uma corrente alternada no supercondutor, enquanto que nas mesmas condições de supercondutividade do material não se verifica qualquer resistência em corrente contínua. Atribui-se a resistência em corrente alternada aos electrões no estado normal, pela dispersão de movimentos e choques com a estrutura do material.

A densidade total de corrente resulta, então, do movimento dos electrões “normais” e dos electrões “supercondutores”: $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_s$. Sendo n_s é o número de electrões supercondutores, e a carga do electrão e v_s a velocidade dos electrões, $J_s = n_s e v_s$. Considerando que $\frac{\partial J_s}{\partial t} = n_s e \frac{\partial v_s}{\partial t}$ e relacionando a aceleração dos electrões com o campo eléctrico E

$$E = \left(\frac{m}{n_s e^2} \right) \frac{\partial J_s}{\partial t}$$

Porque de $\vec{\nabla} \times \left(\frac{m}{n_s e^2} \right) \frac{\partial J_s}{\partial t} = -\frac{\partial B}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \frac{\partial B}{\partial t} \right) = -\frac{\mu_0 n_s e^2}{m} \frac{\partial B}{\partial t}$ obtém-se:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}$$

A profundidade de penetração $\lambda(T_0)$ é, contudo, de dimensões muito pequenas, normalmente inferior a $0,05 \mu\text{m}$ [122] medido perpendicularmente à superfície de contacto com o campo magnético. Na perspectiva macroscópica os supercondutores do tipo I parecem comportar-se com o diamagnetismo perfeito como *Meissner* descreveu. Assim, à profundidade λ_L o campo externo B_{ext} provoca a corrente de valor:

$$J_x = \frac{-1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} \Rightarrow J_x = -\left(\frac{B_{ext}}{\mu_0 \lambda} \right) e^{-\frac{x}{\lambda}} \Rightarrow J_\lambda = -\left(\frac{B_{ext}}{\mu_0 \lambda} \right) \frac{1}{e}$$

Quando o material se encontra na fase normal acima da temperatura crítica, o campo magnético crítico $B_c = 0$ e a profundidade de penetração $\lambda = \infty$, ou seja, o campo magnético exterior invade o material na totalidade. Com o abaixamento da temperatura B_c aumenta e λ diminui, até ao máximo de B_c e mínimo de λ à temperatura de $0^\circ K$. A dependência de λ e J_c com a temperatura [101]:

$$\lambda = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$J_c = J_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{\frac{1}{2}}$$

A experimentação confirmou que profundidade de penetração prevista pelos London consiste uma válida aproximação, apesar da realidade diferir do pressuposto de proporcionalidade $\vec{j} \propto \vec{A}$. Também a experimentação permitiu verificar que a temperatura crítica se altera quando se substitui o elemento em estudo por um isótopo, mantendo as restantes condições de análise, tendo-se obtido a relação:

$$T_c \approx M^{-\frac{1}{2}}$$

Por outro lado, da experimentação também se verificava que a temperatura crítica, T_c , se relacionava com a frequência de oscilação dos iões na estrutura do material, ou seja, $T_c \propto \omega$. Também a frequência de oscilação dos iões na estrutura do material se revelava proporcional à massa do elemento: $\omega \propto M^{-\frac{1}{2}}$. A experiência indicava haver relação entre a vibração dos iões na estrutura do material e a supercondutividade.

Os iões constituintes de uma estrutura vibram em torno das suas posições de equilíbrio. Como cada ião está relacionado com outros iões, a vibração de um ião influencia a posição dos restantes iões, resultando numa propagação de deslocamentos de iões ao longo da estrutura, um efeito de onda, com valor energético relacionado com a energia cinética dos movimentos dos iões, daí se caracterizando por um valor de momento Q e energia E_Q .

Como os iões em conjunto formam a estrutura do material, identificam-se vários estados energéticos, uma espécie de espectro energético vibracional e que caracteriza uma substância. Quando um electrão interage com a estrutura, resultam forças, trocas e alterações energéticas. Como consequência, os iões e a estrutura que estes formam no seu conjunto, alteram o estado energético de vibrações dentro do espectro admissível para a estrutura. A diferença entre dois estados de energia possíveis na estrutura designa-se por fonão que, por ter momento e energia associados, comporta-se como se de uma partícula se tratasse. Um electrão pode absorver o momento e a energia do fonão; ou a estrutura pode deformar-se pela absorção da energia do electrão. Historicamente, a relação entre electrões e fonões foi idealizada em 1950 por *Herbert Frolich*.

No estado normal da matéria, os electrões movimentam-se na estrutura interagindo com esta através de trocas de energia, perdendo e ganhando a energia definida pelos fonões possíveis de existir. *Leon Neil Cooper*, em 1956, teorizou que dois electrões, no mesmo nível de energia de *Fermi*, com momento e *spins* opostos (mas paralelos), poderiam estabelecer uma ligação que se propagaria pela estrutura da matéria sem perdas nem ganhos de energia, desde que se diminuísse a temperatura do material abaixo de determinado valor [66]. Os pares de electrões assim relacionados tomaram a designação de “pares de Cooper”. Os trabalhos de *Cooper* receberam importante motivação no conceito de comprimento de coerência apresentado por *Alfred Pippard* em 1953, uma grandeza que significa a regularidade da propagação ou aparecimento da supercondutividade nas substâncias

John Bardeen, *Leon Neil Cooper* e *John Robert Schrieffer*, apresentaram em 1957 a

designada teoria “BCS” [8], a primeira teoria sobre os mecanismos microscópicos da supercondutividade, associando a existência dos pares de *Cooper* com os fonões da estrutura do material tornado supercondutor, uma expressão da mecânica quântica aplicada no âmbito da supercondutividade. Prevê uma profundidade de penetração com valores aproximados aos previstos pelos *London*. O conceito de comprimento de coerência, ξ , aparece na teoria como a medida da possibilidade de interacção entre electrões e que corresponde à distância média entre dois electrões quando formam o par de *Cooper*, uma dimensão diferente para cada substância. Contudo, é uma teoria cuja plenitude de aplicação está confinada à designada supercondutividade convencional, do tipo I. É, portanto, uma teoria aplicada na supercondutividade de baixas temperaturas. O MgB_2 é o material supercondutor convencional com a temperatura crítica mais elevada, 39°K, ainda se encontra dentro dos limites máximos previstos pela teoria BCS(30-40°K).

Em 1950, *Vitaly Ginzburg* e *Lev Landau* apresentaram uma teoria, um modelo fenomenológico da supercondutividade, sem ter em conta os mecanismos microscópicos da matéria. Entrar em supercondutividade foi entendido como um estado termodinâmico, existindo a fase normal e a fase supercondutora que, pelo facto de não haver calor latente na mudança de fase, recebeu o contributo dos trabalhos prévios de *Lev Landau* quanto às transições de fase de segunda ordem. A teoria *Ginzburg-Landau* só adequadamente divulgada e reconhecida em 1959 após *Lev Gor'kov* ter evidenciado o formalismo da teoria BCS a partir da teoria *Ginzburg-Landau*, assenta no entendimento de que a energia livre, F , no material em situação de mudança para a fase supercondutora pode ser obtida em função de um parâmetro de ordem, complexo, ψ , que significa a densidade :

$$F = F_n + \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m} |(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi|^2 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0}$$

onde F_n é a energia livre na fase normal, α e β são parâmetros fenomenológicos, m a massa e e a carga do electrão, \mathbf{A} é o vector potencial magnético e \mathbf{B} o campo magnético. Foi mais tarde verificado que esta função é proporcional ao salto de energia previsto na teoria BCS.

Minimizando a energia livre em função do parâmetro de ordem ψ e do vector campo magnético \mathbf{A} tem-se as equações de *Ginzburg-Landau*:

$$\alpha\psi + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2 \psi = 0$$

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{m} \text{Re} [\psi * (-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}) \psi]$$

Na ausência de campo magnético externo $\alpha\psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0$. Na fase normal esta equação tem como solução $\psi = 0$; abaixo da temperatura de mudança de fase $|\psi|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$. Esta teoria pressupõe a existência dos dois fluidos de electrões, os electrões no estado supercondutor ou pares de *Cooper* e os electrões no estado normal. A expressão $|\psi|^2$

significa a parcela de pares de *Cooper* de todos os electrões existentes no material, valor que depende da temperatura T , sendo nulo para $T \geq T_c$:

$$|\psi^2| = -\frac{\alpha_0 (T - T_c)}{\beta}$$

A teoria prevê a existência do comprimento de coerência, ξ , cuja designação também costuma ser utilizada para designar a distância prevista entre os electrões em cada par de *Cooper* (embora o próprio *Ginzburg* [43] utilize a designação “correlação”) significa a dimensão em que o parâmetro de ordem ψ se altera significando mudança de fase no material, isto é, a distância desde a zona de maior densidade de electrões supercondutores até à zona de totalidade de electrões no estado normal, e é um parâmetro que depende da temperatura

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}}$$

e a profundidade de penetração, à semelhança do conceito com a mesma designação e proposto pelos *London*, também dependente da temperatura

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{4\mu_0 e^2 \psi_0^2}}$$

A razão entre λ e ξ , $K = \frac{\lambda}{\xi}$, quase independente da temperatura, permite concluir acerca do tipo de supercondutor

$$0 < K < \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ para o tipo I;} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} < K \text{ para o tipo II.}$$

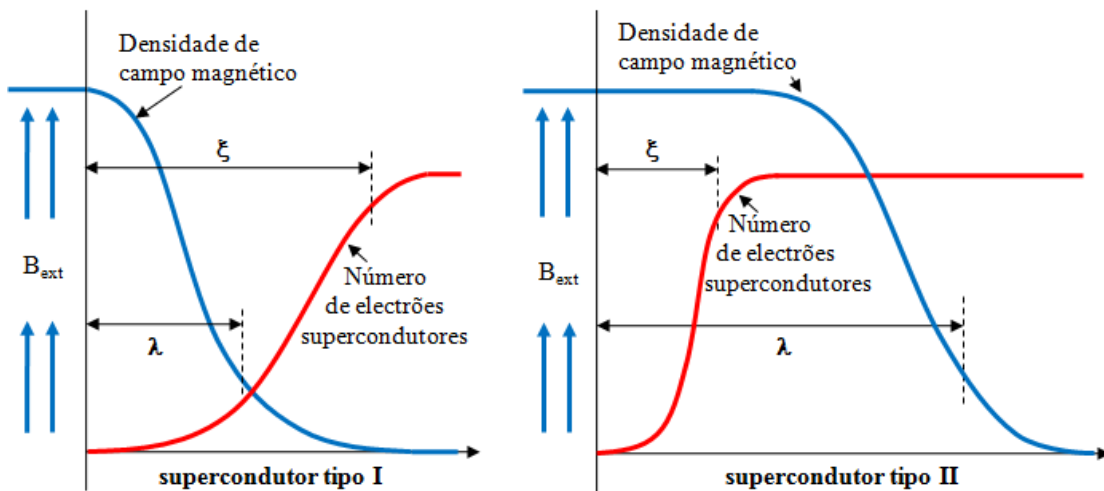


Figura 3.13: *Perante um campo magnético externo, B_{ext} paralelo à fronteira do material, até ao comprimento de coerência ξ onde o número de pares de Cooper atinge o valor mais significativo, quando a supercondutividade se verifica em quase todos os electrões. A energia entre o estado normal e supercondutor é positiva quando $\lambda < \xi$, caso do Tipo I. Para $\lambda > \xi$ torna-se mais favorável a penetração do campo magnético na substância, coexistindo os dois estados.*

Um dos mais importantes contributos consequentes da teoria de *Ginzburg-Landau* foi apresentado em 1957 por *Alexei Abrikosov* [2], onde previu que em tipo II o campo magnético penetra o material supercondutor através de vários tubos, fluxóides ou vórtices, cada um com um valor discreto de campo magnético, um conjunto de configuração triangular quanto à distribuição pelo material supercondutor. O eixo do vórtice está paralelo, alinhado, com o campo magnético externo.

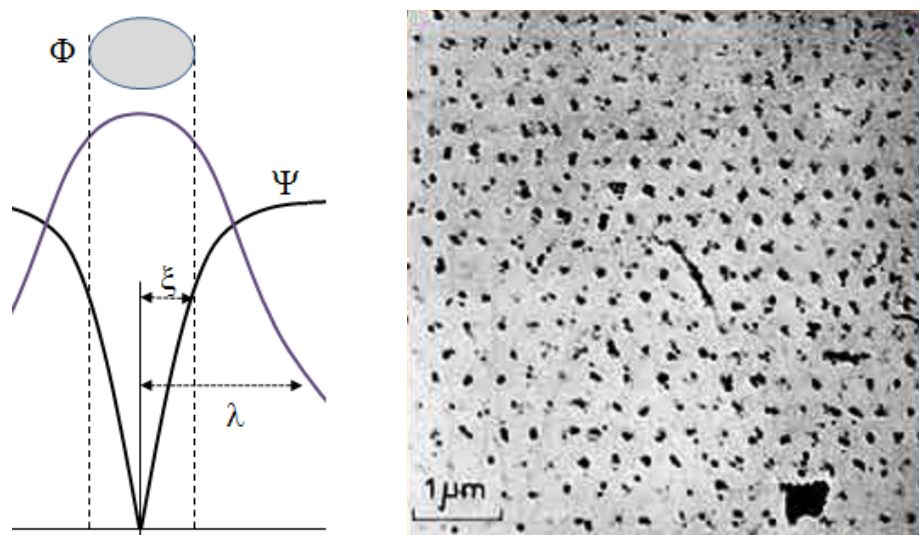


Figura 3.14: Vórtice em corte, à esquerda, e primeira imagem real dos vórtices e disposição triangular, obtida em 1967 por U. Essmann e H. Trauble no Instituto Max Planck, com recurso à microscopia electrónica, numa liga de chumbo e índio a $1,1^\circ\text{K}$ (*Physics Letters*, v. 24A, p. 526, 1967).

Cada vórtice tem um diâmetro aproximadamente igual ao comprimento de coerência, ξ . O núcleo do vórtice está no estado normal, tendo como ξ o valor do raio. Em torno do núcleo circulam correntes de electrões supercondutores, com intensidade de perfil exponencial e que, medidas a partir do centro do vórtice, têm largura significativa igual à profundidade de penetração, λ , valor também possível de obter pelas equações dos *London*. Em cada vórtice $\lambda > \xi$. As correntes supercondutoras em torno do vórtice induzem um fluxo magnético total, que atravessa o núcleo do vórtice, $\Phi = \frac{h}{2e} = 2,067 \times 10^{-15} \text{Wb}$, sendo h a constante de *Planck* e e a carga do electrão. É um valor quântico, uma quantidade básica de fluxo magnético e, por isto, é também designado por fluxão. Cada vórtice só contém um fluxão, porque é mais favorável do ponto de vista energético que assim aconteça [101]. Cada substância tem o seu próprio ξ , λ e K .

Quanto maior o valor do campo magnético que atravessa o material supercondutor do tipo II, maior o número de vórtices. Quando $H = H_{c2}$ a matriz de fluxóides é tão densa que a proximidade entre vórtices aproxima-se do comprimento de penetração λ . Isto significa que os núcleos no estado normal estão em contacto; com todos os núcleos em contacto o parâmetro de ordem da teoria de *Ginzburg-Landau* toma o valor nulo, ou seja, o material entra na fase normal, como se ilustra na figura 3.15. Os fluxóides dos materiais tipo II ($\lambda > \xi$) afastam-se entre si, resultando a configuração triangular. As

correntes supercondutoras em torno do fluxóide servem de interface para com o restante material supercondutor, onde permanece a tendência para o diamagnetismo perfeito.

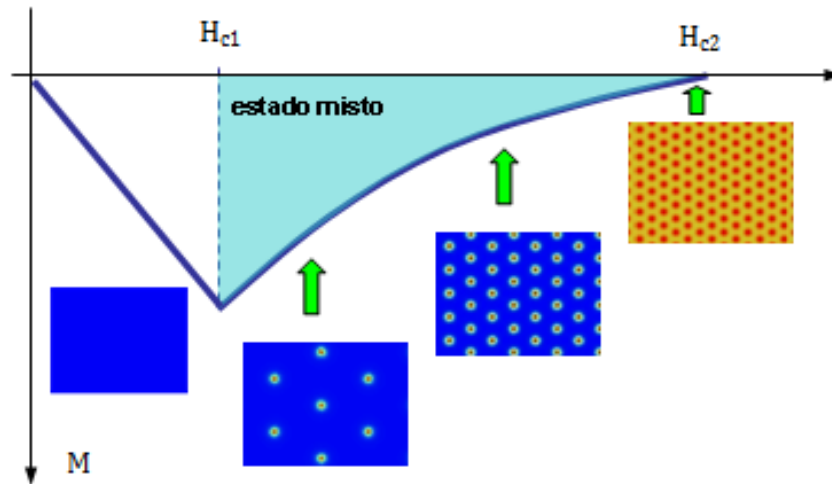


Figura 3.15: Aumento da densidade de fluxóides com o aumento do campo magnético exterior.

Nem todas as partes do material permanecem em diamagnetismo perfeito, se alteram para o estado misto ou retornam ao estado normal em simultâneo. A configuração, a forma e a exposição desta perante o campo magnético influenciam as mudanças de estado. Numa abordagem simples e generalizada, quanto mais a forma impor desvio do campo magnético, menor será o valor de B_{ext} para que se atinja o campo crítico H_{c1} em certas zonas do material supercondutor. Por outro lado, quando a dimensão do material é inferior à profundidade de penetração, verifica-se que o campo magnético crítico H_{c2} aumenta [43].

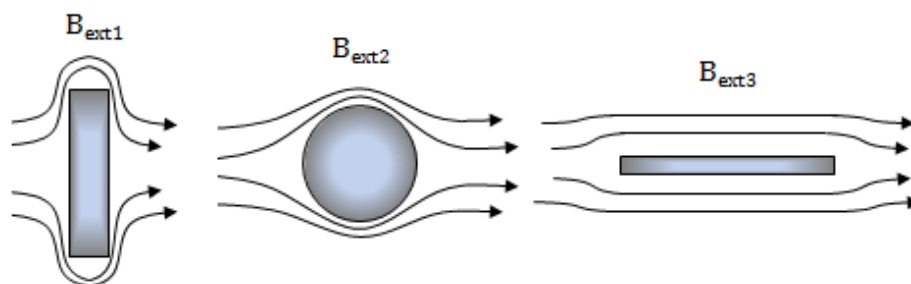


Figura 3.16: Para ser atingido o mesmo campo crítico, H_{c1} , $B_{ext1} < B_{ext2} < B_{ext3}$.

No tipo I a magnetização do material extingue-se com a anulação do campo magnético externo. No tipo II, os vórtices da zona mista aumentam em número com o aumento do campo externo. Os vórtices estabelecem-se em locais do material de tal forma que o reposicionamento implica forças, energia. Caso não fossem necessárias estas forças, o percurso de magnetização ilustrado na figura 3.15 entre 0 e H_{c2} seria o mesmo percorrido no processo de diminuição do campo, desde H_{c2} até 0. Contudo, com a anulação do campo exterior ainda permanecem vórtices no material, pelo que a curva de desmagnetização se

afasta da curva de magnetização, conforme ilustra a figura 3.17. Só existe reversibilidade de campo magnético entre $0 - H_{c1}$ e $H_{c2} - H_{irr}$ (H_{irr} - irreversibilidade)

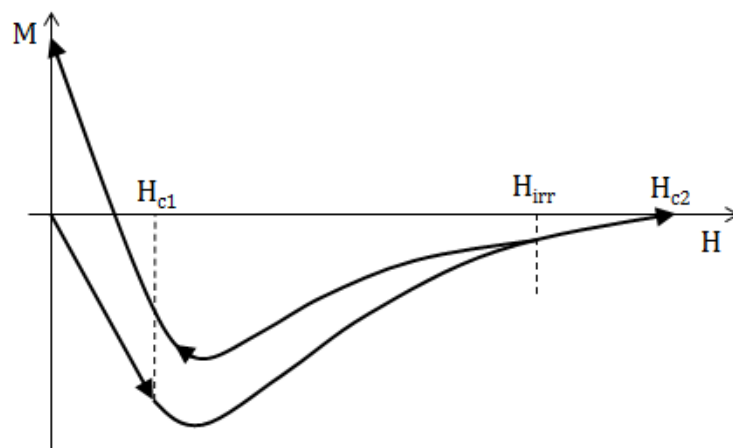


Figura 3.17: Percurso da primeira desmagnetização nos supercondutores do tipo II.

Manter o material magnetizado após a anulação do campo magnético externo significa retardo, histerese. A curva de irreversibilidade é ilustrada na figura 3.18 [59]. Para a direita da curva de irreversibilidade os vórtices na zona líquida movem-se com facilidade, pelo que a energia magnética é recuperada na totalidade para o exterior do material, durante o processo de desmagnetização. A relação obtida experimentalmente: $H_{irr} \propto (T_c - T)^{1,5}$ é uma das várias propostas para a linha de irreversibilidade [134].

Conseguir-se um valor elevado de magnetização residual é uma das aplicações mais importantes dos supercondutores, obtendo-se ímãs permanentes, tendo-se atingido valores significativos de campo magnético. De facto, mecanismos como *flux creep* e *flux flow*, abordados mais adiante, contribuem para a movimentação dos vórtices.

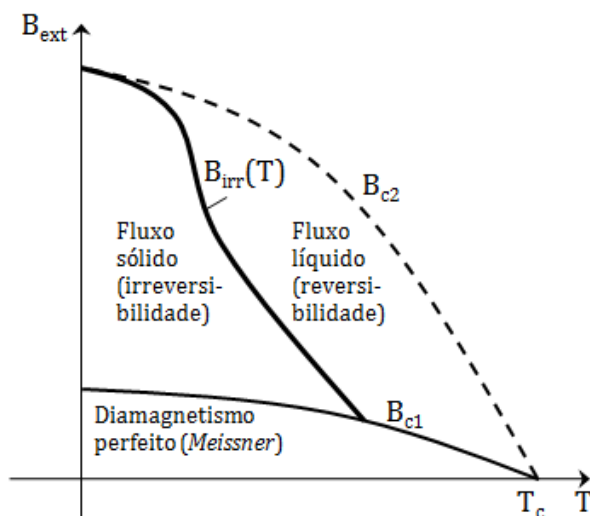


Figura 3.18: Diagrama de fase dos supercondutores do tipo II. A zona de fluxo sólido (vórtices fixos na estrutura do material) significa histerese e magnetização residual; na zona Meissner e de fluxo líquido o campo magnético é reversível, anulando-se com $B_{ext}=0$.

A temperatura crítica mais elevada permaneceu abaixo dos 20°K até 1986 [43]. Durante os primeiros 75 anos após a descoberta da supercondutividade, portanto, a temperatura crítica somente subiu cerca de vinte graus. Até 1986, o arrefecimento dos materiais permanecia dependente do hélio no estado líquido. A designação de supercondutores com alta temperatura crítica, T_c , tem como referência a temperatura de ebulição do azoto, 77,4°K, ou seja, $T_c > 77,4^\circ K$. O azoto é liquefeito com infra-estruturas de produção significativamente mais aligeiradas do que as destinadas à liquefação do hélio. O custo do arrefecimento é, também, menor.

Em Janeiro de 1986 *Johannes Bednorz e Karl Muller* verificaram [18], em compostos de óxidos de cobre com várias concentrações de bário e lantânio, o brusco desaparecimento da resistividade nalgumas amostras, quando se atingiram temperaturas próximas de 35°K, comportamento reconhecido como superconductor através de outras medições, entre as quais a verificação do efeito *Meissner* [100]. Imediatamente se seguiram várias confirmações do aparecimento da supercondutividade em cerâmicas do tipo *perovskite*, com a fórmula $La - M - Cu - O$ e a estrutura $La_2 - xMxCuO_4$, onde $M = Ba, Sr$ e Ca . Logo um ano mais tarde, 1987, *Ching-Wu Chu* substituiu *La* por ítrio (Y) e atingiu a temperatura crítica de 90°K. A actual temperatura crítica máxima, conseguida à pressão ambiente, é de 135°K, também numa cerâmica $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ [76].

Na actualidade mais de 150 compostos têm temperaturas críticas acima do ponto de ebulição do azoto, ou seja, são supercondutores de alta temperatura, [76] e que são, na sua maioria, cerâmicas, com características marcadamente anisotrópicas.

Os supercondutores de alta temperatura não revelaram aumentos significativos na corrente crítica, em comparação com os materiais metálicos até então conhecidos. Mas conseguem manter a supercondutividade quando imersos em campos até 110T, com as correntes de densidade elevada [74]. É possível conseguirem-se ímanes permanentes com densidades de campo superiores a 20T, sendo este o máximo valor que se conseguiu com supercondutores metálicos. É esta a razão para serem utilizados HTSC ímanes de muito alta densidade de campo e em aceleradores de partículas.

Com o pressuposto da garantia de uso de materiais com temperaturas críticas acima do ponto de ebulição do azoto, a aplicação dos supercondutores cerâmicos tem sido indicada para aplicações electrotécnicas de potência, nomeadamente em conversão electromecânica, na condução de correntes eléctricas com elevadas densidades mesmo sob efeito de campos magnéticos elevados, na magnetização residual (ímanes permanentes), na repulsão de campos magnéticos e na produção de campos magnéticos elevados (>2T). Em todos os supercondutores, convencionais ou de alta temperatura, as propriedades mecânicas são, a par das eléctricas e magnéticas, de fundamental importância.

3.2 A condução eléctrica nos supercondutores

À temperatura normal os supercondutores de alta temperatura são maus condutores. Dependendo da quantidade de oxigénio que constitui a estrutura cristalina do material, os melhores desempenhos apresentam valores próximos do limite entre metais e isoladores [76], [119], [101]. Mas a oportunidade de utilização dos supercondutores como condutores eléctricos reside na exploração das correntes eléctricas que têm como limite a densidade crítica de corrente, J_c .

A densidade de corrente crítica é o valor mais elevado possível de existir, sob pena do material reverter para o estado normal. Como cenário limite do desejável, todos os electrões estariam no estado supercondutor, formando pares de *Cooper*. Não haveria, portanto, electrões no estado normal. Na realidade, para temperaturas acima do zero absoluto, mesmo que de pequeno valor, há sempre electrões no estado normal, pelo que a densidade de corrente limite será menor, mas um factor pouco significativo quanto ao impacto na capacidade do material para conduzir corrente eléctrica.

Tendo em conta o comprimento de penetração, λ_L , o máximo valor da corrente da corrente crítica está relacionado com o campo magnético crítico, B_c (B_c para tipo I e B_{c2} para tipo II):

$$J_c = \frac{B_c}{\lambda}$$

Verificando-se valores de B_c próximos de 0,1T e de $\lambda_L = 100 \times 10^{-9}nm$, $J_c \approx 1 \times 10^8 (Acm^{-2})$. São valores de densidade de corrente associadas a vórtices ou à camada de penetração do campo magnético, para expulsar este campo.

Na prática e na perspectiva macroscópica, de utilização do material como condutor eléctrico, os valores são bem mais reduzidos. Nos supercondutores convencionais do tipo II o principal mecanismo limitador da corrente são os vórtices, que se distribuem pelo material na configuração triangular ou de *Abrikosov*. Sendo Φ_v o fluxo magnético de cada vórtice, $2,067 \times 10^{-15}Wb$, a respectiva densidade de campo relaciona-se com o comprimento de coerência ξ :

$$B_v = \frac{\Phi_v}{\pi\xi^2}$$

O valor de B_v da expressão anterior coincide com o valor do campo crítico B_{c2} quando os vórtices se encontram à distância 2ξ uns dos outros. Nesta situação limite a corrente supercondutora deixa de existir, por não existir espaço entre os vórtices para os electrões passarem. Os electrões supercondutores relacionados com o campo magnético de cada vórtice não contam para o cálculo da corrente disponível para com o exterior, para a corrente de transporte. Na situação limite com B_{c2} , todos os electrões supercondutores pertencem a vórtices.

Mas, havendo corrente de transporte, com a densidade J_t a percorrer os espaços entre

os vórtices, tem-se uma força total aplicada no material. Sendo n o número total de vórtices no material e B a densidade de todo o fluxo magnético existente nos vórtices:

$$\vec{F}_{tot} = \vec{J}_t \times \frac{n}{\pi\xi^2} \vec{\Phi}_v = \vec{J}_t \times \vec{B}$$

Se os vórtices se moverem à velocidade v , tem-se uma força electromotriz perpendicular aos planos do movimento dos electrões e do campo magnético de cada vórtice, ou seja, em linha com a corrente J_t , criando a tensão $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$ para vencer, dispêndio de energia para haver corrente; surge, portanto, resistência eléctrica, condiciona-se o efeito superconductor. Se os vórtices se puderem movimentar livremente está-se da zona da fase de fluxo líquido, na condição de tipo II ideal e a corrente de transporte é muito pequena. Se os vórtices permanecerem imóveis, J_t é muito maior.

O movimento dos vórtices consome energia e limita o desempenho do superconductor como simples condutor. Há dois mecanismos de movimentação: *flux creep*, quando os vórtices apresentam movimentos pequenos, ou seja, a força de ancoragem predomina e os movimentos decorrem de ganhos de energia nos vórtices, de origem térmica, aleatória; *flux jump*, o mecanismo atrás mencionado, onde predomina a força de *Lorentz* [59], [101],[72]. A movimentação está, portanto, fortemente dependente das forças de ancoragem dos vórtices à estrutura do material.

Existindo corrente de transporte e havendo a possibilidade de livre movimentação de vórtices, estes deslocam-se. Esta movimentação designa-se por *flux flow* que tem um limite, isto é, os vórtices juntam-se numa das extremidades da secção perpendicular ao movimento da corrente de transporte. A força exercida pela corrente em cada vórtice é compensada pelas forças que cada vórtice exerce nos restantes. Os vórtices em tipo II afastam-se uns dos outros, o fundamento para a distribuição em triângulo, porque $\lambda > \xi$ em cada vórtice. Fora da zona de vórtices a secção para passagem da corrente de transporte tornar-se-á maior, a densidade de corrente J diminui, um factor favorável.

A corrente de transporte produz campo magnético. Consequentemente existirão correntes que tenderão a expulsar esses campos do interior do material (efeito *Meissner*), pelo que as correntes de transporte iniciar-se-ão à superfície do material [101]. Existindo correntes de blindagem existe mais uma contribuição para que o número de electrões superconductores disponíveis seja menor.

É necessário, portanto, que cada vórtice seja capaz de suportar a força $\frac{F_{tot}}{n}$, fique ancorado na estrutura do material, um campo de vasta investigação. Como existem limites para as forças de ancoragem, a corrente crítica J_c é, também, um valor limite a partir do qual surgem quedas de tensão, perdas de energia.

A relação entre a tensão e a corrente nos superconductores não é linear, e sofre a

influência de muitos factores. *Charles Bean* [16], [17] modelizou as relações entre a corrente crítica, J_c , o campo magnético B e um factor n :

$$J_c(B) = \frac{J_{co}}{1 + \frac{B}{1+B J_c}}$$

$$n(B) = \frac{n_o}{1 + \frac{B}{B_n}}$$

Decorrente dos trabalhos de *Bean*, as expressões que relacionam o campo eléctrico, E , corrente crítica J_c , campo magnético B , resistividade ρ e o factor n (este último é obtido experimentalmente ou assumido pelo utilizador das expressões), são das ferramentas mais utilizadas na modelização do transporte de corrente em supercondutores de alta temperatura :

$$|E| = E_c \left(\frac{|J|}{J_{co}} \right)_o^n$$

$$\rho(E) = \frac{E_c^{\frac{1}{n_o}}}{J_{co}} |E|^{\frac{n_o-1}{n_o}} + \rho_o$$

onde E_c é o campo eléctrico crítico, J_{co} a densidade crítica de corrente e ρ_o a resistividade residual e adicional. A temperatura tem forte impacto nos valores de J_{co} e de n_o .

Da interdependência entre $J - B - T$ é possível obter-se a resistividade ρ em função do campo eléctrico E e do campo magnético B :

$$\rho(E, B) = \frac{E_c^{\frac{1}{n(B)}}}{J_c(B)} |E|^{\frac{n(B)-1}{n(B)}} + \rho_o$$

Para ter em conta factores como o anisotropia do campo magnético algumas variantes às expressões acima indicadas são assumidas, como seja a adaptação dos modelos de *Kim - Anderson* à diferença de propagação do campo nas direcções x e y :

$$J_c(B) = \frac{J_{co}}{1 + \sqrt{\left(\frac{B_x}{B_x J_c}\right)^2 + \left(\frac{B_y}{B_y J_c}\right)^2}}$$

$$n(B) = \frac{n_o}{1 + \sqrt{\left(\frac{B_x}{B_x n}\right)^2 + \left(\frac{B_y}{B_y n}\right)^2}}$$

Considerando a dependência J_c e n da temperatura T , a resistividade obtém-se:

$$\rho(E, B) = \frac{E_c^{\frac{1}{n(B)}}}{J_c(B)} |E|^{\frac{n(B)-1}{n(B)}} + \rho_o$$

Estas expressões são utilizadas pela ferramenta de simulação FLUX2D.

3.3 A magnetização dos supercondutores

Nos supercondutores do tipo I a magnetização resulta das correntes de blindagem, no efeito *Meissner*. Anulando o campo magnético externo anulam-se as correntes de blindagem e qualquer campo magnético com origem no supercondutor. Potenciais aplicações do comportamento magnético em tipo I baseiam-se, precisamente, na exclusão do campo magnético, contribuindo para condicionar o percurso do campo magnético externo ao supercondutor conforme conveniente, como no caso dos motores de relutância com rotor cilíndrico [102] [111]. Da exclusão do campo magnético resultam forças, que têm potencial aplicação no motor *Meissner* [97] [113].

Num supercondutor cilíndrico de raio R a magnetização M relaciona-se com a profundidade de penetração λ :

$$M(r) = -\frac{H_{ext}}{1 - e^{-\frac{(R-r)}{\lambda}}}$$

A máximo campo externo possível B_c corresponde à máxima corrente de magnetização possível pela relação:

$$B_c = \mu_0 \lambda J_c$$

Um campo magnético que atravesse uma espira feita de material tipo I provoca correntes persistentes no supercondutor que, por sua vez, provoca campo magnético no interior da espira. Este efeito foi utilizado por *Onnes* para confirmar a resistividade nula [35]. Pela exploração geométrica conseguem-se campos magnéticos mas que são úteis somente em aplicações em baixa potência, como o SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*), equipamento de elevada sensibilidade, utilizado na detecção de campos magnéticos muito fracos.

A profundidade de penetração λ significa que, mesmo em tipo I, o campo magnético penetra no supercondutor. Mas λ é muito pequena, da ordem dos micro metros, pelo que o campo magnético no interior do material tipo I, B_{mat} , se considerar nulo em toda a peça. Da expressão geral $B_{mat} = \mu_0 (H_{mat} + M)$, em tipo I $B_{mat} = 0$ pelo que:

$$M = -H_{mat} = -\frac{B_{ext}}{\mu_0}$$

sendo B_{ext} o campo magnético exterior ao material supercondutor.

Desde o campo externo nulo e até atingir determinado valor os supercondutores do tipo II comportam-se como o tipo I. A partir deste valor crítico começam, então, a penetrar quantidades finitas de campo magnético externo, vórtices, no interior da estrutura do material. Na perspectiva macroscópica todos os vórtices contribuem para o valor de B_{mat} , uma média por superfície ou volume. O campo externo B_{ext} relaciona-se, então, com B_{mat} e com a magnetização M do próprio supercondutor:

$$B_{ext} = B_{mat} - \mu_0 M$$

Duas grandezas microscópicas relacionam-se com os valores críticos do campo externo B_{ext} , o comprimento de coerência ξ e a profundidade de penetração λ , com o valor do fluxo magnético de cada vórtice, Φ_v , pelo que a magnetização em tipo II verifica-se entre os valores limite de B_{ext} [59], [101]:

$$B_{ext} = B_{c1} = \frac{\Phi_v}{4\pi\lambda^2} \lg \frac{\lambda}{\xi}$$

$$B_{ext} = B_{c2} = \frac{\Phi_v}{4\pi\xi^2}$$

O comportamento magnético relevante para aplicações em máquinas eléctricas reside nos materiais tipo II, com a existência de vórtices e a fixação destes na estrutura do material.

A existência de vórtices em tipo II, fixos na estrutura do material e constituindo o fluxo magnético sólido, significa irreversibilidade do campo magnético, ou seja, $B_{mat} \neq 0$ quando $B_{ext} = 0$. Por outro lado e na mesma estrutura, as correntes de magnetização, que não fazem parte das correntes supercondutoras nos vórtices, estão limitadas pela densidade crítica, J_c . A diamagnetização e a magnetização M face a B_{ext} só poderá resultar, portanto, de correntes limitadas por J_c .

A modelização de *Bean* [16] [17], macroscópica e fenomenológica, não explica os fenómenos microscópicos da supercondutividade, pressupõe que não existe magnetização reversível no material, somente a corrente crítica J_c é considerada, o valor de J_c é característico de cada substância e qualquer campo eléctrico, mesmo que infinitesimal, provoca o aparecimento da corrente crítica. A densidade de corrente crítica surge porque existe campo magnético, mas o valor de J_c é independente do campo magnético externo, isto é, $J(B) = J_c$. Em qualquer espaço do supercondutor onde B_{ext} tenha penetrado, a corrente J_c é-lhe perpendicular. Esta forma de modelização tem o nome genérico de “correntes críticas”.

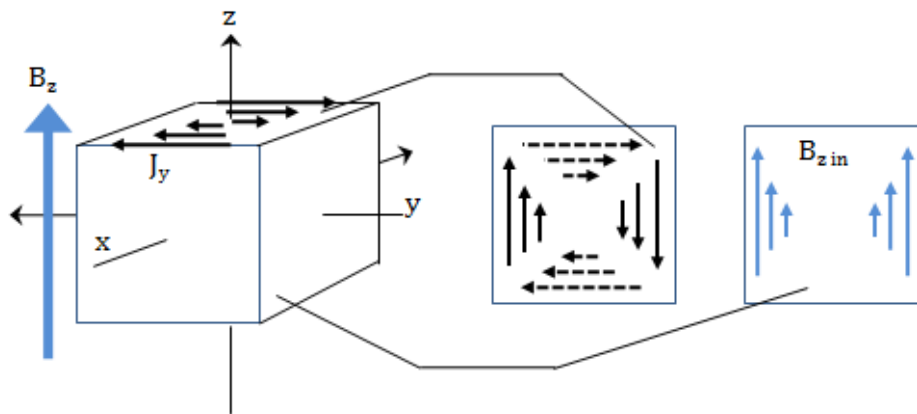


Figura 3.19: A densidade de campo no interior supercondutor é proporcional ao número de vórtices.

Na modelização baseada nas correntes críticas, estas só existem nas zonas onde o campo B_{ext} penetrou, B_{mat} . O campo B_{mat} é proporcional ao número n de vórtices:

$$B_{mat} = n\Phi_v$$

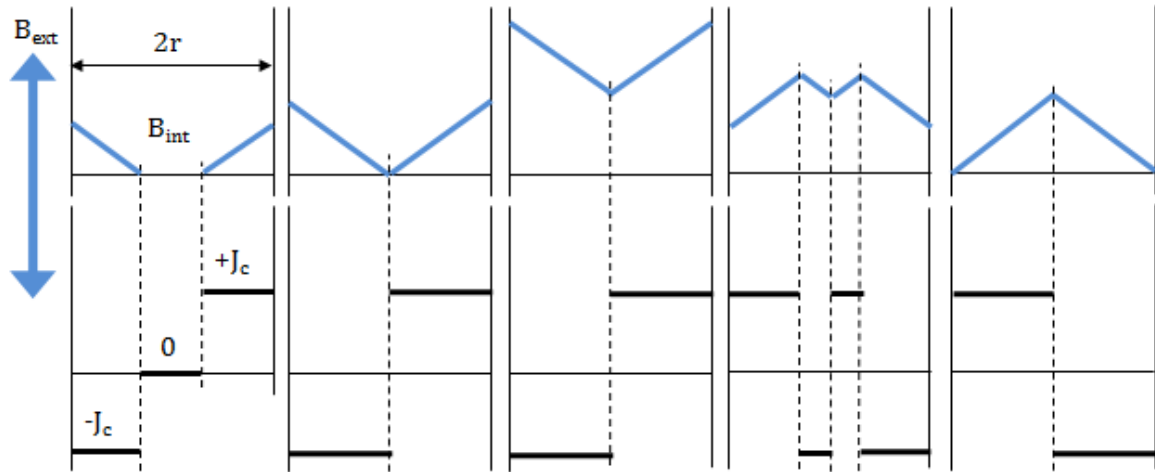


Figura 3.20: Modelo de Bean: campo magnético externo aplicado em paralelo com o eixo de um supercondutor cilíndrico desmagnetizado. Evolução do campo interno e das correntes críticas, da esquerda para a direita.

A movimentação dos electrões supercondutores tem origem em campos eléctricos que poderão, por sua vez, ter origem em alterações de campos magnéticos, como o aparecimento de B_{mat} . Se E_c designar o campo eléctrico que provoca J_c :

$$J = \begin{cases} 0 & \text{se } E < E_c \\ J_c & \text{se } E \geq E_c \end{cases}$$

A fixação dos vórtices tem uma importância fundamental na magnetização em tipo II, motivo de forte investigação [83], [119], [118], [135], [28]. Quanto maior forem as forças de fixação dos vórtices maior é o magnetismo residual na ausência de campo externo, uma situação semelhante aos materiais ferromagnéticos e, por isto, também os supercondutores se designam de “duros”. Quanto maior for o número de vórtices no interior do supercondutor, maior será o campo magnético no interior deste.

A fixação dos vórtices na estrutura tem a sua melhor explicação num contexto energético. As dimensões de cada vórtice, como o comprimento de coerência ξ , interage com a impureza cristalina (dimensões, características magnéticas da impureza, etc) resultando num estado energético mais baixo ou estável [83].

Esta interacção energética é reflectida no valor da força total que seria necessário aplicar aos vórtices existentes para se movimentarem, isto é, a força total é um somatório que depende da temperatura T , da densidade de campo magnético B e do número de vórtices ou locais de encoragem N [83]:

$$F_{tot} = \sum_{i=1}^N f_i(B, T)$$

Esta expressão tem sido verificada experimentalmente, dado que a agitação térmica pelo aumento da temperatura proporciona que alguns vórtices percam a fixação e se desloquem na estrutura do supercondutor, até se fixarem novamente. Determinar quais os vórtices que se deslocarão com o aumento da temperatura é um assunto probabilístico. Este efeito é o já mencionado *flux creep*.

Maiores forças de ancoragem e elevada densidade de vórtices significam a possibilidade de obtenção de materiais que mantêm o seu estado magnético, com forte oposição a mudanças impostas do exterior. Foram, assim, conseguidos ímanes permanentes com densidades de 5,6T, à temperatura de 77°K (azoto líquido)[83], [51], devido a melhorias nas forças de ancoragem que permitem macroscopicamente elevadas forças mecânicas, a aplicação em técnicas de levitação magnética [74].

3.4 A histerese nos supercondutores

O mecanismo da histerese magnética em supercondutores de alta temperatura é, à semelhança da histerese em materiais ferromagnéticos, um fenómeno fundamentalmente energético [83], [101], [26], [118], [72], [74].

A movimentação dos vórtices nos supercondutores envolve dispêndio de energia, um processo análogo quanto a dispêndio de energia está na reorientação dos domínios, nos materiais ferromagnéticos. Também nos supercondutores o ciclo de histerese tem justificação energética e a magnetização também não é instantânea e simultânea em todo o material.

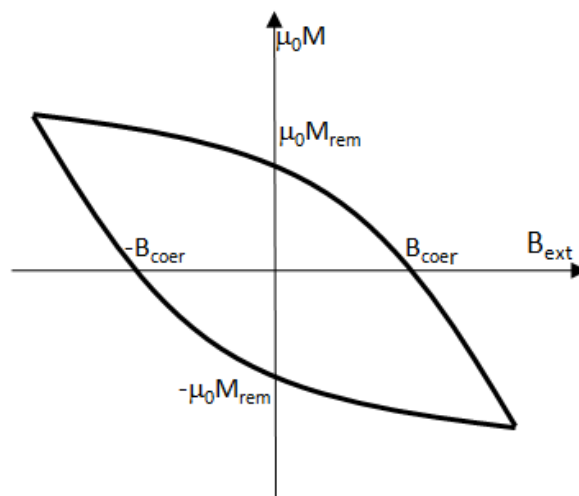


Figura 3.21: Configuração geral do ciclo de histerese em materiais supercondutores do tipo II.

Enquanto nos materiais ferromagnéticos os incrementos de energia se devem ao realinhamento de alguns domínios ou redimensionamento das paredes de *Block*, nos supercondutores do tipo II os incrementos de energia devem-se à penetração de vórtices no material (cada vórtice tem o fluxo magnético de $2,06783364 \times 10^{-15} \text{Wb}$ [101]).

Por outro lado, os supercondutores opõem-se à penetração de campo magnético. Na perspectiva macroscópica, o campo magnético externo é aplicado ao supercondutor como que empurra o material, um efeito contrário ao arrastamento do campo magnético nos materiais ferromagnéticos. A forma geral do ciclo de histerese dos materiais supercondutores está ilustrada na figura 3.21, onde B_{ext} é o campo externo aplicado ao supercondutor, B_{coer} é a coercividade e $\mu_0 M_{rem}$ a magnetização remanescente.

As mais utilizadas técnicas de modelização da histerese nos supercondutores do tipo II assentam nos pressupostos da modelização de *Bean* (correntes críticas). A própria modelização de *Preisach* também é adaptável à histerese de supercondutores [85] que, com a devida ponderação das funções de peso, poder-se-ão obter os resultados conseguidos pela modelização de *Bean*.

Os materiais duros apresentam os maiores valores de B_{coer} e $\mu_0 M_{rem}$, à semelhança dos materiais ferromagnéticos.

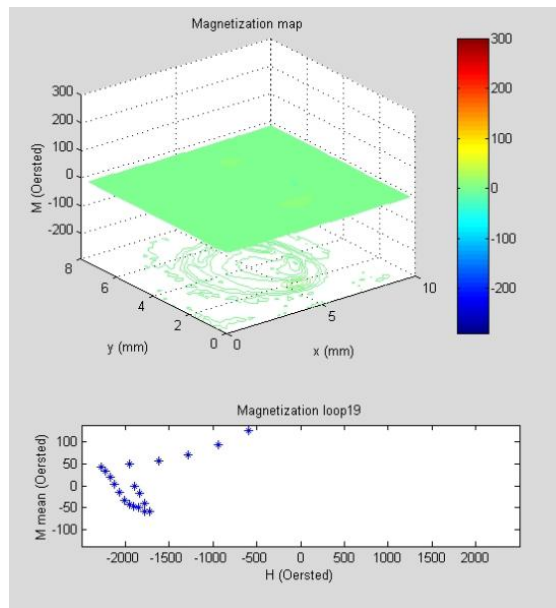


Figura 3.22: Magnetização e ciclo de histerese em material supercondutor de alta temperatura (experiência realizada no Institut de Ciència de Materials de Barcelona, 2003).

A determinação da magnetização dos supercondutores duros com base na medição das distribuições internas de campo e das correntes críticas associadas resulta num ciclo de histerese. A energia dispendida num ciclo de histerese [74]:

$$W_{mag} = \oint H dB$$

$$W_{mag} = \frac{H_{ext}^3}{jc}$$

A figura 3.22 ilustra a verificação experimental da magnetização e ciclo de histerese de material supercondutor de alta temperatura do tipo II (experiência realizada no Institut de Ciència de Materials de Barcelona, 2003). Um ciclo menor é visível. Mais detalhes encontram-se em anexo.

3.5 Aplicações dos Materiais Supercondutores

Mais de 2000 substâncias supercondutoras eram conhecidas em 1975 e a temperatura crítica atingia o valor máximo de 22,3°K em 1973, com o composto Nb_3Ge . A liga $NbTi$ é, ainda hoje, dos materiais supercondutores com maior exploração comercial e tecnológica ($T_c = 11^\circ K$), apesar da liga metálica supercondutora com a temperatura crítica mais elevada ser o MgB_2 , com 39°K. Assim permaneceu este cenário durante quase os dez anos subsequentes, até 1986, com a descoberta da supercondutividade em materiais cerâmicos [18].

Os supercondutores de altas temperaturas ($>30^\circ K$) necessitam de infra-estruturas de arrefecimento consideravelmente mais aligeiradas e consomem muito menos energia para permanecerem arrefecidos, do que os supercondutores de baixas temperaturas. Daí o protagonismo destes nas aplicações existentes.

Em aplicações de potência e energia elevadas, os materiais supercondutores são usados maioritariamente no armazenamento de energia (SMES, *Superconducting Magnetic Energy Storage*), em motores, geradores, cablagem de elevada potência, transformadores e limitadores de corrente [51], [47], [65].

Destaca-se a preparação e aplicação dos materiais supercondutores de alta temperatura como peças maciças (com a designação anglo-saxónica *bulk*), característica que os distingue dos restantes supercondutores, como é exemplo o rotor do presente trabalho.

As técnicas de fabrico (em 2003,[51]) conseguem cristalizações de elevada pureza, em dimensões limite que rondam os 10cm de diâmetro, com implicações directas no elevado fluxo magnético que é possível introduzir e manter no supercondutor, à semelhança dos ímanes permanentes. Por outro lado, esta pureza de fabrico permite, antes da magnetização, elevados diamagnetismos.

Nos motores de relutância utiliza-se o diamagnetismo das peças maciças [12], [51], [77] como forma de condicionar o campo magnético aos percursos desejados.

O efeito de condicionamento do percurso do campo magnético, através de ímanes permanentes supercondutores, é usado em levitação magnética de comboios (MAGLEV),

SMES ou rolamentos magnéticos.

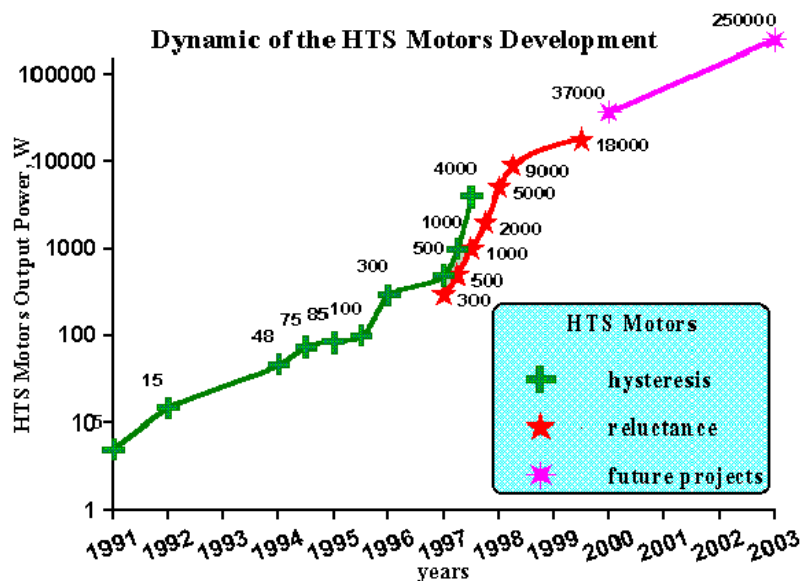


Figura 3.23: Evolução da potência dos motores de histerese e de relutância, registada em 2003 (figura publicada por Kovalev et.al., *Electrical Machines with Bulk HTS Elements*, 2006).

A diversidade de cenários de aplicação dos supercondutores aumenta diariamente. Os ímanes permanentes feitos de supercondutores maciços, de alta temperatura, mais leves e de maior densidade de campo magnéticos do que os ímanes feitos com terras raras, continuam a progredir no desempenho e, conseqüentemente, no aumento da área dos respectivos ciclos de histerese.

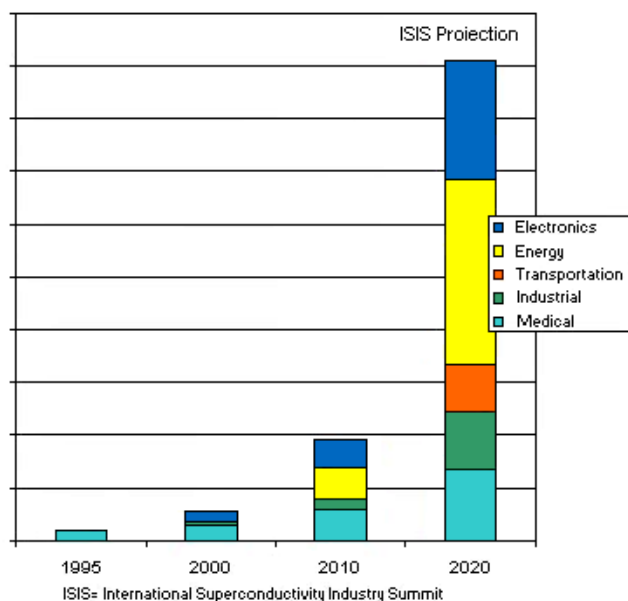


Figura 3.24: Evolução projectada em 2002 pelo consórcio "Conectus", durante a cimeira da ISIS- International Superconductivity Industry Summit, dos valores comerciais e áreas de utilização dos supercondutores.

3.6 Medição experimental da histerese

Para a medição das correntes críticas e do ciclo de histerese em supercondutores de alta temperatura, foi colocada uma amostra de material supercondutor, de forma anelar e arrefecida por azoto ¹, conforme a figura 3.25.

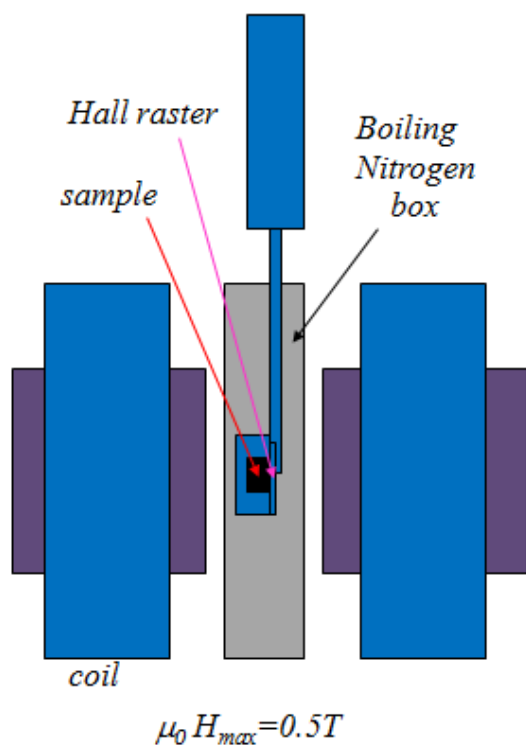


Figura 3.25: Esquema da montagem para medição da histerese em supercondutores cerâmicos de alta temperatura.

A amostra supercondutora foi arrefecida sem campo magnético significativo (*zero field cooled, ZFC*).

Para a criação do campo magnético recorreu-se a duas bobinas cujos diâmetros dos núcleos tinham dimensões muito superiores às dimensões da amostra, assim garantido a completa imersão e a uniformidade do campo magnético em torno do supercondutor.

Para obtenção da grandeza medir foi utilizado um sensor por efeito de *Hall*, que se deslocava na extremidade de um braço com movimentação X-Y, num plano perpendicular ao campo magnético externo, aplicado no supercondutor.

O afastamento de $80\mu m$ entre o braço e a amostra, a constituição do braço e as dimensões do espaço de amostragem estão ilustradas na figura 3.26.

¹Experiência realizada em 2003 no *Institut de Ciència de Materials de Barcelona, ICMAB*

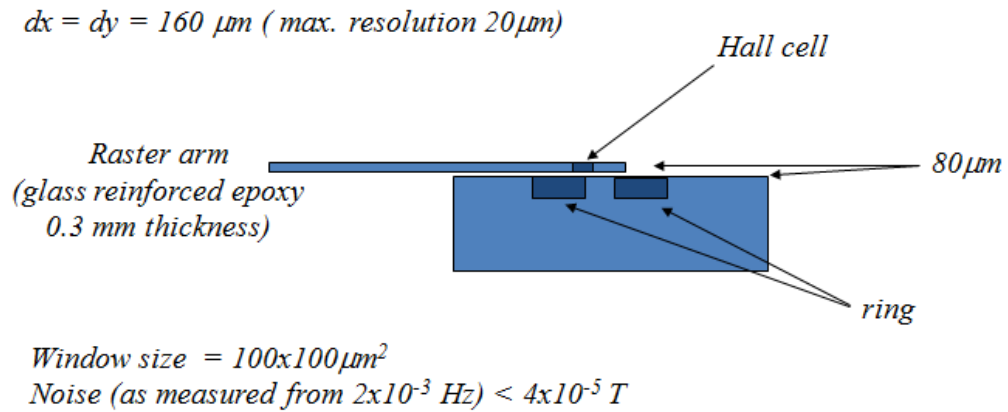


Figura 3.26: Braço sensor e espaço de amostragem.

O valor da magnetização do supercondutor foi deduzido da diferença entre a intensidade do campo magnético externo produzido pelas bobinas, $\frac{1}{\mu_0} B_{ext}$, e a intensidade de campo magnético medido, integrando-se em todo o espaço ou superfície de medição:

$$\frac{1}{\mu_0 S} \int_S (B - \mu_0 H) dS$$

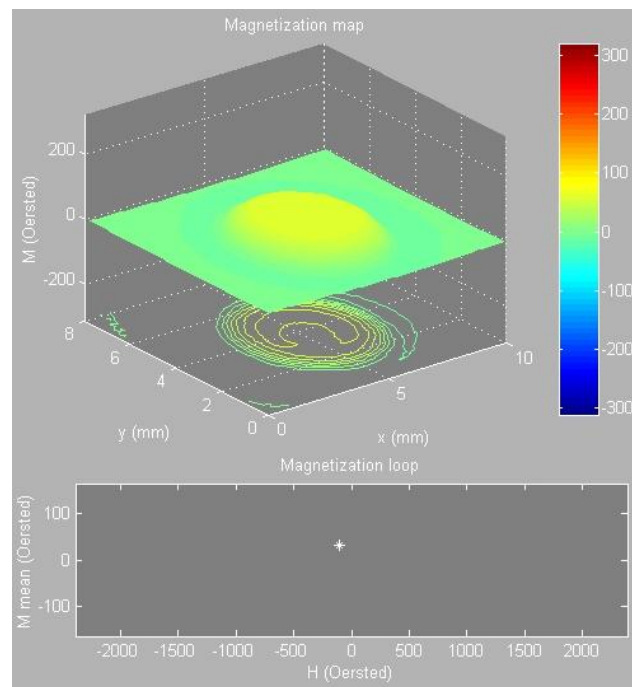


Figura 3.27: Início do aparecimento do campo magnético externo.

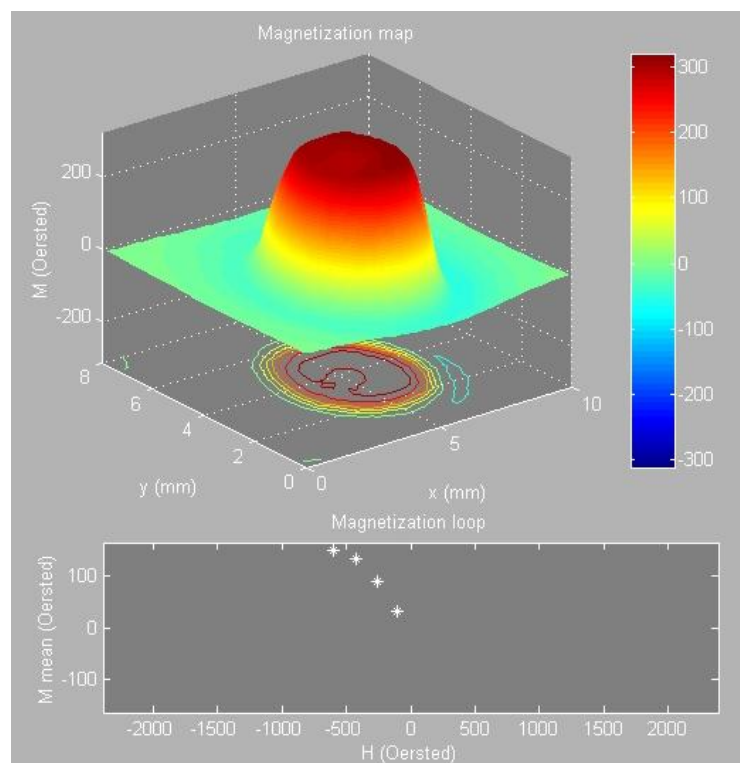


Figura 3.28: Penetração do campo magnético externo no interior do supercondutor.

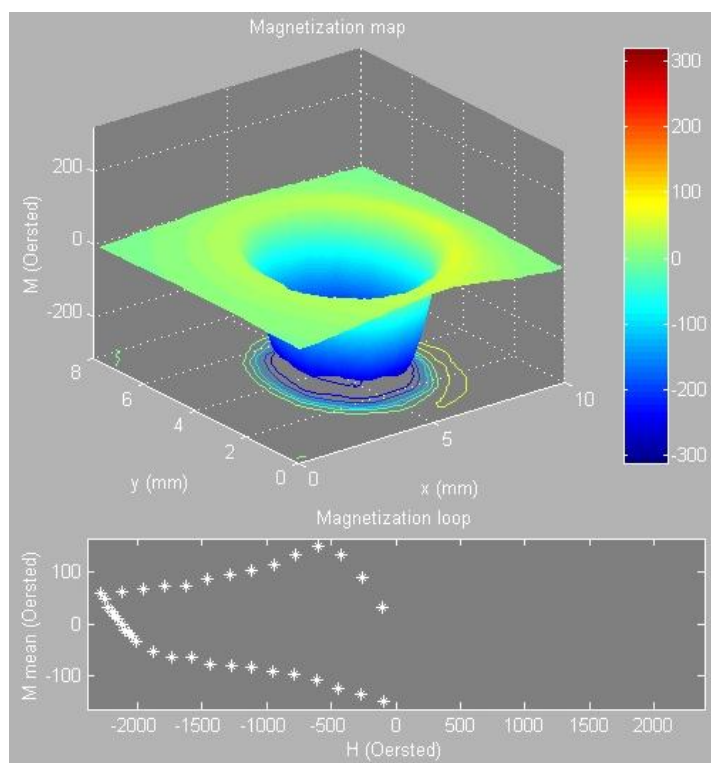


Figura 3.29: Magnetização remanescente no supercondutor.

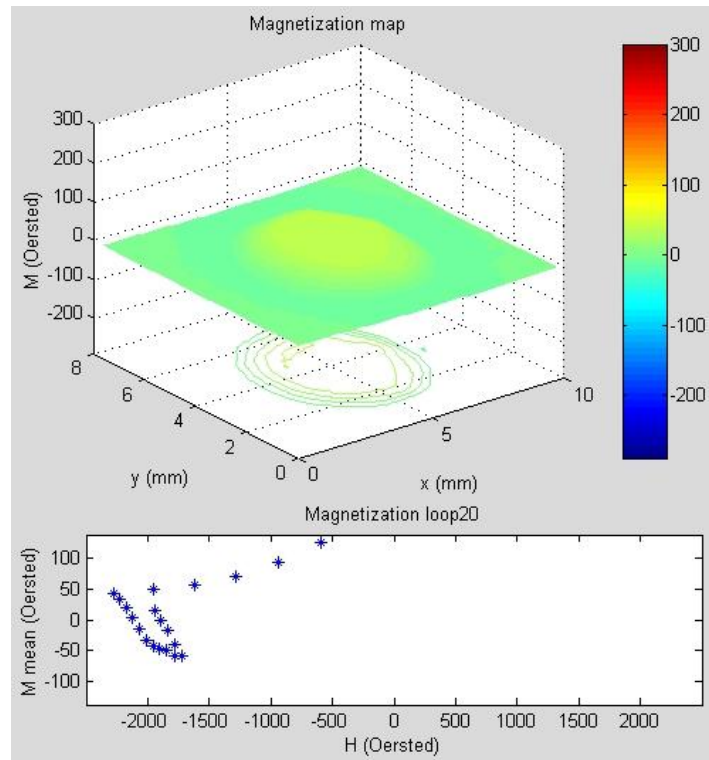


Figura 3.30: Valores nulos de magnetização do supercondutor com existência de campo magnético externo.

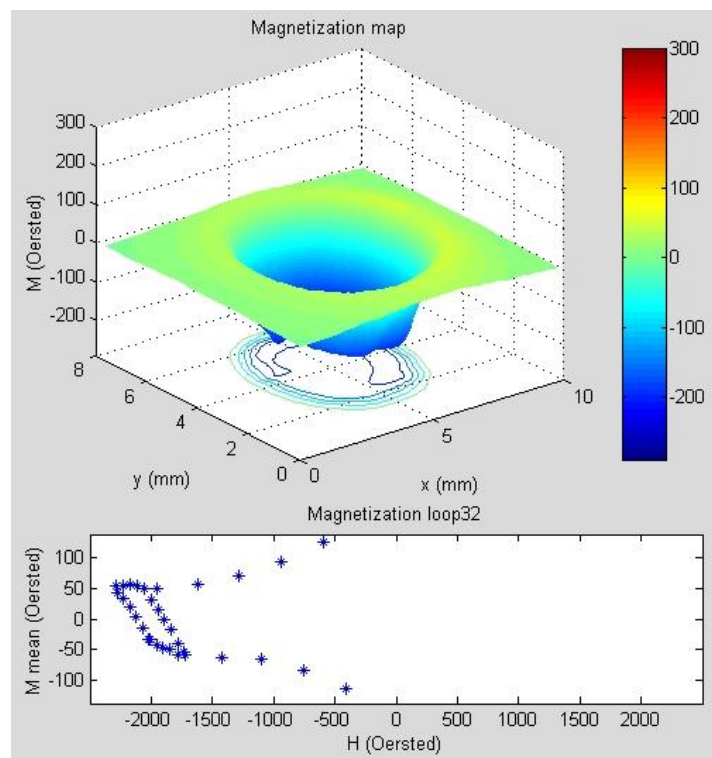


Figura 3.31: Ciclo menor de histerese no supercondutor.

Capítulo 4

Enrolamentos multifásicos e multipolares variáveis

Neste capítulo far-se-á uma abordagem quanto às possíveis configurações dos enrolamentos em estatores cilíndricos, associando a disposição física dos condutores e as respectivas excitações por corrente, com as forças magnetomotrizes resultantes. É realçada a mais-valia da associação de dois condutores com correntes iguais mas em sentido contrário como entidade elementar para a produção de campo magnético. É abordado o caso dos enrolamentos multifásicos, com correntes de amplitudes e frequências iguais mas desfasadas no tempo, e a oportunidade da exploração da relação entre número de fases e de cavas.

4.1 Amplitudes frequências livres

Considere-se um rotor cilíndrico feito de material ferromagnético e com raio R , inserido no estator de material ferromagnético e onde o entreferro tem uma dimensão radial r , sendo $r \ll R$. No interior do estator estão inseridos quatro condutores de cobre, conforme ilustrado na figura 4.1. Somente o condutor da esquerda é percorrido por corrente, com o valor fixo de $1A$. A densidade radial de campo magnético, B_r , verificada ao longo da periferia do rotor, com início e fim no ponto mais próximo ao condutor com corrente eléctrica, está ilustrado na mesma figura. No ponto do rotor mais afastado do condutor alimentado $B_r = 0$ e a distribuição de B_r ao longo da periferia do rotor é linear. Esta linearidade é consequência da posição do condutor no estator e do ângulo de incidência entre o entreferro e as linhas de força de campo magnético, concêntricas e produzidas pela corrente, ângulo este com variação constante e, portanto, de andamento linear. Se o condutor fosse percorrido pela corrente $-1A$ a representação gráfica a obter seria simétrica da ilustrada, em torno da abcissa.

Nestas condições a distribuição B_r pode ser aproximada, analisada e modelizada por uma função em dente de serra (entre valores máximo e nulo, não tendo em conta as dimensões da secção do condutor com corrente) cuja representação em série de *Fourier* é:

$$\frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\text{sen}(k\theta)}{k}$$

onde θ é o ângulo com vértice no eixo do rotor e medido a partir da posição do condutor com corrente (máximo campo e $\theta = 0^\circ$); na posição de $B_r = 0$ $\theta = \pi$. Poder-se-ão con-

siderar os valores de $\pi < \theta < 2\pi$, correspondente aos valores negativos de B_r , mas com conclusões redundantes.

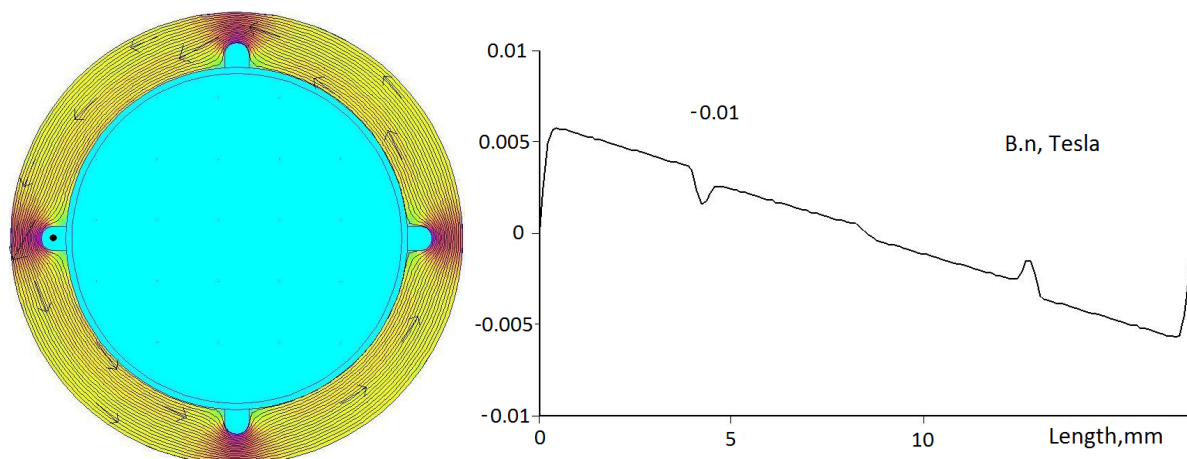


Figura 4.1: A densidade de campo magnético é muito superior ao valor no entreferro, onde a variação é constante ao longo da periferia do rotor. As perturbações na linearidade verificam-se nos pontos mais próximos dos componentes de cobre, como seja o próprio condutor com corrente.

Numa abordagem individual, para cada condutor e neste contexto linear, o campo final no entreferro da máquina resulta do somatório do contributo de cada corrente. Trata-se, portanto, da soma de tantas as distribuições de campo em dente de serra quantos os condutores com corrente.

Tendo em conta a figura 4.1, na figura 4.2 ilustra-se o campo resultante da corrente em dois condutores diametralmente opostos e na figura 4.3 apresenta-se a distribuição do campo que resulta da corrente nos quatro condutores em simultâneo. Em ambas as situações os condutores são percorridos por 1A (igual módulo e sentido da corrente). Junto a cada condutor o campo muda de sentido e toma valores que vão sendo diferentes do máximo obtido com um único condutor com corrente.

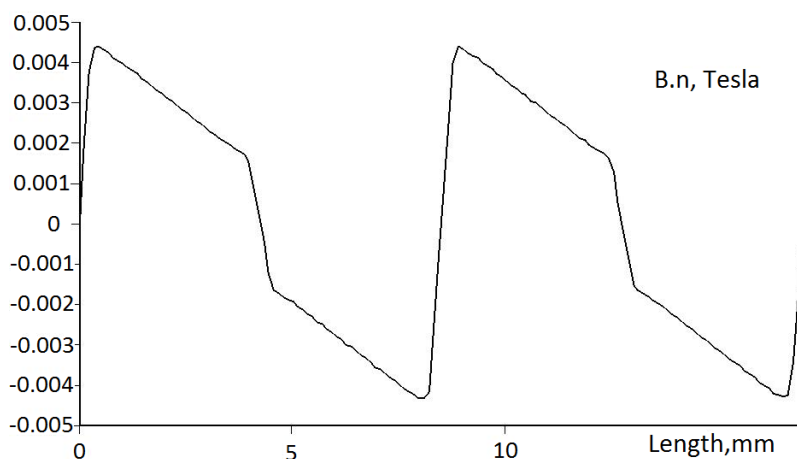


Figura 4.2: Distribuição da densidade de campo magnético ao longo da periferia do rotor, quando dois condutores diametralmente o postos são percorridos por 1A, no mesmo sentido.

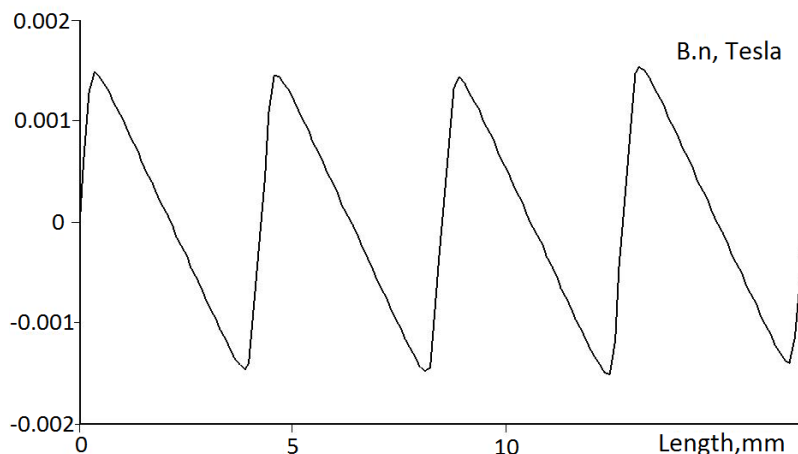


Figura 4.3: Distribuição da densidade de campo magnético ao longo da periferia do rotor, quando os quatro condutores são percorridos por 1A, no mesmo sentido.

Repare-se que os valores máximos nas figuras 4.2. e 4.3 diferem do valor máximo na figura 4.1. Tal deve-se somente ao impacto da espessura de cada condutor. O valor máximo diminui com o aumento do número de condutores com correntes iguais, uma situação que pode acentuar-se com a aproximação à saturação magnética dos materiais ferromagnéticos que constituem o estator e o rotor. Na realidade, em ambientes de magnetização com materiais ferromagnéticos, a linearidade e sobreposição são referências de abordagem que carecem de permanente verificação. A plena aplicação do princípio da linearidade e associada sobreposição somente é possível no início da curva de magnetização, na região elástica, mas a exploração desta zona elástica significa um subaproveitamento da possibilidade de magnetização dos materiais.

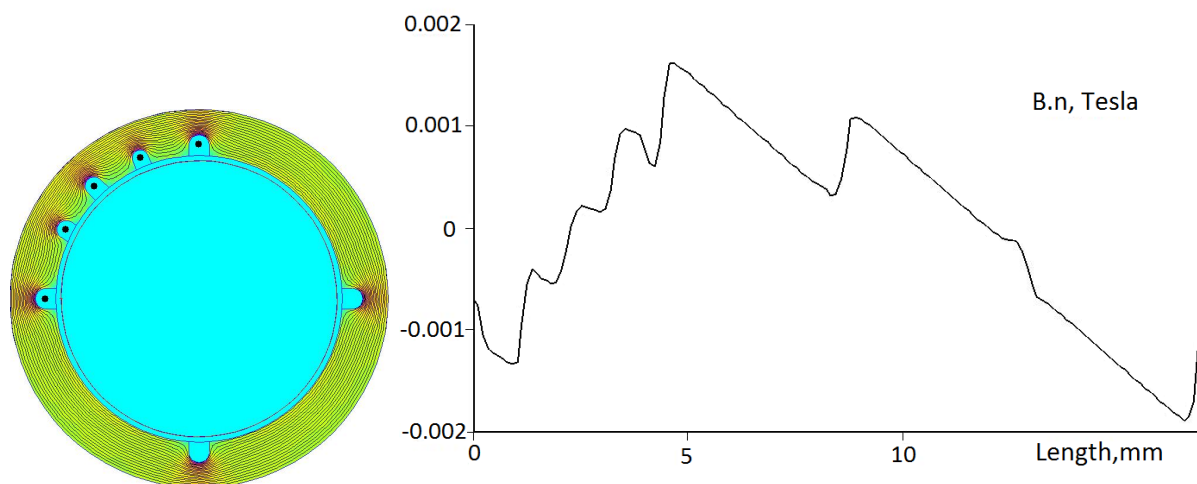


Figura 4.4: Dois condutores com corrente iguais mas de sentidos opostos: distribuição da densidade de campo magnético no entreferro.

Com os quatro condutores igualmente espaçados ao longo da periferia interna do estator e percorridos por correntes iguais em módulo e sentido consegue-se o maior valor médio teórico possível para $|B_r|$, ou seja, $\left| \frac{B_{rmax}}{2} \right|$. Se os condutores tiverem valores dife-

rentes de corrente com B_{rmax} individual como limite, sendo todas as correntes no mesmo sentido, é possível obter-se $B_r > B_{rmax}$, mas numa distribuição assimétrica de correntes ao longo do estator. A figura 4.4 ilustra a obtenção de $B_r > B_{rmax}$ de característica geral bipolar, mas numa curva assimétrica, com irregularidades que indiciam significativas distorções harmónicas. De facto, explorando as configurações de correntes sempre com o mesmo sentido, verifica-se que $B_r > k.B_{rmax}$ com $k < 5$, somente de tendência bipolar. Com correntes sempre no mesmo sentido, a exploração das configurações das correntes para produção de campos magnéticos é, portanto, muito condicionada.

Numa distribuição de condutores igualmente espaçados ao longo do estator, o maior número de alterações ao sentido de B_{rmax} acontece quando em todos os condutores existirem correntes iguais. O campo magnético B_r em dente de serra é a única configuração possível, com os valores $-B_{rmax}$ e B_{rmax} máximos sem contar com a dimensão dos condutores, independentemente no número de condutores e desde que toda e qualquer corrente tenha sempre o mesmo módulo e sentido. Adicionar condutores com corrente não contribui para valores superiores de $|B_{rmax}|$, mas antes para aumentar o número de alterações ao sentido de B_r . Mas, na realidade, com condutores de secção não desprezável, sendo N o número de condutores com corrente, $N \rightarrow \infty \Rightarrow B_r \rightarrow 0$.

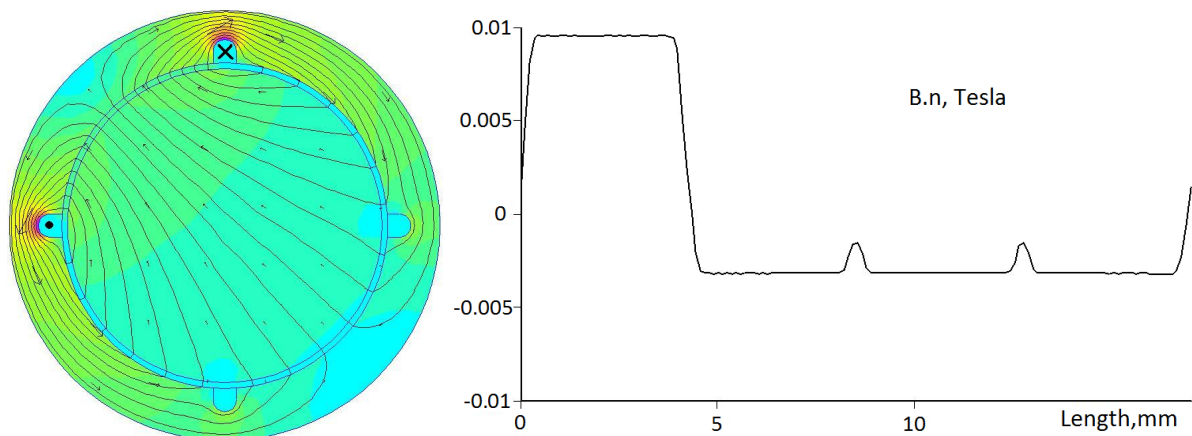


Figura 4.5: Dois condutores com corrente iguais mas de sentidos opostos: distribuição da densidade de campo magnético no entreferro.

Se dois condutores forem percorridos por correntes de mesmo módulo mas sentidos opostos, a distribuição de B_r é ilustrada na figura 4.5, com 1A nos condutores com corrente eléctrica. O resultado da soma das duas dentes de serra, simétricas porque são originadas em correntes de sentido oposto, é uma onda do tipo quadrada.

Se os dois condutores com correntes de igual módulo mas de sentidos contrários se dispuserem diametralmente opostos na periferia do estator, conforme ilustra a figura 4.6, a distribuição de B_r será uma onda quadrada (quase) perfeita, alterada pelas perturbações devido às dimensões dos materiais condutores de corrente (em cobre, na vertente simulação).

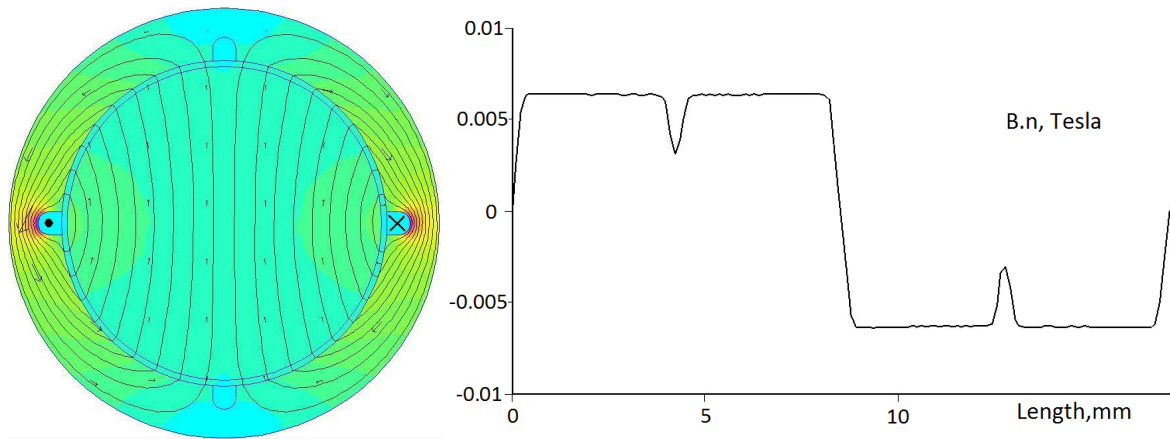


Figura 4.6: Dois condutores com o mesmo módulo de corrente, mas sentidos contrários, colocados em posições diametralmente opostas. As perturbações na onda quadrada da B_r verificam-se nos pontos mais próximos dos componentes de cobre, como sejam os próprios condutores com corrente.

Nestas condições a distribuição B_r pode ser aproximada, analisada e modelizada por uma função de onda quadrada cuja representação em série de *Fourier* é:

$$\frac{4}{\pi} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\text{sen}(k\theta)}{k}$$

onde θ é o ângulo medido ao longo da periferia do rotor, onde dois pontos sucessivos de inversão de campo, $\theta = 0$ e $\theta = \pi \text{ rad}$, coincidem com a localização de cada condutor. Em vários contextos de aplicação é oportuno o estudo dos campos magnéticos baseados na forma de onda quadrada, tendo em conta somente a componente fundamental quando $k = 1$, dado que a primeira harmónica ($k = 3$) tem um módulo reduzido a um terço da componente fundamental, esta com a expressão:

$$\frac{4}{\pi} \text{sen}(\theta)$$

A componente principal da onda em dente de serra tem como valor máximo $\frac{2}{\pi}$, que é metade do da onda quadrada com $\frac{4}{\pi}$, um valor superior à unidade. Adicionalmente, a segunda harmónica da onda em dente de serra tem como valor máximo $\frac{1}{\pi}$, não negligenciável face ao valor da componente fundamental o que significa, inevitavelmente, forte distorção do campo produzido pela primeira harmónica, pelo que dificilmente poderá ser negligenciada. Esta realidade reforça a limitada potencialidade de aplicação da onda dente de serra, já referida.

Associando-se vários condutores, dois a dois com módulos iguais mas sentidos contrários de corrente, é possível aumentar o valor máximo do campo magnético além de B_{rmax} produzido por um só condutor, conforme ilustra a figura 4.7. Imperceptível na figura, o valor de B_r entre dois condutores consecutivos com correntes do mesmo módulo e sen-

tido, segue a inclinação da onda dente de serra anteriormente realçada. O módulo de B_r duplica entre dois condutores com correntes simétricas, face ao valor indicado na figura 4.6.

Sendo l o comprimento e B_r a densidade de campo, ambos medidos ao longo da periferia do rotor, de dois condutores com o mesmo módulo de corrente mas de sentidos opostos, tem-se:

$$B_{r1}l_1 = B_{r2}l_2$$

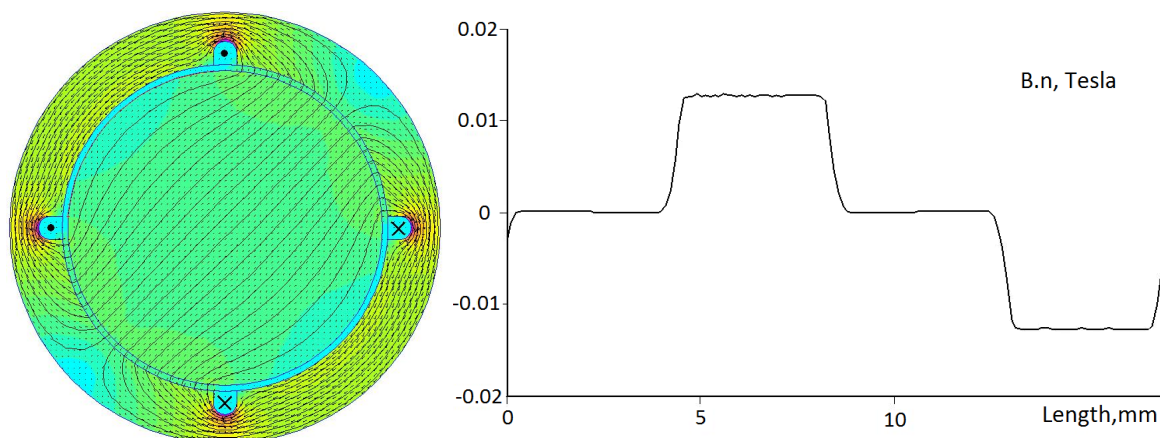


Figura 4.7: Dois condutores com o mesmo módulo de corrente, mas sentidos contrários, colocados em posições diametralmente opostas. As perturbações na onda quadrada da B_r verificam-se nos pontos mais próximos dos componentes de cobre, como sejam os próprios condutores com corrente.

Com dois condutores os valores de B_r só se traduzem numa curva simétrica em torno da abcissa l , quando os condutores com a mesma corrente mas de sentidos contrários, estiverem geometricamente opostos, uma forma de sinal o mais próximo da onda quadrada perfeita. O não cumprimento desta condição é realçado pelas figuras 4.4 e 4.5.

A simples onda quadrada pode ser alterada por recurso à sobreposição de ondas quadradas de pares de condutores (correntes com mesmo módulo mas sentidos contrários e colocados diametralmente opostos no estator), conforme ilustra a figura 4.8. A forma de onda do campo B_r ao longo da periferia do rotor (ou do estator) é simétrica e periódica. Identifica-se uma zona polar N e outra S .

O campo resultante, B_r , pode ser aproximado por uma senoide. De facto, as conhecidas técnicas para aproximação a sinusoides, como seja o espaçamento entre os condutores (dimensão do dente da cava) e o número de condutores por cava, permitem explorar tanto quanto possível a aproximação à senoide fundamental, em detrimento das demais harmónicas. As harmónicas podem estar associadas a efeitos indesejáveis como sejam as perdas de energia, os ruídos e a saturação.

Importa conhecer B_r resultante dos contributos das várias ondas quadradas de campo magnético. Considere-se B_r produzido por dois condutores colocados diametralmente opostos no estator, ilustrado pela onda quadrada 1 – 1' na figura 4.10, de módulo $|A|$ e

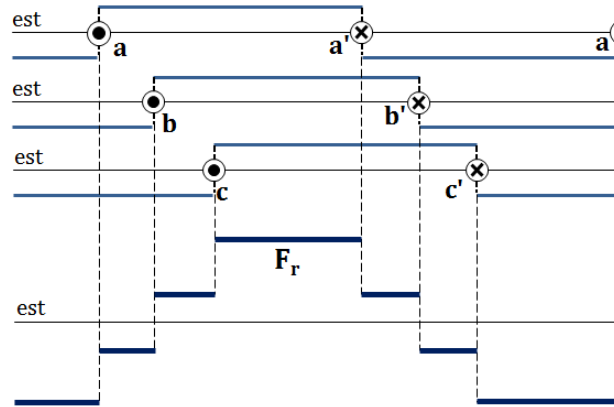


Figura 4.8: Força magneto motriz F_r resultante do somatório das forças magnetomotrices em forma de onda quadrada, produzidos pelos condutores associados $a-a'$, $b-b'$ e $c-c'$, onde “est” é a periferia interna do estator.

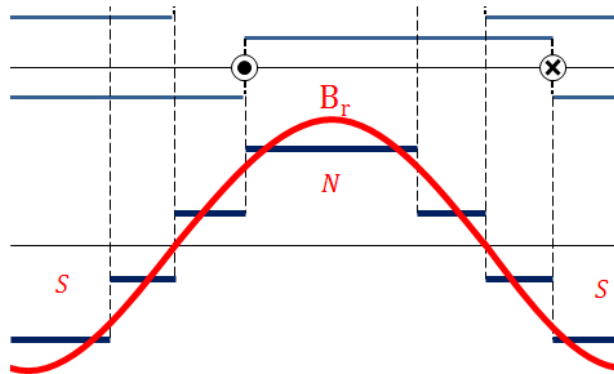


Figura 4.9: O campo B_r resultante do somatório das sinusoides fundamentais das ondas quadradas é, também, uma onda sinusoidal.

respectiva componente fundamental realçada a vermelho, com o valor máximo $\frac{A}{4\pi}$.

Nesta figura, $a - a'$ significa a linha de maior valor de B_r . O efeito de $1 - 1'$ faz-se sentir ao longo do entreferro com:

$$B_{r1-1'} = \frac{A}{4\pi} \cos\theta$$

sendo θ o ângulo geométrico medido a partir de $a - a'$.

O par $2 - 2'$ está instalado em duas cavas desfasadas de $-\alpha^\circ$ relativamente a $1 - 1'$; $3 - 3'$ está desfasado $+\alpha^\circ$. O resultado das três componentes fundamentais é dado por:

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos\theta + \frac{A}{4\pi} \cos(\theta + \alpha) + \frac{A}{4\pi} \cos(\theta - \alpha)$$

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos\theta (1 + 2\cos\alpha)$$

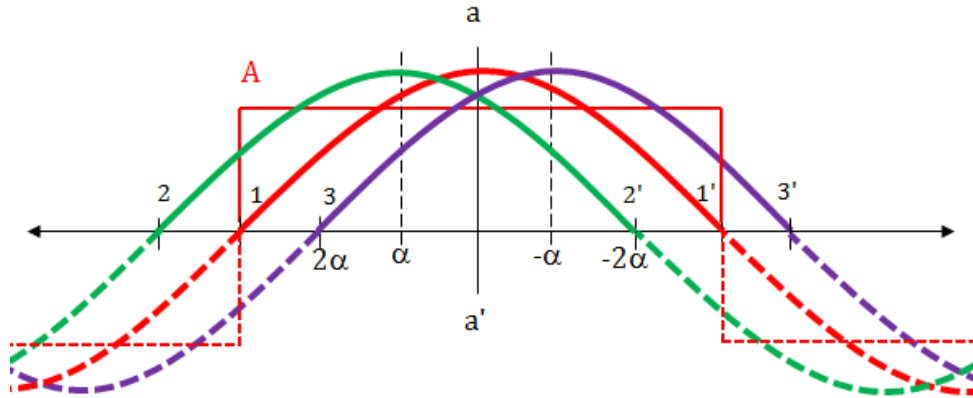


Figura 4.10: O campo B_r resultante do somatório de sinusóides fundamentais em número ímpar.

Com a adição de mais dois pares de condutores, desfasados geometricamente de $+2\alpha$ e -2α , o resultado do somatório é:

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos\theta (1 + 2\cos\alpha + 2\cos 2\alpha)$$

Com a adição de n pares de condutores ao par base $1 - 1'$, obtém-se:

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos\theta \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos n\alpha \right)$$

Quando $\alpha = 0^\circ$, sem desfasamento geométrico, a expressão realça a simples sobreposição de pares de condutores. Com desfasamento, o efeito no campo B_r final diminui, à medida que se aumenta o número de pares de condutores. Este resultado foi obtido com um número ímpar de pares de condutores. Uma expressão semelhante é obtida com a sobreposição em número par dos pares de condutores, sobreposição de campos ilustrada na figura 4.11.

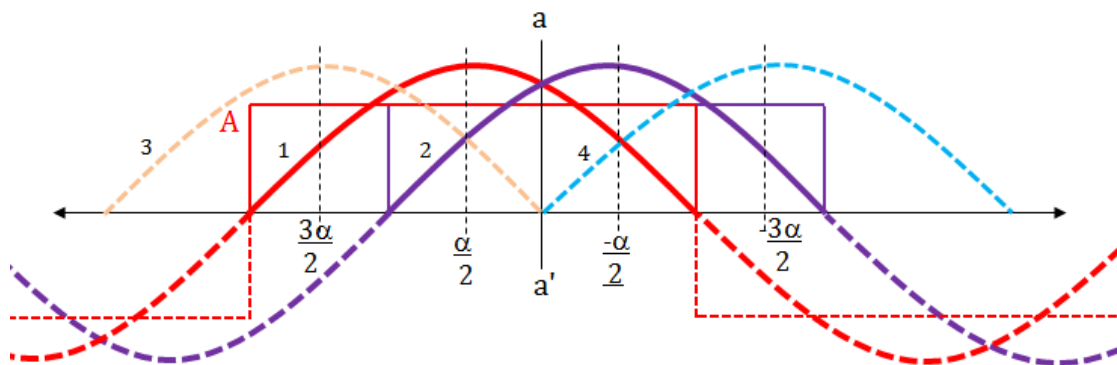


Figura 4.11: O campo B_r resultante do somatório de sinusóides fundamentais em número par.

O efeito dos dois pares de condutores 1 – 1' e 2 – 2' ao longo do entreferro:

$$B_{r1-1'} + B_{r2-2'} = \frac{A}{4\pi} \cos \left(\theta + \frac{\alpha}{2} \right) + \frac{A}{4\pi} \cos \left(\theta - \frac{\alpha}{2} \right)$$

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos \theta \left(2 \cos \frac{\alpha}{2} \right)$$

Com a adição de mais dois pares de condutores, desfasados geometricamente de $+\frac{3}{2}\alpha$ e $-\frac{3}{2}\alpha$, o resultado do somatório é:

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos \theta \left(2 \cos \frac{\alpha}{2} + 2 \cos \frac{3\alpha}{2} \right)$$

Com a adição de n pares de condutores, com $n = 0, 2, 4, \dots$, obtém-se:

$$B_r = \frac{A}{4\pi} \cos \theta \left(2 \sum_{n=0}^{\infty} \cos \left(\frac{n+1}{2} \alpha \right) \right)$$

O valor máximo de $|B_r|$ é obtido de N condutores em duas zonas polares, quando à sequência de $N/2$ condutores com corrente num sentido sucedem $N/2$ condutores com corrente em sentido contrário. O fluxo magnético que atravessa uma zona polar, $\Phi(Wb)$, corresponde à área da senoide entre dois zeros consecutivos e considerando um rotor cilíndrico de altura unitária:

$$\begin{aligned} B_r &= B_{max} \sin \theta \\ \Phi &= \int_0^{\pi} B_{max} \sin \theta d\theta \\ \Phi &= 2B_{max} \end{aligned}$$

onde θ é o ângulo medido da periferia interna do estator ou na periferia do rotor, sendo $\theta = 0$ coincidente com $B_r = 0$ e $\theta = \pi$ com a localização do outro valor nulo para B_r . O fluxo magnético total que atravessa o rotor é, portanto, $\Phi_{tot} = 4B_{max}$.

O cálculo do campo resultante da soma de ondas quadradas para campos simétricos relativamente ao entreferro só é válido quando em cada par os condutores se encontram diametralmente opostos no estator, ou quando vários pares de condutores se distanciam o mesmo valor ao longo da periferia do estator, conforme ilustra a figura 4.12. A corrente terá que ser igual em módulo em todos os condutores. O não cumprimento de qualquer uma destas condições resulta em campos assimétricos quanto aos valores de B_r medidos no entreferro, onde as zonas polares têm valores diferentes de $|B_r|$, e B_r deixa a forma quadrada perfeita e aparecem formas em dente de serra quando a corrente tem módulo diferente em cada par de condutores associados.

A assimetria permite, contudo, aumentar o valor máximo de B_r , isto é, em lugar da soma de onda quadradas perfeitas efectua-se a soma de campos resultantes do contributo de condutores concêntricos, conforme ilustra a figura 4.13. Como efeito, o campo

resultante B_r é uma forma periódica, não necessariamente sinusoidal. Os condutores concêntricos favorecem a diferença entre os valores máximos dos pólos N e S , o que poderá ser útil na exploração de binário.

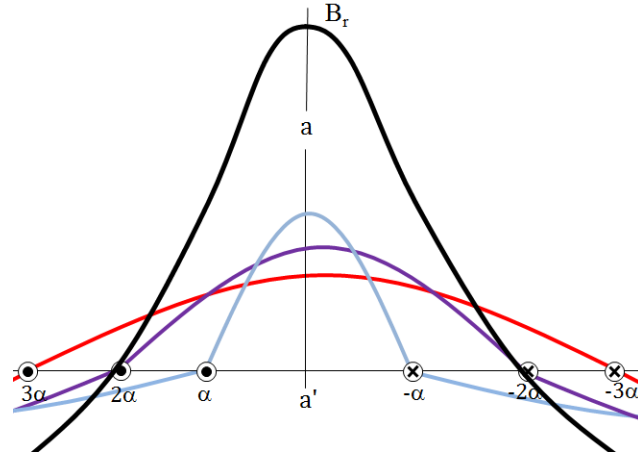


Figura 4.12: O campo B_r num pólo resultante do somatório de sinusoides de condutores concêntricos. O reforço de B_r é conseguido através do desvio à forma sinusoidal.

O valor máximo de B_r na figura 4.13 é igual ao valor máximo na figura 4.6. Contudo, considerando somente a componente fundamental da onda quadrada, o fluxo total $\Phi_{tot} = 4B_{max}$ que atravessa o entreferro na configuração da figura 4.13 é o dobro do representado pela figura 4.6. A sequência alternada ao longo do estator dos condutores com correntes iguais mas em sentido contrário aumenta o número de alternâncias de B_r e o fluxo total Φ_{tot} que atravessa o entreferro.

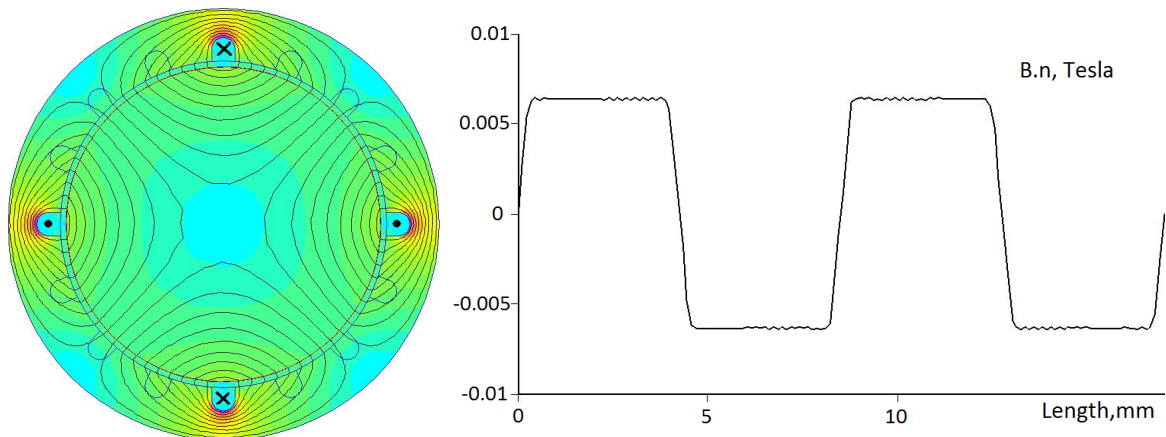


Figura 4.13: Campo B_r resultante do somatório dos campos em forma de onda quadrada produzidos pelos condutores associados $a-a'$, $b-b'$ e $c-c'$, onde “est” é a periferia interna do estator.

Com N condutores disponíveis no estator poder-se-ão obter duas zonas polares, duas sequências de $N/2$ condutores concentrados ou não, mas que estão emparelhados com outros $N/2$ condutores, estes com correntes em sentido contrário. O valor máximo da componente fundamental do campo é dada por $B_{rmax} = \frac{4}{\pi}A$. Considere-se, agora, a divisão dos N condutores em quatro grupos de $N/4$ condutores concentrados. Se os

grupos de $N/4$ condutores forem dispostos ao longo do estator em sequência alternada no respeitante ao sentido da corrente, obtém-se quatro zonas polares. Nesta situação $B_{rmax} = \frac{1}{2} \frac{4}{\pi} A$, conforme ilustra a figura 4.14, mas o fluxo magnético total que atravessa o entreferro mantém-se igual à situação bipolar.

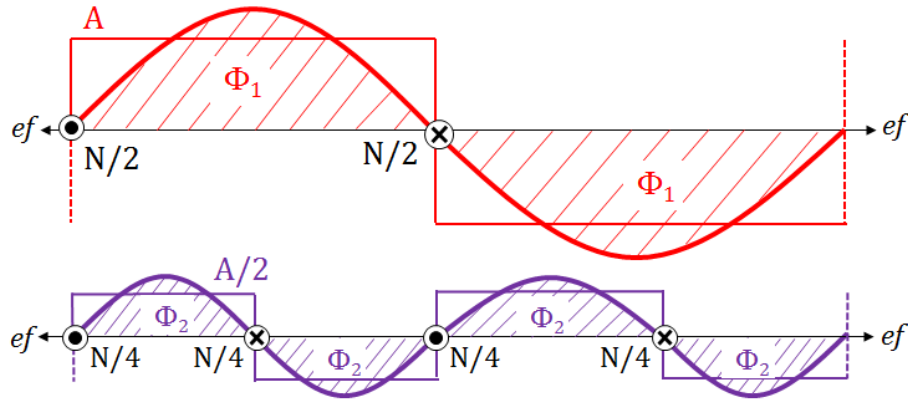


Figura 4.14: Divisão de fluxo magnético, onde “ ef ” significa o entreferro.

Nesta abordagem o efeito das dimensões dos condutores não é tido em consideração. Se os $N/4$ condutores não se considerarem concentrados, então as correcções para o efeito final serão tidas em conta, conforme anteriormente realçado.

As considerações até agora efectuadas têm como base um rotor ferromagnético, previamente desmagnetizado, com valores de corrente nos condutores do estator longe da entrada em saturação tanto do estator como do rotor. As distorções ao B_r com valor constante (resultado de condutores associados) ou a variação constante e curva linear ao longo da periferia do rotor (resultado de um condutor simples) são bastante acentuadas devido a diversos factores, como a saturação magnética, o aumento da corrente e o número de condutores no estator, a razão entre a abertura da cava e a distância à cava adjacente e a dimensão do entreferro. Em rotores lisos, homogêneos e isotrópicos, de pequeno entreferro, aplicam-se as relações entre correntes e campos magnéticos atrás apresentadas.

A figura 4.15 ilustra a distribuição de B_r ao longo da periferia do rotor e a partir do condutor com uma corrente significativamente superior à existente no condutor da figura 4.1. Também se considera que só existe o condutor com corrente e todo o restante material, à excepção do entreferro, é ferromagnético. A curva aproxima-se da evolução $B \propto \frac{1}{r}$, variação prevista para B medido a partir de um condutor com corrente envolto em ar ou vácuo, à distância r . Este comportamento é motivado pela saturação do ferro.

Na figura 4.16 ilustra-se a alteração em B_r devido a valores elevados de corrente que provocam saturação no estator, e também por se considerar a dimensão dos restantes condutores de cobre, embora estes sem corrente, no gráfico da esquerda com relação ao

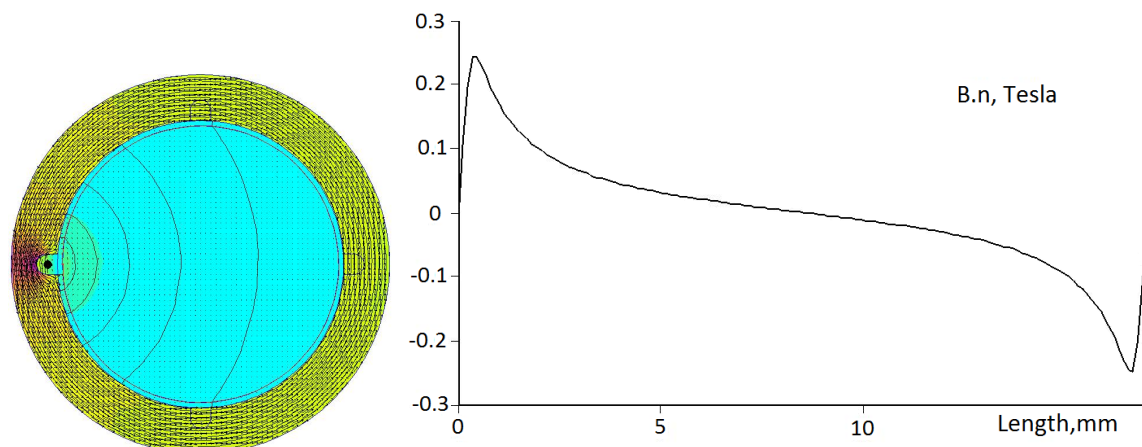


Figura 4.15: A saturação do estator aproxima o perfil da curva de B_r ao longo da periferia do rotor ao da magnetização do ar ou do vácuo em torno de um condutor.

ilustrado na figura 4.1 e no gráfico da direita visualiza-se a distribuição de B_r quando dois condutores estão alimentados conforme a figura 4.6.

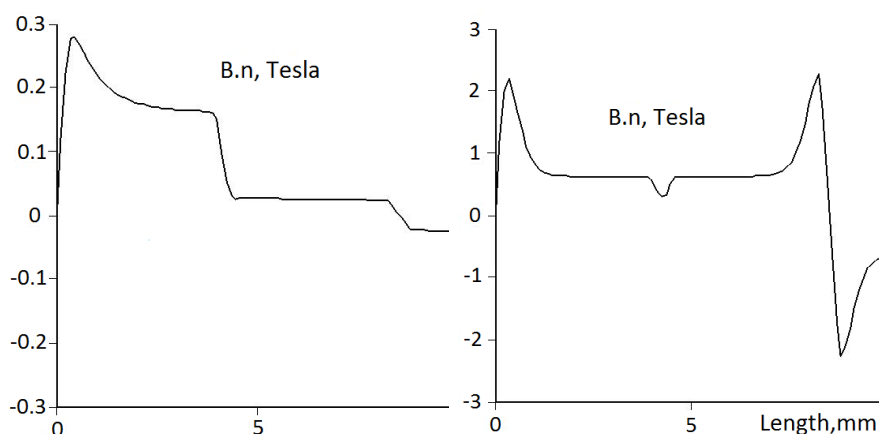


Figura 4.16: Com o aumento da corrente verificam-se distorções no campo magnético, tendo em conta o verificado nas figuras 4.1 e 4.6 (somente ilustrado em cerca de metade do perímetro do rotor).

Rotor liso, pequeno entreferro e a presença dos materiais condutores com efeito negligenciável nos campos magnéticos produzidos é um cenário desejável por facilidade de cálculo ou de aplicação de técnicas analíticas, mas de difícil implementação. Os condutores fazem sentir a sua presença, a forma do rotor poderá deixar de ser cilíndrica, como o rotor de pólos salientes, que tem consideráveis alterações às dimensões do entreferro.

Devido ao aumento das distorções ou alterações ao contexto linear do sistema inicialmente abordado, as descrições analíticas têm tendência para aumentar a imprecisão, pelo que são necessárias abordagens distintas com vista ao correcto dimensionamento das máquinas eléctricas, por forma a relacionar correctamente os campos magnéticos com as correntes que os produzem. O recurso aos métodos numéricos, através da técnica dos elementos finitos é bastante promissora. Para as simulações deste capítulo é usada esta técnica, através do programa *Finite Element Method Magnetics*.

A motivação para a aplicação de técnicas numéricas não se confina a cenários de previsíveis não linearidades. Basta que o rotor não seja cilíndrico, de superfície lisa, para que as técnicas analíticas assumam aproximações mas que poderão, potencialmente, ser dissolvidas pelas técnicas numéricas.

Este subcapítulo tem como contributo colocar em evidência que a maximização da relação entre os valores dos campos magnéticos produzidos no entreferro e as correntes nos condutores que os produzem, condutores embutidos no estator, resulta de relações de simetria: cada condutor com uma corrente é correspondido com outro condutor com a mesma corrente mas de sentido contrário; o conjunto de condutores com correntes do mesmo módulo, não desfasadas no tempo, conjunto que é correspondido com outro conjunto de igual número de condutores com corrente do mesmo módulo mas de sentido contrário, ambos os conjuntos dividem em espaços iguais a periferia do estator.

A simetria de campos é, também, importante no contexto de simetria de forças mecânicas a serem aplicadas no veio das máquinas. A exploração individual do campo produzido por cada condutor, para depois aplicar somente o princípio da sobreposição, muito provavelmente resultará em binários mais pequenos face às correntes aplicadas no estator, vibrações mecânicas, efeitos indesejáveis quanto a magnetização, etc.

O ideal da liberdade total de magnetização, traduzido por duas matrizes de comutação, cada matriz em cada lado ou topo do rotor, matrizes que permitem a interligação de um condutor a qualquer outro, está, portanto, fortemente condicionado.

4.2 Forças magnetomotrizes multifásicas e pólos variáveis

Independentemente das eventuais distorções mencionadas, a existência de campos magnéticos deve-se, com excepção dos motores de magnetos permanentes, a correntes eléctricas, pelo que a avaliação das forças magnetomotrizes é prioritária e essencial. A jusante da configuração de forças magnetomotrizes está, portanto, a avaliação dos valores de campo magnético, tendo em conta condicionantes importantes, como a geometria e a saturação magnética. Assim, a força magnetomotriz no entreferro associada à produção de campo e ilustrada na figura 4.6, toma a seguinte expressão na componente fundamental, entre os dois condutores emparelhados (bobina) e colocados diametralmente opostos, com a corrente i , em qualquer local no entreferro:

$$|F| = \frac{4}{\pi} \left(\frac{i}{2} \right) \cos\theta$$

Se na mesma cava forem colocados N condutores, considerando-os concentrados, a expressão actualiza-se:

$$|F| = \frac{4}{\pi} \left(\frac{Ni}{2} \right) \cos\theta$$

sendo θ o ângulo medido a partir da posição na periferia do rotor ou no entreferro onde a componente fundamental toma o maior valor, ou seja, a metade da distância entre as duas cavas. Considere-se que a amplitude da corrente $i_1(t)$ que percorre esta bobina apresenta valores ao longo do tempo traduzidos pela sinusóide $i_1(t) = I_{max} \cos(\omega t + \theta_1)$, sendo $\theta_1 = 0^\circ$. Designe-se esta bobina por “fase 1”, bobina que produz duas zonas polares ao longo do entreferro, em qualquer instante de tempo em que $i(t) \neq 0$.

Adicionando-se $m - 1$ outras fases à existente, a distâncias iguais entre as cavas quando medidas ao longo do entreferro, o que significa um desfasamento geométrico de $\frac{2\pi}{m}$ entre os planos de duas fases consecutivas, é possível a obtenção de um campo magnético girante, com módulo e velocidade de rotação constante, quando as correntes entre quaisquer duas fases consecutivas se encontram desfasadas em tempo de $\frac{2\pi}{m}$.

Seja a componente fundamental da força magnetomotriz produzida pela fase 1, dada pela expressão:

$$|F_1| = \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos(\theta_{geo1} + \theta) \cos(\omega t + \theta_{fase1})$$

que, por simples facilidade de abordagem, $\theta_{geo1} = 0^\circ$ e $\theta_{fase1} = 0^\circ$. Para a fase adjacente a F_1 :

$$|F_2| = \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos(\theta_{geo2} + \theta) \cos(\omega t + \theta_{fase2})$$

sendo $\theta_{geo2} = \theta_{geo1} + \frac{2\pi}{m}$ e $\theta_{fase2} = \theta_{fase1} + \frac{2\pi}{m}$

A fase m produz a força magnetomotriz:

$$|F_m| = \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos(\theta_{geom} + \theta) \cos(\omega t + \theta_{fasem})$$

sendo $\theta_{geom} = \theta_{geo1} + \frac{(m-1)}{m} 2\pi$ e $\theta_{fasem} = \theta_{fase1} + \frac{(m-1)}{m} 2\pi$

Pelo teorema de *Maurice Leblanc*, a soma obtida traduz o teorema de *Galileo Ferraris*:

$$|F_1| + |F_2| + \dots + |F_m| = \frac{m}{2} \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos(\omega t - \theta)$$

Nestas condições, cada fase produz duas zonas polares. Mas, sendo p o número de pólos em cada fase, que na abordagem efectuada $p = 2$, a expressão que traduz a força magnetomotriz em cada fase é actualizada tendo em conta o número de pólos por fase:

$$|F| = \frac{4}{\pi} \left(\frac{Ni}{2} \right) \cos\left(\frac{p}{2}\theta + \theta_{geo}\right)$$

Com p pólos por fase e existindo m fases desfasadas geometricamente de $\frac{2\pi}{m}$, sendo o desfasamento em tempo na corrente que percorre duas fases geometricamente consecutivas de $\frac{2\pi}{m}$, a expressão que traduz a força magnetomotriz total é dada por:

$$|F_1| + |F_2| + \dots + |F_m| = \frac{m}{2} \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos \left(\omega t - \frac{p}{2} \theta \right)$$

No caso particular de três fases ou trifásico, com p pólos por fase, com desfasamento geométrico e desfasamento temporal entre as correntes de duas fases consecutivas no valor de $\frac{2\pi}{3}$, com p pólos, a força magnetomotriz é dada pela divulgada expressão:

$$|F_1| + |F_2| + |F_3| = \frac{3}{2} \frac{4}{\pi} \left(\frac{N}{2} I_{max} \right) \cos \left(\omega t - \frac{p}{2} \theta \right)$$

Na abordagem efectuada com m fases desfasadas geometricamente $\frac{2\pi}{m}$ e as correntes entre duas fases consecutivas desfasadas deste mesmo valor, com o mesmo valor máximo de corrente em cada fase, um conjunto de condições que caracterizam um sistema de fases equilibrado, o valor máximo da força magnetomotriz é constante $\left(\frac{m}{2} \right)$ mas altera a direcção com velocidade angular constante, decorrente da condição para o valor máximo da força magnetomotriz:

$$\omega t - \frac{p}{2} \theta = 0 \Rightarrow \omega t = \frac{p}{2} \theta$$

sendo ω a pulsação de cada fase, a rotação da força magnetomotriz resultante (rotação à velocidade síncrona, ω_{sinc}) é obtida de:

$$\frac{\omega}{t} = \omega_{sinc} = \frac{2}{p} \omega$$

Num conjunto equilibrado, com correntes de igual amplitude e frequência em cada fase, o módulo da força magnetomotriz resultante é proporcional ao número de fases: $|F| \propto m$.

Por outro lado, o valor máximo dessa mesma força magnetomotriz altera constantemente a posição no espaço, alteração que é traduzida numa rotação ou velocidade síncrona, ω_{sinc} , com valor inversamente proporcional ao número de pólos de cada fase. A velocidade síncrona independe do número de fases, dependendo somente do número de pólos. Alterar a velocidade síncrona significa, portanto, alterar o número de pólos, sendo independente do número de fases.

A alteração dinâmica do número de pólos por fase introduz, portanto, alterações ao módulo da força magnetomotriz e à respectiva velocidade de rotação. A possibilidade de relacionar o número de fases com o número de pólos por fase, tendo como base o número de cavas disponíveis no estator, é o trabalho desenvolvido por João Murta Pina [99], trabalho que fundamenta uma patente.

Como exemplo, considere-se um estator com dezoito cavas, $C = 18$. A relação entre o número de pólos por fase e o número de fases possíveis de implementar é a seguinte:

| CAVAS | PÓLOS | FASES |
|-------|-------|-------|
| 18 | 2 | 9 |
| | 4 | - |
| | 6 | 3 |
| | 8 | - |
| | 10 | - |
| | 12 | - |
| | 14 | - |
| | 16 | - |
| | 18 | 1 |

Figura 4.17: Relação entre o número de cavas, pólos por fase e fases possíveis num estator com dezoito cavas.

Por princípio, o número de cavas de um estator é par. Para um determinado estator com C cavas, o número possível de fases será o número de divisores positivos de C . Com recurso ao princípio fundamental da contagem será determinado o número de fases para um dado C . Para três fases com seis pólos por fase estão ilustradas na figura 4.18, em cores diferentes, a disposição de cada fase ao longo do estator.

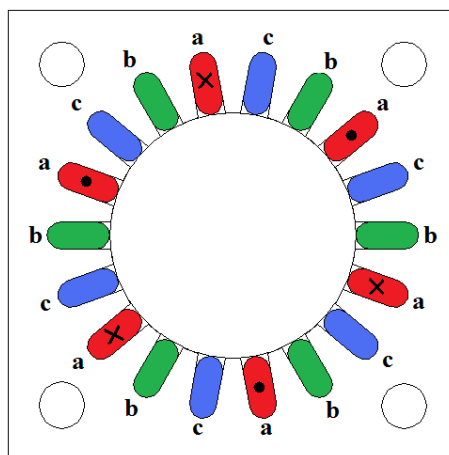


Figura 4.18: Agrupamento dos feixes de bobina nas fases a, b e c, com indicação do sentido da corrente na fase a.

Nesta configuração dinâmica dos enrolamentos do estator e que se destina prioritariamente a ser aplicada nos motores de indução e de histerese, possibilita-se alterar a velocidade de rotação do rotor, adaptando a máquina ao contexto de aplicação, alterações de velocidade que são finitas, mas cujos incrementos são tendencialmente mais pequenos com o aumento do número de cavas disponíveis no estator. A alteração de velocidade poderá, contudo, ser contínua em qualquer número de cavas do estator, no caso de ser possível alterar a frequência das correntes nas diversas fases.

O trabalho desenvolvido por João Pina [99] sobre configuração dinâmica dos enrolamentos tem potencial aplicação, por exemplo, no importante contexto do transporte, em situações de permanentes alterações de carga, potências e velocidades nos motores. A presente dissertação e o trabalho experimental desenvolvido tem como referência a inovação nos enrolamentos e que fundamenta a patente mencionada.

Num estator com C cavas e os condutores em cada cava dispostos numa única camada, ou seja, cada cava ocupada com N condutores pertencentes a um feixe de uma única bobina, se cada fase tiver duas zonas polares, $p = 2$, o número possível de fases para constituir um conjunto equilibrado (correntes com a mesma frequência e amplitude) é dado por $\frac{C}{2}$. De forma geral, o número possível de fases com C cavas é obtido de $\frac{C}{p}$, ou $\frac{C}{2P}$, sendo P o número de pares de pólos. O módulo da força magnetomotriz resultante é função do número de pólos em cada fase:

$$|F| = \left(\frac{C}{p}\right) \frac{1}{2} = \frac{C}{4P}$$

Mas, a divisão do estator em partes iguais para a obtenção de pólos resulta num número que significa, também, o número de cavas completamente ocupadas por feixes de bobinas. Este número de cavas, ou número de feixes de bobinas, pode ser reorganizado na sua disposição ao longo das cavas e, assim, alterar o número de pólos dentro da mesma fase. Esta reorganização pressupõe e não altera o número de fases previamente calculado. Trata-se de uma alteração do número de pólos dentro da mesma e de cada fase.

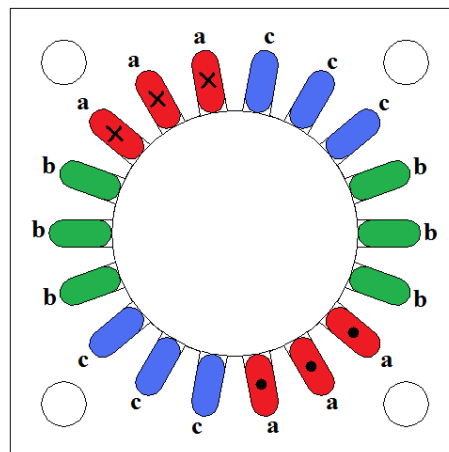


Figura 4.19: Reagrupamento dos feixes de bobina numa determinada fase.

Como exemplo, considere-se um estator de 18 cavas. Com 3 fases e 6 pólos por fase, são ocupadas as 18 cavas do estator. Cada feixe de bobina ocupa completamente uma cava, como sempre foi assumido. O reagrupamento é ilustrado na figura 4.19.

O reagrupamento de feixes da mesma fase é possível se a resultante divisão de zonas polares for um número par. Considerando o estator com 18 cavas e tendo em conta que uma fase ocupa 6 cavas, o número possível de reconfigurações e de pólos obtidos é de: 6 pólos com seis “grupos” de 1 cava; 2 pólos com dois grupos de 3 cavas. Generalizando, é possível o reagrupamento dos feixes das bobinas de uma fase, com a consequente diminuição do número de pólos, cumprindo-se a relação entre o número de cavas por fase, S , o número de pólos p (par) e o número de feixes em cada grupo, G :

$$S = p \times G$$

Nos considerandos anteriores os feixes das bobinas de cada fase ocupam completamente uma cava. Mas os feixes podem ocupar somente parte da cava, como é o caso dos enrolamentos em dupla camada, ou seja, dois feixes de bobina por cava. Quando um feixe de bobina ocupa, por exemplo, metade da cava, o cálculo para determinar o número possível de fases é semelhante ao cálculo efectuado quando um feixe de bobina ocupa toda a cava. Efectuar-se-á o mesmo cálculo tantas vezes quantas as partes que um feixe de bobina ocupa na cava. Por exemplo, se um feixe ocupa 1/3 de cava, será efectuado três vezes o mesmo cálculo para a determinação do número de fases.

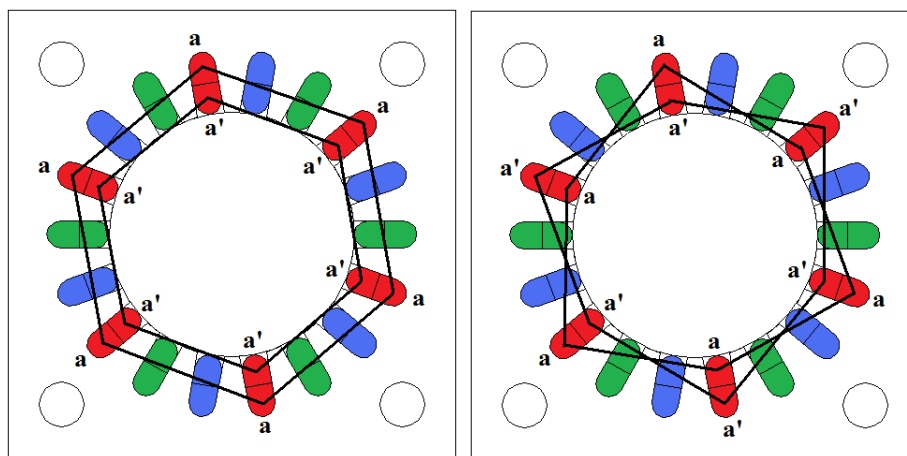


Figura 4.20: *Reagrupamento dos feixes de bobina em cada fase e em cada camada.*

Com dupla camada em cada cava, se duas fases iguais ocuparem a mesma cava, o efeito resulta como se uma única fase estivesse em acção (as duas fases estão electricamente ligadas em paralelo). As ligações em que cada feixe de bobina ocupa metade de cava, mas em que as duas fases com a mesma corrente quanto ao módulo, frequência e defasamento em tempo, estão ilustradas na figura 4.20. Porque neste enrolamento as duas bobinas ocupam uma e a mesma cava, é possível os dois tipos de disposições das bobinas. Nas duas configurações, a força magnetomotriz resultante é semelhante à obtida pelo enrolamento ilustrado na figura 4.18.

É, também, possível que em cada enrolamento se agrupem as bobinas, diminuindo o número de pólos, conforme anteriormente indicado. Pode-se defasar geometricamente os

enrolamentos. No caso dos dois enrolamentos (dupla camada, cada feixe de bobina ocupa metade da cava) a figura 4.21, com as ligações entre os dois enrolamentos, ilustra essa possibilidade. Este desfasamento geométrico não altera o número de pólos, mas altera a força magnetomotriz ao longo do entreferro. Importa verificar o desfasamento geométrico de cada bobina. Se houver desfasamento geométrico nas bobinas a força magnetomotriz não resultará necessariamente da simples soma dos contributos individuais das bobinas da mesma fase, mas ter-se-á que corrigir face a esse mesmo desfasamento geométrico.

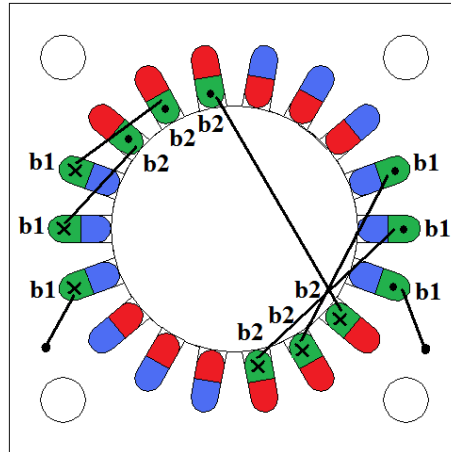


Figura 4.21: Desfasamento geométrico entre dois subenrolamentos da mesma fase. Exemplo de uma configuração de ligações. O número de pólos resultante da sobreposição de subenrolamentos não se altera.

Nos enrolamentos em que os feixes de bobina ocupam $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ ou $\frac{1}{n}$ da cava, mantém-se inalterável o número de pólos de cada enrolamento individual da mesma fase quanto aos efeitos dos desfasamentos geométricos. Mantêm-se os considerando nos enrolamentos de duas camadas para os de qualquer número de camadas.

O desfasamento geométrico apresentado na figura 4.21, entre a mesma fase mas que está duplicada, representado com enrolamento e terminais, tem impacto na força magnetomotriz total. Quando cada fase só ocupa metade de cava, o cálculo para obter o número diferente de pólos por fase não tem qualquer alteração. Contudo, a mesma fase só ocupa a mesma cava com dois enrolamentos iguais, electricamente ligados em paralelo. Pode-se, no entanto, proceder a desfasamentos geométricos na mesma fase, com os enrolamentos que estão ligados em paralelo, como ilustrado na figura 4.21.

A figura 4.22 ilustra três situações de desfasamento, dentro da mesma fase. É importante referir que os desfasamentos dentro de cada fase não alteram o número de pólos.

Os desfasamentos poderão anular o efeito de magnetização, como é o caso da situação representada mais à direita, na figura 4.22.

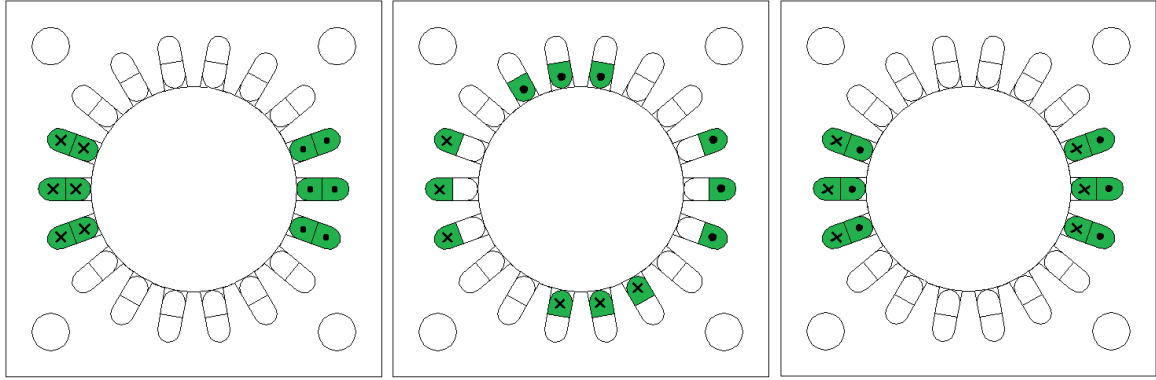


Figura 4.22: Desfasamento geométrico dentro de cada fase: 0° , próximo de 90° e 180° .

Os desfasamentos dentro da mesma fase têm impacto no efeito magnético da fase como um todo e, naturalmente, no efeito magnético das restantes fases.

Dentro de cada fase e tomando o eixo perpendicular ao plano polar de um dos s (sub)enrolamentos da fase como referência, de onde θ_i é o ângulo que a perpendicular ao plano polar de cada (sub)enrolamento faz com o (sub)enrolamento de referência, a magnetização total de uma fase será obtida de:

$$F_{tot} = F \sum_{i=0}^s \cos\theta_i$$

No exemplo ilustrado na figura 4.22, tem-se:

$$F_{tot} = 2F;$$

$$F_{tot} \approx \sqrt{2}F;$$

$$F_{tot} = 0.$$

Importa, por fim, avaliar quais as potencialidades do enrolamento multifásico quanto às diferentes velocidades possíveis, quanto à quantidade possível de reconfigurações dos enrolamentos do estator. Para determinado número de cavas do estator e aplicando as técnicas de divisão equitativa do passo polar em cada fase, anteriormente descritas, sem contar com reagrupamento dentro de cada fase, quais as diferentes velocidades possíveis de utilizar. Esta relação está apresentada na figura 4.23, para estatores desde 2 a 200 cavas.

As velocidades diferentes dependem, como foi anteriormente exposto, da configuração ou número de pólos possível de implementar em cada fase.

Do gráfico apresentado constata-se a necessidade de uma aplicação cuidadosa do número de cavas, dado que determinados números de cavas permitem poucas velocidades diferentes. Por outro lado, até 200 cavas o máximo possível de velocidades diferentes, em número de 12, ocorrem com 120, 168, 180 e 192 cavas.

A maioria do número de opções de velocidade encontram-se abaixo de 6, para um considerável número máximo de cavas, aplicável em máquinas que configuram potências em unidades ou dezenas de *Kilowatt*.

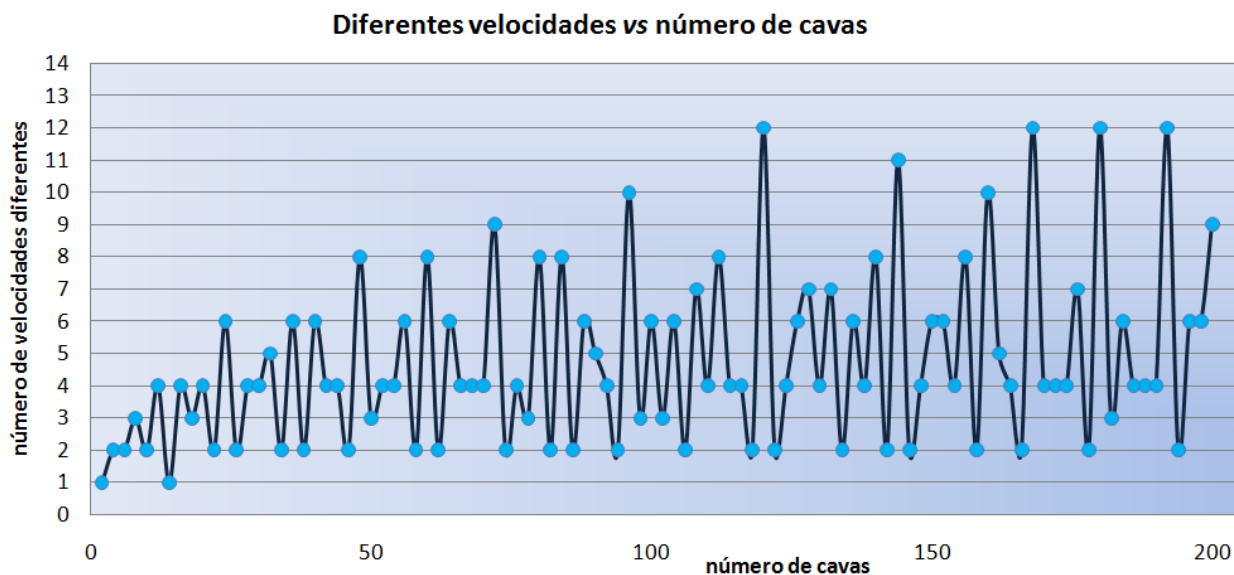


Figura 4.23: Relação entre o número de velocidades diferentes em função do número de cavas.

4.3 Enrolamento do motor experimental

Na experimentação efectuada foram utilizadas duas configurações nos enrolamentos do estator. Cada uma das configurações está baseada num conjunto fixo de dezoito bobinas, de passo três, colocadas em dupla camada.

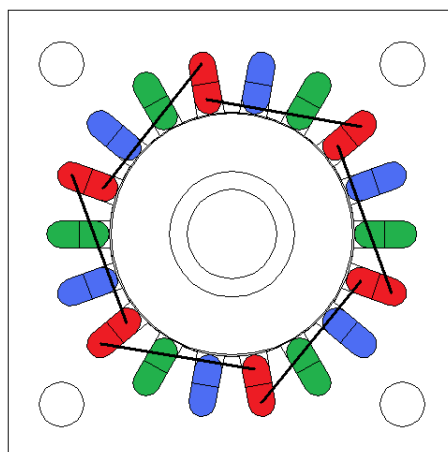


Figura 4.24: Esquema da disposição das fases no estator do motor experimental: três fases, todas hexapolares. Apresenta-se a indicação das ligações dos feixes das bobinas para uma das fases.

Numa configuração e porque em cada cava se encontram dois feixes de bobinas da mesma fase, cada cava é ocupada por uma só fase, pelo que se aplica a expressão que

prevê o número de fases, ou seja, número de fases = $\frac{C}{p}$.

Assim, com 18 cavas e 6 pólos por fase o número de fases possível é de 3, um número conveniente para experimentação, tendo em conta o divulgado sistema trifásico. A secção do estator com as 3 fases realçadas a cor diferente é ilustrada na figura 4.24.

Cada fase é alimentada por uma tensão sinusoidal. A força magnetomotriz é previsível através do teorema de *Ferraris* e conforme o desenvolvimento atrás apresentado.

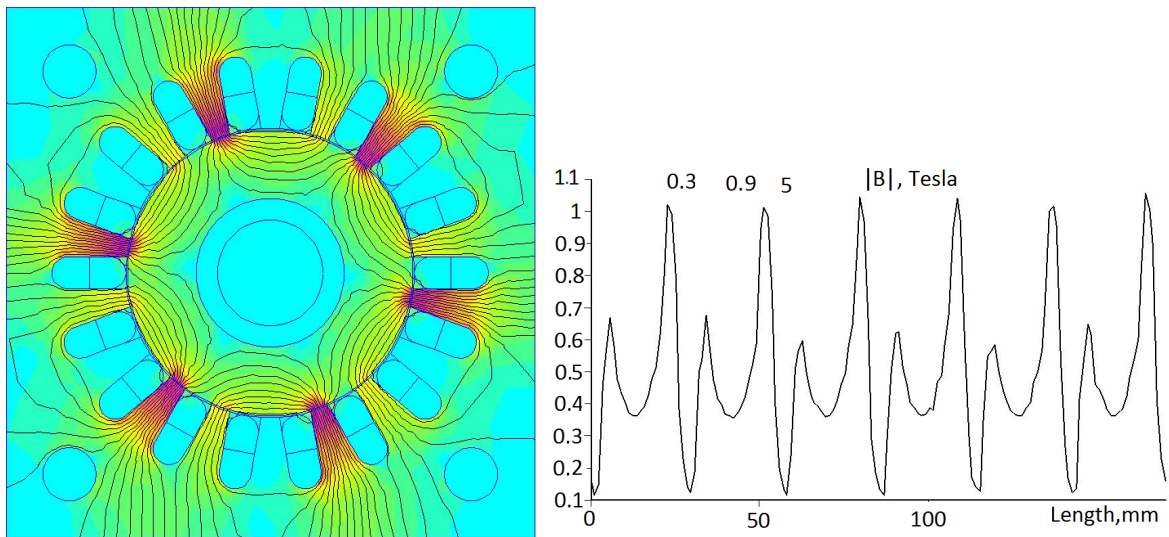


Figura 4.25: Distribuição da densidade de campo magnético B ao longo de toda a periferia do rotor (de material ferromagnético).

A prévia simulação para obter valores de campo magnético no entreferro realça a diferença significativa dos valores que seriam obtidos com um entreferro de dimensões constantes, sem a influência dos condutores eléctricos que constituem as bobinas. A figura 4.25 ilustra o campo magnético previsto para o entreferro por simulação através de elementos finitos, num rotor liso constituído por material ferromagnético, num pressuposto de correntes que diferem somente no desfasamento de $\frac{2}{3}\pi$ em tempo.

O efeito preponderante das cavas e dos condutores nelas embutidos influenciam significativamente os valores do campo magnético no entreferro. No entanto, é perceptível a característica hexapolar da força magnetomotriz e do correspondente valor do campo magnético no entreferro.

Os valores correntes trifásicas, $i_1 = 4\cos\omega t$, $i_2 = 4\cos\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right)$ e $i_3 = 4\cos\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right)$, tomam os valores para $t = 0s$: $i_1 = 4$, $i_2 = -2$ e $i_3 = -2$.

Noutra configuração adaptou-se, também, o enrolamento à excitação trifásica, mas neste caso conseguindo-se dois pólos por fase, conforme ilustra a figura 4.26, para uma

das fases.

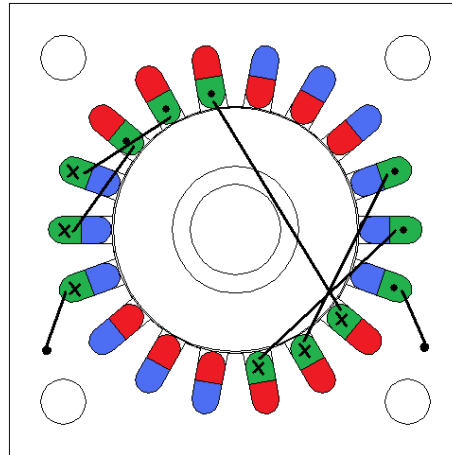


Figura 4.26: Esquema da disposição das fases no estator do motor experimental: três fases, bipolar. Apresenta-se a indicação das ligações dos feixes das bobinas para uma das fases.

Cada fase ocupa completamente seis cavas, embora em dois conjuntos e em cada conjunto dois grupos que ocupam três metades de cava, daí resultando em três o número de fases.

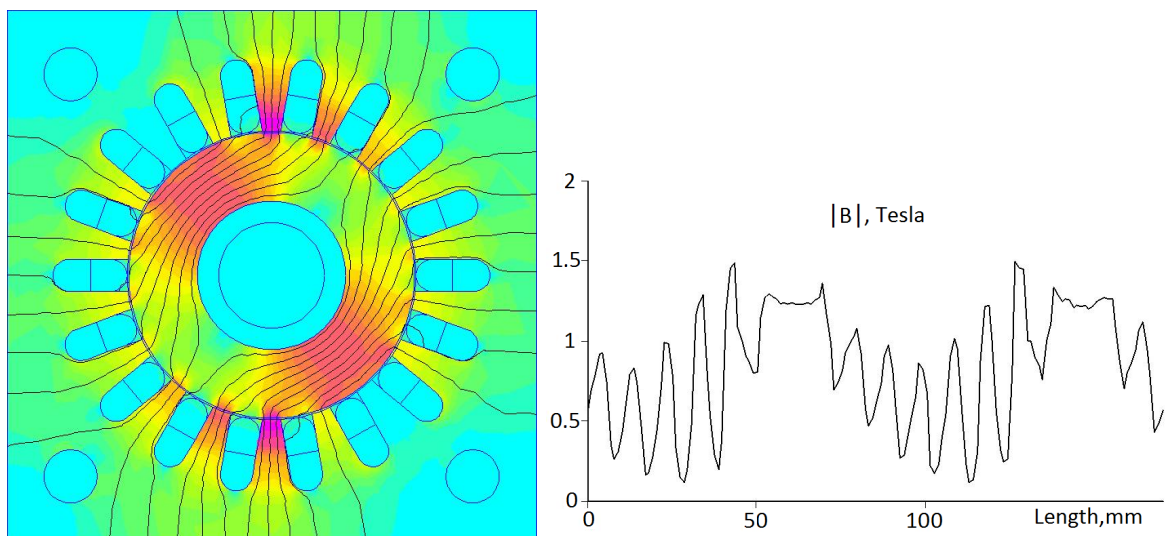


Figura 4.27: Distribuição da densidade de campo magnético B ao longo de toda a periferia do rotor (de material ferromagnético).

Aplica-se, também, a expressão número de fases $= \frac{C}{p}$. Contudo e porque cada fase ocupa completamente seis cavas, o número de fases é dado por $\frac{C = 6}{p = 2} = 3$

Também nesta configuração é evidente o impacto da abertura das cavas e o efeito da presença dos condutores de cobre das bobinas nos valores do campo magnético do entreferro, conforme ilustra a figura 4.27.

Os valores de corrente por fase são iguais aos do cálculo para a configuração anterior. A característica bipolar da força magnetomotriz e do campo magnético no entreferro é visível, apesar das interferências das aberturas das cavas e da associada presença do cobre que constitui os enrolamentos.

Capítulo 5

Motor de histerese supercondutor multifásico e com pólos variáveis

O motor em análise pretende conciliar a reconfiguração do enrolamento e respectivas forças magnetomotrizes, com recurso à magnetização de um rotor cilíndrico supercondutor de alta temperatura, explorando o efeito de histerese magnética. No contexto do transporte, a liberdade de opções na relação binário-velocidade é deveras importante, um âmbito de aplicação onde o regime transitório das máquinas em uso tem um papel importante.

Considerando a mesma frequência nas correntes do enrolamento do estator, frequência comum a todas as fases, a relação entre o número de fases, o número de cavas, o número de pólos e o número de pólos foi abordada no capítulo 4. É, portanto, um cenário de alteração discreta ou finita. Contudo, fazendo uso da possibilidade de alterar a frequência comum, de forma contínua, naturalmente consegue-se qualquer valor de binário em qualquer velocidade. A variação contínua da frequência base das correntes, com o esbater das alterações bruscas de velocidade, relativiza a importância das análises dos binários e velocidades em torno de uma única frequência base.

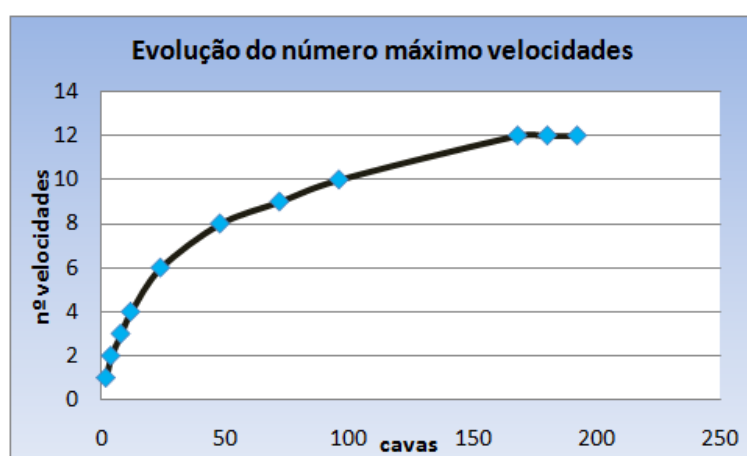


Figura 5.1: *Evolução dos valores máximos do número de velocidades diferentes em função do número de cavas.*

Mas a mudança contínua de valores na frequência base poderá não ser aconselhável. Poderá, até, existir um contexto com algumas frequências comuns. Para cada frequência comum aplicam-se as condicionantes analisadas, mas o utilizador poderá fazer uso do do-

bro das relações binário-velocidade se recorrer a duas frequências, o triplo se recorrer a três frequências, etc.

Na configuração dos enrolamentos do estator em bipolar e hexapolar assenta o presente trabalho, dois cenários motivados pela máquina experimentada.

5.1 Magnetização do rotor cilíndrico supercondutor

A magnetização do material supercondutor que constitui o rotor apresenta duas zonas distintas, consoante os valores das forças magnetomotrices (FMM) do estator. Para FMM's com valores inferiores a cerca de 600Ae a magnetização do rotor é parcial. As correntes críticas contribuem para valores elevados de densidade de corrente, e percorrem as zonas mais exteriores do supercondutor, impedindo a penetração do fluxo magnético no interior do supercondutor. Este efeito é visível na simulação apresentada pela figura 5.2, para a configuração bipolar dos enrolamentos do estator e FMM's com 170Ae.

Durante este processo de magnetização os binários previstos por simulação são consideravelmente pequenos ($< 10^{-4}Nm$), comprometendo a utilização da máquina como conversor electromecânico, devido às muito baixas densidades volumétricas de potência. Mesmo assim, os binários resultaram do relativamente pequeno número de fluxóides que penetraram no rotor.

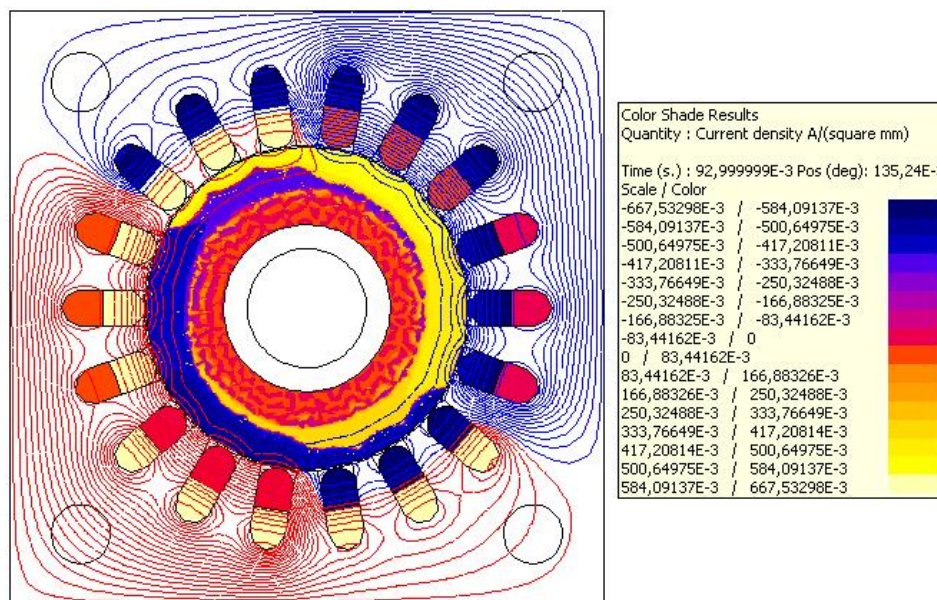


Figura 5.2: Densidade de corrente no rotor com 170Ae, inferior à penetração total do campo magnético externo.

Com o aumento das FMM's, o fluxo magnético, através do número cada vez maior de fluxóides, penetra totalmente no interior do supercondutor (profundidade da manga rotórica que constitui o material supercondutor), limitando ou reduzindo a densidade de corrente devido à própria presença dos fluxóides. Este estado de magnetização caracte-

riza o comportamento histerético do rotor, e monopoliza a zona de funcionamento útil da máquina, onde são obtidos binários significativos. Esta transição acontece para os valores aproximados de 600Ae.

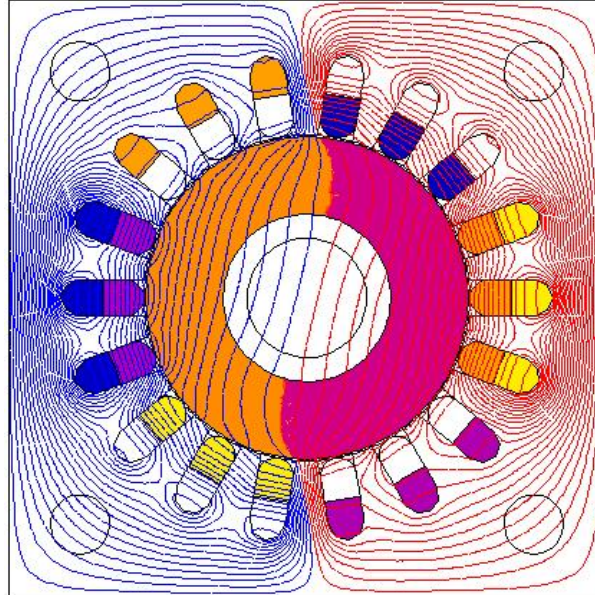


Figura 5.3: Densidade de corrente no rotor com 840Ae: campo magnético externo penetra totalmente no rotor.

Para a previsão do comportamento do rotor e tendo em conta as características do fabricante do supercondutor, foi considerada a densidade de corrente crítica $J_c = 10^5 A/mm^2$. O estator tem 18 cavas e é de dupla camada, sendo 3 o passo de bobina, com 30 espiras por bobina.

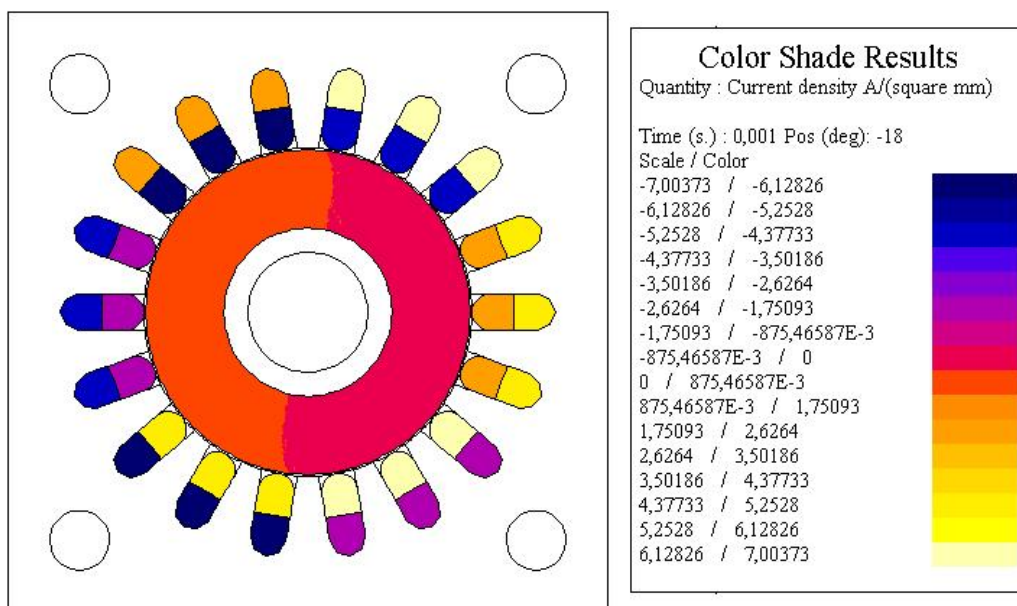


Figura 5.4: Densidade de corrente no rotor com 1740Ae.

Quanto mais elevados forem os valores das forças FMM's, menores são as densidades

de corrente no supercondutor. A figura 5.4 ilustra esta característica logo no início da simulação, com total penetração do campo magnético no rotor.

5.2 Motor de histerese supercondutor: análise do desempenho

A figura 4.21 representa a configuração do enrolamento do estator que resulta num campo girante bipolar, característica confirmada pelas simulações em rotor ferromagnético e ilustrada na figura 5.5.

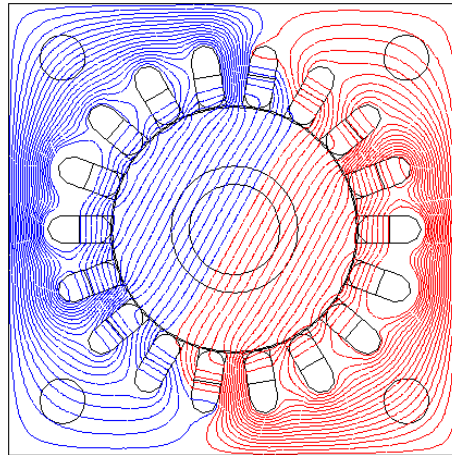


Figura 5.5: Campo resultante da configuração do estator como bipolar.

Um cenário muito plausível para utilização do motor em análise consiste na insistente mudança de velocidades e binários, ou seja, alterações constantes do número de fases (velocidades) e ajustamento do número de pólos (potências).

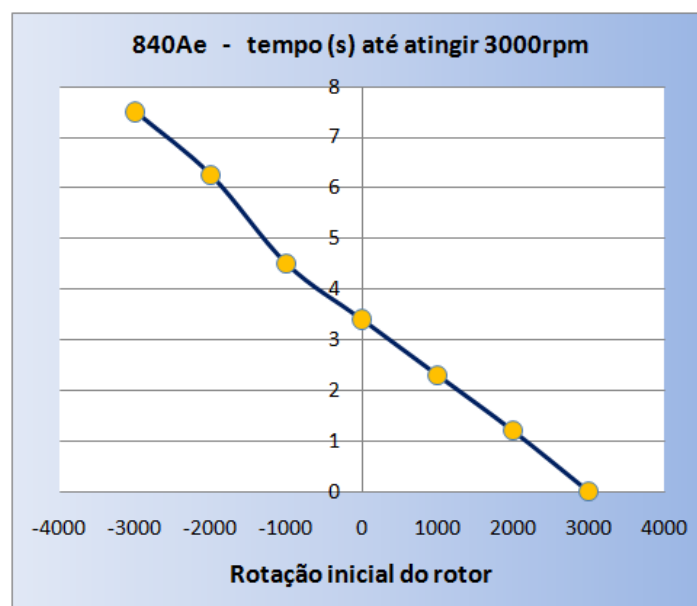


Figura 5.6: Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 840Ae.

Os tempos de transição entre velocidades foram analisados. A partir de uma velo-

cidade inicial efectou-se o registo da evolução temporal, ou transitória, até à velocidade síncrona. Esta velocidade é de 3000rpm para o motor bipolar.

A figura 5.6 apresenta os diversos tempos para velocidades iniciais diferentes, mas abaixo e até de sentido contrário aos da velocidade síncrona, em FMM's do estator insuficientes para penetração total do rotor. Os tempos são da ordem das unidades de segundo.

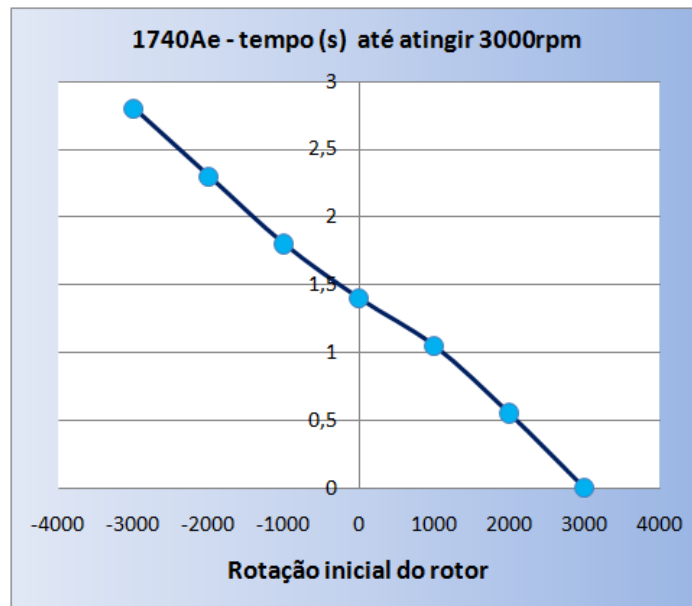


Figura 5.7: Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 1740Ae.

Os tempos de transição reduziram-se em cerca de um terço, quando a FMM aumentou quase duplicou.

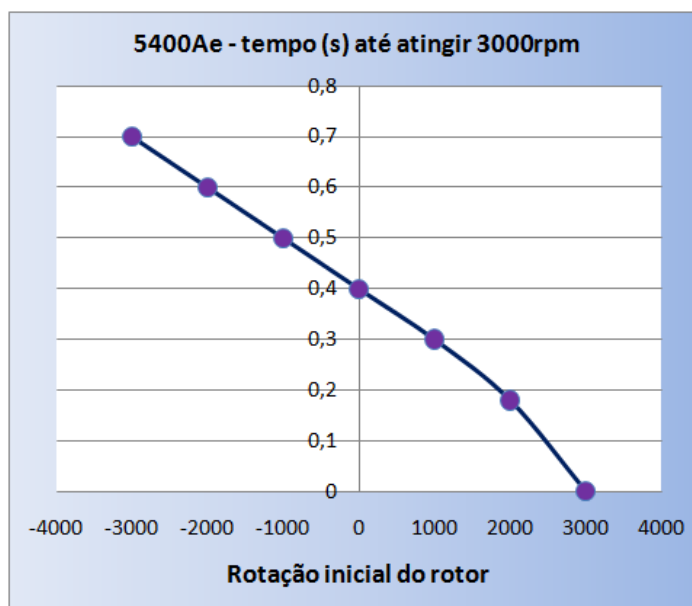


Figura 5.8: Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 5400Ae.

Os decréscimos são significativos nos tempos de reacção com o aumento das FMM's mas mantém-se, contudo, a característica linear, na razão quase constante entre velocidades iniciais e os respectivos tempos de reacção. As FMM's evidenciam, naturalmente, um papel preponderante no desempenho da máquina. O dimensionamento do estator deverá explorar o efeito das FMM's, com dimensionamento acurado.

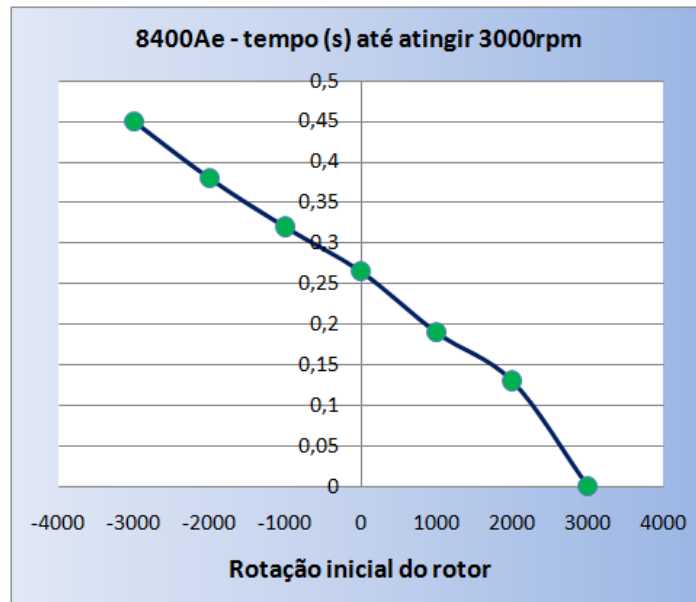


Figura 5.9: Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 8400Ae.

Tempos de transição da ordem das centésimas de segundo são obtidos com valores consideravelmente elevados nas FMM's, o que na configuração da máquina construída para estudo signficaria correntes da ordem do meio milhar de amperes.

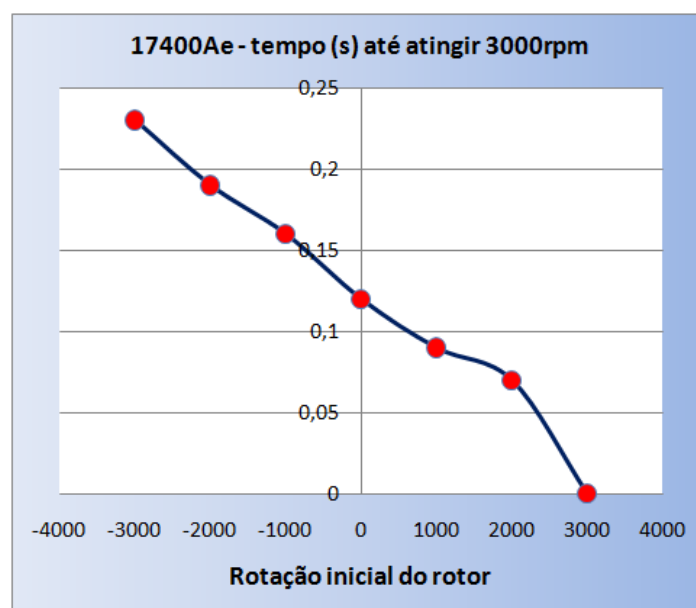


Figura 5.10: Tempo decorrido entre velocidades iniciais e a velocidade síncrona de 3000rpm, para 17400Ae.

Esta realidade é, portanto, problemática ou irrealista no estator desenhado e construído. Contudo, a exploração da geometria do estator possibilita a obtenção de FMM's elevadas: através da configuração geométrica adequada e do respectivo aumento do volume das cavas, associado ao aumento do número de espiras que, no presente estator, é claramente baixo (30 espiras).

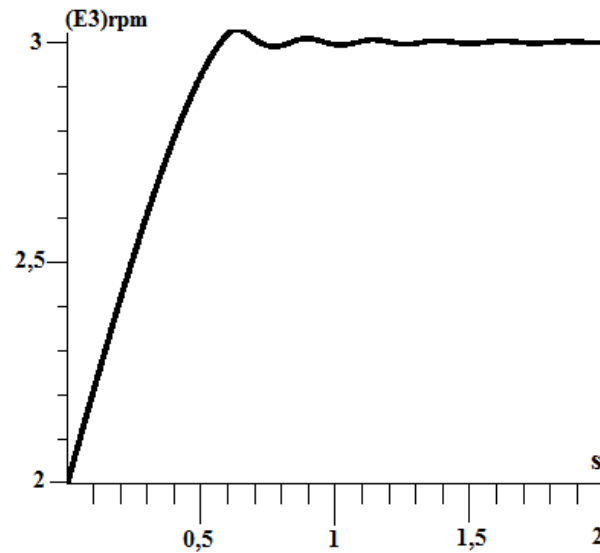


Figura 5.11: Relação velocidade - tempo de reacção, com 1740Ae.

A figura 5.10 ilustra a relação quase linear entre os valores de velocidade e respectivos registos temporais, para FMM's de 17400Ae.

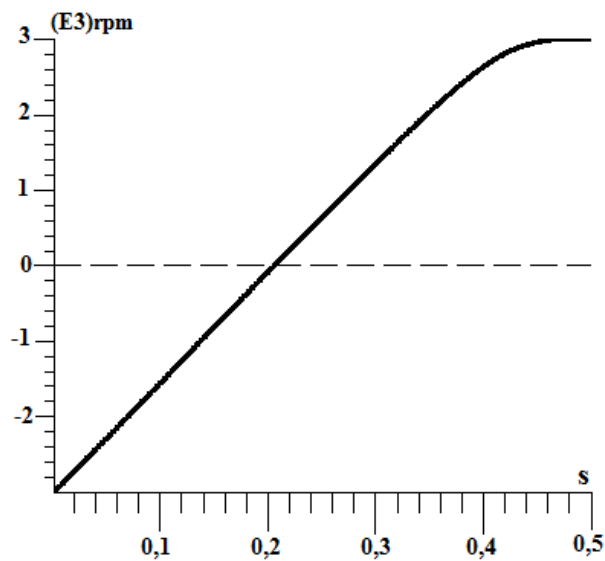


Figura 5.12: Relação velocidade - tempo de reacção, com 8400Ae.

A característica linear velocidade-tempo, comum a todos as previsões, é reforçada com o aumento das FMM's, como é exemplo a ilustração da figura 5.12, com 8400Ae.

Na zona de binários significativos, o que significa tempos de reacção igualmente consideráveis para efeitos de aplicabilidade da máquina, verifica-se um comportamento claramente não linear entre FMM's e tempos de reacção. A figura 5.13 ilustra o conjunto das curvas, com as características individuais lineares.

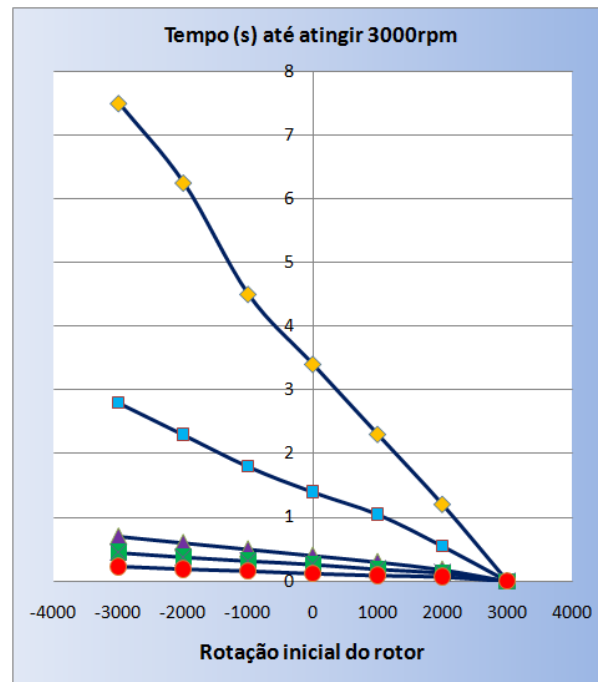


Figura 5.13: Relação não linear entre forças magnetomotrizes e tempos transitórios, para diferentes velocidades iniciais.

Esta relação não linear é evidente na ilustração da figura 5.14, onde os tempos transitórios são significativamente reduzidos para FMM's superiores a 2500Ae, aproximadamente.

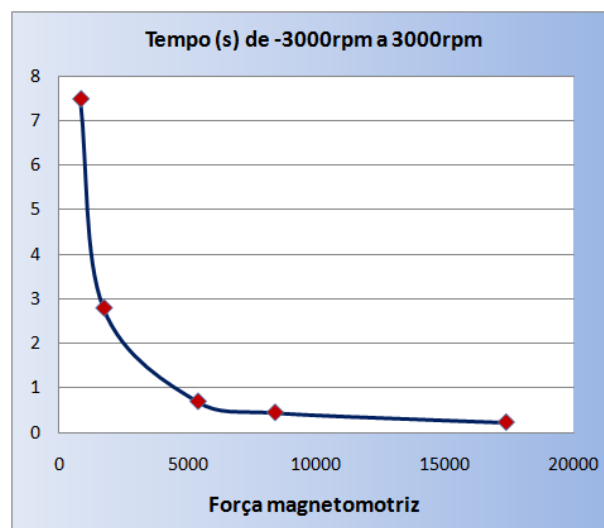


Figura 5.14: Tempos de reacção vs forças magnetomotrizes.

Na zona útil para utilização do motor reconhece-se, portanto, dois comportamentos distintos. Os valores das FMM's que marcam a mudança de comportamento da máquina estarão relacionados com as dimensões e tipo de material do rotor, e onde as características do estator, como a configuração geométrica e FMM's possíveis, terão um papel decisivo.

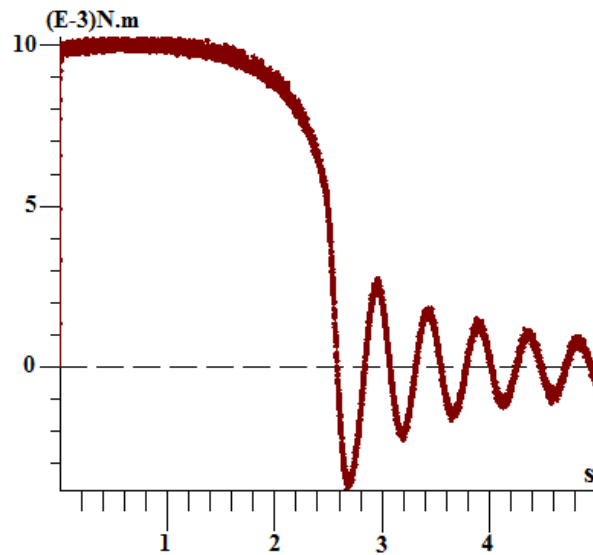


Figura 5.15: Binário com 840Ae e mesmo sentido de rotação.

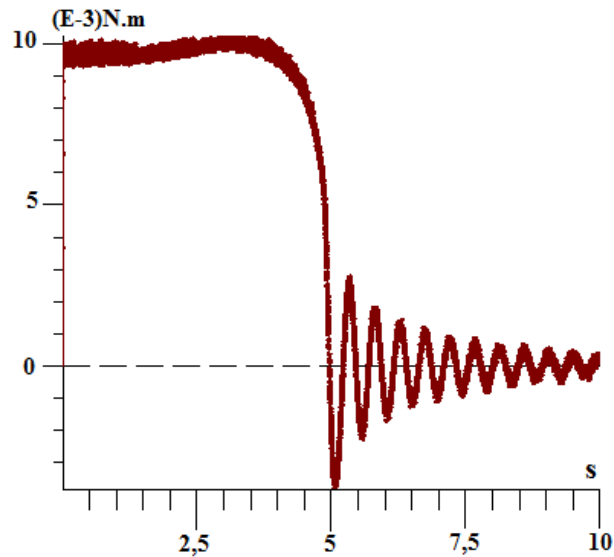


Figura 5.16: Binário com 840Ae mas de sentido contrário ao da rotação final.

As figuras 5.15 e 5.16 ilustram o binário a partir de velocidades iniciais distintas: 1000rpm em sentido contrário (5.15) e 1000rpm no mesmo sentido da rotação final. Reconhecem-se valores aproximados ao valor do binário máximo, uma situação que se repete em todos os cálculos baseados na mesma FMM.

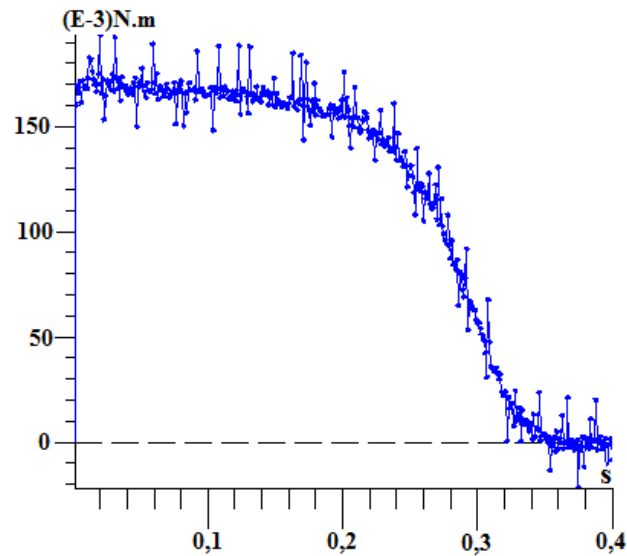


Figura 5.17: Binário com 8400Ae.

A oscilação final resulta da relação entre o momento de inércia do rotor simulado ($0,0025kgm^2$) e a força magnetomotriz. Quanto maior a força magnetomotriz maior será o binário, o que implica redução da sobrelevação da curva de binário. A redução ou supressão das oscilações obtém-se através da introdução de amortecimento, um assunto do âmbito da automação e controlo, mas cujos efeitos serão relevantes num contexto de afinação das aplicações desta máquina, a jusante da presente abordagem.

Na figura 5.17 ilustra-se o binário desenvolvido no rotor ao longo do tempo, até atingir a velocidade síncrona de 3000rpm, quando o estator produz FMM's com 8400Ae por bobina. O rotor partiu da rotação inicial de 1000rpm, em sentido contrário.

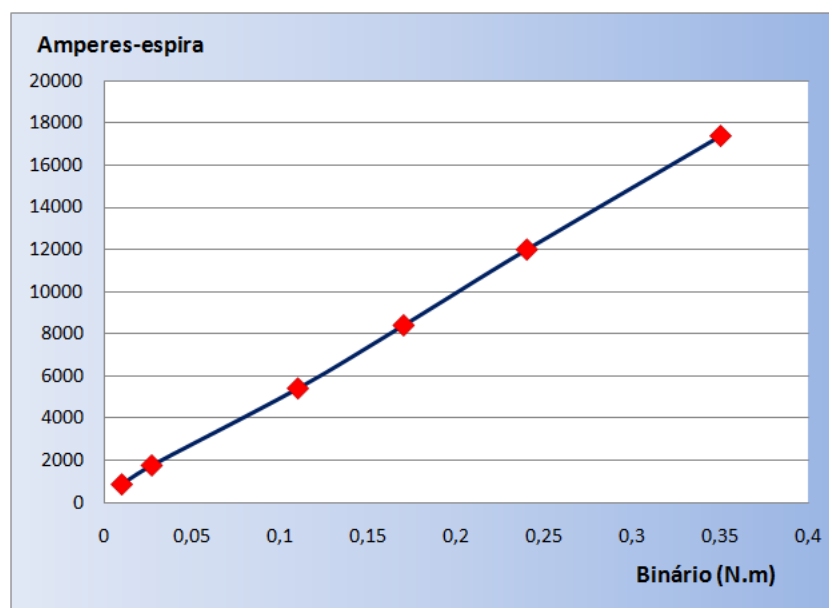


Figura 5.18: Relação Ae-binário do motor bipolar.

A relação entre as FMM's e os correspondentes binários é ilustrada na figura 5.18. O comportamento quase linear entre estas duas grandezas está conforme os resultados apresentados através da figura 5.14, para FMM's superiores a 2500Ae. No início do gráfico, para FMM's inferiores 1000Ae, a relação entre o incremento das FMM's para um incremento de binário é superior ao que se verifica para valores superiores a 2500Ae. Este comportamento tem relação com a não linearidade da curva ilustrada na figura 5.14.

A análise da configuração hexapolar, com três fases, 1000rpm de velocidade síncrona abrangeu velocidades iniciais em sentido contrário ao da velocidade síncrona do rotor, mas também velocidades iniciais no mesmo sentido que a rotação final, mas de valor superior.

Esta escolha de velocidades evidencia a possibilidade do carácter simétrico da máquina, quanto a binários e tempos de reacção. Esta simetria tem importância na alteração dinâmica da configuração do estator, porque significa comportamento similar nos aumentos ou diminuições de velocidade, independentemente dos sentidos de rotação no início da mudança de configuração do estator.

A configuração hexapolar do campo magnético está evidenciada na figura 5.19, para um estator e rotor de material ferromagnético.

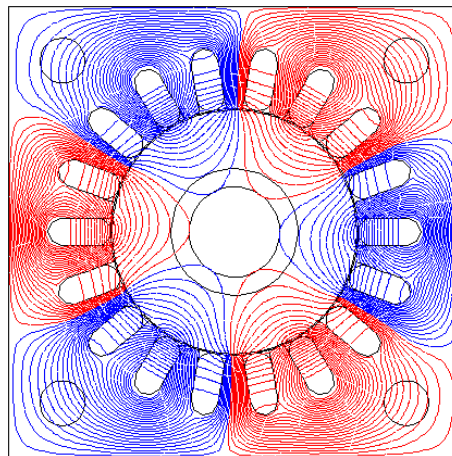


Figura 5.19: Campo resultante da configuração do estator como hexapolar.

As FMM's utilizadas na previsão do comportamento da configuração hexapolar foram praticamente as mesmas usadas para a configuração bipolar.

Com 840Ae, constata-se o comportamento aproximadamente linear na relação entre os tempos transitórios e as respectivas velocidades iniciais do rotor. A figura 5.20 ilustra estas características.

Os tempos de reacção são inferiores aos da máquina bipolar, com a mesma FMM, e para a mesma diferença de velocidades iniciais do rotor.

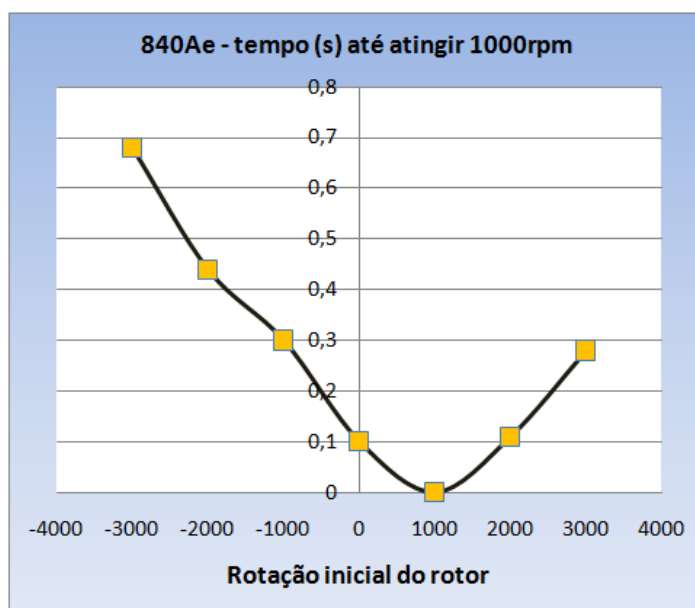


Figura 5.20: Tempos de reacção com 840Ae na máquina hexapolar.

Esta característica revela-se em todas as FMM's aplicadas. Está relacionada com o aumento de binário *versus* diminuição da velocidade síncrona, 1000rpm, inferior às 3000rpm da máquina bipolar.

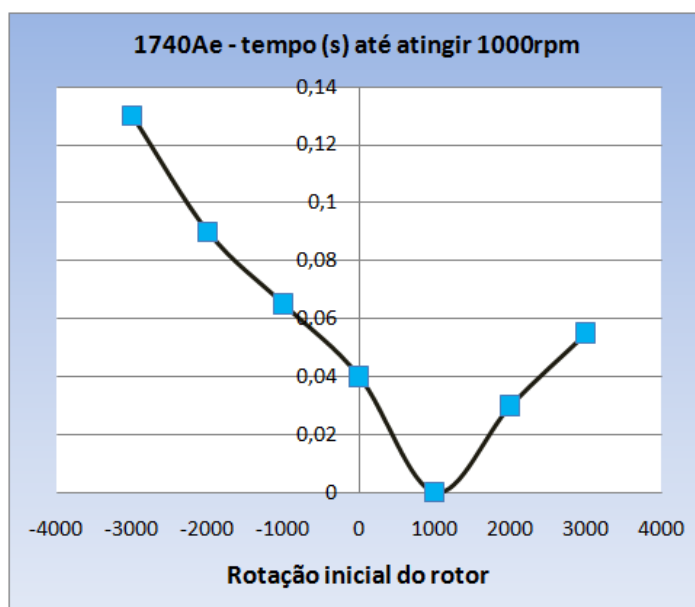


Figura 5.21: Tempos de reacção com 1740Ae na máquina hexapolar.

Constata-se que para valores de FMM's superiores a 2500Ae, aproximadamente, os tempos de reacção decrescem significativamente, passando da ordem das décimas para as centésimas de segundo, dez vezes menor. Esta característica de funcionamento também se verificava na configuração bipolar.

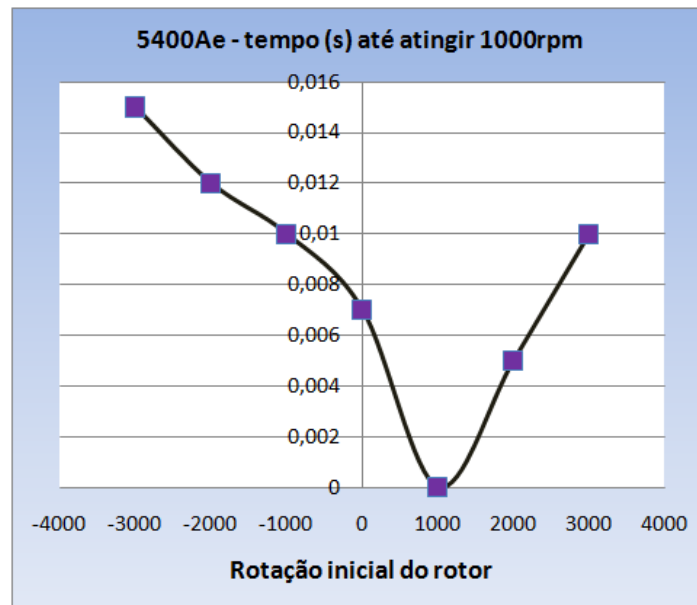


Figura 5.22: Tempos de reacção com 5400Ae na máquina hexapolar.

As análises ao funcionamento deste motor tomaram como prioritários os tempos de reacção ou transitórios, binários e velocidades. Com salvaguarda de aplicações onde outros aspectos de funcionamento possam ser considerados mais importantes, como seja a do ruído eléctrico, as grandezas dinâmicas prevalecem no universo dos critérios de selecção das máquinas eléctricas.

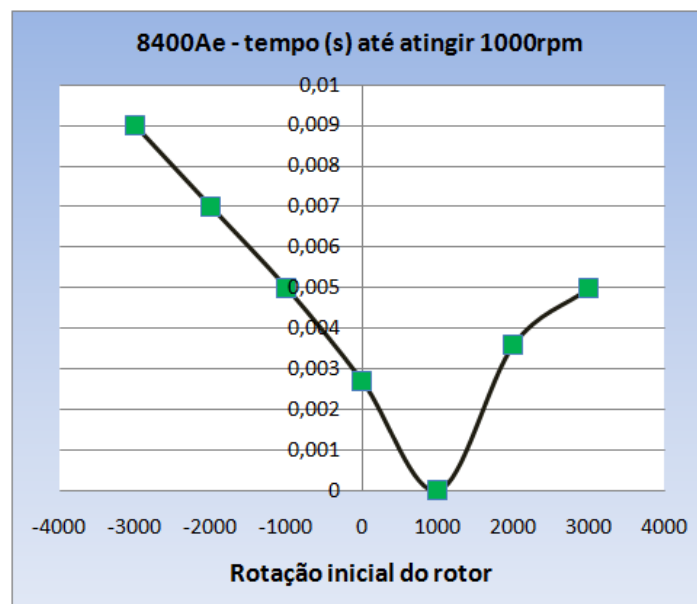


Figura 5.23: Tempos de reacção com 8400Ae na máquina hexapolar.

Apesar de não revelar binários com valores tão constantes como os do motor de histerese convencional, também o binário se manifesta com valores tendencialmente constantes para determinadas FMM's, em velocidades diferentes da velocidade síncrona.

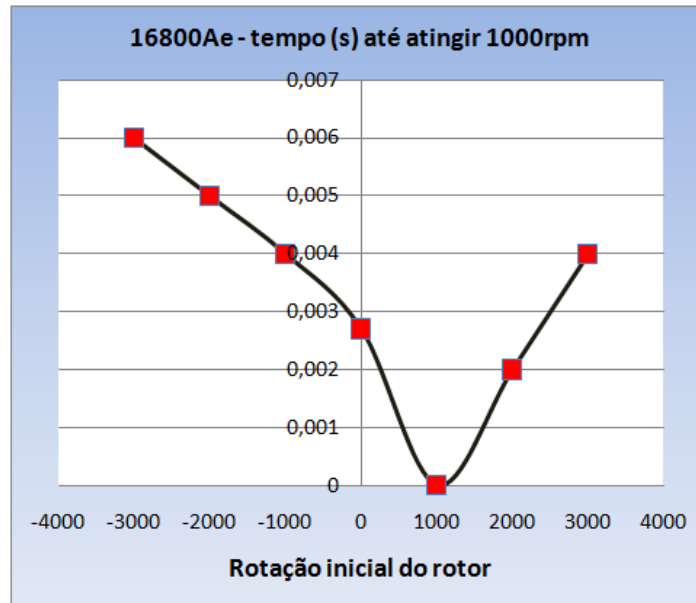


Figura 5.24: Tempos de reação com 16800Ae na máquina hexapolar.

Na máquina hexapolar verificam-se mais oscilações em torno da velocidade síncrona, em comparação com a máquina bipolar. Também os tempos de subida são consideravelmente menores. São características que estão relacionadas com os binários mais elevados do motor hexapolar.

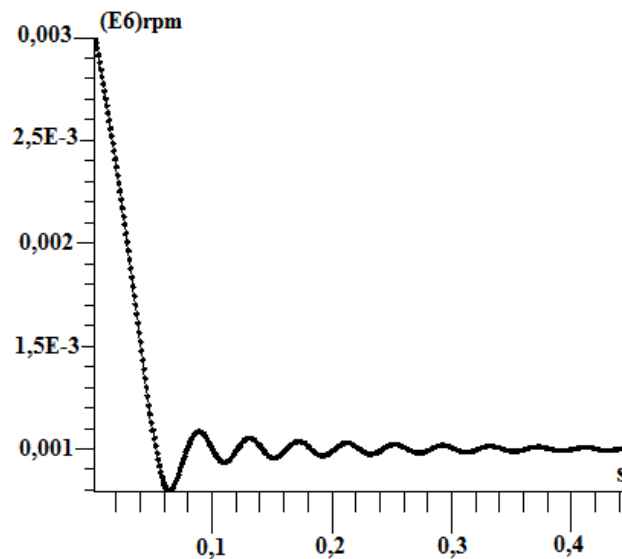


Figura 5.25: Evolução dos valores de velocidade do rotor a partir de 3000rpm, com 1740Ae.

Diminuir ou anular as oscilações e sobrelevações envolve a introdução de factores de amortecimento. Nos cálculos não foram considerados aumentos do momento de inércia pelo acoplamento de cargas. É previsível, naturalmente, o aumento dos tempos de resposta com maiores momentos de inércia do rotor, assim como o abaixamento das sobrelevações e a diminuição das frequências naturais de oscilação.

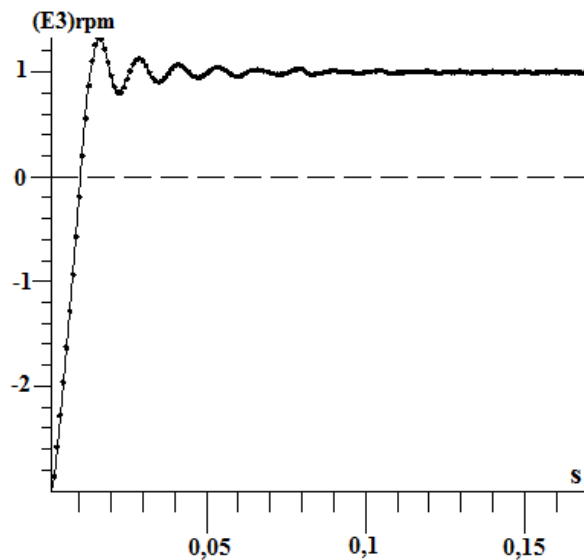


Figura 5.26: Evolução dos valores de velocidade do rotor a partir de 3000rpm em sentido contrário, com 5400Ae.

No motor hexapolar, com maior binário relativamente ao motor bipolar, a não linearidade entre os tempos de reacção para uma velocidade diferente da do sincronismo é mais acentuada, conforme ilustram as figuras 5.27 e 5.28.

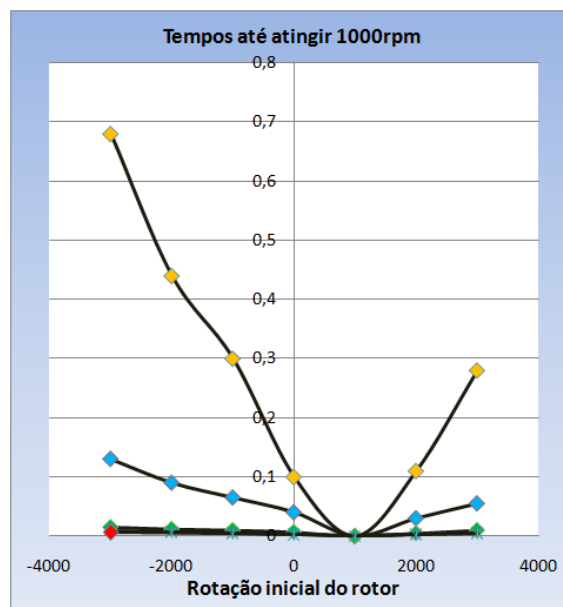


Figura 5.27: Relação claramente não linear entre forças magnetomotrizes e tempos transitórios, para diferentes velocidades iniciais do rotor.

Os binários apresentam alterações significativas relativamente ao previsível valor constante, embora seja este o cenário em determinadas FMM's e velocidades iniciais do rotor.

As figuras 5.29 e 5.30 ilustram binários previstos em regime transitório, realçando a

diferença de valores ao longo do tempo.

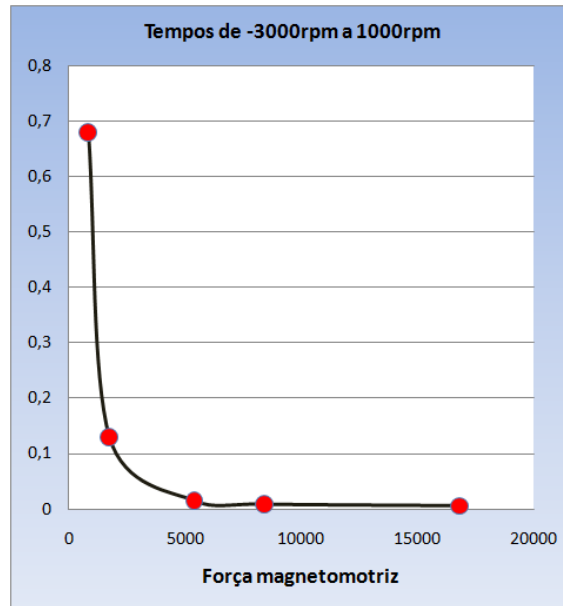


Figura 5.28: *Tempos de reacção vs forças magnetomotrizes, no motor hexapolar.*

Contudo, a diferença entre máximo e mínimo, no intervalo de tempo considerado, não teve impacto significativo nas respectivas curvas de velocidade no regime transitório, mantendo estas e na generalidade o carácter linear.

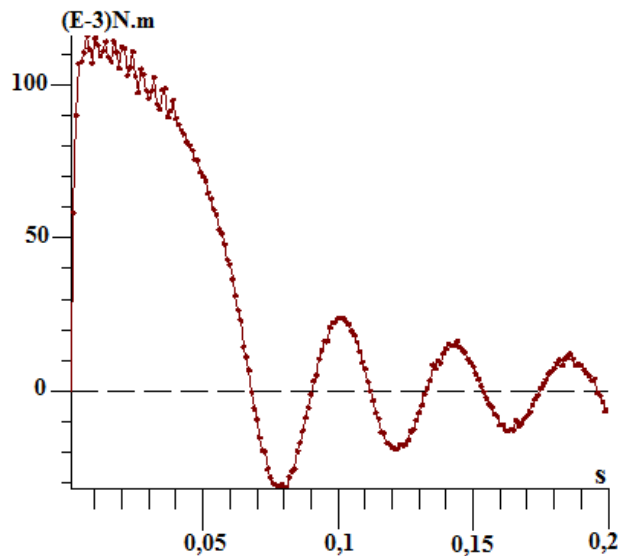


Figura 5.29: *Binário do motor hexapolar, com 1740Ae e rotação inicial de 1000rpm, em sentido contrário.*

O impacto do aumento das FMM's nos respectivos binários, e vice-versa, está ilustrado na figura 5.31. Para além da não linearidade FMM-binário, nos valores mais pequenos das FMM's, constata-se o comportamento linear, na razão aproximada de 4000Ae/1Nm.

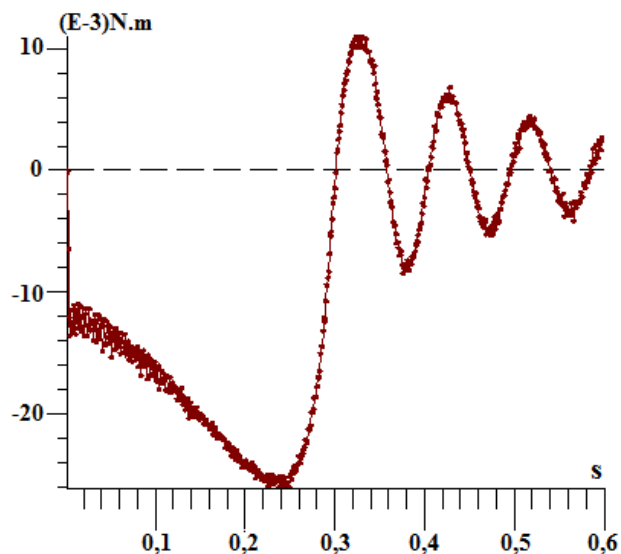


Figura 5.30: Binário do motor hexapolar, com 840Ae e rotação inicial de 3000rpm.

Tendo em conta que nas FMM's mais elevadas, onde o campo magnético produzido pelo estator penetrou totalmente a espessura da manga rotórica que constitui o rotor supercondutor, sendo predominante o mecanismo de histerese por modificação do posicionamento dos fluxóides e mantendo-se este mecanismo até ao limite de magnetização, a exploração das potencialidades da máquina passa, necessariamente, pelo aumento das FMM's, face ao rotor existente.

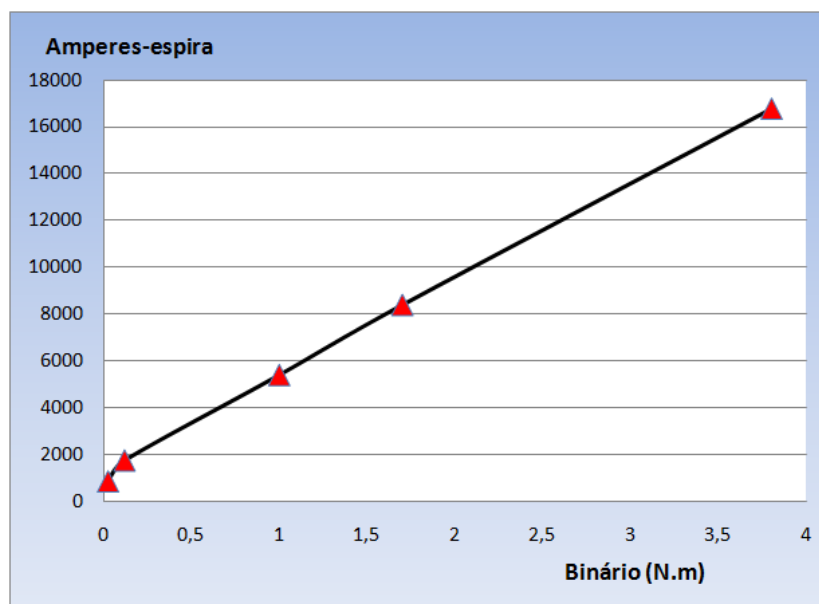


Figura 5.31: Relação entre forças magnetomotrices e respectivos binários, no motor de configuração hexapolar.

A FMM que signifique o limite de magnetização do rotor é a que provoca um número de fluxóides que elimina o estado supercondutor, quando a distância entre fluxóides é igual ao comprimento de coerência de cada fluxóide. Esta referência e limite de utilização

da máquina, não tem em conta outros mecanismos como seja o efeito da energia calorífica no supercondutor devido à frequência do ciclo de histerese (perdas AC). Mas, dado que o actual estado do conhecimento ainda não permite eliminar a incerteza quanto à determinação exacta das condições em que ocorre a mudança de estado de supercondutor para normal, é uma referência que se afigura válida.

Importa comparar o desempenho, no regime transitório, entre as configurações bipolar e hexapolar. A figura 5.32 ilustra a comparação nos tempos de resposta. Prevê-se duas zonas distintas, onde para valores menores das FMM's há uma relação não linear, mas onde os aumentos de FMM's traduz uma redução dos tempos de resposta com valores aproximados em cada uma das configurações. É, contudo, uma pequena zona do espectro possível para valores de FMM's. Em valores mais elevados de FMM's, predomina uma relação de carácter linear, na razão aproximada de 40s bipolar / 1s hexapolar.

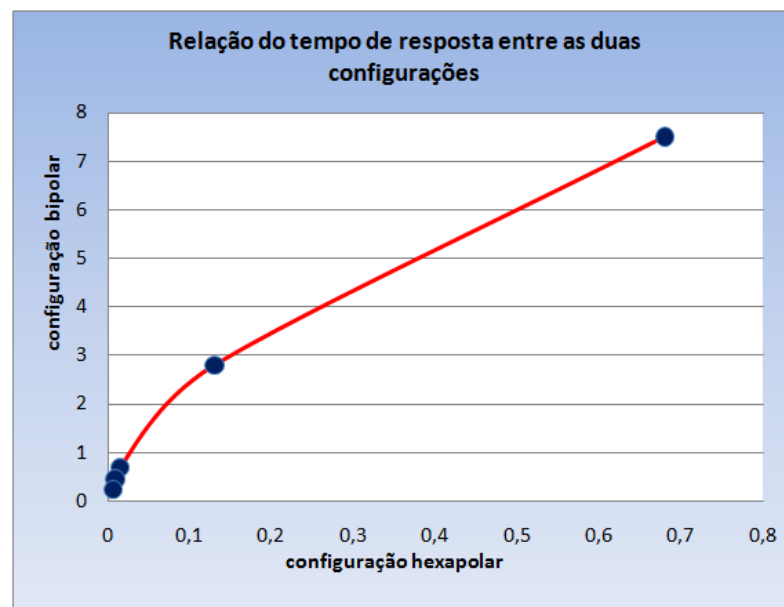


Figura 5.32: Comparação dos tempos transitórios ou de resposta, entre as configurações bipolar e hexapolar.

O cenário de duas zonas de funcionamento também se prevê quando se efectua a comparação dos binários, conforme ilustra a figura 5.33. A razão entre binários, na zona de carácter linear, é de 10/1, desenvolvendo a configuração hexapolar binários cerca de 10 vezes maiores que os da configuração bipolar, para as mesmas FMM's.

As medições efectuadas no protótipo respeitam a perturbações em torno do funcionamento em regime síncrono da máquina bipolar sem, contudo, se ter atingido a situação de perda de sincronismo.

Os binários medidos apresentam incrementos superiores ao previsto, face aos respectivos incrementos de FMM's. O rotor acompanha o campo magnético girante produzido

pelo rotor, pelo que até à perda de sincronismo o binário resulta do desalinhamento dos campos magnéticos do estator e do rotor, sem significativas mudanças de posição dos fluxóides no supercondutor.

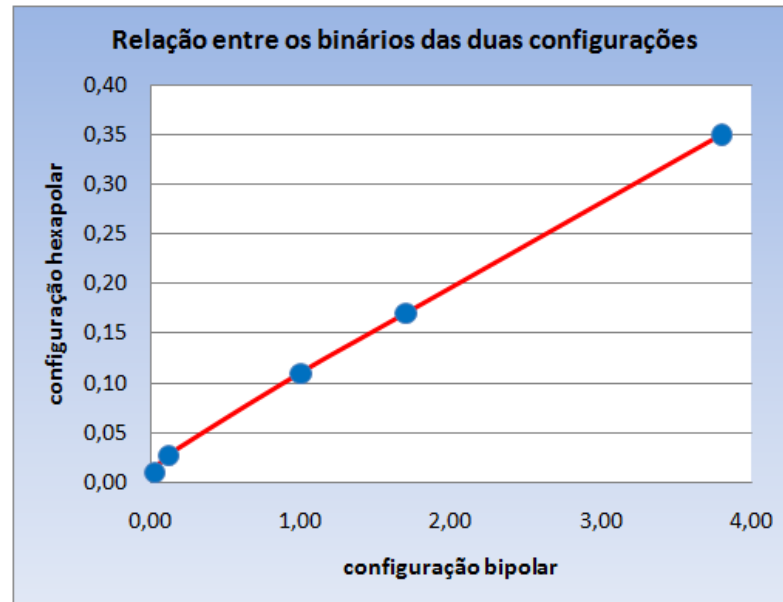


Figura 5.33: Comparação dos tempos transitórios ou de resposta, entre as configurações bipolar e hexapolar.

A perda de sincronismo com as constantes mudanças de posição dos fluxóides e do ciclo de histerese associado, poderá significar um abaixamento na relação binário-FMM, aproximando-se dos valores previstos por simulação.

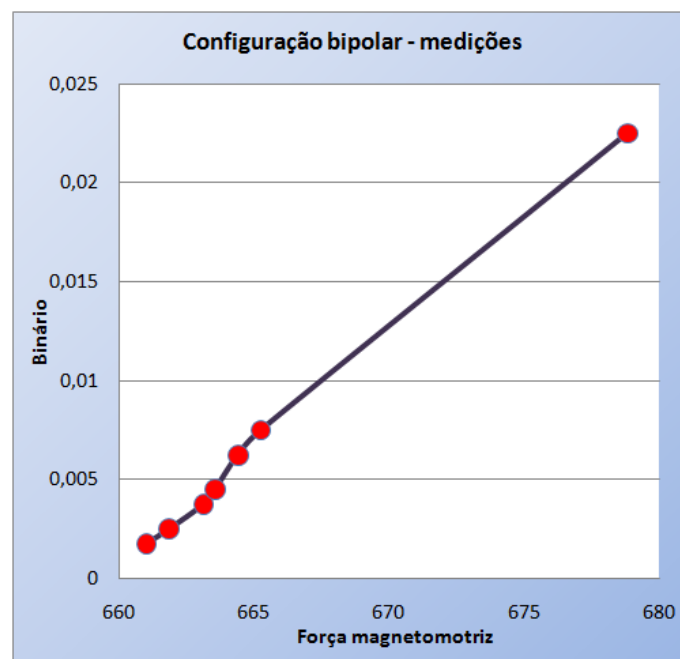


Figura 5.34: Medições efectuadas com a máquina em configuração bipolar, em regime síncrono.

A figura 5.34 ilustra a relação entre binários medidos e FMM's aplicadas no estator bipolar.

5.3 Relação entre a força magnetomotriz e as dimensões das cavas

O desempenho do motor de histerese é, portanto, muito influenciado pelos valores das forças magnetomotrizes. A configuração do estator implementado teve como objectivo colocar em evidência características da máquina em estudo, mas não explora todas as potencialidades do rotor. Reconhece-se uma margem muito significativa de exploração das capacidades do rotor, actuando-se na geometria do estator.

Quando se utilizaram $17400Ae$ em simulação, tal significava $410A$ eficazes, um valor muito superior ao admissível pelo cabo eléctrico de $0,2mm$ de diâmetro. Mesmo assim, foram utilizadas 30 espiras, tanto no modelo como em simulação. No motor experimental as espiras não ocuparam a totalidade da secção das cavas.

O subaproveitamento do espaço de cada cava deveu-se a vicissitudes na execução dos trabalhos de construção do motor, máquina elaborada pelo autor do presente trabalho.

Como é sabido, o objectivo de cada cava consiste em provocar fluxo magnético no entreferro. Dois factores são condicionantes: a abertura das cavas e o afastamento entre as cavas, o espaço atravessado pelo campo magnético do estator quando se aproxima do entreferro, indicado pela letra "e" na figura 5.35.

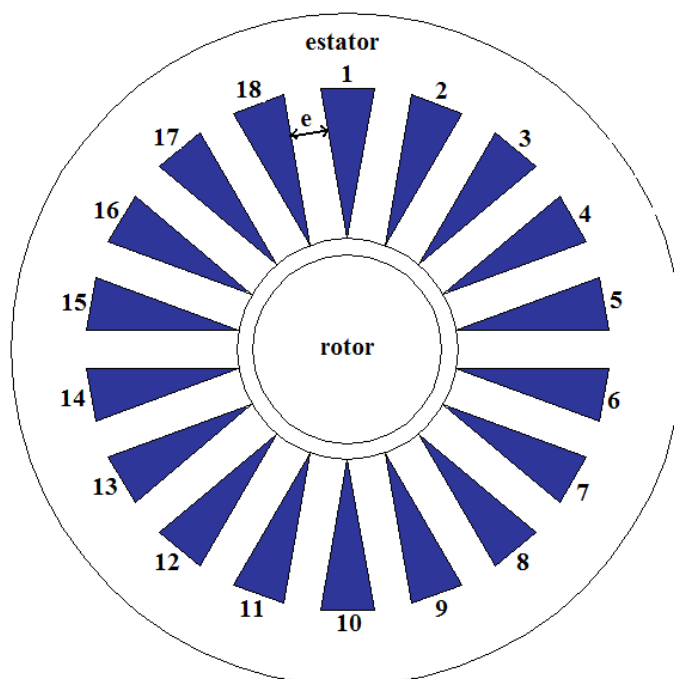


Figura 5.35: As 18 cavas (zonas numeradas e sombreadas) dividem a periferia interna do estator em 18 segmentos de igual largura "e", sendo nula a abertura de cada cava no entreferro.

O afastamento é determinado pelo número de cavas, por simples consequência geométrica, conforme se ilustra na figura 5.35, onde estão numeradas (e sombreadas) as dezoito cavas. Imediatamente a jusante desta realidade e sendo entendido o espaçamento e como o espaço por onde passa o campo magnético do estator que entra no entreferro, esta dimensão é determinante na densidade máxima do campo magnético a introduzir no entreferro.

O valor mínimo para o afastamento entre cavas deverá permanecer igual ao longo da profundidade “ r ”, indicado na figura 5.36. Se, ao longo da dimensão “ r ”, o afastamento diminuir, passará a ser esse afastamento de menor valor a referência para cálculos de circuito magnético, dado que será essa a nova dimensão para determinar a densidade máxima de fluxo magnético, tendo em conta a saturação.

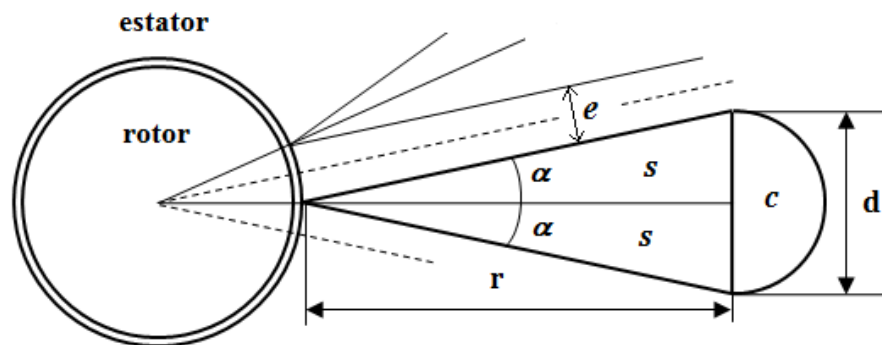


Figura 5.36: Dimensões e secção de uma cava, constituída pelas duas sub-seções triangulares “ s ” e uma sub-seção semicircular “ c ”.

Convém que a abertura das cavas seja a mínima possível porque, a existir, significa espaço não preenchido por material ferromagnético (ar) ou espaços preenchidos com material diamagnético ou paramagnético (cobre, alumínio), sendo que em ambas as situações a relutância magnética é mais elevada em comparação com a permeabilidade magnética dos materiais ferromagnéticos.

As simulações apresentadas no capítulo 6.2 confirmam esta interpretação acerca das consequências da abertura das cavas. A situação ideal consiste em anular qualquer abertura de cava no entreferro. As secções das cavas ilustradas nas figuras 5.35 e 5.36 têm secção nula no entreferro.

Considere-se parte da área de uma cava, indicada por s na figura 5.38, obtida em

função das grandezas r , d e do ângulo α :

$$s = \left(\frac{d}{2}\right) r \frac{1}{2}$$

sendo $\frac{d}{2} = r \cdot \tan\alpha$, tem-se que:

$$s = (r \cdot \tan\alpha) r \frac{1}{2}$$

$$s = \left(\frac{1}{2} \tan\alpha\right) r^2$$

pelo que a área da cava $2s$ resulta da expressão:

$$2s = (\tan\alpha) r^2$$

$$2s \propto r^2$$

A área de cada cava é proporcional, portanto, ao quadrado da distância r , dimensão relacionada com o diâmetro do rotor, ou mesmo do motor cilíndrico, conforme conveniência de entendimento.

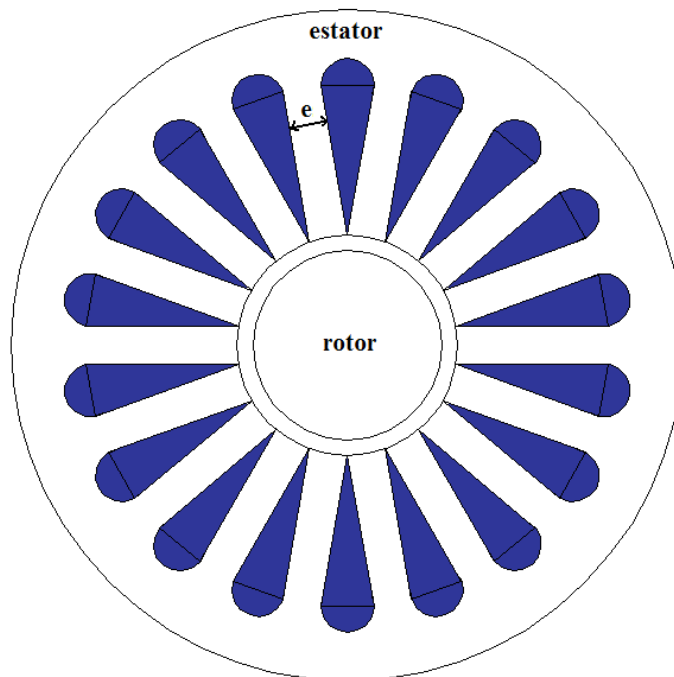


Figura 5.37: Estator com cavas constituídas conforme o esquema da figura 5.36, em duas sub-seções triangulares “s” e uma sub-seção semicircular “c”.

O ângulo α resulta da divisão equitativa da periferia do estator em número igual ao número de cavas:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{360^\circ}{n^\circ \text{cavas}} \right)$$

A mudança brusca no percurso do campo magnético nas esquinas do topo da cava leva à saturação nos pontos próximos destes ângulos, e densidades abaixo da saturação nalguns pontos na vizinhança. Isto significa subaproveitamento do material na sua função de caminho para o campo magnético.

Um processo para contornar este efeito pernicioso das mudanças bruscas na direcção do campo magnético, poderá ser conseguido pelo prolongamento da cava num semicírculo, na figura 5.36 como sendo de raio $\frac{d}{2}$. O estator com a adição desta área semicircular à secção triangular é ilustrada na figura 5.37. A profundidade da cava passará a ser:

$$r + \frac{d}{2}$$

$$r + r \tan \alpha$$

$$r(1 + \tan \alpha)$$

A área do semicírculo c que se acrescenta, é obtida de:

$$\frac{1}{2} \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2$$

pelo que a área total S de uma cava é dada pela expressão:

$$S = 2s + c = (\tan \alpha) r^2 + \frac{1}{2} \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2$$

$$S = \left(\tan \alpha + \frac{1}{2} \pi \tan^2 \alpha \right) r^2$$

$$S \propto r^2$$

expressão que mantém a dependência proporcional de S à evolução quadrática de r^2 .

A relação entre a área semicircular c e a secção triangular $2s$ da cava:

$$\frac{\left(\frac{1}{2} \pi \tan^2 \alpha \right) r^2}{(\tan \alpha) r^2} = \frac{1}{2} \pi \tan \alpha$$

expressão que evidencia a importância de $\tan \alpha$ na proporcionalidade entre as duas áreas, ou seja, maior número de cavas implica a diminuição da área semicircular, face à área da secção triangular da cava.

A FMM é proporcional à secção das cavas, proporcionalidade que resulta da razão entre a secção da cava e a secção do cabo eléctrico que a preenche. Mantendo-se a utilização do mesmo cabo eléctrico, a FMM é proporcional, portanto, ao número de condutores.

Por outro lado, como a secção das cavas aumenta proporcionalmente ao quadrado do

diâmetro da máquina, o número de condutores também aumenta em proporção com o quadrado do diâmetro da máquina.

A conjugação do número de cavas, as dimensões destas e a densidade de campo B no espaço entre cavas, determinam a densidade volumétrica de potência. Por outro lado, a relação entre o número de cavas e os binários e velocidades em questão contribuem decisivamente para a profundidade total de cada cava, $r + \frac{d}{2}$.

Capítulo 6

Dimensionamento e construção do protótipo

A construção do motor para estudo teve como base um rotor cilíndrico de material supercondutor cerâmico de alta temperatura (YBaCuO), fabricado por uma empresa alemã, componente ilustrado nas figuras 6.1. e 6.2.

O rotor tem uma película plástica de protecção com 0,5mm de espessura, no corpo exterior do cilindro, o que perfaz um diâmetro total exterior de 54mm. O orifício interior, com 20mm de diâmetro, que permite a introdução do veio, é o orifício interior de um cilindro metálico com 0,5mm de espessura. O espaço entre o cilindro metálico interior e a película plástica de protecção, no exterior da peça, está preenchido com material supercondutor cerâmico de alta temperatura (YBaCuO).



Figura 6.1: Peça cilíndrica e supercondutora cerâmica, de alta temperatura, com 54mm de diâmetro e 52mm de altura.



Figura 6.2: Rotor supercondutor cerâmico e veio de 20mm em aço inoxidável AISI-316.

Para estimular o rotor foi criado um estator com 57,3mm de diâmetro para permitir 0,3mm de entreferro.

6.1 Planeamento do estator e dos enrolamentos

O estator foi construído com o empilhamento de lâminas de aço silício (M-15) de grão não orientado. Cada lâmina tem 0,5mm de espessura e formato quadrangular com 10cm de lado. O estator obtido tem 52mm de altura, a mesma dimensão da peça cilíndrica supercondutora que constitui o rotor. A figura 6.3 ilustra a lâmina e o estator durante a fase de planeamento, com recurso a uma ferramenta de modelação tridimensional.

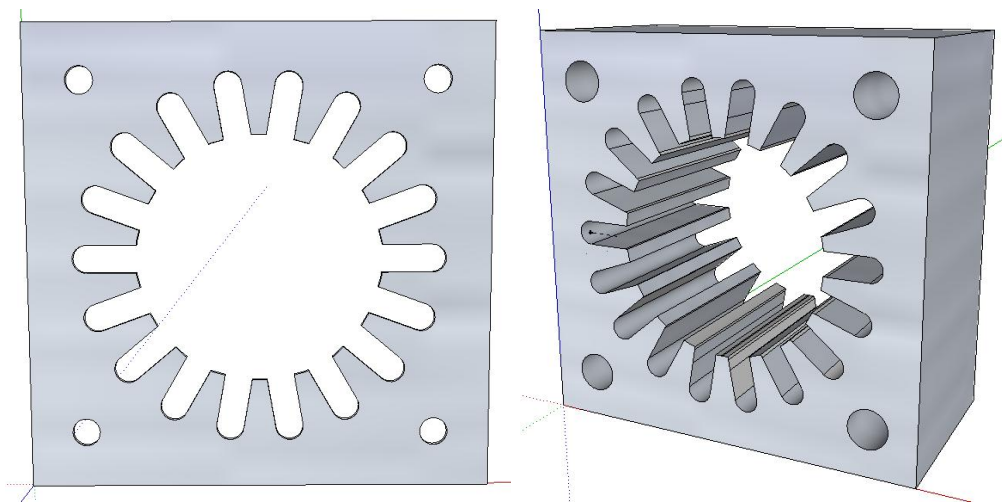


Figura 6.3: *Planeamento dum lâmina e do estator a obter por empilhamento das lâminas.*

As lâminas foram obtidas através da técnica de corte por laser, tendo para o efeito sido elaborado o modelo da lâmina em *AutoCAD*. A figura 6.4 apresenta o estator obtido.

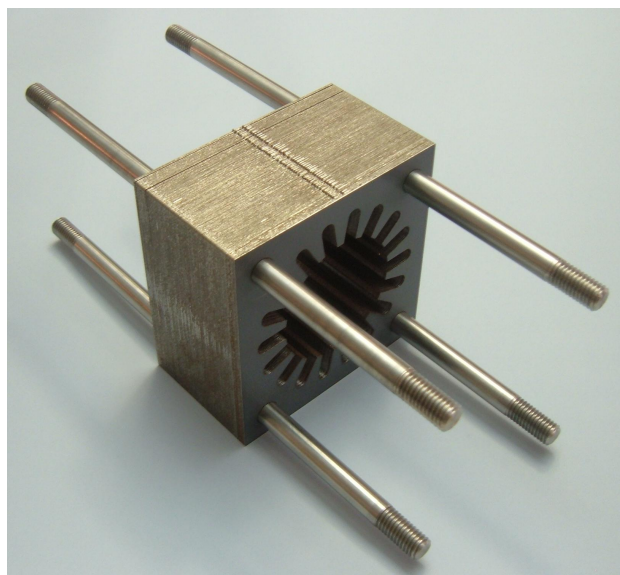


Figura 6.4: *Estator obtido por empilhamento das lâminas de aço silício de grão não orientado.*

As guias que atravessam o estator são feitas de aço inoxidável AISI-316 com 10mm de diâmetro. Os enrolamentos foram planeados com recurso a uma ferramenta tridimensional, conforme ilustram as figuras 6.5, 6.6 e 6.7. A configuração em passo 3 e a dupla bobina por cava resulta das considerações apresentadas no capítulo 4, procurando-se a melhor relação passo da bobina versus número de pólos possíveis.

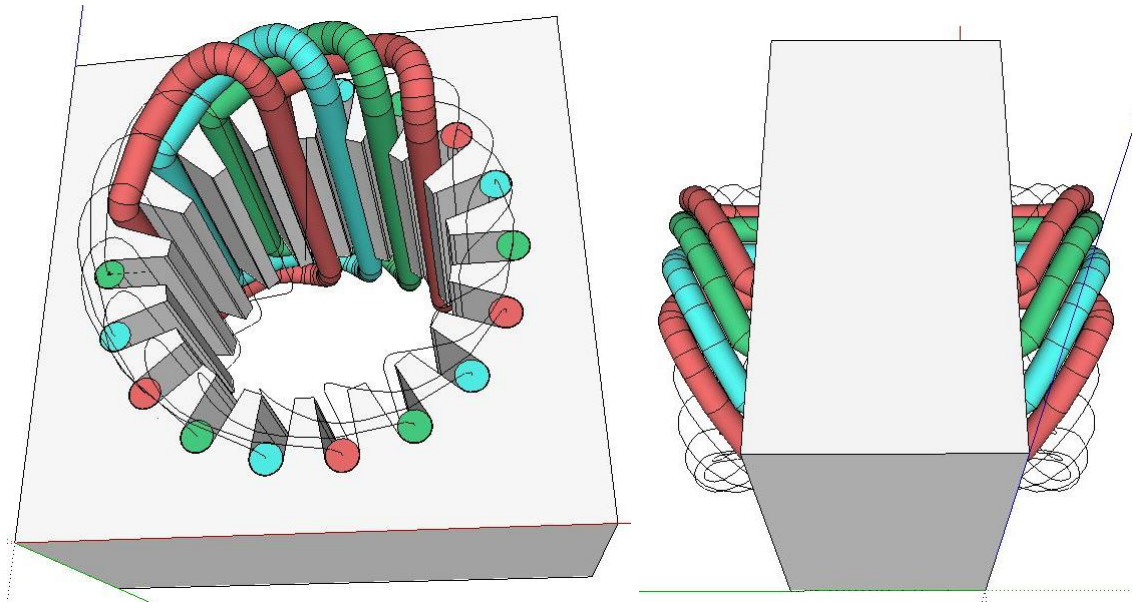


Figura 6.5: *Planeamento da inserção de dupla bobina por cava, com passo 3.*

As cores repetem-se para as bobinas que partilham a mesma cava. Os terminais de cada bobina estão acessíveis desde o exterior da máquina e é possível ligarem-se a qualquer outra bobina. São possíveis, portanto, várias configurações de enrolamentos. O planeamento tridimensional revelou-se um precioso contributo para a sequente realização prática do estator e enrolamentos.

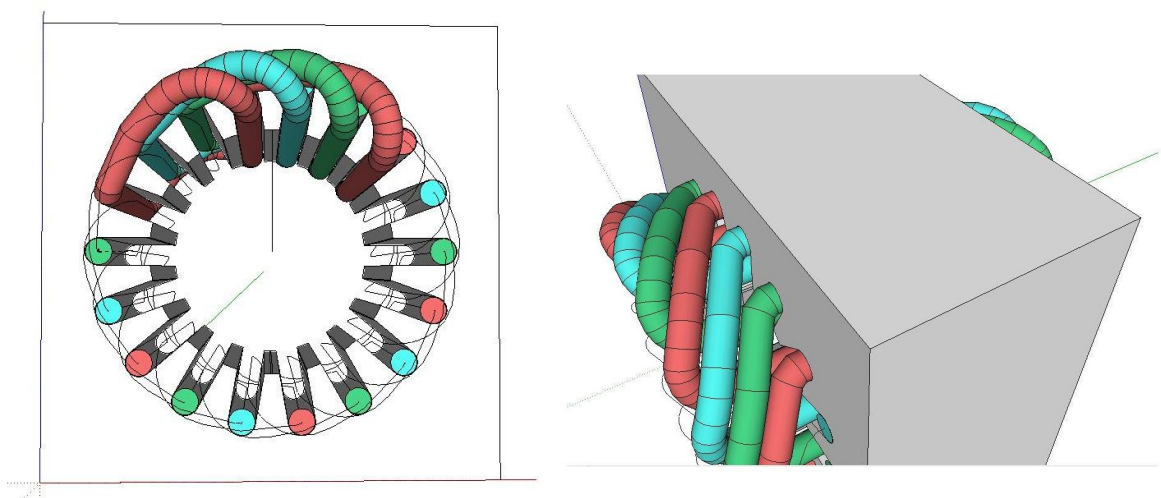


Figura 6.6: *Perspectiva e verificação da possibilidade da colocação dos enrolamentos.*

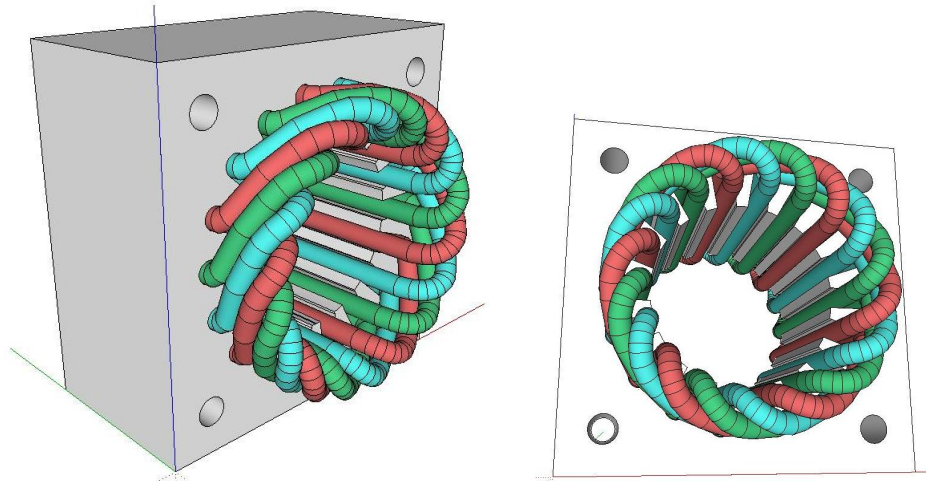


Figura 6.7: *Perspectivas e verificação dos enrolamentos.*

Após a definição da configuração do enrolamento e do dimensionamento das cavas, procedeu-se ao estudo do comportamento magnético do estator através da utilização de uma ferramenta de cálculo por elementos finitos. Com dezoito cavas e duas bobinas por cava, considerou-se a situação extrema de intensidade magnética: as duas bobinas da mesma cava têm correntes no mesmo sentido, com 5A em 30 espiras, o mesmo número de espiras implementado e a corrente eléctrica de 5A é aproximada ao valor máximo utilizável. O diâmetro de 0,2mm no fio de cobre esmaltado das bobinas condicionou a escolha do valor da corrente. Cada cava tem um sentido de corrente nas bobinas contrário aos das correntes em cavas adjacentes, conforme ilustrado na figura 6.8.

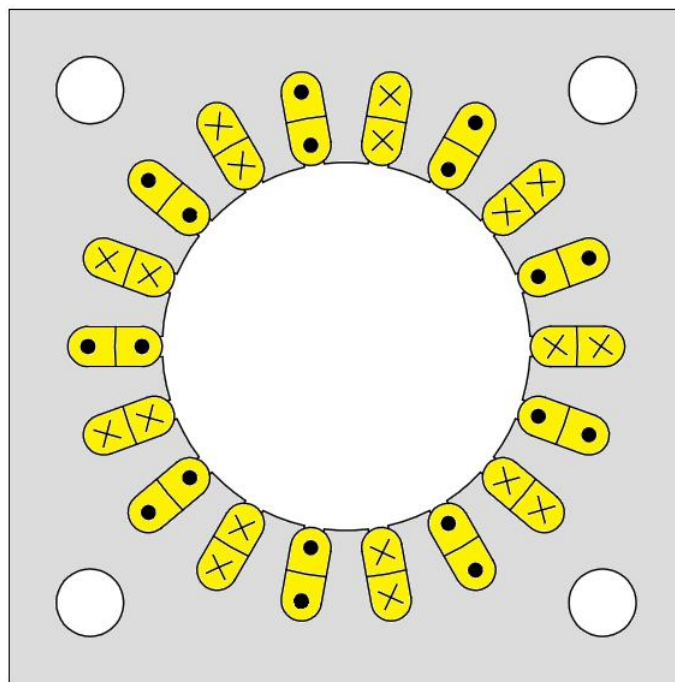


Figura 6.8: *Condição máxima de corrente nas bobinas do estator.*

6.2 Previsão do comportamento magnético do estator

O estudo do motor de histerese de rotor supercondutor cilíndrico necessita de uma infraestrutura de produção de campo magnético. De facto, são as características magnéticas do rotor e a configuração das correntes no estator que determinam o desempenho da máquina. Após definido o número de cavas, o número de bobinas e a configuração dos enrolamentos, tornou-se necessário avaliar a abertura e a profundidade das cavas quanto ao impacto no circuito magnético.

Realizaram-se vinte simulações, com o estator em núcleo de ar (sem rotor), tendo as cavas 6mm de largura e 14mm de profundidade. Foi calculado o campo produzido quando cada cava se encontrava à face (0mm), a 0,5mm e a 1mm de distância radial ao espaço ocupado pelo rotor. Em cada uma destas três distâncias radiais, consideraram-se as aberturas de cavas desde 0mm até 6mm.

Dada a distribuição de correntes assumida e ilustrada na figura 6.8, verifica-se simetria no campo magnético produzido, conforme ilustra a figura 6.9. Nesta figura foi tida em conta 5mm para a abertura da cava, estando esta distanciada (profundidade) 0mm (à face) com o espaço a ocupar pelo rotor.

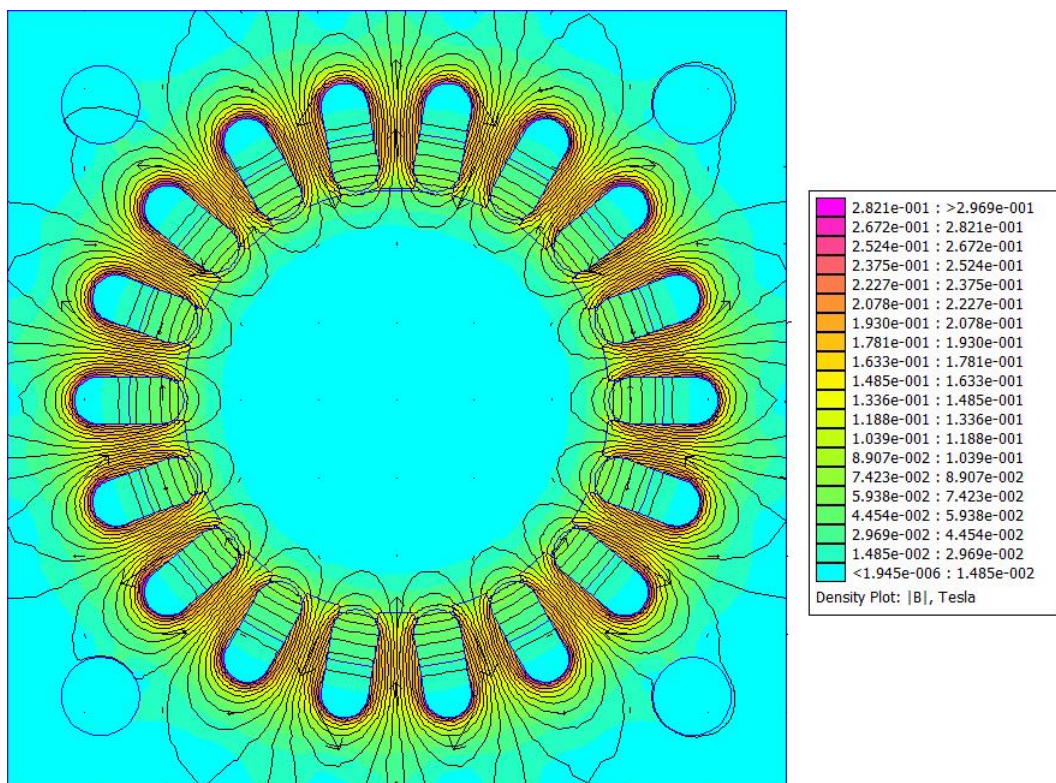


Figura 6.9: Densidade de campo magnético obtidos com 5mm abertura de cava e à face com o núcleo do estator.

A simetria do campo magnético produzido permitiu a escolha de um pequeno arco, um percurso para medição do campo magnético, percurso este coincidente com a face do

rotor, dado que o entreferro é de 0,3mm. O percurso para medição, arco de circunferência, inicia-se no eixo geométrico e de simetria de uma cava até ao eixo de simetria da cava adjacente, conforme ilustram as figuras 6.10 e 6.11. Nestas figuras ilustram-se os valores obtidos quando a abertura de cavas é de 6mm e 0mm de profundidade (à face), assim como é visível o arco para medição do campo que influencia o rotor. Os valores obtidos neste arco repetem-se, em módulo, em quaisquer outros arcos colocados nas mesmas condições geométricas perante as cavas.

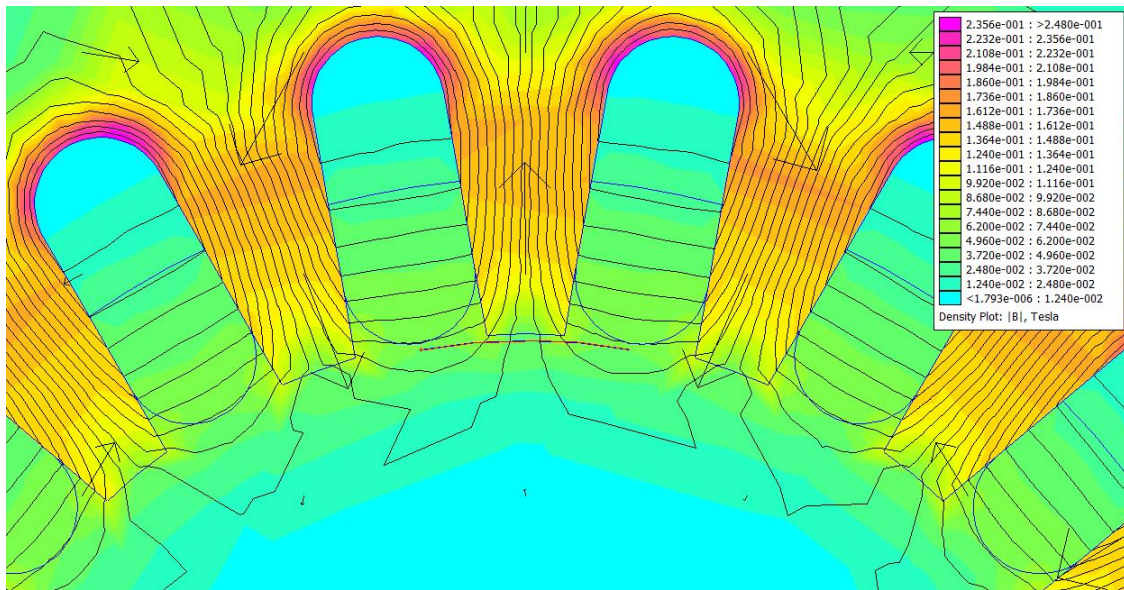


Figura 6.10: O segmento definido no espaço para medição dos valores da densidade de fluxo magnético.

Em todas estas simulações foi utilizada a ferramenta de cálculo por elementos finitos *Finite Element Method Magnetics*.

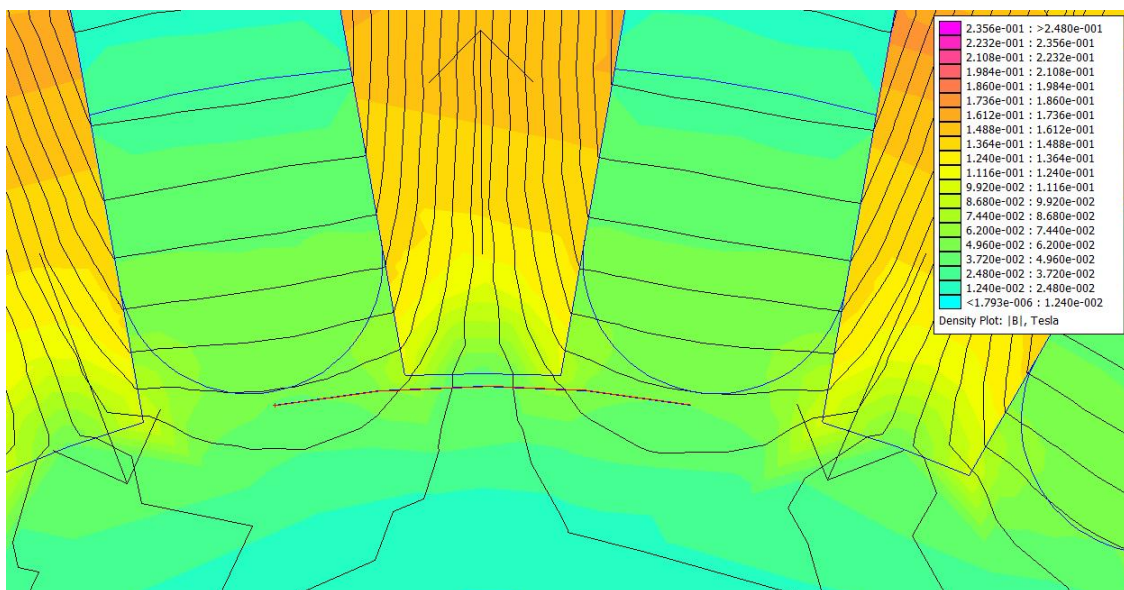


Figura 6.11: Pormenor do segmento referência para medição da densidade de fluxo magnético.

Agruparam-se os valores obtidos por simulação em três séries, correspondendo cada série a profundidades das cavas de 0mm (à face com o núcleo do estator), 0,5mm e 1,0mm. Em cada gráfico, a ordenada corresponde a valores do módulo \vec{B} e todo o comprimento da abcissa corresponde ao comprimento do arco de medição.

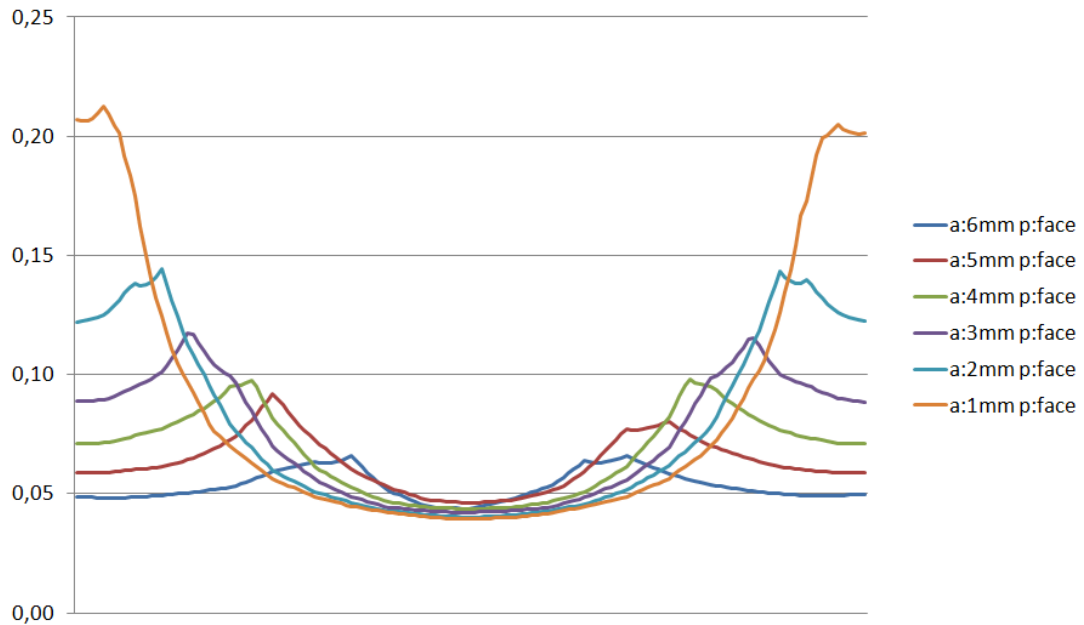


Figura 6.12: Densidade de campo magnético: a-aberturas de 1 a 6mm e p-profundidade 0mm.

Nos gráficos das figuras 6.13 e 6.14 a abertura de 0mm significa a inexistência de canal entre a cava e o núcleo do estator.

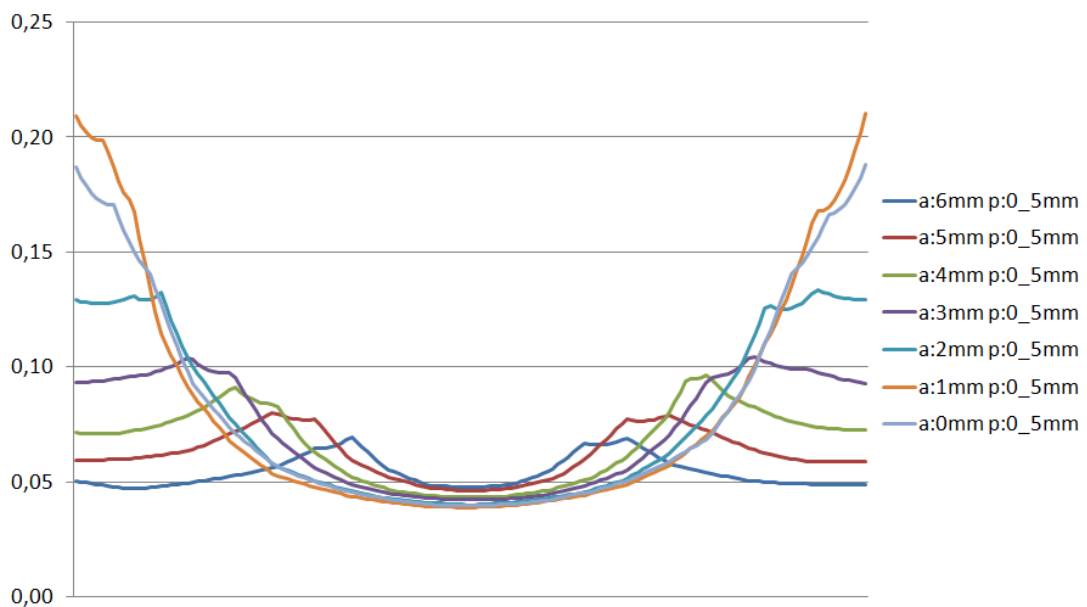


Figura 6.13: Densidade de campo magnético: a-aberturas de 1 a 6mm e p-profundidade 0,5mm.

Com abertura de 0mm verifica-se a diminuição dos valores máximos e médios de \vec{B} . À face, a abertura de 0mm não foi tida em consideração.

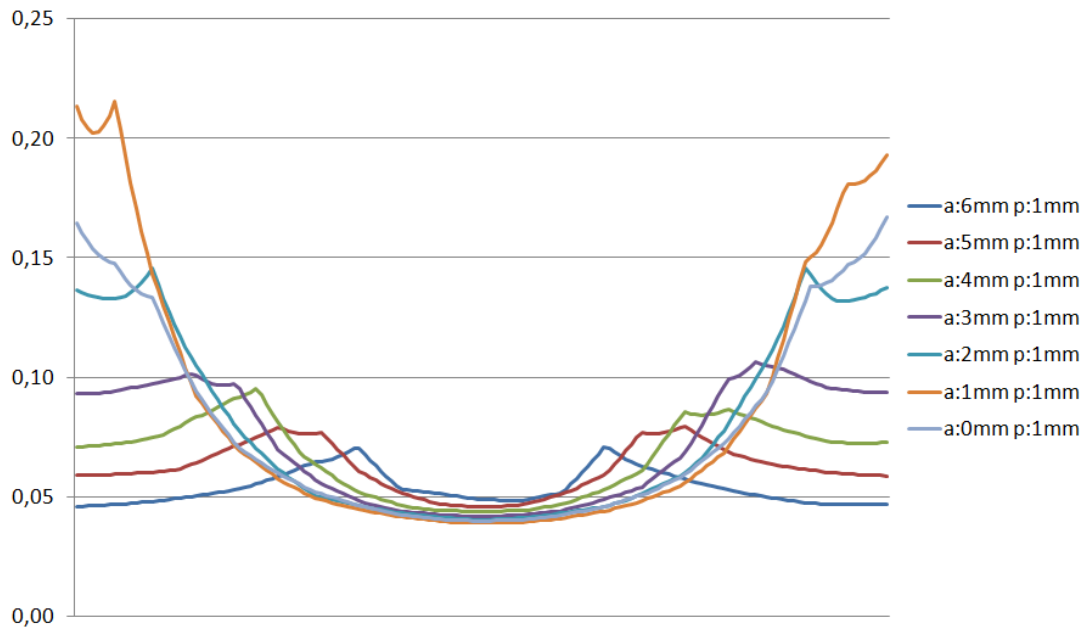


Figura 6.14: Densidade de campo magnético: a-aberturas de 1 a 6mm e p-profundidade 1,0mm.

Os valores médios, dentro de cada série, estão apresentados na figura 6.15.

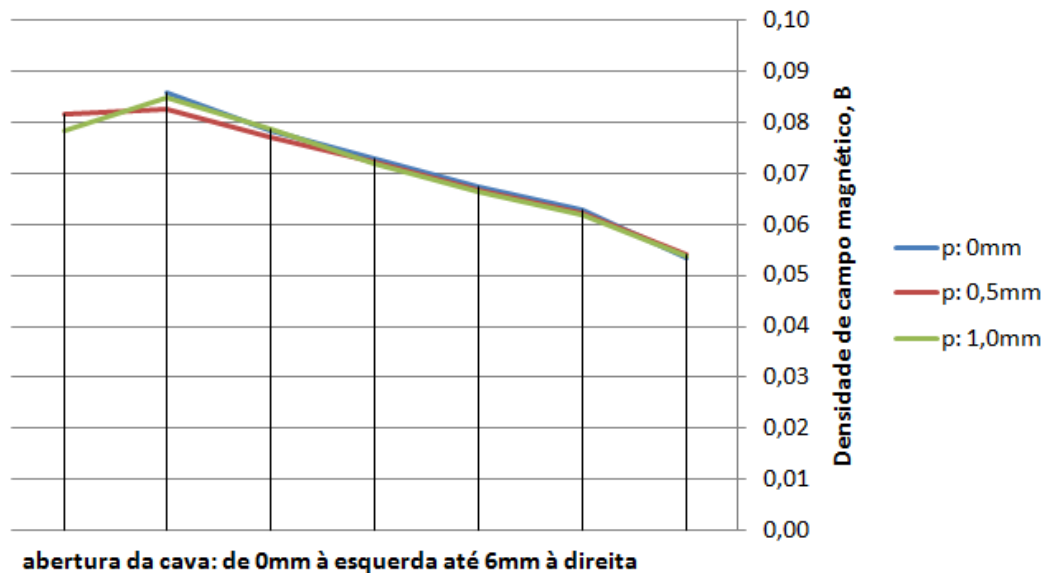


Figura 6.15: Valores médios de B para aberturas de cava de 0mm a 6mm, em cada uma das profundidades de cava.

Verifica-se um aumento dos módulos de \vec{B} com a diminuição da abertura da cava. Contudo, o módulo de \vec{B} diminui quando se anula a abertura. O aumento do módulo de \vec{B} verifica-se nas extremidades do dente da cava, quando a direcção do campo tem uma componente tangencial considerável, relativamente à componente radial. Por outro lado,

verifica-se a diminuição do módulo de \vec{B} com a diminuição da abertura em lugares em frente do dente da cava, quando a direcção radial de \vec{B} é a direcção predominante. O aumento do módulo de \vec{B} pela diminuição da abertura é, portanto, algo compensado pela diminuição da desejada componente radial do campo magnético.

De facto, o valor médio do módulo de \vec{B} é praticamente igual em todas as profundidades, para a mesma abertura. A profundidade da cava não é, portanto, o factor prioritário para a produção do campo magnético de excitação.

Verifica-se que o valor médio de \vec{B} aumenta com a diminuição da abertura, num factor aproximado de 1,7, entre abertura de 1mm e 6mm. Tem impacto significativo nos resultados a forma geométrica do fecho da cava, que favorece a componente tangencial de \vec{B} . É explicado no capítulo 5.3 a forma de anular a abertura da cava sem favorecer a componente tangencial de \vec{B} .

Apesar dos valores médios de \vec{B} serem diferentes, situam-se abaixo claramente abaixo de 2T, valor de referência para saturação dos materiais ferromagnéticos. Optou-se pela lâmina de 6mm de abertura, por razões de exequibilidade do estator e do respectivo enrolamento, dado que a montagem de ambos foi realizada pelo doutorando.

A figura 6.16 ilustra os enrolamentos do estator, após montagem.



Figura 6.16: Enrolamentos, após montagem das bobinas nas cavas do estator.

A previsão do comportamento magnético do estator e enrolamento evidenciaram limitações na configuração escolhida. As forças magneto motrizes poderiam tomar valores substancialmente mais elevados. Tratou-se prioritário, contudo, identificar e compreender as grandezas com mais impacto no desempenho magnético do estator, como seja a abertura e profundidade das cavas. O capítulo 5.3 avalia, precisamente, possibilidades de melhorar o desempenho da máquina com recurso ao redimensionamento das cavas, segundo os critérios apresentados.

Os terminais de todas as bobinas ficaram acessíveis para o exterior da máquina, ou seja, a configuração do enrolamento do estator é realizada pelo experimentador, com recurso a uma régua de terminais, conforme ilustra a figura 6.17 e onde as bobinas estão numeradas de 1 a 18.

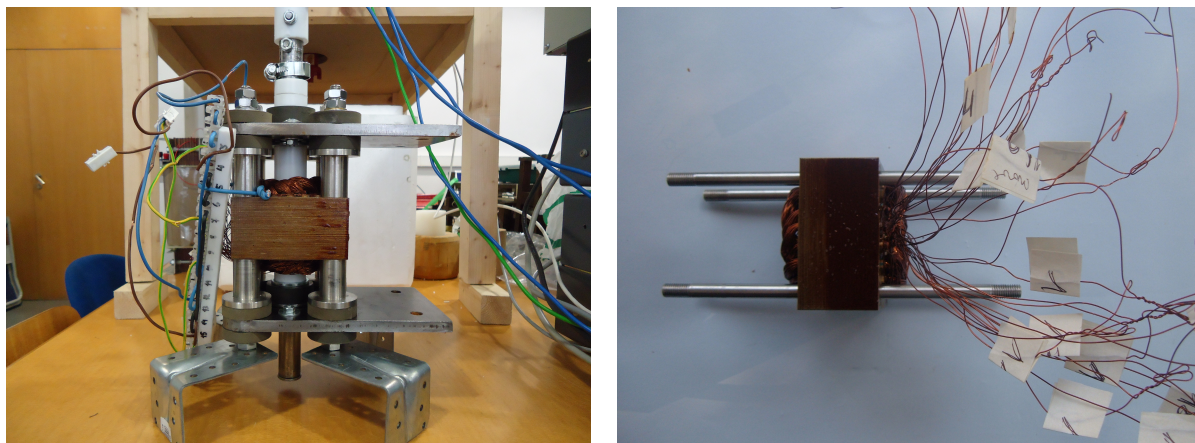


Figura 6.17: Terminais das bobinas no exterior e régua numerada para as ligações entre os terminais das bobinas.

Todas as peças foram previamente dimensionadas numa ferramenta tridimensional (*Google SketchUp*).

6.3 Pormenores da construção

O planeamento e dimensionamento das diversas peças foram fortemente condicionados pela necessidade de colocar os terminais de todas as bobinas no exterior da máquina e pelo objectivo de tornar o motor num módulo autónomo, isto é, associado ao motor estaria um reservatório para conter o líquido de refrigeração. Motor e reservatório seriam colocados onde necessário, como se de um único bloco se tratasse. Por outro lado, o estator, rotor e enrolamentos deveriam estar visíveis do exterior.

O entreferro é de 0,3mm, um pequeno valor que impôs elevado rigor no planeamento e execução das peças. O rotor é constituído por material cerâmico, facilmente deteriorável por esforços mecânicos. A estrutura da máquina deveria, portanto, suportar as forças mecânicas e as alterações dimensionais devido às temperaturas criogénicas em uso, sem

permitir folgas que pudessem danificar qualquer peça, em especial o rotor.

Atravessam o estator quatro guias que têm por função garantir a coesão e rigidez estrutural da máquina. As extremidades das guias são roscadas, precisamente para garantir os apertos necessários.

O veio é constituído por um varão de aço inoxidável (AISI316) com 20mm de diâmetro, adaptado por aperto ao anel interior metálico do rotor. A figura 6.18 ilustra o rotor e respectivo veio, o estator obtido por empilhamento de lâminas e as quatro guias que atravessam o estator.

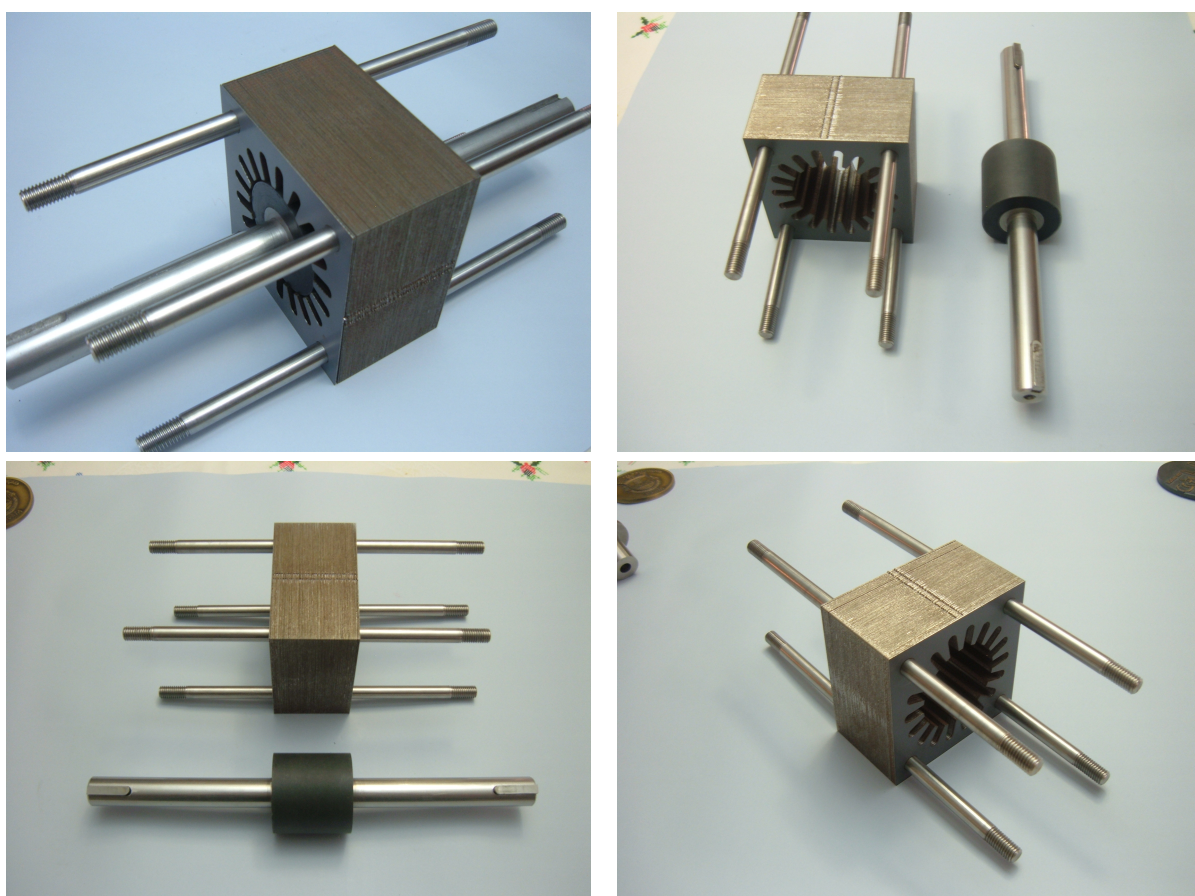


Figura 6.18: *Lâminas do estator, guias e rotor.*

O estator, com respectivo enrolamento eléctrico, as guias e o rotor estão em contacto directo com o azoto líquido, pelo que arrefecem a -196°C .

Em cada guia foi inserida, em ambos os lados do estator, uma peça de aço inoxidável (AISI316), destinada a garantir o afastamento suficiente para os topos dos enrolamentos e para a parede do reservatório do líquido de arrefecimento. A figura 6.19 ilustra quatro destas peças e a respectiva inserção nas guias.



Figura 6.19: Peças de afastamento entre o estator e as peças estruturais.

Duas peças são fundamentais para assegurar a rigidez estrutural. Estas duas peças são atravessadas pelas quatro guias e pelo veio. Foram manufacturadas a partir de uma chapa de aço com 10mm de espessura, por corte *laser*, com base no dimensionamento planeado em ferramenta informática de três dimensões e em *AutocaD* para corte, conforme ilustra a figura 6.20.

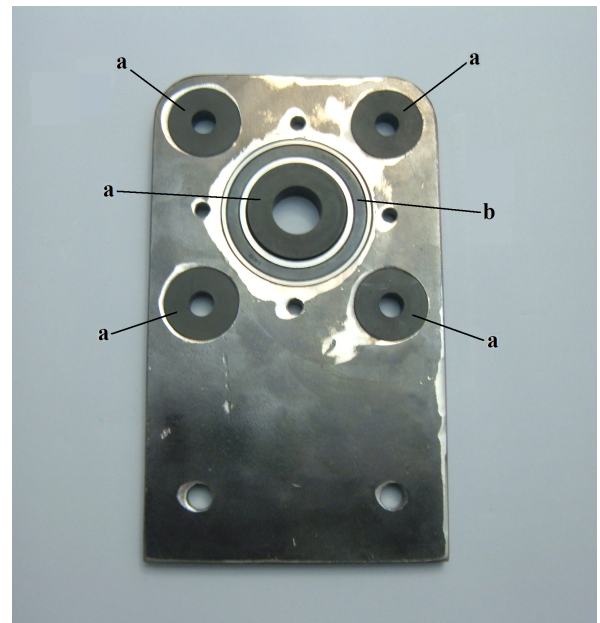
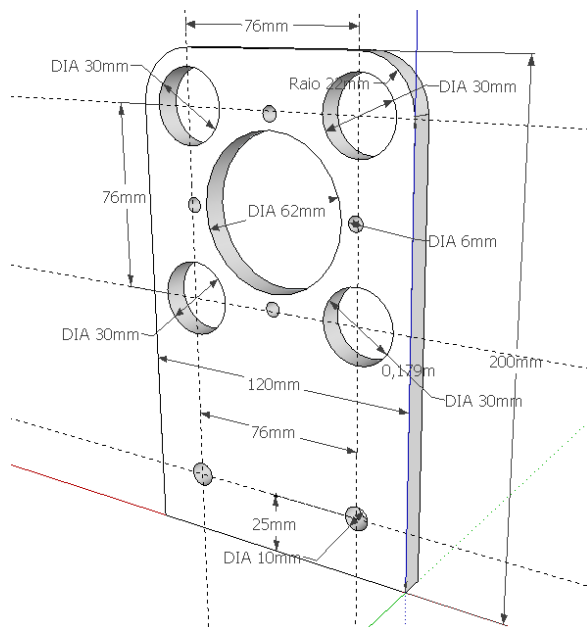


Figura 6.20: Planeamento da peça estrutural em aço, à esquerda; peça manufacturada e com as peças de baquelite e rolamento inseridas, à direita (a-baquelite e b-rolamento).

Nos orifícios destinados às guias, com o diâmetro de 30mm, entre estas e a peça estrutural foi inserida uma peça em baquelite (indicado por “a” na figura 6.20), para funcionar como barreira térmica entre as guias com 10mm de diâmetro (-196°C) e a peça estrutural à temperatura ambiente.

No orifício central com 62mm, destinado ao veio, este também atravessa uma peça de baquelite que, por sua vez, está inserida no orifício central de um rolamento de esferas. A parte externa do rolamento está, por sua vez, inserida na peça estrutural.

Para evitar o contacto directo das peças de afastamento do estator com a parte metálica das peças estruturais, assim se criando uma barreira térmica, foi inserida na extremidade de cada guia uma peça de baquelite, conforme ilustra a figura 6.21.

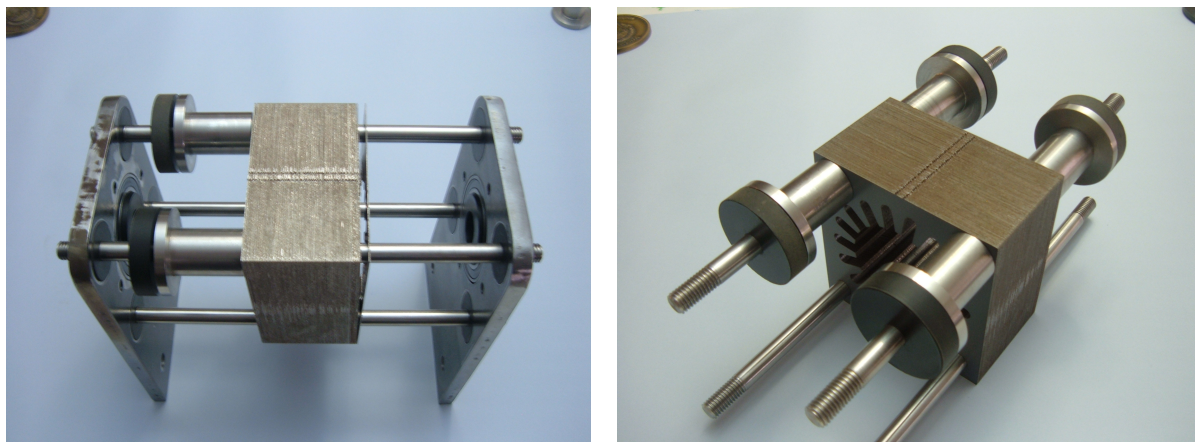


Figura 6.21: Baquelite para isolamento térmico entre as peças para afastamento do estator e as peças estruturais, também inseridas nas guias.

O rotor com o veio associado inserido nas peças de isolamento térmico, colocadas no orifício interior dos rolamentos, estão ilustrados na figura 6.22.

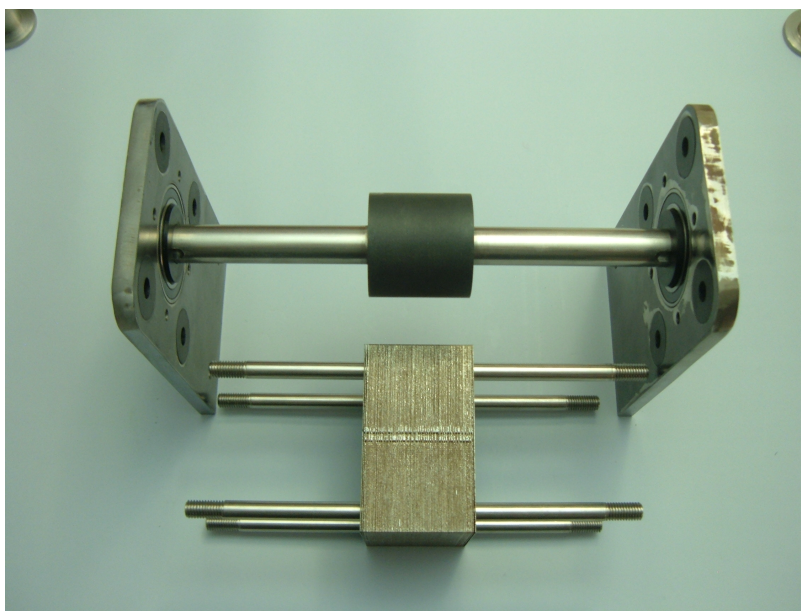


Figura 6.22: Veio inserido nas peças estruturais.

As peças de afastamento do estator atravessam paredes do reservatório em *teflon*, conforme ilustra a figura 6.23, onde também é visível a montagem do rotor e do estator, com

enrolamento, nas peças estruturais.

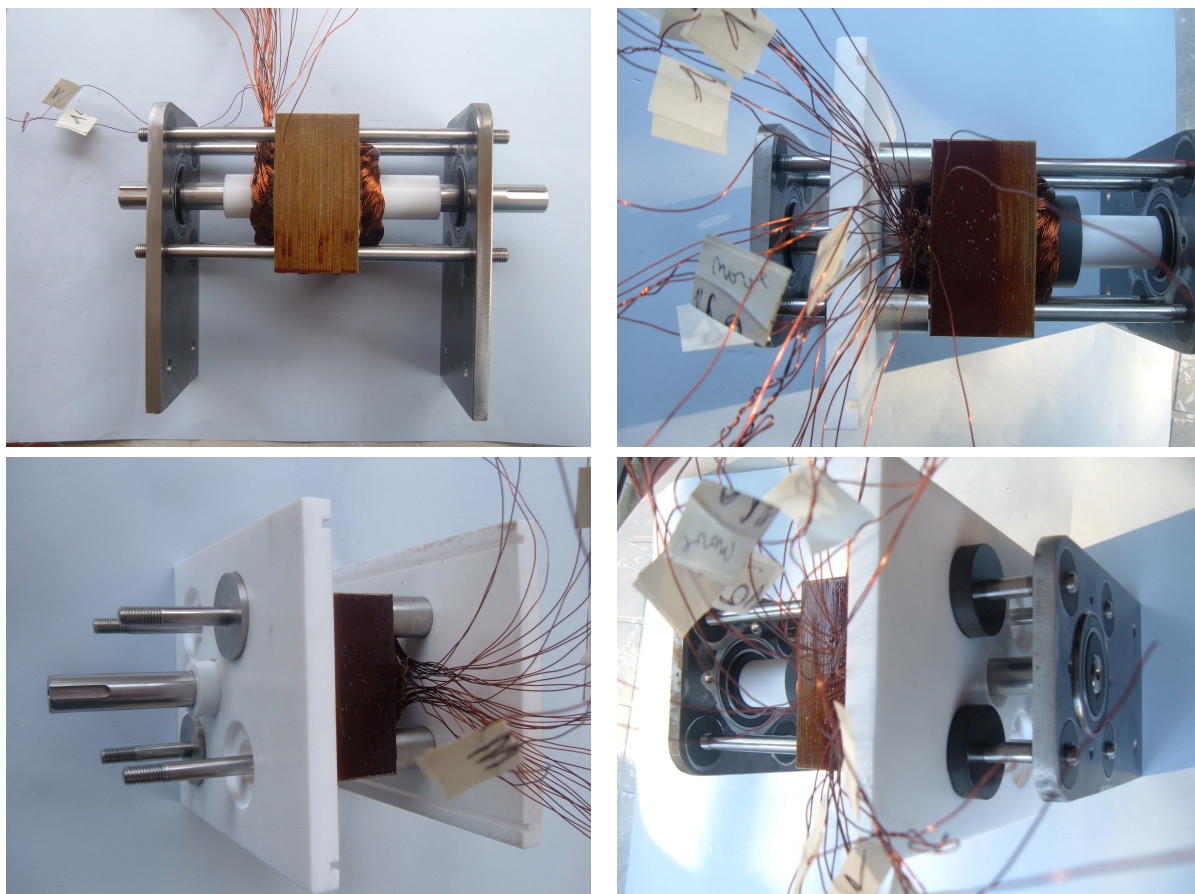


Figura 6.23: Paredes de isolamento térmico, em teflon, foram inseridas nas peças para afastamento do estator.

Capítulo 7

Ensaio experimental

Para a medição de binários foram utilizados dois processos. Numa configuração fez-se uso de um motor assíncrono, monofásico, de fase dividida, com 1Kw de potência. Esta máquina foi utilizada para impor binários de carga ao motor supercondutor, através do recurso ao princípio da acção-reacção dos binários, dado que a carcaça do motor de indução podia rodar livremente sobre rodas existentes no suporte.

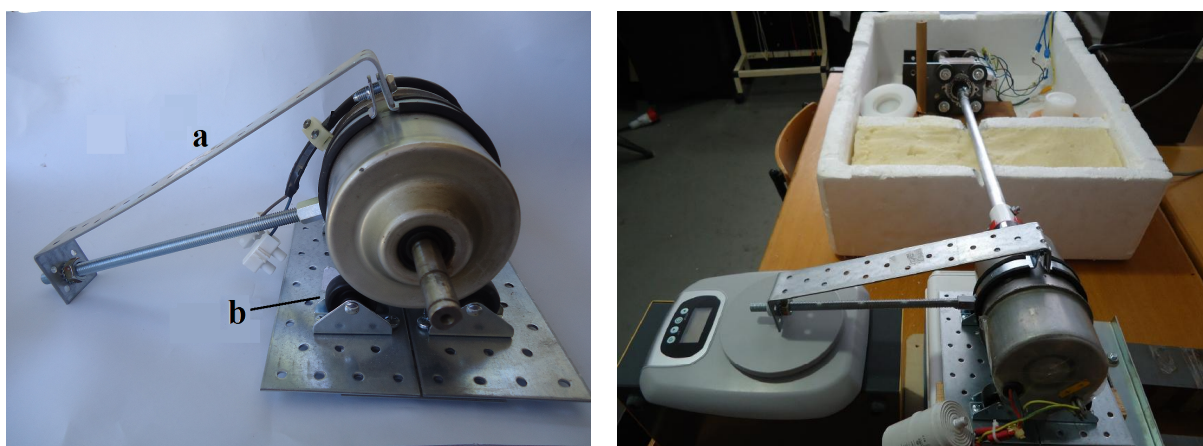


Figura 7.1: Experimentação com recurso a um motor de indução monofásico de fase dividida: a-braço, fixo à carcaça do motor; b-rodas de apoio da carcaça do motor.

A possibilidade de rotação da carcaça é impedida por uma haste solidária com a própria carcaça e cuja extremidade estava apoiada numa balança. A figura 7.1 ilustra o motor de indução, respectivo apoio livre e haste (com um braço de 25cm) que se apoiava numa balança.

Os binários foram aplicados ao motor supercondutor por aumento de corrente no estator do motor de indução, através do recurso a um auto-transformador. A mais-valia desta configuração no ensaio residiu na relação directa entre os valores das forças medidos na balança e a causa dessas mesmas forças, ou seja, o motor supercondutor.

Na configuração deste ensaio, eventuais não linearidades no motor de indução, binários de atritos estáticos ou dinâmicos, ou outras perturbações, tornaram-se transparentes na relação entre o motor supercondutor e a força medida na balança.

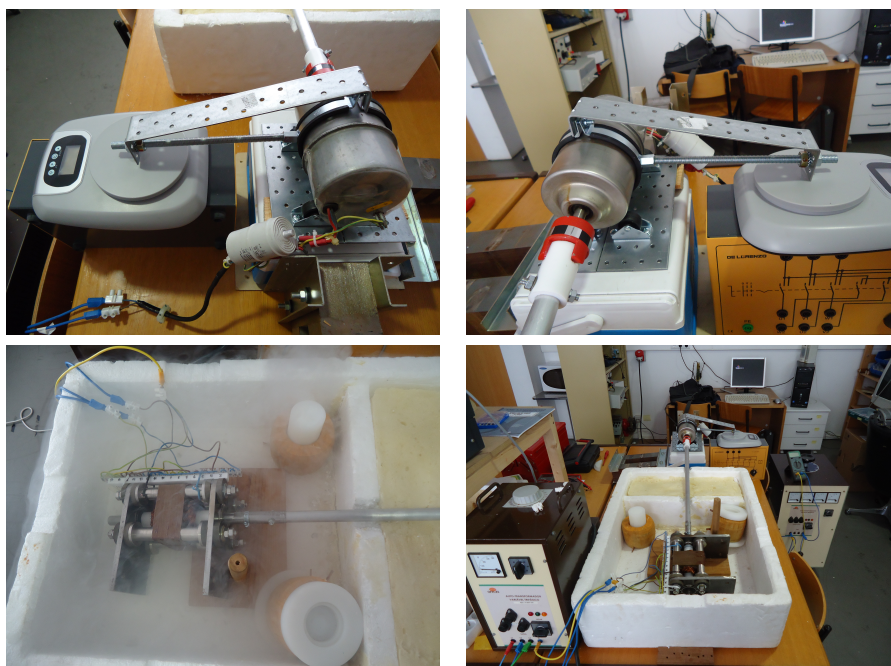


Figura 7.2: *Experimentação com recurso a um motor de indução de fase dividida.*

Noutra configuração de ensaio, o motor supercondutor foi colocado na posição vertical e acoplado a uma carga, conforme ilustra a figura 7.3. Um sensor de força existente na carga permitia medir binários.



Figura 7.3: *Pormenores de experimentação.*

Capítulo 8

Conclusões

O motor supercondutor de rotor cilíndrico analisado evidenciou características que potencializam aplicações futuras. Vários estudos anteriormente realizados colocaram em evidência o aumento da densidade de potência volumétrica, em comparação com a máquina de configuração semelhante, mas de rotor ferromagnético.

Contudo, as experiências que têm divulgado as maiores densidades volumétricas de potência não têm tido em conta os incontornáveis e necessários equipamentos para arrefecer a máquina supercondutora e extrair a energia calorífica produzida. Assim, as melhorias nas densidades volumétricas de potência tornam-se, por enquanto, questionáveis. Também é questionável o rendimento da máquina supercondutora face à congénere de rotor ferromagnético, pelos mesmos motivos.

Além das densidades de potência, outras qualidades que revelam a oportunidade de aplicação do motor de histerese convencional, como seja o baixo ruído e o binário constante, carecem de avaliação nesta máquina supercondutora. Os binários previstos, por exemplo, evidenciam afastar-se do valor constante da máquina convencional.

O carácter linear na relação entre os binários e forças magnetomotrizes significa previsibilidade quanto ao comportamento do material supercondutor e, conseqüentemente, maior segurança em projectar este tipo de máquina.

Por outro lado, a linearidade entre binários e forças magnetomotrizes significa, também, que o aumento das densidades volumétricas de potência resultam, principalmente, de dois factores: da capacidade do supercondutor reter fluxo magnético, na quantidade e nas forças de ancoragem dos fluxóides; na exploração geométrica do estator normal, por forma a possibilitar maiores forças magneomotrizes no mesmo volume.

A exploração da magnetização e ancoragem de fluxóides, aliadas às capacidades do supercondutor em poder suportar a energia calorífica e outras conseqüências do reposicionamento dos fluxóides durante os ciclos de histerese, constituem um factor decisivo para implementar este tipo de máquina. A experimentação já revelou valores de fluxo magnético introduzido e mantido na estrutura do material supercondutor em densidades

muito superiores aos 2T dos materiais ferromagnéticos.

Os materiais supercondutores de alta temperatura são, principalmente, cerâmicos. Têm baixa resiliência, são quebradiços, pouco elásticos. É uma realidade de carácter infra-estrutural, significativamente condicionador nas aplicações deste tipo de máquina.

A máquina em estudo foi colocada em funcionamento com um estator que está longe de propiciar valores elevados de forças magnetomotrizes. Por outro lado, a geometria das cavas, mais precisamente a abertura das cavas, foi a menos indicada para o aproveitamento das forças magnetomotrizes do estator, conforme se apresenta em anexo. Estas realidades foram intencionais, uma forma de verificar o funcionamento do motor supercondutor em situações limite ou desfavoráveis, mas que indiciam claras oportunidades de melhoramento. A abertura máxima das cavas também facilitou a execução prática do motor, cujos enrolamentos foram elaborados e colocados nas cavas pelo autor do presente trabalho.

As medições ao desempenho da máquina supercondutora ficaram significativamente condicionadas por medições em regime síncrono. Equipamentos adequados à medição de binários em qualquer instante de tempo, seja em regime estacionário ou transitório, estão em fase de incorporação no património do Departamento de Engenharia Electrotécnica da FCT-UNL, ferramentas deveras importantes para aprofundar o conhecimento do perfil de desempenho do motor de histerese de rotor cilíndrico feito de material supercondutor.

Para se contornar a falta de equipamentos dedicados, utilizou-se um motor de indução monofásico, de fase dividida. A medição de binários funcionou razoavelmente bem. Contudo, para aproveitamento do efeito de acção-reacção entre o binário produzido pela máquina supercondutora e pelo motor de indução, as máquinas foram acopladas com sentidos contrários da rotação própria de cada máquina. Assim, o motor de indução ficou sujeito a um valor elevado de rotação (3000rpm) mas de sentido contrário. Neste cenário a máquina de indução encontrava-se bastante afastada do seu sincronismo, tendo como consequência que os binários por si desenvolvidos, para contrariar o sentido de rotação imposto pelo motor supercondutor, fossem muito baixos. Esta realidade limitou bastante a amplitude possível para medição de binários.

A medição de binários com o rotor supercondutor na posição vertical sofreu várias limitações mecânicas e, conseqüentemente, tiveram impacto nos resultados obtidos, com poucos valores registados.

Os resultados obtidos e o perfil de desempenho analisado evidenciam relações lineares entre grandezas fundamentais, tais como entre forças magnetomotrizes e binários ou tempos transitórios. Isto significa oportunidade em padronizar perfis de desempenho deste tipo de motor.

Os enrolamentos em configuração dinâmica, como oportunidade para aplicações de velocidades e potências variáveis, está fortemente condicionado ao número de cavas do estator. O número máximo de velocidades diferentes é uma função aproximada da raiz quadrada do número de cavas.

8.1 Experiência acumulada e sugestões para desenvolvimento futuro

A exploração geométrica do estator, com o aumento da força magnetomotriz numa progressão quadrática face à distância ao eixo de rotação, é uma tarefa obrigatória como forma de melhorar a densidade volumétrica de potência, tema já anteriormente abordado.

No ambiente de muito baixas temperaturas proporcionado pelo azoto no estado líquido, foram os metais que revelaram melhores desempenhos mecânicos: menores alterações dimensionais e fiabilidade quanto a suportar e repetir esforços mecânicos. Por outro lado, todos restantes materiais não metálicos, como o mais importante *teflon*, alteram significativamente as dimensões em ambientes criogénicos.

Os metais podem ser moldados, cortados e soldados. O material sintético que melhor suporta esforços em temperaturas criogénicas, o *teflon*, não pode ser soldado e muito dificilmente colado. Afigura-se haver um longo caminho a percorrer no que respeita à aplicação de materiais sintéticos nas máquinas que funcionem em ambientes de muito baixa temperatura.

É grande o património em conhecimentos que os professores e investigadores do Departamento de Engenharia Electrotécnica da FCT-UNL detêm. Isto torna claramente oportuno incluir novos equipamentos de ensaio nas infra-estruturas laboratoriais. Decerto o presente trabalho revelaria outros aspectos não havendo as condicionantes existentes. Mas a própria arte e o engenho exercitados para ultrapassar limitações, com consequentes reflexões, interacções com outras pessoas e a procura de conhecimentos, são virtudes no propósito académico, mais-valias no âmbito empresarial.

O objectivo do actual trabalho, em reconhecer o perfil de desempenho, oportunidades de aplicação e condicionantes do motor de histerese supercondutor irá, decerto, ser melhorado como resultado de trabalhos futuros sobre o mesmo tema.

Como forma de optimizar o desempenho da máquina, a introdução de inteligência artificial, com algoritmos de controlo indirecto ou assistido, onde a uma ordem de velocidade para a máquina o algoritmo define os melhores valores para o campo magnético criado pelas bobinas em redor do rotor, é uma realidade incontornável no âmbito das máquinas eléctricas, sejam convencionais ou supercondutoras. Está confirmada a possibilidade de colocar em funcionamento electrónica baseada em semicondutores no estado sólido, total-

mente imersos em azoto líquido (transístores, circuitos integrados, etc).

Na perspectiva do autor deste trabalho, consiste um marco na evolução das máquinas eléctricas supercondutoras, a colocação em funcionamento num módulo autónomo, onde os meios de refrigeração acompanham o motor.

Ao longo deste trabalho foram feitas várias tentativas para colocar em funcionamento como módulo autónomo, pese embora o arrefecimento fosse conseguido pelo enchimento de um reservatório no qual o motor estava inserido (na verdade, um módulo, semi-autónomo), conforme ilustram as figuras 6.1.

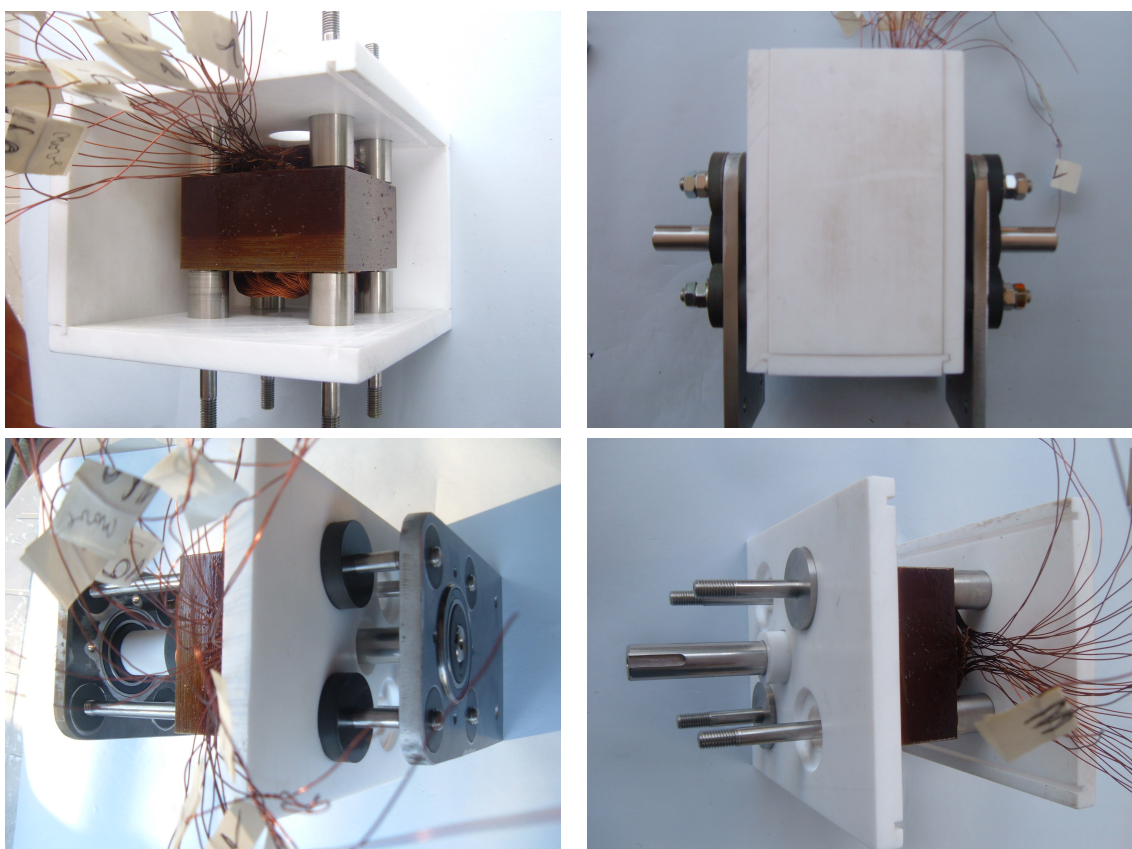


Figura 8.1: *Placas de teflon constituiriam o contentor de azoto líquido.*

Na figura 6.2 ilustra-se o planeamento do contentor de refrigeração, juntamente com o motor. O veio com o rotor supercondutor (em aço inoxidável AISI316), e as quatro guias estruturais (aço inoxidável AISI316), dado que estas peças tomam a temperatura de -196°C , estariam isoladas da restante estrutura do motor, estas à temperatura ambiente, por peças em baquelite, que serviam para isolamento térmico mas também de suporte mecânico.

Foi possível garantir a estanqueidade do tanque, apesar de ser constituído por vários elementos, mas somente nas peças que se montaram de maneira a exercerem forças nas

peças adjacentes. Nas peças montadas somente por encosto ou por excaixe, sem esforço, não foi possível garantir a estanqueidade face ao azoto líquido.

Teria sido possível a utilização de uma peça cilíndrica em *teflon*, com diâmetro interno suficientemente grande para conter o motor. Com esta peça seria necessário somente garantir a estanqueidade nos topos do cilindro. Contudo, também nos topos do cilindro se encontra a passagem do veio.

Para garantir a estanqueidade entre o veio e o contentor com azoto líquido foram construídos vários retentores em *teflon*, em firmas especializadas na manufactura deste tipo de peças, seguindo tabelas em vigor para o efeito. O teflon tem dos mais baixos coeficientes de atrito que se conhece, adequado para deslizar na superfície lisa de aço inoxidável do veio. Contudo, as alterações dimensionais do teflon com o abaixamento da temperatura, impossibilitaram a estanqueidade.

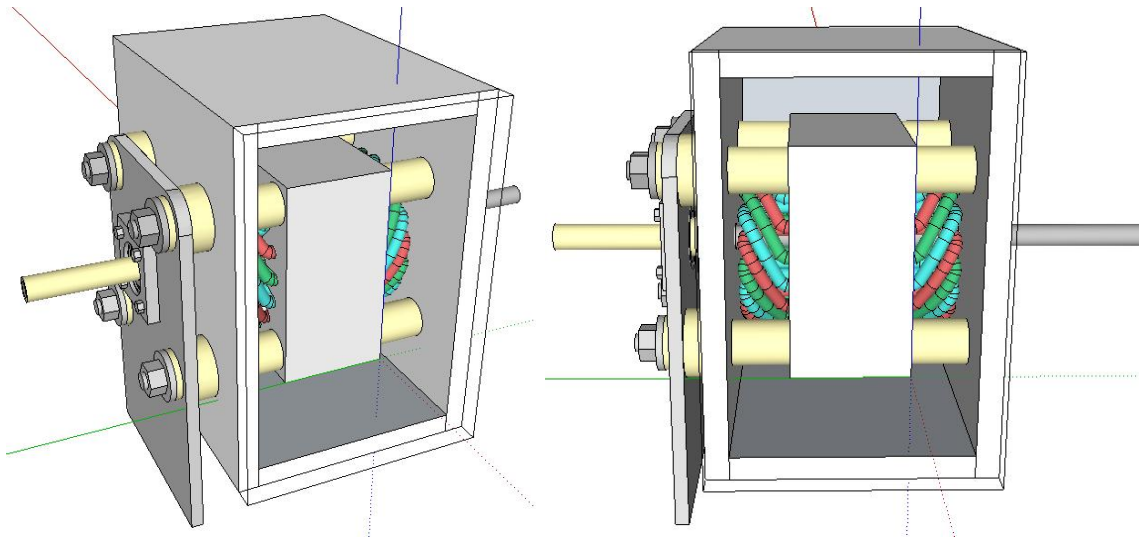


Figura 8.2: *Planeamento do módulo autónomo.*

A zona de contacto entre o veio e a parte fixa do contentor é o maior obstáculo a vencer, na construção do módulo autónomo. Por não se ter conseguido garantir a estanqueidade, passou-se à experimentação com o motor totalmente imerso em azoto líquido. O contacto com o restante material à temperatura ambiente, fez-se através de um acoplamento em *teflon*.

Bibliografia

- [1] Alexei A. Abrikosov. Nobel lecture - type ii superconductors and the vortex lattice. *Materials Science Division, Argonne National Laboratory, USA.*, 2003.
- [2] Alexei Alexeyevich Abrikosov. On the magnetic properties of superconductors of the second group. *Soviet Physics, JETP* 5:1174, 1957. 35
- [3] Amr A. Adly. Performance simulation of hysteresis motors using accurate rotor media models. *IEEE Transactions on Magnetics, November 1995*, Vol.31, No.6:3542–3544, 1995. 17
- [4] Dionysios C. Aliprantis, Scott D. Sudhoff, and Brian T. Kuhn. A brushless exciter model incorporating multiple rectifier modes and preisach’s hysteresis theory. *IEEE Transactions on Energy Conversion*, 1:136–147, 2006.
- [5] Alev Aydyner and Ekrem Yanmaz. Numerical calculation of trapped magnetic field for square and cylindrical superconductors. *Institute of Physics Publishing Superconductor Science and Technology*, 18:1010–1015, 2005.
- [6] JR. B. R. Teare. Teory or hysteresis-motor torque. *AIEE Transactions*, 59:907–912, 1940. 15
- [7] Omer M. Awed Badeeb. Investigation of the dynamic performance of hysteresis motors using matlab/simulink. *Electrical Engineering*, 56:106–109, 2005. 17
- [8] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of superconductivity. *Physical Review*, 108(5):1175–1204, 1957. 33
- [9] G J Barnes, D Dew-Hughes, and M D McCulloch. Finite difference modelling of bulk high temperature superconducting cylindrical hysteresis machines. *Supercond. Sci. Techno.*, 13:229–236, 2000. 1
- [10] G J Barnes, D Dew-Hughes, and M D McCulloch. Finite difference modelling of bulk high temperature superconducting cylindrical hysteresis machines. *Physica, C* 331:133–140, 2000. 1
- [11] G J Barnes, M D McCulloch, and D Dew-Hughes. Computer modelling of type ii superconductors in applications. *Supercond. Sci. Techno.*, 12:518–522, 1999.
- [12] G J Barnes, M D McCulloch, and D Dew-Hughes. Applications and modelling of bulk htss in brushless ac machines. *Supercond. Sci. Techno.*, 13:875–878, 2000. 47
- [13] G J Barnes, M D McCulloch, and D Dew-Hughes. Applications and modelling of bulk htss in brushless ac machines. *Superconductos Science Technology*, Vol. 13:875–878, 2000.
- [14] G. J. Barnes, M. D. McCulloch, and D. Dew-Hughes. Torque from hysteresis machines with type-ii superconducting segmented rotors. *Physica - Elsevier Science*, C331:133–140, 2000. 1

-
- [15] Gary James Barnes. *Computation Modelling for Type-II Superconductivity and the Investigation of High Temperature Superconducting Electrical Machines*. PhD thesis, University of Oxford, Inglaterra, Dezembro 2000.
- [16] Charles P. Bean. Magnetization of hard superconductors. *Physical Review Letters*, March 1962, Vol.8, No.6:250–253, 1962. 41, 43
- [17] Charles P. Bean. Magnetization of high field superconductors. *Reviews of Modern Physics*, January 1964, pages 31–39, 1964. 41, 43
- [18] J. G. Bednorz and K. A. Muller. Possible high t_c superconductivity in the ba-la-cu-0 system. *Zeitschrift fur Physik - Condensed Matter*, 1986, 64:189–193, 1986. 38, 47
- [19] J. Georg Bednorz and K. Alex Muller. Nobel lecture - perovskite-type oxides - the new approach to high- t_c superconductivity. *IBM Research Division, Zurich Research Laboratory, Switzerland*, 1987.
- [20] Giorgio Bertotti. *Hysteresis in Magnetism for Physicists, Materials Scientists and Engineers*. Academic Press, primeira edition, 1998. 9, 12, 13
- [21] Giorgio Bertotti and Isaak Mayergoyz. *The Science of Hysteresis*. Essevier, 2005. 9
- [22] S. Braeck, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and Y. M. Galperin. Superconducting trapped-field magnets: Temperature and field distributions during pulsed-field activation. *Journal of Applied Phsics*, 92:6235–6240, 2002.
- [23] Martin Brokate. On a characterization of the preisach model for hysteresis. *Rediconti del Seminario Matematico della Universita di Padova*, 83:153–163, 1990. 13
- [24] K. H. J. Buschow and F. R. de Boer. *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. Kluwer Academic Publishers, 2004. 12
- [25] Liang Cao and Ge Li. Complete parallelogram hysteresis model for electric machines. *IEEE Transactions on Energy Conversion*, September 2010, Vol. 25, No. 3:626 – 632, 2010. 17
- [26] David A Cardwell and David S Ginley. *Handbook of Superconducting Materials Volume I: Superconductivity, Materials and Processes*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2003. 45
- [27] S. J. Chapman. A hierarchy of models for type-ii superconductors. *Society for Industrial and Applied Mathematics Review*, December 2000, Vol. 42, No. 4:555–598, 2000.
- [28] X Chaud, E Haanappel, J G Noudem, and D Horvath. Trapped field of ybco single-domain samples using pulse magnetization from 77k to 20k. *8th European Conference on Applied Superconductivity*, 1742-6596 97 1 012047, 2008. 44
- [29] J. M. D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2009. 9, 10
- [30] M. A. Copeland and G. R. Slemon. An analysis of the hysteresis motor i- analysis of the idealized machine. *AIEE Fall General Meeting, Chicago, Ill., October 7-12, 1962*, pages 34–42, 1963. 15
- [31] M. A. Copeland and G. R. Slemon. An analysis of the hysteresis motor ii-the circumferential-flux machine. *IEEE Winter Power Meeting, New York, N. Y., February 2-7, 1964*, pages 619–625, 1964. 15
-

-
- [32] M. A. Copeland and G. R. Slemon. An analysis of the hysteresis motor iii-parasitic losses. *IEEE Winter Power Meeting, New York, N. Y., January 26-31, 1969*, pages 619–625, 1969. 15
- [33] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. IEEE Press, 2009. 9, 10
- [34] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley IEEE Press, 2009. 9
- [35] R. de Bruyn Ouboter. Superconductivity: Discoveries during the early days of low temperature research at leiden 1908 - 1914. *IEEE Transactions on Magnetics, March 1987*, VOL.MAG-23, NO.2:355–370, 1987. 21, 42
- [36] J. D. Edick, R. F. Schiferl, and H. E. Jordan. High temperature superconductivity applied to electric motors. In *Transactions on Applied Superconductivity, VOL. 2*, pages 189–194. IEEE, December 1991.
- [37] Josef Fidler, Thomas Schrefl, Sabine Hoefinger, and Maciej Hajduga. Recent developments in hard magnetic bulk materials. *Institute of Physics Publishing Journal of Physics: Condensed Matter*, 16:S455–S470, 2004.
- [38] A. E. Fitzgerald, Charles Kingsley Jr., and Stephen D. Umans. *Electric Machinery*. McGraw Hill, 2003.
- [39] Simon Foner. High-field magnets and high-field superconductors. In *Transactions on Applied Superconductivity, VOL. 5*, pages 121–140. IEEE, June 1995.
- [40] Simon Foner and Brian B. Schwartz. *Superconductor Materials Science - Metallurgy, Fabrication and Applications*. Plenum Press New York, 1981.
- [41] Michael Frank, Peter van Hasselt Peter Kummeth, Peter Masek, Wolfgang Nick, Hans Rothfischer, Heinz Schmidt, Bernd Wacker, Heinz-Werner Neumuller, Georg Nerowski, Joachim Frauenhofer, Rainer Hartig, , and Wolfgang Rzdki. High-temperature superconducting rotating machines for ship applications. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, June 2006*, VOL. 16, NO. 2:1465–1468, 2006.
- [42] Edward P. Furlani. *Permanent Magnet and Electromechanical Devices - Materials, Analysis, and Applications*. Academic Press, 2001.
- [43] V. L. Ginzburg and E. A. Andryushin. *Superconductivity*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004. 23, 26, 34, 36, 38
- [44] I. A. Glebov. Superconducting magnetic systems and electrical machines. In *Transactions on Magnetics, vol. MAG-11*, pages 657–660. IEEE, March 1975.
- [45] Stephen A. Gourlay, Gianluca Sabbi, François Kircher, Nicolai Martovetsky, and Don Ketchen. Superconducting magnets and their applications. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 92*, pages 1675–1687. IEEE, October 2004.
- [46] T. Habisreuther, T. Strasser, W. Gawalek, P. Gornert, K.V. Ilushin, and L.K. Kovalev. Magnetic processes in hysteresis motors equipped with melt-textured ybco. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, June 1997*, Vol. 7, No. 2:900–903, 1997. 1
-

-
- [47] William V. Hassenzahl, Drew W. Hazelton, Brian K. Johnson, Peter Komarek, Mathias Noe, and Chandra T. Reis. Electric power applications of superconductivity. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 92*, pages 1655–1674. IEEE, October 2004. 47
- [48] C Y He, Y Hou, L Liu, and Z X Gao. Trapped field and related properties in a superconducting disk magnetized by pulse field.
- [49] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. *Magnetic Domains The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, 2009. 10
- [50] John R Hull. Applications of high-temperature superconductors in power technology. *Institute of Physics Publishing*, Vol. 66:1865–1886, 2003.
- [51] John R. Hull and Masato Murakami. Applications of bulk high-temperature superconductors. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 92*, pages 1705–1718. IEEE, October 2004. 45, 47
- [52] Fayçal Ikhouane and José Rodellar. *Systems with Hysteresis - Analysis, Identification and Control using the Bouc–Wen Model*. John Wiley and Sons, 2007. 15
- [53] D. Inácio, S. Inácio, J. Pina, A. Gonçalves, M. Ventim Neves, and A. Leão Rodrigues. Numerical and experimental comparison of electromechanical properties and efficiency of hts and ferromagnetic hysteresis motors. *Journal of Physics Conference Series*, 1742-6596 97 1 012218, 2008. 1
- [54] Steve André Pereira Inácio. An electrical gearbox by means of pole variation for induction and superconducting disc motors. 2007. 1
- [55] E. T. Scharlemann J. J. Nitao and B. A. Kirkendall. Equivalent circuit modeling of hysteresis motors. *U.S. Department of Energy, 21 July 2009*, 2009. 17
- [56] R. D. Jackson. Digital simulation of the hysteresis motor. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 120, NO. 12, December 1973*, pages 1533–1537. IEEE, December 1973. 17
- [57] R. D. Jackson and M.A. Rahman. Analysis and determination of ring flux distribution in hysteresis motors. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, August 1983, PAS-102, No.8:2743–2749, 1983. 20
- [58] A. R. Jha. *Superconductor Technology - Applications to Microwave, Electro-optics, Electrical Machines and Propulsion Systems*. Wiley, 1998. 28
- [59] Charles P. Poole Jr. *Handbook of Superconductivity*. Academic Press, 2000. 37, 40, 43
- [60] Swarn S. Kalsi. Development status of superconducting rotating machines. *IEEE PES Meeting*, 02CH37309C:27–31, 2002.
- [61] Swarn S. Kalsi, Konrad Weeber, H. Takesue, Clive Lewis, Heinz-Werner Neumueller, and Richard D. Blaugher. Development status of rotating machines employing superconducting field windings. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 92*, pages 1688–1704. IEEE, October 2004.
- [62] T. Kataoka, T. Ishikawa, and T. Takahashi. Analysis of a hysteresis motor with overexcitation. *IEEE Transactions on Magnetics*, November 1982, MAG-18, NO. 6:1731–1733, 1982.
-

-
- [63] Hong-Kyu Kim, Sun-Ki Hong, and Hyun-Kyo Jung. Analysis of hysteresis motor using finite element method and magnetization-dependent model. *IEEE Transactions on Magnetics*, July 2000, Vol. 36, No. 4:685–688, 2000. 17
- [64] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad. Magnetization and critical supercurrents. *Physical Review*, Vol.129, No.2:528–535, 1963.
- [65] James L. Kirtley and Frederick J. Edeskuty. Application of superconductors to motors, generators, and transmission lines. In *Proceedings of the IEEE*, Vol.77, pages 1143–1154. IEEE, August 1989. 47
- [66] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Willey and Sons, Inc, 1996. 28, 32
- [67] K.L. Kovalev, L.K. Kovalev, K.V. Ilushin, S.A. Ladonov, V.N. Poltavets, and W. Gawdek. Experimental and theoretical study of electrical machines with bulk hts elements. page 568–570.
- [68] L K Kovalev, K V Ilushin, V T Penkin, K L Kovalev, S M-A Koneev, V N Poltavets, A E Larionoff, K A Modestov, S A Larionoff, W Gawalek, T Habisreuther, B Oswald, K-J Best, and T Strasser. Hysteresis and reluctance electric machines with bulk hts elements. recent results and future development. *Superconduct. Sci. Technol.*, 13:498–502, 2000. 1
- [69] L.K. Kovalev, K.V. Ilushin, S.M.A. Koneev, K.L. Kovalev, V.T. Penkin, and V.N. Poltavets. Hysteresis and reluctance electric machines with bulk hts rotor elements. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, June 1999, Vol.9, No.2:1261–1264, 1999. 1
- [70] L.K. Kovalev, K.V. Ilushin, V.T. Penkin, and V.N. Poltavets. Hysteresis electrical motors with bulk melt-textured ybco. *Materials Science and Engineering*, B53:216–219, 1998. 1
- [71] L.K. Kovalev, K.V. Ilushin, V.T. Penkin, V.N. Poltavets, S.M.A. Koneev, I.I. Aki-mov, W. Gawalek, B. Oswald, and G. Krabbes. High output power electric motors with bulk hts elements. *Physica*, C 386:419–423, 2003.
- [72] Gernot Krabbes, Gunter Fuchs, Wolf-Rudiger Canders, Hardo May, and Ryszard Palka. *High Temperature Superconductor Bulk Materials Fundamentals – Processing – Properties Control – Application Aspects*. Wiley-VCH, 2006. 40, 45
- [73] Jung Ho Lee and Dong Seok Hyun. Hysteresis analysis for the permanent magnet assisted synchronous reluctance motor by coupled fem and preisach modelling. *IEEE Transactions on Magnetics*, May 1999, Vol. 35, No. 3:1203–1206, 1999. 17
- [74] Beate R. Lehndorff. *High - Tc Superconductors for Magnet and Energy Technology*. Springer, 2003. 38, 45, 46
- [75] C Li, J J Wang, C Y He, L F Meng, R S Han, and Z X Gao. Trapped magnetic field in a superconducting disk magnetized by uniform field. *Department of Physics, Key Laboratory for Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, Peking University, China*, 2002.
- [76] David R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 89th Edition (Internet Version 2009)*. CRC Press/Taylor and Francis, Boca Raton, Florida, 2009. 21, 26, 38, 39
-

-
- [77] L.K., K.V. Ilushin, V.T. Penkin, K.L. Kovalev, S.M.-A. Koneev, and V.N. Poltavets. Electrical machines with bulk hts elements. *Sixth International Symposium Nikola Tesla*, 2006. 47
- [78] T. Ishikawa and T. Kataoka. V curve of hysteresis motor. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 138*, pages 1675–1687. IEEE, May 1991. 17
- [79] M. D. MacCulloch and D. Dew Hughes. Brushless ac machines with high temperature superconducting rotors. *Materials Science and Engineering*, B53:211–215, 1998.
- [80] A. P. Malozemoff, J. Maguire, B. Gamble, and S. Kalsi. Power applications of high-temperature superconductors: Status and perspectives. In *Transactions on Applied Superconductivity, VOL. 12*, pages 778–781. IEEE, March 2002.
- [81] Barry P. Martins. *New Topics in Superconductivity Research*. Nova Science Publishers, Inc., 2006.
- [82] Leander W. Matsch and J. Derald Morgan. *Electromagnetic and Electromechanical Machines*. John Wiley and Sons, 1987.
- [83] Teruo Matsushita. *Flux Pinning in Superconductors*. Springer, 2007. 44, 45
- [84] I. Mayergoyz and G. Bertotti. *The Science of Hysteresis, Chapter 4, Hysteresis in Piezoelectric and Ferroelectric Materials*. Elsevier, 2005. 12, 13
- [85] I. D. Mayergoyz. *Mathematical Models of Hysteresis and Their Applications*. Academic Press an imprint of Elsevier, 2003. 13, 14, 46
- [86] I.D. Mayergoyz. Nonlinear diffusion and superconducting hysteresis. *University of Maryland*, pages 114–173, 1980.
- [87] I. Mhquez, X. Granados, and X. Obradors. Radial and axial flux superconducting motors in a levitating rotor configuration. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, June 1999, VOL.9,NO.2:1249–1252*, 1999.
- [88] Andrei Mourachkine. *Room-Temperature Superconductivity*. Cambridge International Science Publishing, 2004.
- [89] M. Tsuda, T. Susa, T. Ohyatna, and A. Ishiyama. Electromagnetic behavior on high-temperature superconducting bulk ybco exposed to time-varying magnetic field. In *Transactions on Applied Superconductivity, VOL. 10*, pages 894–897. IEEE, March 2000.
- [90] Taketsune Nakamura, Kentaro Fukui, Hun-June Jung, Itsuya Muta, and Tsutomu Hoshino. Investigation of magnetic characteristics in hts bulk materials for motor applications. In *Transactions on Applied Superconductivity, Proceedings of the IEEE, VOL. 138*, pages 2255–2258. IEEE, June 2003.
- [91] A. Halvaei Niasar and Hassan Moghbelli. Modeling and simulation of a circumferential-flux hysteresis motor. *Qatar National Research Fund (No.08-369-2-140)*, 1991. 16
- [92] D. O’Kelly. Theory and performance of solid-rotor induction and hysteresis machines. *Proceedings IEEE, May 1976, Vol.123, No.5:421–426*, 1976. 15, 16
-

-
- [93] Denis O’Kelly. Equivalent circuits for single-phase induction and hysteresis motors. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, January 1971, PAS-90 No.1:279 – 288, 1971.
- [94] B Oswald, K-J Best, M Setzer, M Soll, W Gawalek, A Gutt, L Kovalev, G Krabbes, L Fisher, and H C Freyhardt. Reluctance motors with bulk hts material. *Superconductor Science and Technology*, 18:S24–S29, 2005.
- [95] B. Oswald, M. Krone, M. Soli, T. StraBer, J. Oswald, K. J. Best, W. Gawalek, and L. Kovalev. Superconducting reluctance motors with ybco bulk material. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, June 1999, VOL.9, NO.2:1201–1204, 1999.
- [96] Ivan A. Parinov. *Microstructure and Properties of High-Temperature Superconductors*. Springer, 2007.
- [97] J. Murta Pina, Anabela Gonçalves, M. Ventim Neves, and A. Leão Rodrigues. High temperature superconductor materials and their applications in electric motors. *Department of Electrical Engineering Faculty of Science and Technology New University of Lisbon*, 2005. 42
- [98] João Miguel Murta Pina. *Desenho e Modelização de Sistemas de Energia Empregando Materiais Supercondutores de Alta Temperatura*. PhD thesis, Universidade Nova de Lisboa - Faculdade de Ciências e Tecnologia, Setembro 2010.
- [99] João Murta Pina. Proof-of-concept of a variable poles multiphase motor. *Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa*, 2008. 1, 67, 69
- [100] Nikolay Plakida. *High-temperature Cuprates Superconductors*. Springer Series in Solid-State Sciences - Experiment, Theory, and Applications, 2010. 38
- [101] Charles P. Poole, Jr. Horacio A. Farach, Richard J. Creswick, and Ruslan Prozorov. *Superconductivity*. Elsevier Academic Press, 2007. 31, 35, 39, 40, 43, 45, 46
- [102] B.A. Potter, Murta Pina, Anabela Gonçalves, Ventim Neves, and Leão Rodrigues. Torque modelling of a superconducting reluctance machine. *Department of Electrical Engineering Faculty of Science and Technology New University of Lisbon*, 2007. 42
- [103] Leonid Prigozhin and Vladimir Sokolovsky. Ac losses in type-ii superconductors induced by nonuniform fluctuations of external magnetic field. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 14:69–81, 2004.
- [104] Juha Pyrhonen, Tapani Jokinen, and Valeria Hrabovcova. *Design of Rotating Electrical Machines*. John Wiley and Sons, Ltd. ISBN: 978-0-470-69516-6, 2008.
- [105] M. Qiu, S. Han, L. Z. Lin, , and G. M. Zhang. Studies on high temperature superconducting permanent magnet. In *Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 12, pages 1159–1162. IEEE, March 2002.
- [106] M. Azizur Rahman. Analytical models for polyphase hysteresis motor. *IEEE Winter Power Meeting, New York, N.Y., January 31-February 5, 1971*, page 237–242, 1971. 15
- [107] M. Azizur Rahman. Field analysis of polyphase hysteresis motor. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, May/June 1980, PAS-99, No. 3:1164–1171, 1980.
-

-
- [108] M. Azizur Rahman and Ali M. Osheiba. Steady-state performance analysis of polyphase hysteresis-reluctance motors. *IEEE Transactions on Industry Applications*, May/June 1985, IA-21, NO.4:659–663, 1985.
- [109] K. R. Rajagopal. Design of a compact hysteresis motor used in a gyroscope. *IEEE Transactions on Magnetics*, September 2003, Vol. 39, No. 5:3013–3015, 2003.
- [110] A. Leão Rodrigues. Hysteresis motor with conventional and superconductor rotors. *International Conference on Electrical Machines, ICEM 2000, Helsínquia, Agosto 2000*, pages 802–806, 2000. 1
- [111] A. Leão Rodrigues. New electric reluctance motor with bulk superconducting materials on the rotor. *Aegan International Conference on Electrical Machines and Power Electronics - ACEMP 2001*, 2001. 42
- [112] A. Leão Rodrigues. Teoria e cálculo do motor de histerese. *Revista Electricidade*, 380, 2001. 19, 20
- [113] A. Leão Rodrigues. Brushless electrical machines with superconducting rotors. *International Conference on Electrical Machines - ICEM*, 2002. 1, 42
- [114] A. Leão Rodrigues. Drum and disc type hysteresis machines with superconducting rotors. *POWERENG 2009 Lisbon, Portugal, March 18-20, 2009*, pages 55–59, 2009.
- [115] M. Rosu, V. Nahkuri, A. Arkkio, T. Jokinen, J. Mantere, and J. Westerlund. Permanent magnet synchronous motor for ship propulsion drive. 1997.
- [116] Herbert C. Roters. The hysteresis motor - advances which permit economical fractional horsepower ratings. *AIEE Middle Eastern District Meeting, Dayton, Ohio, September 23-25*, 66:1419–1430, 1947. 4
- [117] Ajay Kumar Saxena. *High-Temperature Superconductors*. Springer, 2010.
- [118] J. Robert Schrieffer. *Handbook of High-Temperature Superconductivity: Theory and Experiment*. Springer, 2007. 44, 45
- [119] Bernd Seeber. *Handbook of Applied Superconductivity Volume 1: Fundamental theory, basic hardware and low-temperature science and technology*. University of Geneva, 1998. 39, 44
- [120] A. Sfetsos, M. Pina, Anabela Gonçalves, Ventim Neves, Malcolm McCulloch, and Leão Rodrigues. Flux plot modelling of superconducting hysteresis machines. *Department of Electrical Engineering Faculty of Science and Technology New University of Lisbon*, 2007.
- [121] Athanasis Sfetsos, Murta Pina, Anabela Gonçalves, Ventim Neves, and Leão Rodrigues. Flux modelling of reluctance machines with bulk superconducting materials. *Department of Electrical Engineering Faculty of Science and Technology New University of Lisbon*, 2007.
- [122] Thomas P. Sheahen. *Introduction to High Temperature Superconductivity*. Kluwer Academic Publishers, 2002. 31
- [123] Marten Sjostrom. *Hysteresis Modelling of High Temperature Superconductors*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suíça, Dezembro 2001.
-

-
- [124] G. R. Slemon, R. D. Jackson, and M. A. Rahman. Performance predictions for large hysteresis motors. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, November/December 1977, PAS-96, No. 6:189–193, 1977. 15, 16
- [125] Nicola A. Spaldin. *Magnetic Materials Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press, 2010. 9, 10
- [126] Svetlomir Stavrev. *Modelling of High Temperature Superconductors for AC Power Applications*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse, Dezember 2002.
- [127] Charles Proteus Steinmetz. *Theory and Calculation of Alternating-current Phenomena*. McGraw-Hill Book Company, 1916. 3
- [128] Charles Proteus Steinmetz. *Theory and Calculation of Electric Circuits*. McGraw-Hill Book Company, 1917.
- [129] Charles Proteus Steinmetz. *Lectures on Electrical Engineering Vol.II*. Dover Publications, 2003. 3
- [130] P. Thullen, T. A. Keim, and J.V. Minervini. Multipole superconducting electric motors for ship propulsion. In *Transactions on Magnetics, vol. MAG-11*, pages 653–656. IEEE, March 1975.
- [131] Étienne du Trémolet de Lacheisserie, Damien Gignoux, and Michel Schlenker. *Magnetism Fundamentals*. Springer Science, 2005. 9, 12
- [132] Étienne du Trémolet de Lacheisserie, Damien Gignoux, and Michel Schlenker. *Magnetism Materials and Applications*. Springer Science, 2005. 12
- [133] M. Tinkham. Flux motion and dissipation in high temperature superconductors. In *Transactions on Magnetics, VOL. 27*, pages 828–832. IEEE, March 1991.
- [134] Michael Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, 1996. 37
- [135] James R. Tobin. *Superconductivity Research Developments*. Nova Science Publishers, Inc., 2008. 44
- [136] P. H. Trickey. Test analysis and calculation of polyphase hysteresis motors. *IEEE Winter Meeting, New York, January 30-February 4, 1972*, page 1855–1862, 1972. 20
- [137] Cang Kim Truong. Analysis of hunting in synchronous hysteresis motor. Master’s thesis, Manchassussets Institute of Technology, USA, February 2004.
- [138] Yuichi Tsuboi and Hiroyuki Ohsaki. Torque characteristics of a motor using bulk superconductors in the rotor in the transient phase. In *Transactions on Applied Superconductivity, VOL. 13*, pages 2210–2213. IEEE, June 2003.
- [139] Augusto Visintin. *The Science of Hysteresis Volume 1 Cap. 4 - Mathematical Models of Hysteresis*. Elsevier Inc., 2005. 13, 15
- [140] Donald J. Waltman and Michael J. Superczynski. High-temperature superconducting magnet motor demonstration. In *Transactions on Applied Superconductivity, VOL. 5*, pages 3532–3535. IEEE, December 1995.
-

- [141] M. Azizur Whman and Ali M. Osheiba. Dynamic performance prediction of polyphase hysteresis motors. In *Transactions on Industry Applications, VOL. 26*, pages 1026–1033. IEEE, November 1990.
- [142] John E. C. Williams. Superconducting magnets and their applications. In *Proceedings of the IEEE, VOL. 77*, pages 1132–1142. IEEE, August 1989.
-

Características do material supercondutor utilizado

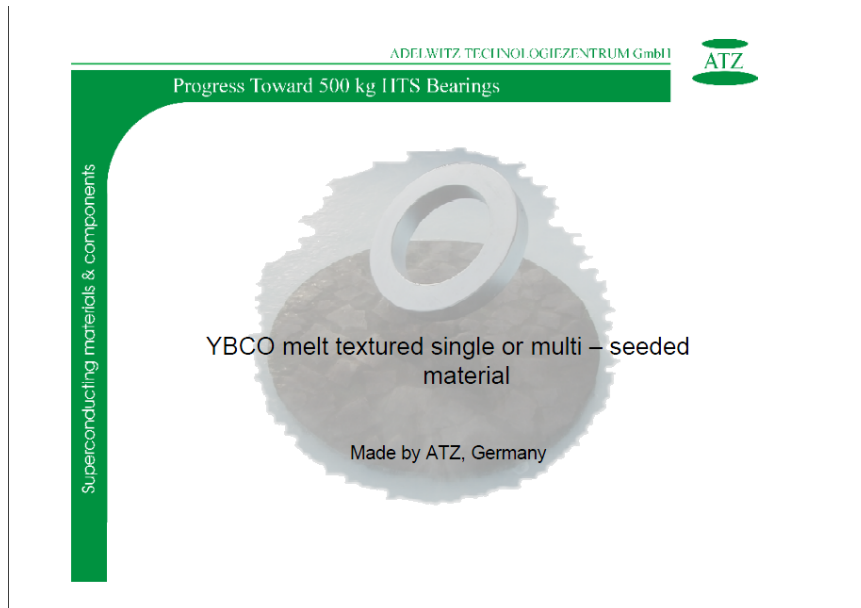


Figura 3: Material supercondutor utilizado no rotor (1).

ADDELWITZ TECHNOLOGIEZENTRUM GmbH

Progress Toward 500 kg HTS Bearings

Superconducting materials & components

Material Parameter Y1Ba2Cu3O7- δ + Y2BCO5

melt textured material

| | |
|---------------------------------------|--|
| • Transition temperature Tc | 90 - 92 K (-181 0C) |
| • Specific resistance ρ_{300} | 0.6 – 0.7 m Ω cm |
| • Density (theoretical) | 6.38 g/cm ³ |
| • Specific heat capacity k300 | 0.18 Ws/K g /ATZ 0.43Ws/K g |
| • Coefficient heat transfer λ | 4 W/ m K |
| • Lin. Expansion coefficient | 5- 12 x 10 -6 / K |
| • Tensile strength | 25 – 30 MPa |
| • Critical current density Jc' | 10 ⁴ -10 ⁵ A/cm ² (77 K, 0 T) 4x10 ⁶ A/cm ² (4.2 K, 0 T) |

ATZ

Figura 4: Material supercondutor utilizado no rotor (2)

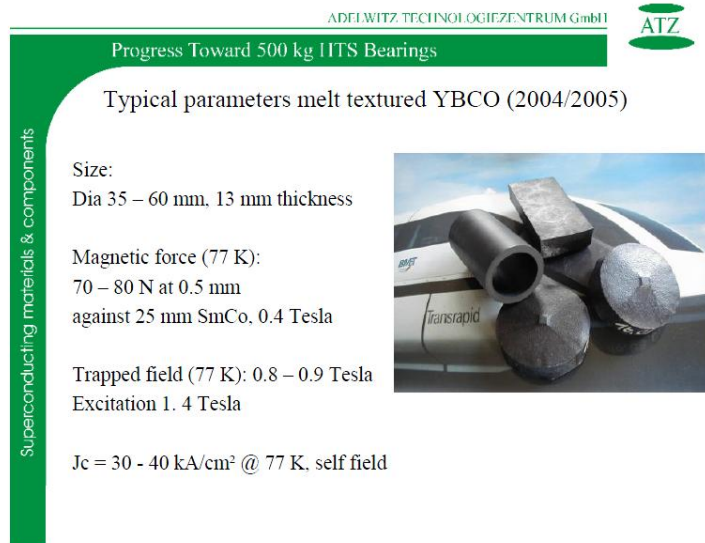


Figura 5: Material supercondutor utilizado no rotor (3)

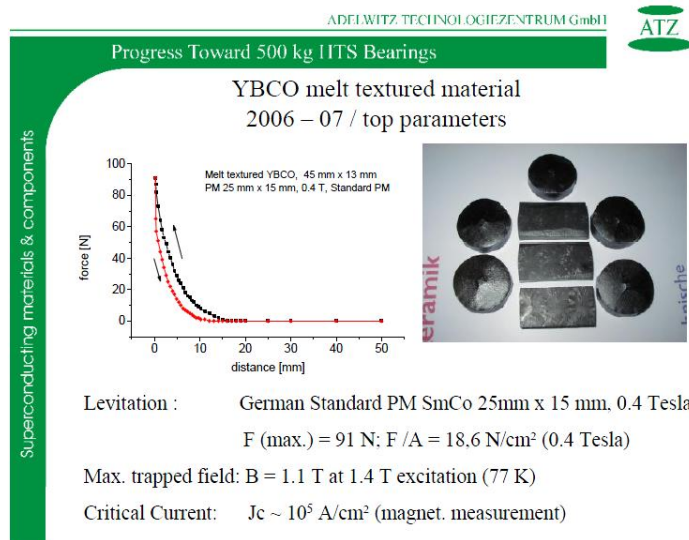


Figura 6: Material supercondutor utilizado no rotor (4)