



Universidade de Brasília – UnB  
Faculdade UnB Gama – FGA  
Engenharia Aeroespacial

# **TESTE DE UM ALGORITMO PARA CONTROLE MAGNÉTICO DA ATITUDE DE NANOSSATÉLITES**

Autor: Igor Seiiti Kinoshita Ishioka, Lucas Meneses Bandeira  
da Silva

Orientador: Prof. Dr. Renato Alves Borges

Brasília, DF

2018





Igor Seiiti Kinoshita Ishioka, Lucas Meneses Bandeira da Silva

# **TESTE DE UM ALGORITMO PARA CONTROLE MAGNÉTICO DA ATITUDE DE NANOSATÉLITES**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeroespacial.

Universidade de Brasília – UnB

Faculdade UnB Gama – FGA

Orientador: Prof. Dr. Renato Alves Borges

Brasília, DF

2018

---

Igor Seiiti Kinoshita Ishioka, Lucas Meneses Bandeira da Silva

TESTE DE UM ALGORITMO PARA CONTROLE MAGNÉTICO DA ATITUDE DE NANOSATÉLITES/ Igor Seiiti Kinoshita Ishioka, Lucas Meneses Bandeira da Silva. – Brasília, DF, 2018-

171 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Renato Alves Borges

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade de Brasília – UnB  
Faculdade UnB Gama – FGA , 2018.

1. Controle magnético de atitude de nanossatélites. 2. Simulação *Hardware-In-the-Loop* (HIL). I. Prof. Dr. Renato Alves Borges. II. Universidade de Brasília. III. Faculdade UnB Gama. IV. TESTE DE UM ALGORITMO PARA CONTROLE MAGNÉTICO DA ATITUDE DE NANOSATÉLITES

CDU 02:141:005.6

---

Igor Seiiti Kinoshita Ishioka, Lucas Meneses Bandeira da Silva

# **TESTE DE UM ALGORITMO PARA CONTROLE MAGNÉTICO DA ATITUDE DE NANOSSATÉLITES**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeroespacial.

Trabalho aprovado. Brasília, DF, 28 de junho de 2018 – Data da aprovação do trabalho:

---

**Prof. Dr. Renato Alves Borges**  
Orientador

---

**Prof. Dr. Giancarlo Santilli**  
Convidado 1

---

**Prof. Dr. Manuel Nascimento Dias  
Barcelos Júnior**  
Convidado 2

Brasília, DF  
2018



# Agradecimentos

Os autores expressam seus sinceros agradecimentos, primeiramente aos professores Renato Alves Borges, Simone Battistini, Chantal Cappelletti, Manuel Nascimento Dias Barcelos Júnior e Giancarlo Santilli pelo imenso apoio e pelo acompanhamento fornecido às atividades conduzidas nessa monografia. Também agradecem os mestrandos Rodrigo Cardoso da Silva e Fernando Cardoso Guimarães pela cooperação em laboratório. A experiência como um todo foi muito agradável, inspiradora e produtiva.



*“O homem isolado não desenvolve nenhum poder intelectual. É necessário que ele esteja imerso em um ambiente de outros homens, cujas técnicas ele absorve durante os primeiros vinte anos de sua vida. Talvez ele então possa fazer uma pequena pesquisa e poucas descobertas que são passadas para outros homens. Desse ponto de vista, a busca por novas técnicas deve ser considerada como sendo realizada pela comunidade humana como um todo, e não pelos indivíduos.”*

*(Alan Turing, 1912-1954)*



# Resumo

Este trabalho, executado no âmbito do Laboratório de Inovação e Ciência Aeroespacial (LAICA) da Universidade de Brasília (UnB), tem por objetivo a descrição dos procedimentos adotados com o intuito de executar o teste de um algoritmo para controle magnético da atitude de nanossatélites. O sistema de controle de atitude, parte da plataforma dos satélites, é essencial para a condução de diversos tipos de missão espacial, seja para a simples estabilização do corpo, ou para apontamento de instrumentos no espaço, tais como antenas e câmeras. O teste do algoritmo de controle de atitude é uma tarefa de extrema complexidade, pois requere uma infraestrutura *Hardware-In-the-Loop* (HIL) capaz de simular determinadas condições que o satélite enfrentaria durante a excursão de sua órbita, e de medir com precisão sua atitude durante os testes. A infraestrutura do laboratório é composta principalmente de uma mesa de rolamento à ar onde o satélite deve ser fixado, permitindo com que o conjunto se desloque em torno do centro de massa com atrito desprezível, reproduzindo a condição de microgravidade. Também é composta de uma gaiola de Helmholtz utilizada para simular o campo geomagnético em condições orbitais. O controle magnético é tratado nesse trabalho, por isso atuadores magnéticos triaxiais são utilizados, sendo responsáveis pela geração do torque magnético para movimentação do satélite em torno do seu centro de massa, o que ocorre devido a interação entre os campos magnéticos gerados pelo atuador e o campo geomagnético simulado. O teste do algoritmo em solo é de extrema importância para a avaliação de sua eficácia em seu ambiente real de aplicação, reduzindo a probabilidade de fracasso das missões espaciais. Com o intuito de se realizar o teste, diversos aperfeiçoamentos da infraestrutura foram efetuados, eles são apresentados nesse trabalho junto aos seus resultados.

**Palavras-chave:** Controle magnético de atitude de nanossatélites; Gaiola de Helmholtz; Algoritmo para controle de atitude; Simulação *Hardware-In-the-Loop* (HIL); Visão computacional.



# Abstract

This work, executed in the scope of the Laboratory of Aerospace Science and Innovation (LAICA) of University of Brasília (UnB) has the objective to describe the adopted procedures to test an algorithm for magnetic attitude control of nanosatellites. The attitude control system, part of the platform of the satellites, is fundamental for conducting many kinds of space missions, either for stabilization, or for instrument pointing, such as antennas and cameras. The testing of the attitude control algorithm is a very complex task, because requires a Hardware-In-the-Loop (HIL) facility capable of simulating some of the conditions that the satellite would undertake during the excursion of the orbit, and able to measure its attitude. The infrastructure of the laboratory is mainly composed of an air bearing table where the satellite must be fixed, allowing the set to move around its center of mass with low friction, reproducing the behavior in microgravity. It is as well composed of a Helmholtz cage used to simulate the geomagnetic field. The magnetic attitude control is treated in this work, therefore 3-axis magnetic actuators are used, responsible for generating the magnetic torque that rotates the satellite around its center of mass, what occurs due to the interaction of the magnetic fields generated by the actuator with the geomagnetic field. The testing of the algorithm on the ground has an extreme importance to evaluate its efficacy in space, reducing the fail susceptibility in space missions. In order to execute the test, several improvements of the test facility were made, and were reported in this work with the obtained results.

**Key-words:** Nanosatellite magnetic attitude control; Helmholtz cage; Attitude control algorithm; Hardware-In-the-Loop (HIL) simulation; Computer vision.



# Listas de ilustrações

Figura 1 – Nanossatélite SERPENS. <b>A.</b> satélite instrumentado no INPE, créditos: AEB; <b>B.</b> inserção orbital. Figura extraída de NASA (2015).	25
Figura 2 – Rolamento de ar da mesa de testes. <b>A.</b> mancal esférico e base acoplados em funcionamento junto à mesa; <b>B.</b> base do rolamento.	25
Figura 3 – Diagrama do núcleo ambiente.	30
Figura 4 – Diagrama do núcleo satélite de testes.	30
Figura 5 – Divisão de tarefas.	31
Figura 6 – Ilustração de um dipolo magnético submetido a um campo magnético externo <b>B</b> .	34
Figura 7 – Ilustração da bobina cilíndrica de camada unitária em seção longitudinal.	35
Figura 8 – Ilustração de k camadas de espiras.	36
Figura 9 – Componentes do campo magnético na altitude de 408 km obtidas com o WMM2015 para diferentes latitudes e longitudes.	41
Figura 10 – Sistema de Referência Inercial Centrado na Terra.	43
Figura 11 – Sistema de Referência não inercial Centrado na Terra e fixo com a su- perfície.	44
Figura 12 – Coordenadas LLA em relação ao ECEF.	45
Figura 13 – Sistema de Referência Orbital.	46
Figura 14 – Geometria de uma órbita elíptica.	48
Figura 15 – Elementos de Kepler em relação aos eixos do sistema ECI.	50
Figura 16 – TLE do nanossatélite SERPENS.	50
Figura 17 – Relação entre anomalia excêntrica $E$ e anomalia verdadeira $\nu$ .	51
Figura 18 – Sistema de referência $S_b$ em relação ao eixo de referência $S_i$ .	56
Figura 19 – Ângulos de Euler em relação a um sistema inercial.	58
Figura 20 – Obtenção da função $h(t)$ .	61
Figura 21 – Fluxograma evidenciando os passos importantes para a propagação or- bital utilizando três tipos de propagadores.	64
Figura 22 – Coordenadas no sistema ECI propagadas utilizando os três propagado- res orbitais apresentados.	66
Figura 23 – Fluxograma da propagação do campo magnético dado vetor posição de entrada no sistema ECI.	67
Figura 24 – Campo magnético propagado utilizando a TLE do SERPENS e o pro- pagador SGP4 na obtenção do vetor posição no sistema ECI.	68
Figura 25 – Par de bobinas quadradas de uma gaiola de Helmholtz.	69
Figura 26 – Gaiola de Helmholtz do LAICA. Imagem retirada de (LOIOLA et al., 2018).	70

Figura 27 – Sistema para geração de campo magnético do LAICA. . . . .	71
Figura 28 – Modelo em SIMULINK da malha de controle para as bobinas do eixo X. . . . .	73
Figura 29 – Resposta a um degrau de amplitude 100 para o sistema em malha fechada nos três pares de bobinas. . . . .	75
Figura 30 – Mapa de polos e zeros no domínio de Z para os sistemas em malha fechada. . . . .	77
Figura 31 – Resposta a um degrau de amplitude 100 do sistema discreto em malha fechada nos três pares de bobinas. . . . .	78
Figura 32 – Resposta ao degrau do controlador para uma referência de $100 \mu T$ . . . .	80
Figura 33 – Erro do controlador na resposta ao degrau. . . . .	81
Figura 34 – Campo geomagnético $B_x$ da órbita propagada. . . . .	82
Figura 35 – Campo geomagnético $B_y$ da órbita propagada. . . . .	83
Figura 36 – ICampo geomagnético $B_y$ da órbita propagada. . . . .	83
Figura 37 – Erro na propagação do campo magnético nos três pares de bobinas da gaiola de Helmholtz LAICA. . . . .	84
Figura 38 – Vista lateral, $z_a$ e $z_b$ estão em evidência. O valor é expressado em milímetros. . . . .	86
Figura 39 – Concepção artística do atuador integrado na placa de circuito impresso. Figuras extraídas de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	88
Figura 40 – Máxima quantidade de espiras para cada condutor adequado. Bobina cilíndrica. . . . .	89
Figura 41 – Ilustração da bobina de seção transversal circular dimensionada. . . . .	90
Figura 42 – Máxima quantidade de espiras para cada condutor adequado. Bobina retangular. . . . .	91
Figura 43 – Ilustração da bobina retangular dimensionada, vista em seção. . . . .	92
Figura 44 – Diagrama do princípio de funcionamento da interface de controle (ponte H) do atuador. . . . .	93
Figura 45 – Suportes projetados. . . . .	93
Figura 46 – Estrutura utilizada no desenvolvimento das bobinas; <b>A.</b> boabinador desmontado; <b>B.</b> boabinador montado junto ao núcleo. . . . .	95
Figura 47 – Primeira tentativa de desenvolvimento da bobina. . . . .	95
Figura 48 – Ilustração das regiões onde a cola foi aplicada, representadas pelas cores vermelha e azul. Figura adaptada de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	96
Figura 49 – Bobina desenvolvida com dez camadas de espira. Figura extraída de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	96
Figura 50 – Bobinas cilíndricas desenvolvidas; <b>A.</b> bobinas finalizadas com 10 camadas de espiras, figura extraída de ISHIOKA et al. (2017); <b>B.</b> laceamento <i>clove hitch and square knot</i> , figura extraída de DESIGN... (2017). . . . .	98

Figura 51 – Produção da bobina retangular, fio de cobre AWG31 sendo aplicado no suporte impresso. Figura extraída de ISHIOKA et al. (2017) . . . . .	98
Figura 52 – Mensuração dos campos magnéticos de ambos os tipos de bobina desenvolvidos para o atuador v.1; <b>A.</b> bobina de espira circular; <b>B.</b> bobina de espira retangular posicionada sob o magnetômetro. . . . .	99
Figura 53 – Atuador triaxial montado. Figura extraída de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	100
Figura 54 – Curva de magnetização estimada do núcleo magnético EFI 79. . . . .	102
Figura 55 – Campo magnético <i>B</i> simulado da bobina cilíndrica. . . . .	103
Figura 56 – Campo magnético <i>H</i> simulado da bobina de espira circular. . . . .	104
Figura 57 – Geração de um campo magnético virtual para estimação do torque magnético da bobina do atuador. . . . .	105
Figura 58 – Bobina cilíndrica do atuador magnético posicionada na região central entre as duas bobinas geradoras do campo magnético externo. . . . .	105
Figura 59 – Simulação do campo <i>B</i> da bobina de espira retangular. . . . .	106
Figura 60 – Simulação do campo <i>H</i> da bobina de espira retangular. . . . .	106
Figura 61 – Bobina de espira retangular do atuador magnético posicionada na região central entre as bobinas geradoras do campo magnético externo. . . . .	107
Figura 62 – Ilustrações da primeira configuração proposta para o atuador v.2; <b>A.</b> vista em perspectiva; <b>B.</b> vista lateral; <b>C.</b> vista superior. . . . .	109
Figura 63 – Ilustrações da segunda configuração proposta para o atuador v.2; <b>A.</b> vista em perspectiva; <b>B.</b> vista lateral; <b>C.</b> vista superior. . . . .	110
Figura 64 – Cotas dimensionais utilizadas para o design da bobina de espiras circulares Z do atuador v.2. . . . .	110
Figura 65 – Cotas dimensionais utilizadas para o design da bobina de espiras quadradas Z do atuador v.2. . . . .	112
Figura 66 – Fotografias do atuador v.2 em desenvolvimento; <b>A.</b> bobina Z em processo de integração; <b>B./C.</b> bobinas XY em processo de integração; <b>D./E./F.</b> vistas do atuador integrado. . . . .	114
Figura 67 – <i>Mockup</i> em processo de integração. . . . .	116
Figura 68 – <i>Mockup</i> HILCube. . . . .	117
Figura 69 – <i>Mockup</i> HILCube fixo à mesa de rolamento de ar através do suporte desenvolvido. . . . .	118
Figura 70 – Módulo de comunicação <i>payload</i> ao lado do <i>mockup</i> CubeSat 2U. . . . .	118
Figura 71 – Funcionamento da plataforma HILCube. . . . .	120
Figura 72 – Orientação de guinada ( $\psi$ ) em graus captada pela IMU quando a gaiola de Helmholtz está desativada. . . . .	124
Figura 73 – Orientação de guinada ( $\psi$ ) em graus captada pela IMU quando a gaiola de Helmholtz está ativada. . . . .	124
Figura 74 – Marcador ArUco de ID 0 e 16 bits. . . . .	125

Figura 75 – Determinação de atitude em funcionamento. . . . .	126
Figura 76 – Suporte da câmera em CAD. . . . .	127
Figura 77 – Sistema de determinação de atitude por visão computacional em funcionamento. . . . .	127
Figura 78 – Comparaçao das medidas reais (analógicas) de guinada com as medidas efetuadas pela câmera através do algoritmo de visão computacional. . . . .	129
Figura 79 – Comparaçao das medidas reais (analógicas) de rolamento com as medidas efetuadas pela câmera através do algoritmo de visão computacional. . . . .	131
Figura 80 – Comparaçao das medidas reais (analógicas) de arfagem com as medidas efetuadas pela câmera através do algoritmo de visão computacional. . . . .	132
Figura 81 – Comparaçao das medidas de guinada entre a <i>IMU 9DOF Breakout</i> com as medidas efetuadas pelo ADCV. . . . .	133
Figura 82 – Comparaçao das medidas de rolamento entre a <i>IMU 9DOF Breakout</i> com as medidas efetuadas pelo ADCV. . . . .	134
Figura 83 – Comparaçao das medidas de arfagem entre a <i>IMU 9DOF Breakout</i> com as medidas efetuadas pelo ADCV. . . . .	135
Figura 84 – Infraestrutura de testes de controle implementada no LAICA. . . . .	138
Figura 85 – Velocidades angulares do <i>mockup</i> durante o teste de <i>detumbling</i> utilizando o controlador B-Dot. . . . .	141
Figura 86 – Atitude do <i>mockup</i> durante o teste de <i>detumbling</i> utilizando o controlador B-Dot. . . . .	142
Figura 87 – Campo magnético gerado no eixo X em comparação com a referência sob presença de interferência magnética devido ao atuador. . . . .	143
Figura 88 – Campo magnético gerado no eixo Y em comparação com a referência sob presença de interferência magnética devido ao atuador. . . . .	144
Figura 89 – Campo magnético gerado no eixo Z em comparação com a referência sob presença de interferência magnética devido ao atuador. . . . .	145
Figura 90 – Mancal esférico impresso em PLA. . . . .	149
Figura 91 – Diagrama do algoritmo utilizado para o <i>design</i> da bobina cilíndrica. . . . .	159
Figura 92 – Diagrama dos subsistemas presentes na plataforma HILCube. . . . .	162
Figura 93 – Variação dos parâmetros orbitais para utilizando o propagador ideal. Como esperado, não houve variações significativas nos parâmetros. . . . .	165
Figura 94 – Variação dos parâmetros orbitais devido às perturbações gravitacionais propagados utilizando o método de Cowell. . . . .	166
Figura 95 – Variação dos parâmetros orbitais utilizando o propagador SGP4. . . . .	167

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Leis de controle para os modos de atuação do sistema de controle de atitude do nanosatélite SERPENS. Informações extraídas de OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI (2014). . . . .	34
Tabela 2 – Susceptibilidade magnética dos materiais. Informações extraídas de MAGNETIC... ([S.d.]). . . . .	37
Tabela 3 – Parâmetros do modelo WGS84. . . . .	44
Tabela 4 – Os seis parâmetros de Kepler . . . . .	49
Tabela 5 – Parâmetros da gaiola de Helmholtz do LAICA. . . . .	72
Tabela 6 – Ganhos dos controladores PI. . . . .	74
Tabela 7 – Parâmetros de reposta para a entrada do tipo degrau. . . . .	75
Tabela 8 – Média de erro após o tempo de estabilização para a entrada do tipo degrau para os três pares de bobinas. . . . .	80
Tabela 9 – Requisitos de design do sistema. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	87
Tabela 10 – Bobina cilíndrica dimensionada. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	89
Tabela 11 – Bobina de espira retangular dimensionada. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	91
Tabela 12 – Características do PLA. Informações extraídas de EVERYTHING... ([S.d.]). . . . .	94
Tabela 13 – Características estimadas das duas bobinas de espira circular desenvolvidas. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	97
Tabela 14 – Características mensuradas das bobinas cilíndricas desenvolvidas. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	97
Tabela 15 – Características mensuradas da bobina de espira retangular. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	99
Tabela 16 – Campo magnético medido em $\mu T$ . Adaptação de ISHIOKA et al. (2017). . . . .	100
Tabela 17 – Faixa dos valores de momento magnético esperado referente as bobinas desenvolvidas para o atuador v.1 quando em funcionamento nominal. . . . .	107
Tabela 18 – Parâmetros de [design] da bobina Z de espiras circulares para o atuador v.2. . . . .	111
Tabela 19 – Bobina Z de espiras circulares dimensionada para o atuador v.2. . . . .	111
Tabela 20 – Parâmetros de design da bobina Z de espiras quadradas para o atuador v.2. . . . .	112
Tabela 21 – Bobina Z de espiras quadradas dimensionada para o atuador v.2. . . . .	112
Tabela 22 – Bibliotecas desenvolvidas . . . . .	119
Tabela 23 – Precisão em guinada ( $\psi$ ). . . . .	130
Tabela 24 – Precisão em rolamento ( $\phi$ ). . . . .	130

Tabela 25 – Precisão em arfagem ( $\theta$ ) . . . . .	131
Tabela 26 – Métodos utilizados na obtenção dos ângulos de Euler. . . . .	134
Tabela 27 – Parâmetros da simulação do ambiente espacial. . . . .	139
Tabela 28 – Parâmetros utilizados no experimento do B-Dot. . . . .	139
Tabela 29 – Estado da infraestrutura de testes HIL no final do trabalho. . . . .	163
Tabela 30 – Características dos fios de cobre esmaltados. Informações extraídas de FIOS... (2005). . . . .	171

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>23</b>
<b>1.1</b>	<b>Contextualização</b>	<b>24</b>
<b>1.2</b>	<b>Sobre o ADCS</b>	<b>27</b>
<b>1.3</b>	<b>Escopo do trabalho</b>	<b>30</b>
1.3.1	Objetivos	30
1.3.2	Metodologia	31
<b>1.4</b>	<b>Sobre a monografia</b>	<b>31</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b>	<b>33</b>
<b>2.1</b>	<b>Atuadores magnéticos para controle de atitude</b>	<b>33</b>
2.1.1	Noções de eletromagnetismo das bobinas	34
2.1.2	Influência do núcleo magnético	36
<b>2.2</b>	<b>Modelo do campo magnético terrestre</b>	<b>39</b>
<b>2.3</b>	<b>Sistemas de Referência Temporais</b>	<b>40</b>
2.3.1	Data Juliana	40
2.3.2	Tempo Sideral	42
<b>2.4</b>	<b>Sistemas de Referência Espaciais</b>	<b>42</b>
2.4.1	Sistema de Referência Inercial Centrado na Terra (ECI)	42
2.4.2	Sistema de Referência Centrado na Terra, Fixo na Terra (ECEF)	43
2.4.3	Sistemas de Coordenadas Geodésico (LLA) e Geocêntrico	44
2.4.4	Sistema de Referência Orbital	46
<b>2.5</b>	<b>Dinâmica Orbital</b>	<b>47</b>
2.5.1	Orbitas elípticas	47
2.5.2	Elementos Orbitais	49
2.5.3	Equação de Kepler	51
2.5.4	Obtenção dos vetores de estado utilizando os elementos de Kepler	52
2.5.5	Perturbações orbitais	54
<b>2.6</b>	<b>Cinemática dos satélites</b>	<b>55</b>
2.6.1	Sistema de Referência Centrado no Corpo	56
2.6.2	Matriz de rotação	56
2.6.3	Representação da atitude dos satélites	57
<b>2.7</b>	<b>Algoritmos de controle magnético</b>	<b>59</b>
<b>2.8</b>	<b>Discretização de sistemas contínuos</b>	<b>60</b>
<b>3</b>	<b>SIMULAÇÃO DO AMBIENTE ESPACIAL</b>	<b>63</b>
<b>3.1</b>	<b>Propagação orbital</b>	<b>63</b>

3.1.1	Propagação com o modelo ideal . . . . .	64
3.1.2	Propagação com harmônicos esféricos . . . . .	65
3.1.3	Propagação com SGP4 . . . . .	65
3.1.4	Campo magnético propagado . . . . .	67
<b>3.2</b>	<b>Simulação do campo magnético terrestre</b> . . . . .	<b>69</b>
3.2.1	Gaiola de Helmholtz do LAICA . . . . .	69
3.2.2	Modelo matemático da gaiola . . . . .	70
3.2.3	Fechamento da malha de controle . . . . .	72
3.2.4	Discretização do controlador . . . . .	76
<b>3.3</b>	<b>Resultados do fechamento da malha de controle</b> . . . . .	<b>79</b>
3.3.1	Resposta ao degrau . . . . .	79
3.3.2	Propagação do campo magnético . . . . .	82
<b>4</b>	<b>PRODUÇÃO DOS ATUADORES MAGNÉTICOS</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>4.1</b>	<b>Requisitos do sistema</b> . . . . .	<b>85</b>
4.1.1	Características dimensionais . . . . .	85
4.1.2	Características elétricas . . . . .	86
4.1.3	Massa do sistema . . . . .	86
4.1.4	Torque . . . . .	86
4.1.5	Resumo dos critérios especificados . . . . .	86
<b>4.2</b>	<b>Atuador v.1</b> . . . . .	<b>87</b>
4.2.1	<i>Design</i> da bobina cilíndrica . . . . .	88
4.2.2	<i>Design</i> da bobina retangular . . . . .	90
4.2.3	Circuito de controle . . . . .	91
4.2.4	<i>Design</i> dos suportes . . . . .	92
4.2.5	Desenvolvimento das estruturas . . . . .	94
4.2.6	Desenvolvimento da bobina cilíndrica . . . . .	94
4.2.7	Desenvolvimento da bobina retangular . . . . .	98
4.2.8	Medição do campo magnético e integração dos componentes . . . . .	99
4.2.9	Simulação da bobina cilíndrica desenvolvida . . . . .	100
4.2.10	Simulação da bobina retangular desenvolvida . . . . .	104
4.2.11	Considerações sobre o atuador v.1 . . . . .	105
<b>4.3</b>	<b>Atuador v.2</b> . . . . .	<b>106</b>
4.3.1	Configuração geométrica do atuador . . . . .	108
4.3.2	Avaliação da primeira configuração proposta para o atuador . . . . .	110
4.3.3	Avaliação da segunda configuração proposta para o atuador . . . . .	111
4.3.4	Escolha da nova configuração para o atuador v.2 . . . . .	112
<b>5</b>	<b>PLATAFORMA CUBESAT PARA TESTES</b> . . . . .	<b>115</b>
<b>5.1</b>	<b>Descrição</b> . . . . .	<b>115</b>

5.1.1	<i>Mockup CubeSat 2U</i>	116
5.1.2	Módulo de comunicação <i>payload</i>	117
5.1.3	Módulo de comunicação <i>ground station</i>	119
<b>5.2</b>	<b>Princípio de funcionamento</b>	<b>119</b>
<b>6</b>	<b>SISTEMA DE DETERMINAÇÃO DA ATITUDE</b>	<b>123</b>
<b>6.1</b>	<b>Princípio de funcionamento</b>	<b>125</b>
<b>6.2</b>	<b>Calibração do sistema</b>	<b>127</b>
<b>6.3</b>	<b>Testes de robustez do sistema</b>	<b>128</b>
6.3.1	Precisão das medições	129
6.3.2	<i>Trade-off</i> entre os métodos de determinação	132
<b>6.4</b>	<b>Distribuição dos dados na Rede</b>	<b>135</b>
<b>7</b>	<b>CONTROLE MAGNÉTICO PARA <i>DETUMBLING</i></b>	<b>137</b>
<b>7.1</b>	<b>Infraestrutura de testes</b>	<b>137</b>
<b>7.2</b>	<b>Teste do algoritmo B-Dot</b>	<b>139</b>
<b>7.3</b>	<b>Influência do campo magnético gerado pelos atuadores</b>	<b>143</b>
<b>8</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>147</b>
<b>8.1</b>	<b>Teste do algoritmo de controle</b>	<b>147</b>
<b>8.2</b>	<b>Sugestões para a continuação do trabalho</b>	<b>148</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>151</b>

	<b>APÊNDICES</b>	<b>157</b>
	<b>APÊNDICE A – ALGORITMO PARA <i>DESIGN</i> DA BOBINA CÍLINDRICA</b>	<b>159</b>
	<b>APÊNDICE B – DIAGRAMA EM ÁRVORE DO HILCUBE</b>	<b>161</b>
	<b>APÊNDICE C – ESTADO DA INFRAESTRUTURA DE TESTES</b>	<b>163</b>
	<b>APÊNDICE D – PROPAGAÇÃO DOS PARÂMETROS ORBITAIS</b>	<b>165</b>
<b>D.1</b>	<b>Propagação utilizando o propagador ideal</b>	<b>165</b>
<b>D.2</b>	<b>Propagação utilizando os harmônicos esféricos</b>	<b>166</b>
<b>D.3</b>	<b>Propagação utilizando o SGP4</b>	<b>167</b>

**ANEXOS****169**

<b>ANEXO A – PROPRIEDADES DOS CONDUTORES DE COBRE ESMALTADO .....</b>	<b>171</b>
---	------------

# 1 Introdução

Este trabalho descreve os procedimentos que foram adotados visando-se efetuar o teste *Hardware-In-the-Loop*<sup>1</sup> (HIL) de um algoritmo para controle magnético da atitude de nanossatélites. Os nanosatélites, uma categoria dos pequenos satélites, são caracterizados por sua massa que varia de 1 à 10 kg segundo a classificação da NASA ([WHAT...](#), 2017). Para efetuar o teste em solo é necessária a reprodução de certas condições em que o satélite é submetido durante a excursão de sua órbita, tais como: campo magnético terrestre, atrito desprezível com o meio. Além disso, também é necessário o aparato para a aferição da atitude e tratamento de dados sensoriais, todos esses fatores contribuem para a grande complexidade da operação.

Atualmente, a popularidade dos nanossatélites está relacionada diretamente ao custo reduzido proporcionado por tais sistemas, sendo a compactação de componentes possível graças ao avanço da tecnologia. Massa e tamanho impõem limitações à determinados tipos de missão, tais como as de telecomunicação e que envolvem cargas úteis de grande porte, porém são convenientes à outras que possuem objetivos educacionais ou não, para teste de sistemas, exploração. A possibilidade de se testar algoritmos de controle de atitude dos referidos satélites em solo é extremamente interessante, já que permite a avaliação de seu comportamento em um ambiente controlado, evitando-se testá-los diretamente em órbita, e portanto, diminuem-se os riscos da missão ligados ao Sistema de Determinação e Controle de Atitude (ADCS).

O controle de atitude é essencial para a efetuação de missões que envolvam o apon-tamento de instrumentos, tais como antenas, câmeras, sistemas de acoplamento, painéis solares, e/ou simplesmente para efetuar a estabilização. No que se refere a estabilização, é necessário sua efetuação já que normalmente durante o desacoplamento entre a espaçonaue e seu lançador, momentos residuais podem ser gerados, fazendo com que o sistema adquira movimentos indesejados (i.e., *tumbling*) que devem ser extinguidos para o correto prosseguimento da missão.

O teste do algoritmo se refere à avaliação de um sistema de controle ativo, que pode levar em conta a cinemática e dinâmica do sistema, incluindo a presença de perturbações e imprecisões do modelo. Dessa forma, atuadores magnéticos triaxiais ativos são abordados no trabalho, detalhando-se inclusive todo o seu processo de *design* e desenvolvimento. Ao contrário dos atuadores magnéticos ativos, dipolos permanentes tais como imãs podem ser utilizados como atuadores magnéticos passivos, não sendo o foco de estudo desse trabalho.

---

<sup>1</sup> Teste *Hardware-In-the-Loop* (HIL): corresponde a um tipo de simulação de sistemas embarcados em tempo real, onde componentes reais são testados em um ambiente controlado.

No que diz respeito aos atuadores, para que sejam efetivos eles devem ser capazes de gerar momentos no sistema. Outros tipos de atuadores existentes que podem ser mencionados, além dos magnéticos, são as rodas de reação e propulsores de gás frio. Esses atuadores podem ter tamanhos variados, dependendo da demanda e restrições do sistema espacial que os engloba. O sistema de controle de atitude é utilizado com grande frequência tanto em grandes satélites quanto em pequenos, sendo que no caso dos pequenos satélites, a massa e espaço limitados são desafios que devem ser superados.

Em relação ao funcionamento do algoritmo embarcado de atitude do satélite, afim de se alcançar determinada orientação espacial do corpo, geralmente duas fases devem ocorrer: estimativa da atitude e o controle. A estimativa se refere à utilização de uma combinação de sensores, tais como girômetros, acelerômetros, sensores solares, sensores de estrelas (*star trackers*) e métodos de processamento de sinais para estimar à orientação atual da espaçonave. A informação estimada permite a fixação de um sistema de referência ao qual, em condições de funcionamento correto, uma orientação relativa pode ser alcançada por meio do envio de comandos adequados aos atuadores.

## 1.1 Contextualização

O Laboratório de Inovação e Ciência Aeroespacial (LAICA) reúne diversas pesquisas em Engenharia Aeroespacial da UnB, tendo como subdivisões de pesquisa: satélites, Navegação Guiagem e Controle (GNC), propulsão elétrica, estruturas e propulsão química. Dessa forma, o LAICA é composto de laboratórios de pesquisa, tais como o Laboratório de Automação e Robótica (LARA), localizado no campus Darcy Ribeiro, e o Laboratório de Propulsão Química (LPQ) no campus UnB-Gama.

Como principais diretrizes, o laboratório busca promover à assistência de atividades de pesquisa e desenvolvimento no domínio aeroespacial no Centro-Oeste do Brasil, também estabelecendo cooperações nacionais e internacionais com institutos e empresas nesse domínio. No passado, o LAICA participou e coordenou o projeto do nanossatélite SERPENS, um CubeSat 3U financiado pela Agência Espacial Brasileira (AEB). A missão promoveu a capacitação de estudantes e engenheiros em tecnologia espacial, funcionalmente sendo uma prova de conceito do sistema brasileiro de coleta de dados (VERAS; CAPPELETTI, 2016).

A Figura 1A mostra o nanossatélite SERPENS durante sua campanha de testes no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), enquanto que a Fig. 1B mostra sua inserção orbital à partir da Estação Espacial Internacional (ISS). A participação do laboratório no projeto desse nanossatélite contribuiu como experiência para a realização desse trabalho de conclusão curso.

A construção da infraestrutura (plataforma) de testes de controle e determina-

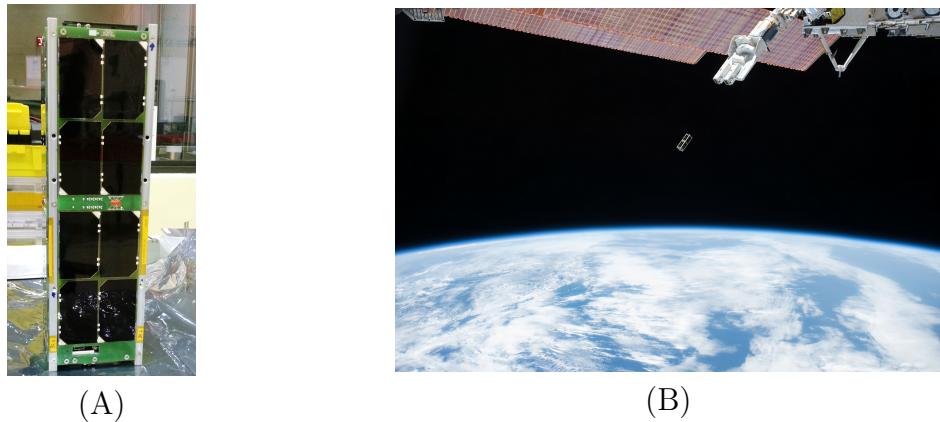


Figura 1 – Nanossatélite SERPENS. **A.** satélite instrumentado no INPE, créditos: AEB; **B.** inserção orbital. Figura extraída de [NASA \(2015\)](#).

ção de altitude HIL do laboratório foi iniciada em 2015, onde uma mesa acoplada a um rolamento de ar foi projetada e desenvolvida ([DA SILVA; RODRIGUES, 2015](#)). O rolamento de ar (Fig. 2) permite que a mesa se movimente com atrito desprezível, buscando reproduzir o comportamento de um satélite em microgravidade.

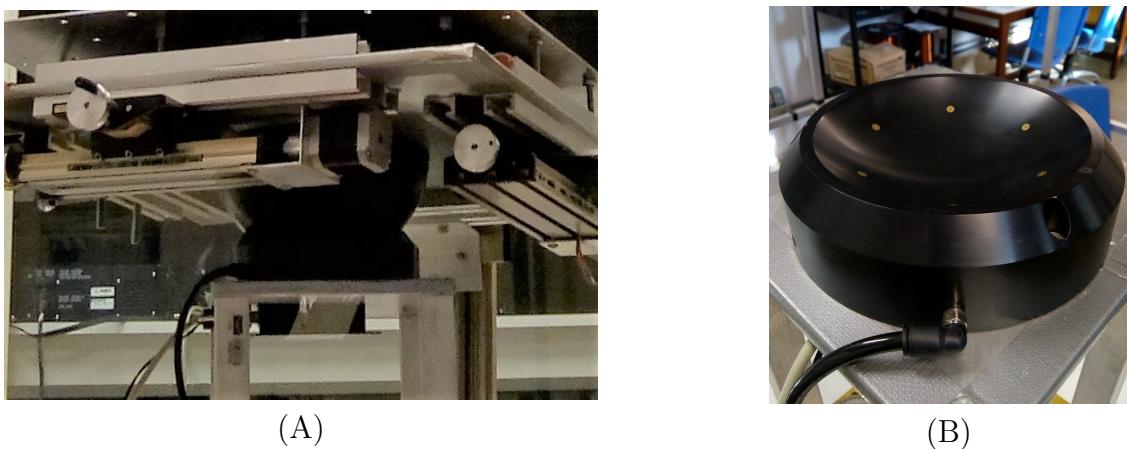


Figura 2 – Rolamento de ar da mesa de testes. **A.** mancal esférico e base acoplados em funcionamento junto à mesa; **B.** base do rolamento.

Tal infraestrutura permite o teste dos sistemas de determinação e controle de altitude em solo, o que conforme já mencionado, possibilita adquirir uma boa perspectiva de como os sistemas em teste se comportarão quando embarcados em um satélite real. Dessa forma, além de efetuar o *debugging* de algoritmos de controle de altitude em laboratório, torna-se possível a antecipação de problemas que possam surgir em relação a esses sistemas durante uma missão espacial.

A referida mesa, construída em 2015, possui limitação nos ângulos de rolamento e arfagem de  $\pm 45^\circ$  ([DA SILVA et al., 2016](#)). O seu centro de massa pode ser ajustado através de três Unidades de Massas Móveis (MMUs) e um sistema de controle que atua

através de motores de passo, enviando comandos a partir de um computador utilizando rádios XBee (DA SILVA; RODRIGUES, 2015).

A mesa da infraestrutura de testes é instrumentada com uma Unidade de Mensuração Inercial (IMU) de 9 graus de liberdade. O IMU utilizado é composto de três tipos de sensores triaxiais: magnetômetro, acelerômetro e giroscópio. Além do IMU e do rádio XBee, são embarcados na mesa um microcontrolador, drivers de motores, motores de passo para o movimento translacional de massas em três graus de liberdade não redundantes e baterias (DA SILVA et al., 2016).

Em 2015 foi citada como uma imperfeição da mesa de rolamento de ar o amortecimento na movimentação devido à torques de arrasto que não foram considerados na modelagem do sistema, mas que estão presentes (DA SILVA; RODRIGUES, 2015). Também foi citada a problemática da incapacidade de realizar balanceamentos significativos no eixo de guinada da mesa, e que entretanto, isso não interferiu na validação do sistema de平衡amento (DA SILVA; RODRIGUES, 2015).

Para a simulação do campo magnético em condições orbitais, uma gaiola de Helmholtz foi construída em torno da mesa em 2016, tal sistema foi baseado no trabalho conduzido na Universidade de Roma Sapienza (PLOEG, 2017). A gaiola é formada por um conjunto de seis bobinas quadradas, duas para cada eixo da gaiola, utilizadas para gerar um campo magnético homogêneo de acordo com a corrente elétrica aplicada (DA SILVA et al., 2016). As bobinas são posicionadas no interior de estruturas metálicas em alumínio.

Atualmente a gaiola é capaz de simular variações de campo magnético em magnitude e direção com intensidades de  $\pm 1.5 G$  nos três eixos (PLOEG, 2017). Destaca-se que a uniformidade do campo magnético no centro da gaiola foi verificada e garante a realização de testes com atuador magnético para o volume ocupado pela mesa (PLOEG, 2017).

O campo magnético simulado por essa gaiola é obtido à partir do modelo do Campo Magnético Mundial (WMF) (PLOEG, 2017). A corrente aplicada em suas bobinas é controlada automaticamente pelo *script* no Matlab, através das fontes de corrente contínua dos enrolamentos (PLOEG, 2017).

Afim de se testar um algoritmo de atuação magnética nessa plataforma de simulação descrita, composta da mesa com o balanceamento, gaiola de Helmholtz, fontes de corrente contínua, e *softwares*, foram encontrados problemas e pendências que deveriam ser resolvidas. Dessa forma, uma série de procedimentos devem ser adotados com a finalidade de tornar a infraestrutura de simulação apta a testar o algoritmo de controle magnético. Os problemas encontrados na infraestrutura de testes descrita estão destacados abaixo:

- As medições do ângulo de guinada ( $\psi$ ) efetuadas pela IMU da mesa de *air bear-*

*ring* sofrem demasiada interferência do campo magnético produzido pela gaiola de Helmholtz.

- A mesa possui um momento de inércia muito alto, que dificulta a utilização de atuadores magnéticos, já que não possuem torque elevado. Sendo assim, um melhor desempenho dos atuadores será conseguido ao se diminuir a inércia da mesa.
- Existe a necessidade de se projetar e de se desenvolver atuadores magnéticos capazes de atuar na mesa, e além disso, é necessário um modelo de satélite para de fato simular o corpo sendo testado.
- É necessário implementar no laboratório uma forma de distribuir a informação da atitude determinada aos diferentes sistemas que necessitam dessa informação em tempo real.
- A gaiola de Helmholtz não está equipada com um circuito de inversão de corrente adequado, o que significa que não é capaz de inverter o sentido do campo. Dessa forma, é necessário o projeto e desenvolvimento de um circuito que seja efetivo nesse quesito para tornar a simulação do campo geomagnético orbital realista.
- A malha de controle entre a gaiola de Helmholtz e suas fontes não está fechada, portanto ainda não é possível simular o campo magnético orbital.

Para resolver esses problemas um planejamento foi efetuado, sendo apresentado na sequência deste trabalho.

## 1.2 Sobre o ADCS

Conforme mencionado o controle e a determinação da atitude de satélites são processos complementares, já que para alcançar uma orientação desejada o satélite deve estimar sua atitude atual. Em termos de *hardware* são necessários o computador de bordo, sensores para a determinação da atitude do satélite e atuadores. O computador deve ser capaz de processar os sinais provenientes dos sensores através de algoritmos de estimação e de enviar comandos aos atuadores embarcados.

Entre os sensores que podem ser utilizados para a determinação da atitude são o sensor solar, sensores iniciais, sensor de estrelas (*star tracker*), sensor de horizonte, entre outros. No que diz respeito ao nanosatélite SERPENS, foram utilizados para determinação da atitude dados provenientes do magnetômetro, dos painéis solares para obtenção da linha de visão do Sol e dados provenientes dos giroscópios (OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014).

No que diz respeito aos atuadores ativos, geralmente são utilizadas as rodas de reação, atuadores magnéticos, propulsores de gás frio, entre outros. Pela grande compactação e variedade, as rodas de reação podem ser utilizadas tanto em grandes satélites quanto em satélites menores. Os propulsores de gás frio constituem um sistema mais complexo e bem menos acessíveis para utilização em nanossatélites pelo volume e massa agregados ao sistema.

Os atuadores magnéticos mais comuns são formados por bobinas, mas existem também outros mais complexos tais como o *electrodynamic tether*, funcionam através da interação entre o campo magnético induzido e o campo magnético externo. Por esse fato, são geralmente utilizados em órbitas baixas onde a magnitude do campo magnético terrestre é maior.

Em geral o *electrodynamic tether* é formado por um cabo que se estende no espaço, portando duas massas em cada extremidade. Como o cabo é condutor, correntes de alta tensão são induzidas pela ação do campo magnético terrestre. Essa corrente pode ser suficiente para alimentar instrumentos embarcados, ligados ao *tether*, e também missões tripuladas ([DACHEV, 2004](#)). Pelo fato de a corrente induzida produzir uma força eletromotriz, o equipamento também é uma fonte de arrasto que pode ser utilizada para desorbitar satélites ([DACHEV, 2004](#)). No entanto, se o sentido da corrente é alterado no *tether*, ele passa a criar empuxo que pode ser utilizado para efetuar manobras orbitais ([DACHEV, 2004](#)).

Uma aplicação dos atuadores magnéticos do tipo bobina é o *detumbling* de satélites, ou seja, a utilização para cessar o seu movimento desordenado que ocorre logo após o lançamento, ou posteriormente ao longo da missão. Igualmente, podem ser utilizados para estabilização e controle de altitude em geral. Esses atuadores magnéticos também podem ser associados à rodas de reação para a realização de um procedimento de dessaturação<sup>2</sup>.

Como vantagens da utilização desse tipo de atuador magnético podem ser citadas a massa relativamente pequena desses sistemas; a inexistência de partes móveis; não necessitam de propelentes; baixo custo. Grande parte da massa agregada a utilização de bobinas de indução se deve a presença do núcleo metálico (quando presente), utilizado para aumentar a magnitude do campo magnético induzido. A presença de partes moveis implica em desgaste dos componentes e aumento da susceptibilidade de falhas, o que não ocorre com as bobinas de indução por serem sólidas.

A energia elétrica pode ser obtida no espaço em órbita terrestre através de painéis solares, sendo uma fonte de energia abundante para a operação das bobinas de forma periódica, ao contrário de propelentes que são limitados e contribuem para o aumento da massa e do volume utilizado no interior do satélite. Como desvantagens das bobinas podem

---

<sup>2</sup> Saturação do atuador: fenômeno que ocorre quando o dispositivo atinge seu limite de atuação.

ser citadas o baixo torque produzido e a necessidade de um campo magnético externo. Para se atingir torques maiores é necessário um número maior de espiras (enrolamentos) e camadas de espira, além de correntes elétricas maiores. Porém, o aumento do número de espiras e camadas acarreta em um aumento da massa, volume e resistência elétrica.

Uma maior resistência elétrica implica na necessidade da distribuição de uma potência maior à bobina para se manter o nível de corrente desejado, o que é limitante para o sistema, visto que a alocação de uma maior potência para o atuador demandará um sistema de potência de maior capacidade ou redução da potência disponível para outros subsistemas. A necessidade de um campo magnético externo se traduz na incapacidade de atuação em órbitas mais altas e durante o período de transito de trajetórias interplanetárias, vindo a funcionar se o corpo celeste de destino possuir um campo magnético capaz de gerar a interação.

Para a efetuação do controle de atitude de nanossatélites em órbitas baixas o atuador magnético representa uma solução interessante pelas vantagens descritas. O torque pequeno gerado não é necessariamente um problema, visto que nem sempre a dinâmica do controle dos satélites e em especial dos nanosatélites deve possuir uma resposta rápida, sendo portanto uma solução barata, de baixo consumo energético, de pequeno volume e massa (a depender do design do atuador), e efetivo quando o critério de precisão não é muito exigente. A sua eficácia ou não dependerá da missão desejada, porém constitui de um atuador para uso geral.

Uma sequência típica de operação de controle de atitude corresponde na seguinte ordem: aquisição do Sol, aquisição da Terra e estrela, estabelecimento do limite normal para utilização de propelente (se aplicável), efetuação da re-orientação do satélite e posicionamento do satélite para envio de dados às estações terrenas ([CHOBOTOV, 1991](#)).

Para o nanossatélite SERPENS três modos de atuação para o controle de atitude foram definidos: *detumbling*, apontamento inercial e apontamento para o *nadir* ([OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014](#)). O primeiro é utilizado para estabilização do satélite em órbita, já o apontamento inercial para testes do ADCS e também para condução de testes do transpoder do satélite ([OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014](#)). O apontamento para o *nadir* tinha como o objetivo o teste de uma antena *S band* embarcada ([OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014](#)).

Ainda no caso do nanossatélite SERPENS, um atuador triaxial gerando o torque requerido para controlar a atitude do satélite se provou eficiente para os modos de atuação de controle descritos através das simulações efetuadas considerando a ação de atuação não limitada ([OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014](#)). Pelas simulações efetuadas, a velocidade angular do satélite foi amortecida em menos de duas órbitas, para o apontamento inercial e apontamento para o nadir a precisão de apontamento foi melhor que 3º em 5 órbitas ([OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014](#)).

### 1.3 Escopo do trabalho

A fim de solucionar os problemas mencionados na seção 1.1 e prosseguir com o teste do algoritmo, um planejamento para o primeiro semestre de 2018 foi efetuado, onde o trabalho foi dividido em dois núcleos: ambiente e satélite de testes. O ambiente diz respeito aos sistemas necessários para replicar o comportamento do satélite durante a excursão de sua órbita, já o satélite de testes se refere aos equipamentos que replicam o satélite e seus subsistemas. Os diagramas presentes nas figuras 3 e 4 reúnem os subsistemas competentes a esses dois núcleos.

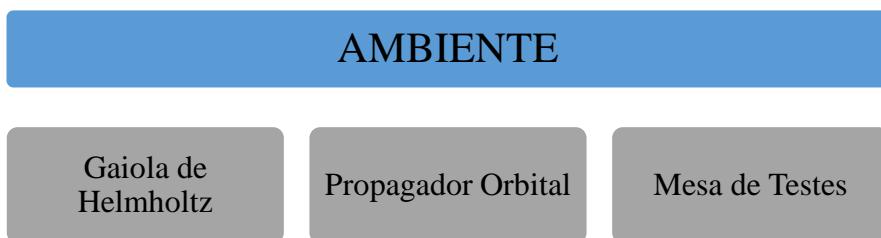


Figura 3 – Diagrama do núcleo ambiente.



Figura 4 – Diagrama do núcleo satélite de testes.

#### 1.3.1 Objetivos

O objetivo geral deste trabalho é a efetuação do teste de um algoritmo de controle magnético através de uma plataforma de simulação HIL. Os objetivos específicos são os resultados do teste, e também a adequação da plataforma de simulação para realização de testes de controle de atitude magnético.

Em complemento ao que já foi mencionado, a posse desse tipo de simulador para os testes dos ADCS é uma vantagem de extrema importância aos pesquisadores, já que permite testar esses sistemas previamente em Terra, ao invés de testá-los diretamente no espaço.

### 1.3.2 Metodologia

O trabalho foi executado em dupla, e para o cumprimento das atividades a divisão de tarefas relativas aos núcleos “ambiente” e “satélite de testes” se deu conforme o diagrama de Venn apresentado na Fig. 5. Após todas essas atividades presentes no diagrama serem cumpridas, a dupla convergiria para a realização dos testes da lei de controle de atitude, cumprindo o objetivo geral do trabalho. As atividades se iniciaram em Janeiro de 2018, sendo finalizadas na metade de Junho do mesmo ano.

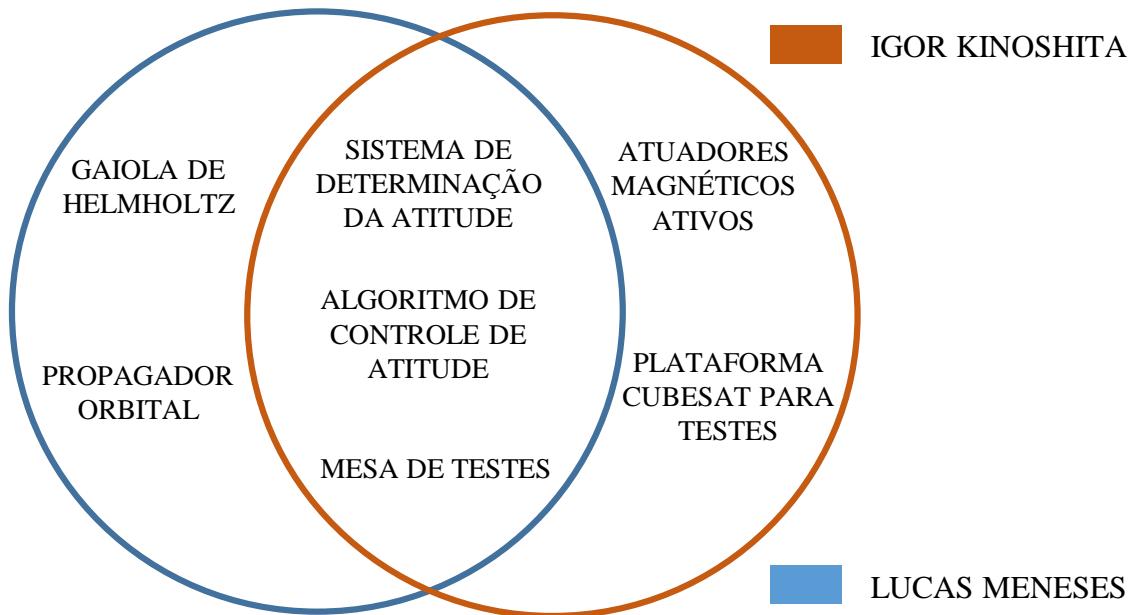


Figura 5 – Divisão de tarefas.

## 1.4 Sobre a monografia

Esta monografia abordará na sequência a fundamentação teórica do sistema, onde será descrito o funcionamento do atuador, leis que descrevem o movimento dos satélites em órbita, e também detalhes importantes sobre o simulador. Posteriormente, as modificações implementadas em cada subsistema do simulador serão apresentadas, e o teste do algoritmo junto aos seus resultados serão detalhados.



## 2 Fundamentação teórica

Esse capítulo apresentará de forma mais detalhada o princípio de funcionamento dos atuadores magnéticos para controle de atitude de nanossatélites. Também serão apresentados conceitos de mecânica e dinâmica orbital, sistemas de referência.

### 2.1 Atuadores magnéticos para controle de atitude

O funcionamento de um atuador magnético para controle de atitude se baseia na geração de torque magnético pela interação entre o campo geomagnético  $\mathbf{B}$  e o campo magnético induzido pela corrente na bobina. O campo induzido faz com que a bobina se comporte como um dipolo magnético (i.e., polos norte e sul magnéticos), surgindo então um momento magnético  $\mathbf{m}$  (VÁZQUEZ, 2013). A relação para o torque magnético corresponde à Eq. 2.1 (COEY, 2009).

A maior consequência de dependerem da interação com o campo geomagnético é que os torques que podem ser aplicados ao satélite com o propósito de controle de atitude são restritos ao plano ortogonal ao vetor campo magnético  $\mathbf{B}$  (LOVERA, 2001). A estabilização triaxial do satélite só é possível se a órbita considerada apresenta uma variação do campo suficiente para garantir a estabilizabilidade (LOVERA, 2001).

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

Fica claro pela equação a necessidade de aumentar a magnitude do momento magnético, dado em  $Am^2$ , para aumentar o torque  $\boldsymbol{\tau}$  que tende a alinhar  $\mathbf{m}$  ao campo externo  $\mathbf{B}$ , conforme ilustrado na Fig. 6 (REES, 2007; COEY, 2009). Ao integrar o torque é encontrada a energia potencial (Eq. 2.2), onde  $\theta$  é o ângulo entre  $\mathbf{m}$  e  $\mathbf{B}$  (COEY, 2009).

$$\varepsilon_m = \int_0^\theta \boldsymbol{\tau} d\theta' \quad (2.2)$$

Pela Equação 2.1 também é possível compreender que os atuadores magnéticos são mais comumente utilizados em Órbitas Baixas (LEO), pois a magnitude do campo geomagnético  $\mathbf{B}$  diminui com o cubo da distância (VÁZQUEZ, 2013). O momento de dipolo magnético gerado por  $N$  espiras é dado pela Eq. 2.3, onde  $\hat{j}$  é o versor definido pela regra da mão direita. (VÁZQUEZ, 2013).

$$\mathbf{m} = NIA\hat{j} \quad (2.3)$$

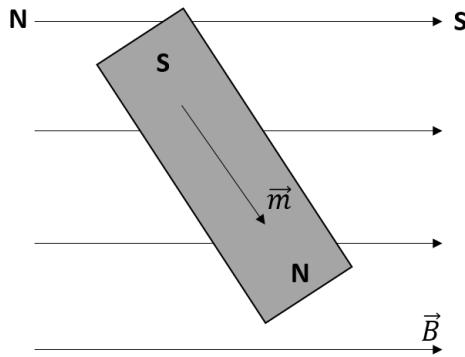


Figura 6 – Ilustração de um dipolo magnético submetido a um campo magnético externo  $\mathbf{B}$ .

Se a Equação 2.1 é resolvida para  $\mathbf{m}$ , uma relação para determinar o momento magnético gerador do torque de atuação desejado  $\tau_{\text{req}}$  é encontrada (Eq. 2.4) (OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014).

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{B} \times \tau_{\text{req}}}{||\mathbf{B}||^2} \quad (2.4)$$

Como exemplo, a Tabela 1 resume os controladores estabelecidos para os modos de atuação magnética de amortecimento da velocidade angular  $\omega$  e apontamento inercial do nanossatélite SERPENS, de acordo com um torque necessário  $\tau_{\text{req}}$  (OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014).

Na Tabela 1,  $K_{\text{amortecimento}}$  é a matriz de ganho ajustada de acordo com a inércia do satélite,  $\epsilon$  são fatores de escala essenciais para a estabilidade do satélite,  $K_p$  o ganho proporcional,  $K_d$  o ganho derivativo,  $\bar{q}_{\text{err}}$  é o quatérnio relacionado ao erro de altitude,  $J$  o tensor de inércia do satélite, e  $\omega_{\text{err}}$  é o erro da velocidade angular em relação à referência  $\omega_{\text{ref}}$  (OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI, 2014).

Tabela 1 – Leis de controle para os modos de atuação do sistema de controle de atitude do nanosatélite SERPENS. Informações extraídas de OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI (2014).

Modo de atuação	Tipo de controlador	Lei de controle
Amortecimento de $\omega$	Proporcional (P)	$\tau_{\text{req}} = -K_{\text{amortecimento}}\omega$
Apontamento inercial	Proporcional-Derivativo (PD)	$\tau_{\text{req}} = -(\epsilon^2 K_p \bar{q}_{\text{err}} + \epsilon K_d J \omega_{\text{err}})$

### 2.1.1 Noções de eletromagnetismo das bobinas

Para didatismo será analisado primeiramente o funcionamento de uma bobina com apenas uma camada de espiras, e a influência do material do núcleo magnético será desconsiderada. Para o caso ideal em que a bobina é infinita e suas espiras são

bem próximas, o campo induzido em seu exterior será inexistente e no seu interior será uniforme, dado pela Eq. 2.6 e derivado através da lei de Ampère (Eq. 2.5) (COEY, 2009).

$$\oint \beta \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I \hat{\mathbf{i}} \quad (2.5)$$

$$\beta = \mu_0 n I \hat{\mathbf{i}} \quad (2.6)$$

Na Equação 2.6,  $n = N/l$  é a quantidade de espiras por comprimento, onde a constante  $l$  é comprimento da bobina e  $N$  o seu número de espiras. A constante  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do vácuo, enquanto que  $I$  a corrente elétrica fluindo nas espiras.

Através da Lei de Biot-Savart, Eq. 2.7 (COEY, 2009), é possível derivar à equação do campo magnético para a bobina finita de espiras circulares e, portanto, um caso mais próximo à realidade que a Eq. 2.6. Essa nova relação é apresentada pela Eq. 2.8 (MAGNETIC..., 2008), onde  $X$  representa o ponto de análise no eixo de simetria da bobina, enquanto que  $X_1$  e  $X_2$  representam seu comprimento, segundo a Fig. 7.

$$\delta\beta = -\frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\mathbf{r} \times \delta\mathbf{l}}{||\mathbf{r}||^3} \quad (2.7)$$

Na lei de Biot-Savart,  $\delta\mathbf{l}$  é um elemento infinitesimal de comprimento de um condutor que carrega uma corrente  $I$ , enquanto que  $\mathbf{r}$  é o vetor de coordenada do elemento de comprimento até um determinado ponto de análise (COEY, 2009; JACKSON, 1999).

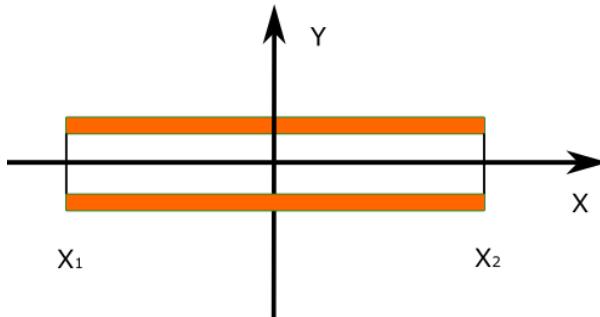


Figura 7 – Ilustração da bobina cilíndrica de camada unitária em seção longitudinal.

$$\beta(X) = \frac{\mu_0 n I}{2} \left( \frac{X - X_1}{\sqrt{(X - X_1)^2 + R^2}} - \frac{X - X_2}{\sqrt{(X - X_2)^2 + R^2}} \right) \quad (2.8)$$

O momento magnético de uma bobina de uma única camada no vácuo é calculada segundo à Eq. 2.3, válida para *loops* de corrente, tais como espiras circulares e quadradas. Como o momento magnético é uma grandeza vetorial, ela se soma no centro, por esse motivo para o caso de  $k$  camadas de espira a Eq. 2.9 foi considerada. A Figura 8 ilustra

as camadas de espira para o caso da bobina circular, onde o núcleo mostrado ainda é considerado o vácuo.

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2 + \dots + \mathbf{m}_k = \sum_{i=1}^k \mathbf{m}_i \quad (2.9)$$

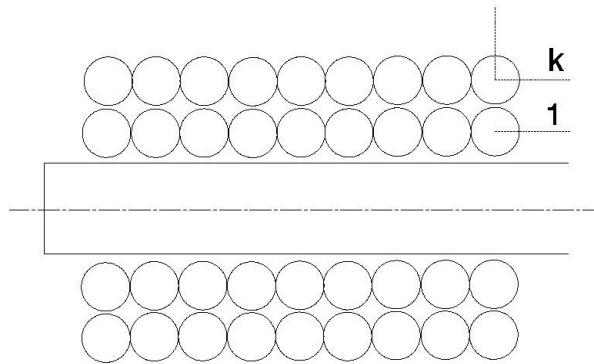


Figura 8 – Ilustração de  $k$  camadas de espiras.

Dessa forma, a contribuição de cada camada é considerada. Note que para cada camada há um incremento na área do *loop* de corrente. Uma imprecisão do modelo que pode ser evidenciada ao se utilizar a Eq. 2.9 para o *design* das bobinas é que a partir da segunda camada (quando  $i \geq 2$ ), as camadas precedentes formam um núcleo constituído do vácuo/ar e do material do próprio fio. Com a utilização do cobre como condutor, por exemplo, por ser um material diamagnético ele contribuirá para diminuir o campo magnético induzido, e também  $\mathbf{m}$  (NURGALIEVA; YASSONOV, 2013; DIAMAGNETIC..., [S.d.]; REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982).

Portanto, um modelo mais acurado seria aquele em que contaria com além do incremento no momento magnético  $\mathbf{m}$  gerado por cada camada conforme ditado pela Eq. 2.9, também sua diminuição pela influência das camadas de fio precedentes. Em outras palavras, a quantidade de camadas que pode ser utilizada para maximizar  $\mathbf{m}$  é restringida pela resistência do fio e também pelo fato de que ao se adicionar mais camadas, mais material diamagnético é adicionado ao núcleo da camada mais externa ao se utilizar o cobre como condutor. Os detalhes sobre a influência do núcleo serão discutidos na subseção seguinte.

### 2.1.2 Influência do núcleo magnético

A presença de um núcleo nas bobinas pode aumentar expressivamente o campo magnético produzido e o momento magnético (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982). O aumento ocorre quando o material do núcleo apresenta susceptibilidade magnética positiva, o que ocorre com a utilização de materiais paramagnéticos e ferromagnéticos (DIA-

MAGNETIC..., [S.d.]; NURGALIEVA; YASSONOV, 2013). A susceptibilidade magnética  $\chi_m$ , um valor adimensional, mede a capacidade de um dado material ser magnetizado por um campo magnético externo (NURGALIEVA; YASSONOV, 2013; REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982).

Ao contrário dos materiais ferromagnéticos, os paramagnéticos não possuem magnetização permanente e, portanto, sofrem magnetização apenas quando na presença de um campo magnético externo adequado (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982). Quando o campo externo é removido, o material paramagnético perde sua magnetização (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982). Os materiais diamagnéticos são aqueles que conforme já mencionado, diminuem o campo do material ( $\chi_m < 0$ ) (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982).

A Tabela 2 apresenta a susceptibilidade magnética de alguns materiais, onde  $\chi_{\text{mol}} = kV_m$  (MAGNETIC..., [S.d.]). Na tabela  $\chi_{\text{mol}}$  é a susceptibilidade magnética molar,  $k$  a susceptibilidade volumétrica, e  $V_m$  o volume molar da substância.

Tabela 2 – Susceptibilidade magnética dos materiais. Informações extraídas de MAGNETIC... ([S.d.]).

Material	$\chi_{\text{mol}}/10^{-6} \text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$
Alumínio	+16.5
Cobre	-5.46
Ouro	-28
Magnésio	+13.1
Mercúrio (l)	-33.5
Oxigênio (g)	+3449
Potassio	+20.8
Chumbo	-23
Lítio	+14.2
Cálcio	+40

O efeito da susceptibilidade magnética na permeabilidade magnética pode ser visualizado matematicamente pelas equações 2.10 e 2.11, extraídas de REITZ FREDERICK J. MILFORD (1982), onde nota-se que quando a susceptibilidade é positiva há um aumento da permeabilidade magnética do sistema  $\mu$ . Na Equação 2.10,  $\mu_r$  é a permeabilidade magnética relativa.

$$\mu_r = (1 + \chi_m) \quad (2.10)$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (2.11)$$

Quando um núcleo adequado é inserido na bobina, possuindo susceptibilidade magnética positiva, este sofre magnetização devido à influência do campo magnético induzido  $\beta$ , contribuindo tanto para o aumento do campo quanto para o aumento de  $\mathbf{m}$  do sistema enrolamento-núcleo (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982). A magnetização  $\mathbf{M}$  corresponde à soma vetorial de todos os momentos de dipolo magnético dos átomos do material em um pequeno elemento de volume  $\Delta v$ , dividido por esse volume, Eq. 2.12 (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982).

$$\mathbf{M} = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta v} \sum_i \mathbf{m}_i \quad (2.12)$$

Se o material é isotrópico e linear, a Eq. 2.13 pode ser aplicada, onde  $\mathbf{H}$  corresponde à intensidade magnética (REITZ FREDERICK J. MILFORD, 1982).

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (2.13)$$

Conforme descrito em REITZ FREDERICK J. MILFORD (1982), uma relação linear entre  $\mathbf{M}$  e  $\mathbf{H}$  acarreta em uma relação linear entre  $\beta$  e  $\mathbf{H}$ , de forma que a Eq. 2.14 é válida.

$$\beta = \mu \mathbf{H} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.14)$$

A Equação 2.14 sumariza o que foi exposto anteriormente. No caso de uma bobina sem o núcleo e funcionando no vácuo,  $\mu_r = 1$  e então o campo é descrito por  $\beta = \mu_0 \mathbf{H}$ . Se um núcleo é adicionado à essa bobina,  $\mu_r \neq 1$  e a parcela  $\mu_0 \mathbf{M}$  deve ser considerada. Para  $\mathbf{m}$ , a contribuição da magnetização do núcleo foi considerada conforme à Eq. 2.15. Note que essa equação possui a mesma imprecisão descrita anteriormente.

$$\mathbf{m}_i = \mathbf{m}_{\text{solenóide};i} + \mathbf{m}_{\text{núcleo};i} \quad (2.15)$$

Na Equação 2.15  $\mathbf{m}_{\text{solenóide};i}$  corresponde ao momento de dipolo magnético gerado pela i-ésima camada de espira, enquanto que  $\mathbf{m}_{\text{núcleo};i}$  corresponde ao momento de dipolo magnético gerado pela magnetização do núcleo pela i-ésima camada de espira. A relação para  $\mathbf{m}_{\text{núcleo};i}$ , no caso de uma bobina cilíndrica é descrita pela Eq. 2.16, extraída de BELLINI (2014), onde  $r_{\text{núcleo}}$  é o raio do núcleo e  $N_d$  o seu fator de desmagnetização.

$$\mathbf{m}_{\text{núcleo}} = \frac{\pi r_{\text{núcleo}}^2 N I (\mu_r - 1)}{1 - N_d + \mu_r N_d} \quad (2.16)$$

Para um núcleo cilíndrico, a relação para  $N_d$  é mostrada na Eq. 2.17, onde  $l_{\text{núcleo}}$  é o seu comprimento, (BELLINI, 2014; MEHRJARDI, 2010).

$$N_d = \frac{4 \left[ \ln \left( \frac{l_{\text{núcleo}}}{r_{\text{núcleo}}} \right) - 1 \right]}{\left( \frac{l_{\text{núcleo}}}{r_{\text{núcleo}}} \right)^2 - 4 \ln \left( \frac{l_{\text{núcleo}}}{r_{\text{núcleo}}} \right)} \quad (2.17)$$

## 2.2 Modelo do campo magnético terrestre

A Terra age como um grande imã, sendo portanto um dipolo (Norte e Sul magnéticos). A origem do campo magnético terrestre se deve ao movimento de ligas de ferro em torno do núcleo, o que gera corrente elétrica e induz o campo magnético (DORMY, 2006). O campo magnético terrestre é de extrema importância para a manutenção da vida no planeta, pois bloqueia partículas carregadas que são em grande parte provenientes do Sol (vento solar) (GUNNARSDÓTTIR; BJÖRNSSON, 2012).

O bloqueio dessas partículas carregadas pelo campo magnético terrestre acarreta na formação de regiões de radiação ao redor do planeta, tais como os cinturões de Van Allen, populados por partículas carregadas (GUNNARSDÓTTIR; BJÖRNSSON, 2012). Estudos sobre os cinturões foram realizados pelas sondas de Van Allen da NASA lançadas em Agosto de 2012, revelando um tipo de dreno entre os cinturões que age como uma barreira (FOX, 2014). Os cinturões podem aumentar ou diminuir, a depender da energia enviada pelo Sol, às vezes inchando e expondo os satélites em órbita baixa à radiação ionizante (FOX, 2014).

O campo magnético terrestre tem o valor médio de  $50 \mu T$  (EARTH'S..., [S.d.]; CARRIGAN; GUBBINS, 1979). O campo possibilita a utilização dos atuadores magnéticos tais como o que é desenvolvido nesse trabalho, já que é necessário um campo magnético externo para interagir com o que é induzido pela bobina. A gaiola de Helmholtz adequadamente dimensionada possibilita o teste do sistema atuador e seu uso requer que valores de campo magnético de uma órbita sejam utilizados como referência. Tais valores são obtidos através de modelos de campo magnético que são propagados no tempo para cada posição orbital simulada.

O modelo de campo magnético utilizado nesse trabalho é o *World Magnetic Model 2015* (WMM2015), esse modelo possui validade de 5 anos e os testes aqui apresentados compreendem o uso do modelo 2015-2020. O WMM2015 fornece valores de campo magnético entre 1 km abaixo da superfície terrestre até 850 km acima (CHULLIAT et al., 2015), fazendo desse modelo apropriado para as simulações envolvendo satélites em órbitas baixas. Será apresentado aqui apenas o princípio da derivação do campo magnético  $\mathbf{B}$  utilizando o WMM2015, para uma leitura completa recomenda-se o documento oficial

disponibilizado gratuitamente e encontrado em [CHULLIAT et al.](#) (2015).

O WMM2015 obtém o vetor de campo magnético  $\mathbf{B}$  através do gradiente negativo de uma função de potencial magnético  $V$  dependente das coordenadas geocêntricas longitude  $\lambda$ , latitude  $\phi'$  e raio  $r$  como apresentado na Eq. 2.18 ([CHULLIAT et al., 2015](#)). Um dos primeiros passos para a utilização do modelo é a conversão das coordenadas geodéticas pra as geocêntricas. Ambas coordenadas e seu processo de obtenção serão apresentados na seção 2.4.3.

$$\mathbf{B}(\lambda, \phi', r, t) = -\nabla V(\lambda, \phi', r, t) \quad (2.18)$$

A função potencial  $V$  utilizada no modelo é dada pela Eq. 2.19. Onde  $a$  é raio de referência geomagnético com valor igual a 6,371,200 m, as variáveis  $g_n^m$  e  $h_n^m$  são os coeficientes de Gauss de grau  $n$  e ordem  $m$  e  $P_n^m(\sin\phi')$  é a função de Legendre ([CHULLIAT et al., 2015](#)). A obtenção dos valores de  $g_n^m$ ,  $h_n^m$  e  $P_n^m(\sin\phi')$  é melhor detalhada em ([CHULLIAT et al., 2015](#)).

$$V(\lambda, \phi', r, t) = a \sum_{n=1}^N \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m(t)\cos(m\lambda) + h_n^m(t)\sin(m\lambda)) P_n^m(\sin\phi') \quad (2.19)$$

A Figura 9 apresenta as componentes do campo magnético  $\mathbf{B}$  obtidas através do modelo WMM2015 para diferentes latitudes e longitudes geodéticas considerando uma altitude de 408 km, a mesma na qual orbitava o nanossatélite SERPENS.

## 2.3 Sistemas de Referência Temporais

A medida do tempo é um dos pilares da astronomia desde os antigos e é através dele que podemos localizar, predizer e compartilhar a posição de objetos celestes. É inconveniente porém contabilizar o tempo através de calendários, quando por exemplo, deseja-se computar o tempo em que determinado objeto estará passando em certo ponto do céu com base em dados anteriores. É mais simples utilizar uma medida absoluta de tempo que seja contínua a partir de um determinado tempo de referência ([WERTZ, 2012](#)), para tanto existe a data Juliana.

### 2.3.1 Data Juliana

A data Juliana (*Julian Date*) é uma contagem contínua de fração de dias a partir do meio dia de 1 Janeiro do ano de 4713 AC, onde as horas, minutos e segundos são representadas em casas decimais ([WERTZ, 2012](#)). A escolha por essa data específica tão antiga se deu pelo Italiano Josephe Scaliger em 1582 e o nome *Data Juliana* foi em

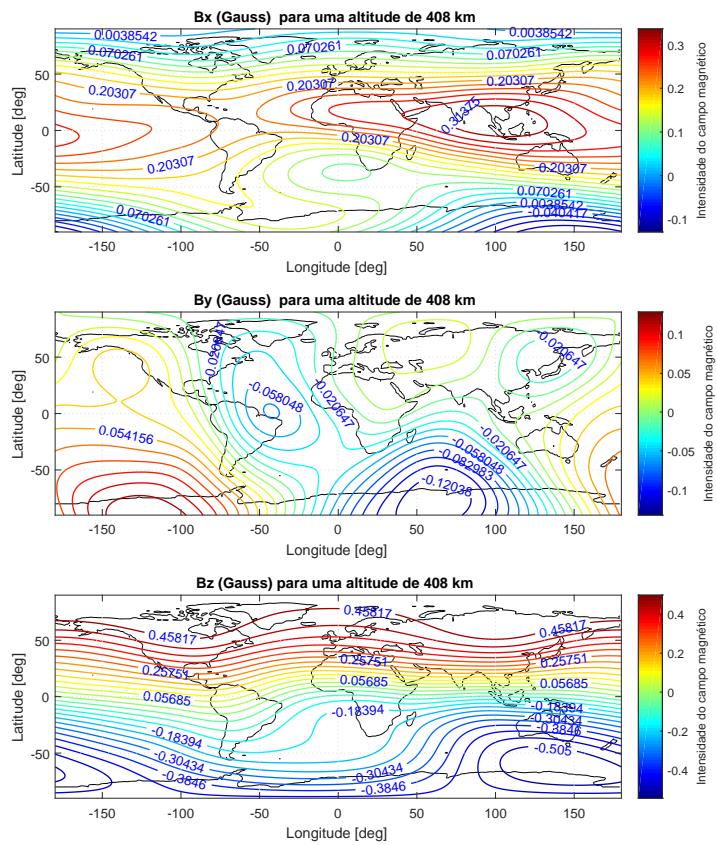


Figura 9 – Componentes do campo magnético na altitude de 408 km obtidas com o WMM2015 para diferentes latitudes e longitudes.

homenagem ao seu pai, Julius Caeser Scaliger, e nada tem a ver com o calendário Juliano (WERTZ, 2012). Um algoritmo proposto por VALLADO (2001) para calcular a data Juliana relativa a uma data conhecida compreendida entre 1 de Março de 1900 até 28 de Fevereiro de 2100 é dada pela Eq. 2.20.

$$JD = 367(Y) - \text{int} \left\{ \frac{7(Y + \text{int}(\frac{M+9}{12}))}{4} \right\} + \text{int} \left( \frac{275M}{9} \right) + D + 1,721,013.5 + \frac{\frac{(s/60+min)}{60} + h}{24} \quad (2.20)$$

Onde  $Y$  é o ano,  $M$  o mês,  $D$  o dia do calendário e  $h$ ,  $min$  e  $s$  são as horas, minutos e segundos respectivamente. É conveniente definir outras épocas de referência que relacionam-se com os dias Julianos para contabilizar o tempo. A União Internacional dos Astrônomos (IAU) utiliza como época de referência o J2000, que equivale a 2,451,545 dias Julianos (UNION, [S.d.]). Dessa forma é possível contabilizar os dias a partir de uma data mais recente, sem a necessidade de lidar com números grandes nos cálculos.

### 2.3.2 Tempo Sideral

O tempo sideral mensura o tempo de rotação da Terra em relação a direção do equinócio vernal, orientação essa dada pela constelação de Áries e será melhor detalhada na seção 2.4.1. Essa medida depende da longitude de referência na qual o tempo estará sendo contabilizado. Na longitude de Greenwich tem-se o Tempo Sideral de Greenwich (GST) denotado nesse trabalho como  $t_{gst}$  (VALLADO, 2001). Para outras longitudes tem-se o chamado Tempo Sideral Local (VALLADO, 2001). O cálculo de  $t_{gst}$  que contabiliza quantos segundos se passaram desde a época de referência J2000 é dada pela Eq. 2.21 (VALLADO, 2001). Onde  $T_{UT1}$  é o número de séculos Julianos a partir da época J2000 e seu cálculo é dado pela Eq. 2.22 (VALLADO, 2001).

$$\begin{aligned} t_{gst} = & 24,110.54841 + 8,640,184.812866 T_{UT1} + \\ & 0.093104 T_{UT1}^2 - 6.2 \times 10^{-6} T_{UT1}^3 \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$T_{UT1} = \frac{JD - 2,451,545}{36,525} \quad (2.22)$$

## 2.4 Sistemas de Referência Espaciais

O estudo da posição e do movimento de corpos rígidos é fortemente dependente do uso correto dos diferentes sistemas de referência disponíveis. Para fins de determinação, simulação e representação da posição de um satélite no espaço em relação a Terra, é necessário utilizar um sistema inercial de referência onde as integrações da equação do movimento que iguala a aceleração do satélite com a soma das forças resultantes atuantes no sistema irão resultar no vetor de estado do satélite (CHOBOTOV, 2002). Sistemas não inerciais são utilizados para representação e análise da posição do satélite em relação a Terra.

### 2.4.1 Sistema de Referência Inercial Centrado na Terra (ECI)

O Sistema Inercial Centrado na Terra (ECI) é um sistema de referência com origem no centro da Terra (CHOBOTOV, 2002). É representado pelos eixos X, Y e Z que não são fixos em relação a superfície terrestre, fazendo com que o sistema ECI seja um sistema não rotacional. O plano fundamental do sistema ECI é o plano equatorial. O eixo X está apontado para a constelação de Aries e comumente é representado pelo símbolo  $\Upsilon$ . O eixo Z está na direção do polo norte e é perpendicular ao plano do equador. O eixo Y completa a tríade da mão direita perpendicular aos eixos X e Z. A Figura 10 apresenta o sistema ECI.

Nesse sistema é possível determinar a posição do corpo pelas componentes cartesianas  $x_{eci}$ ,  $y_{eci}$  e  $z_{eci}$  ou pelos ângulos da ascensão reta  $\alpha$  e declinação  $\delta$ . O ângulo  $\alpha$

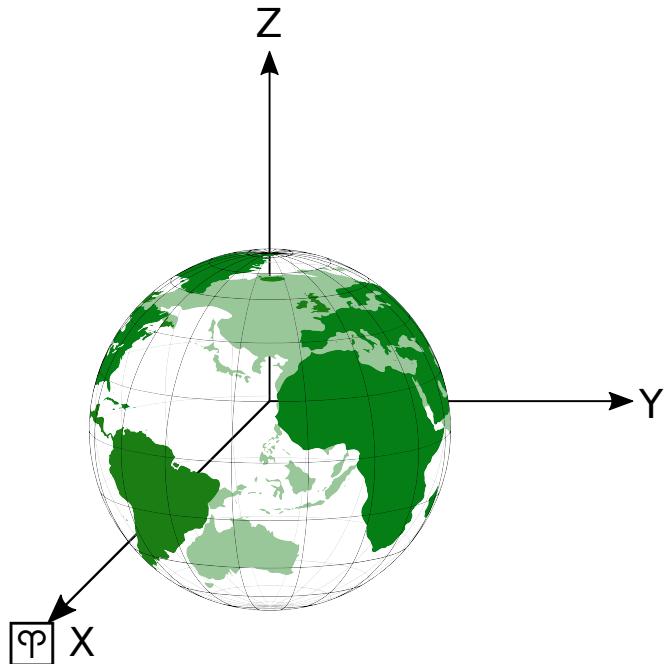


Figura 10 – Sistema de Referência Inercial Centrado na Terra.

varia no plano equatorial de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  na direção leste partindo do eixo X ([CHOBOTOV, 2002](#)). A declinação  $\beta$  é o ângulo medido entre o satélite e o plano equatorial, variando de  $-90^\circ$  até  $90^\circ$  sendo positivo acima do plano do Equador ([CHOBOTOV, 2002](#)).

#### 2.4.2 Sistema de Referência Centrado na Terra, Fixo na Terra (ECEF)

O sistema de referência centrado na Terra, Fixo na Terra (ECEF) rotaciona junto com a superfície da Terra e possui origem em seu centro. Devido a essa rotação, esse referencial não é inercial. O eixo Z do sistema ECEF é paralelo ao eixo Z do sistema ECI e o eixo X é a intersecção entre plano equatorial e o meridiano de Greenwich ([NOURELDIN; KARAMAT; GEORGY, 2012](#)). Esse sistema assemelha-se ao ECI como mostra a Fig. 11, diferindo na direção do eixo X por um ângulo variante no tempo  $\Theta_{gst}$  dada pela Eq. 2.23 ([CURTIS, 2013](#)).  $\Theta_{gst}$  relaciona a velocidade angular da Terra  $\omega_E$  e o Tempo Sideral em Greenwich ( $t_{gst}$ ) apresentado na seção 2.3.2

$$\Theta_{gst} = \omega_E t_{gst} \quad (2.23)$$

A transformação entre os sistemas ECI e ECEF é de particular importância nesse trabalho como primeiro passo na obtenção das componentes de campo magnético para todos os pontos da órbita. Essa transformação é dada apenas pela rotação do eixo Z do ECEF pelo ângulo  $\Theta_{gst}$  e sua matriz de rotação é dada na Eq. 2.24. A transformação do ECEF para o ECI é dada apenas pela matriz inversa da Eq. 2.24 uma vez que a matriz é

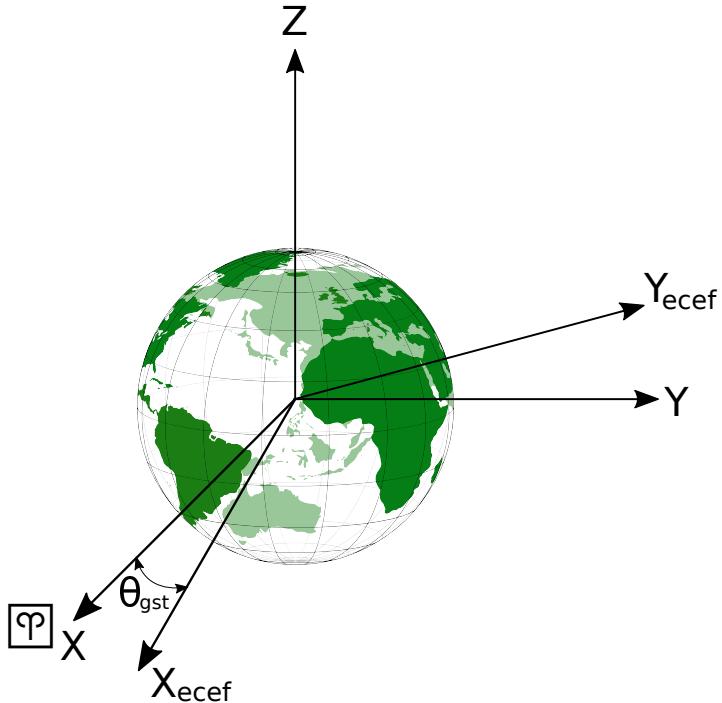


Figura 11 – Sistema de Referência não inercial Centrado na Terra e fixo com a superfície.

ortogonal ([NOURELDIN; KARAMAT; GEORGY, 2012](#)).

$$\begin{bmatrix} X_{ECEF} \\ Y_{ECEF} \\ Z_{ECEF} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\Theta_{gst}) & \sin(\Theta_{gst}) & 0 \\ -\sin(\Theta_{gst}) & \cos(\Theta_{gst}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{ECI} \\ Y_{ECI} \\ Z_{ECI} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

#### 2.4.3 Sistemas de Coordenadas Geodésico (LLA) e Geocêntrico

O sistema de coordenadas geodésico é utilizado comumente para localizar posições de objetos no elipsoide de referência (como por exemplo a superfície Terrestre modelada como uma esfera perfeita) através de três coordenadas: latitude geodética, longitude geodética e altitude. Um modelo utilizado para modelar o elipsoide de referência Terrestre está presente no sistema WGS84 (World Geodetic System 1984). A Tabela 3 apresenta os parâmetros que definem as características desse modelo ([NOURELDIN; KARAMAT; GEORGY, 2012](#)). Essa conversão é feita baseada nos parâmetros do modelo WGS84.

Tabela 3 – Parâmetros do modelo WGS84.

Raio equatorial Terrestre $a_{wgs84}$ (m)	6,378.137
Raio polar Terrestre $b_{wgs84}$ (m)	6,356.752314245
Constante gravitacional $\mu_{\oplus}$ ( $m^3/s^2$ )	$3.986004418 \times 10^{14}$
Excentricidade da Terra $e_{wgs84}$	0.08181919
Velocidade de rotação da Terra $\omega_E$ (rad/s)	$7.292115 \times 10^{-5}$

Além das coordenadas geodésicas existem as geocêntricas com diferenças na altitude e latitude. Segundo NOURELDIN; KARAMAT; GEORGY (2012) o sistema de coordenadas geodésico é uma forma diferente de representar as componentes do sistema ECEF. A Figura 12 apresenta os sistemas de coordenadas geodésicas LLA e geocêntricas em relação ao ECEF onde  $\lambda$ ,  $\phi$  e  $h$  representam a longitude, latitude e altitude respectivamente no sistema geodésico e  $\lambda$ ,  $\phi'$  e  $r$  a longitude, latitude e raio nas coordenadas geocêntricas. Fica claro que as únicas diferenças entre os sistemas geodésicos e geocêntricos se dão na longitude e na distância do objeto até a Terra.

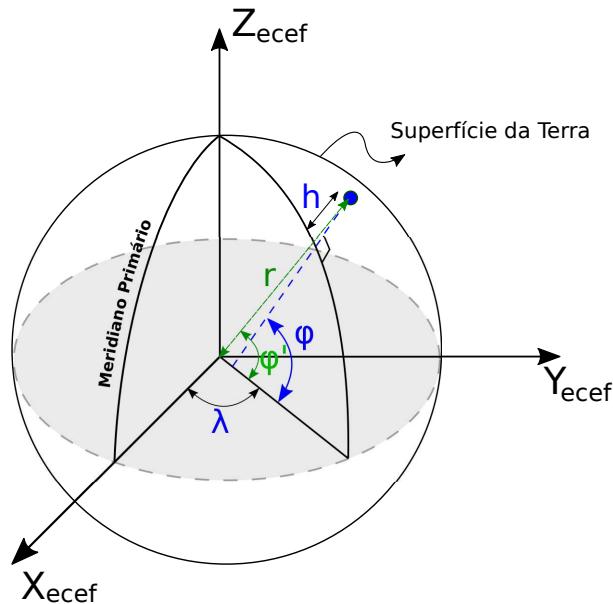


Figura 12 – Coordenadas LLA em relação ao ECEF.

Nesse trabalho os sistemas de coordenadas geodésicos e geocêntricos serão utilizados principalmente na obtenção do vetor campo magnético. Primeiramente obtém-se as coordenadas geodésicas a partir das coordenadas do ECEF. Segundo NOURELDIN; KARAMAT; GEORGY (2012) as equações 2.25, 2.25 e 2.27 convertem do ECEF para longitude, latitude e altitude geodésicas respectivamente.

$$\lambda = 2\tan^{-1} \left( \frac{y_{ecef}}{x_{ecef} + \sqrt{x_{ecef}^2 + y_{ecef}^2}} \right) \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \phi &= \tan^{-1} \left( \frac{z_{ecef} + e'^2 b_{wgs84} \sin^3(\eta)}{\sqrt{x_{ecef}^2 + y_{ecef}^2} + e_w^2 b_{wgs84} a_{wgs84} \cos^3(\eta)} \right), \text{ onde} \\ \eta &= \tan^{-1} \left( \frac{z_{ecef} a_{wgs84}}{\sqrt{x_{ecef}^2 + y_{ecef}^2} b_{wgs84}} \right) \\ e' &= \sqrt{\frac{a_{wgs84}^2 - b_{wgs84}^2}{b_{wgs84}^2}} \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$h = \frac{\sqrt{x_{ecef}^2 + y_{ecef}^2}}{\cos\phi} - \frac{a_{wgs84}^2}{\sqrt{a_{wgs84}^2 \cos^2\phi + b_{wgs84}^2 \sin^2\phi}} \quad (2.27)$$

Para a utilização do WMM2015 é necessário converter as coordenadas LLA para os coordenadas geocêntricas. Segundo CHULLIAT et al. (2015) as equações 2.28 e 2.29 utilizam dos parâmetros do modelo WGS84 para converter as coordenadas geodésicas  $\phi$  e  $h$  para o raio  $r$  e latitude geocêntrica  $\phi'$  respectivamente.

$$r = \sqrt{\left(\left(\frac{a_{wgs84}}{\sqrt{1 - e_{wgs84}\sin^2\phi}} + h\right)\cos\phi\right)^2 + z_{ecef}^2} \quad (2.28)$$

$$\phi' = \sin^{-1}\left(\frac{z_{ecef}}{r}\right) \quad (2.29)$$

#### 2.4.4 Sistema de Referência Orbital

O sistema de referência orbital possui origem centrada no corpo do satélite e pode ser utilizado como eixo de referência para manobras de controle (GANESH, 2007). A Figura 13 apresenta os eixos  $\hat{h}$ ,  $\hat{\theta}$  e  $\hat{r}$  do sistema de referência orbital. O eixo  $\hat{r}$  aponta na direção radial ao centro da Terra, o eixo  $\hat{h}$  é perpendicular ao plano orbital e com a mesma direção do momento angular da órbita e o eixo  $\hat{\theta}$  completa a tríade da mão direita. Um exemplo prático trata-se de um satélite com carga útil óptica onde o devido apontamento da câmera em direção a Terra deve ser feito, podendo por exemplo, utilizar o eixo  $r$  do sistema de referência orbital em uma malha de controle de atitude para tal.

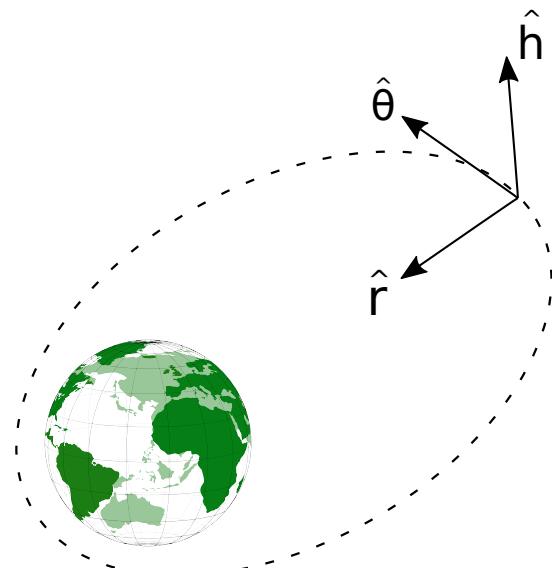


Figura 13 – Sistema de Referência Orbital.

## 2.5 Dinâmica Orbital

Um satélite orbitando o planeta Terra está sujeito a uma aceleração  $\ddot{\mathbf{r}}$  devido a lei de atração gravitacional entre dois corpos. A equação diferencial de segunda ordem, Eq. 2.30, apresenta o movimento relativo da massa do satélite com respeito a influência da massa terrestre (CURTIS, 2013) e é mais conhecida como equação do movimento relativo entre dois corpos.

$$\ddot{\mathbf{r}} + \frac{\mu_{\oplus}}{r^3} \mathbf{r} = \mathbf{a}_p \quad (2.30)$$

Onde  $\mu_{\oplus} = GM_{\oplus}$  sendo  $M_{\oplus}$  a massa da Terra e  $G$  a constante gravitacional universal. O vetor  $\mathbf{r}$  é o vetor posição entre o satélite e o centro da Terra em um referencial inercial e o vetor  $\mathbf{a}_p$  é a contribuição total das perturbações espaciais. A massa do satélite não aparece nas equações por ser muito pequena em comparação com a massa da Terra.

Desconsiderando os efeitos das perturbações, define-se o vetor momento angular específico  $\mathbf{h}$  relativo entre a massa do satélite e a massa da Terra, ele é definido pelo produto vetorial entre o vetor posição  $\mathbf{r}$  e o vetor velocidade  $\dot{\mathbf{r}}$  como mostrado na Eq. 2.31.

$$\mathbf{h} = \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}} \quad (2.31)$$

Calculando a derivada de  $\mathbf{h}$  em relação ao tempo e substituindo  $\ddot{\mathbf{r}}$  da Eq. 2.30 no resultado tem-se:

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}) = \dot{\mathbf{r}} \times \dot{\mathbf{r}} + \mathbf{r} \times \left(-\frac{\mu_{\oplus}}{r^3} \mathbf{r}\right) \quad (2.32)$$

O produto vetorial de dois vetores paralelos é igual a zero, portanto  $\dot{\mathbf{r}} \times \dot{\mathbf{r}} = 0$  e  $\mathbf{r} \times \mathbf{r} = 0$ , resultando na Eq. 2.33.

$$\frac{d\mathbf{h}}{dt} = 0 \quad (2.33)$$

Dessa forma, conclui-se que o vetor momento angular específico  $\mathbf{h}$  é constante e que o movimento orbital de um satélite no espaço está confinado em um plano perpendicular a  $\mathbf{h}$ .

### 2.5.1 Órbitas elípticas

Segundo a primeira lei de Kepler, os planetas descrevem órbitas elípticas em torno do Sol, bem como os satélites descrevem órbitas elípticas em torno da Terra. Olhando

para a geometria de uma órbita elíptica, é possível determinar parâmetros orbitais de um satélite. A Figura 14 apresenta uma órbita elíptica.

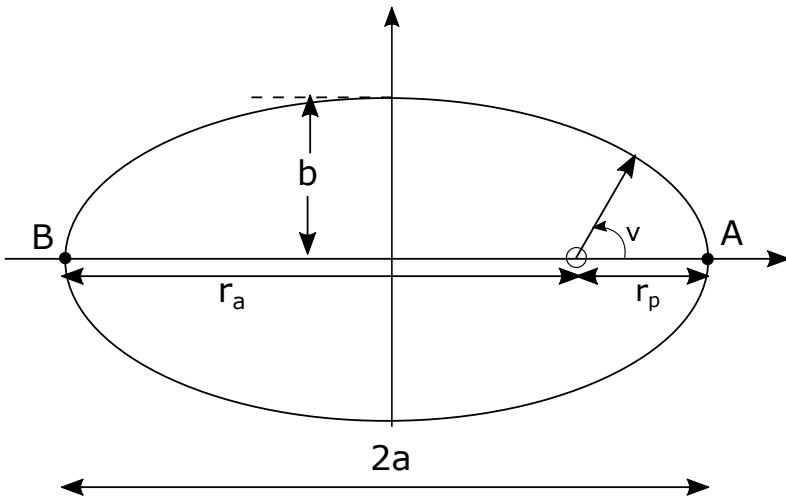


Figura 14 – Geometria de uma órbita elíptica.

Onde os pontos  $A$  e  $B$  são conhecidos como *periapsis* e o *apoapsis*, os pontos mais próximos e mais distantes de uma órbita em relação ao centro de algum corpo celeste respectivamente. Em uma órbita em torno da Terra, a maior distância entre um ponto na órbita e o centro da Terra é conhecida como apogeu  $r_a$  e a menor distância é conhecida como perigeu  $r_p$ . O semi-eixo maior  $a$  da elipse é dado pela Eq. 2.34 (CURTIS, 2013) e pode ser facilmente deduzido geometricamente utilizando a Fig. 14.

$$a = \frac{r_a + r_p}{2} \quad (2.34)$$

A excentricidade  $e$  define o quanto “achatada” é a elipse nos polos e está diretamente relacionada com as distâncias do perigeu e do apogeu, como mostra a Eq. 2.35 (CURTIS, 2013). Uma órbita circular pode ser descrita como uma órbita elíptica com excentricidade igual a 0 ( $r_a = r_p$ ).

$$e = \frac{r_a - r_p}{r_a + r_p} \quad (2.35)$$

A forma polar da equação que descreve a posição de um satélite em uma órbita elíptica em torno da Terra é dada pela Eq. 2.36 (CURTIS, 2013). Em que  $\nu$  é a anomalia verdadeira e  $h$  o módulo do momento angular específico. Note que para  $\nu = 0$  tem-se a posição do satélite no perigeu e para  $\nu = \pi$  a posição do satélite no apogeu.

$$r = \frac{(h^2/\mu_{\oplus})}{1 + e \cos \nu} = \frac{a(1 + e)^2}{1 + e \cos \nu} \quad (2.36)$$

O período orbital é o tempo em que um corpo em órbita leva para voltar ao mesmo ponto após uma revolução. O período  $P$  relaciona o semi-eixo maior  $a$  e a constante gravitacional do corpo central  $\mu$  e é dado pela Eq. 2.37.

$$P = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{\mu}} \quad (2.37)$$

O módulo da velocidade orbital para uma órbita elíptica é dado pela Eq. 2.38 que possibilita calcular a velocidade máxima e mínima de uma órbita elíptica através de dada distância  $r$ . O quadrado da Eq. 2.38 é comumente conhecida na literatura como *Vis-Viva equation* (VALLADO, 2001).

$$V = \sqrt{\mu \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)} \quad (2.38)$$

### 2.5.2 Elementos Orbitais

Uma órbita pode ser parametrizada utilizando seis parâmetros clássicos, conhecidos como os seis elementos de Kepler (CHOBOTOV, 2002). Para determinar três dos seis parâmetros é necessário definir os nós da órbita, que são os pontos onde o satélite intersecta o plano XY do sistema ECI. O semi-eixo maior  $a$  da órbita e a excentricidade  $e$ , caracterizam a forma geométrica da órbita. O argumento do perigeu  $\omega$  é o ângulo formado entre a linha dos nós e a linha que liga o centro na Terra com o perigeu da órbita. A ascensão reta do nó ascendente  $\Omega$  é o angulo entre a linha dos nós e o eixo X do sistema de referência ECI (consultar a seção 2.4.1). O ângulo  $i$  é a inclinação da órbita com respeito ao plano equatorial. A posição orbital em função do tempo é dada pela anomalia verdadeira  $\nu$ .

Os seis parâmetros são sumarizados na tabela 4. A Figura 15 apresenta a linha dos nodos,  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $i$  e  $\nu$  com respeito aos sistemas de referência ECI.

Tabela 4 – Os seis parâmetros de Kepler

$a$	Semi-eixo maior
$e$	Excentricidade
$i$	Inclinação
$\omega$	Argumento do perigeu
$\Omega$	Ascensão dos nodos ascendentes
$\nu$	Anomalia verdadeira

O parâmetro temporal dos elementos de Kepler pode ser representado pela anomalia média  $M$  (ver seção 2.5.3) ou pelo movimento médio  $n$  que está relacionado com o

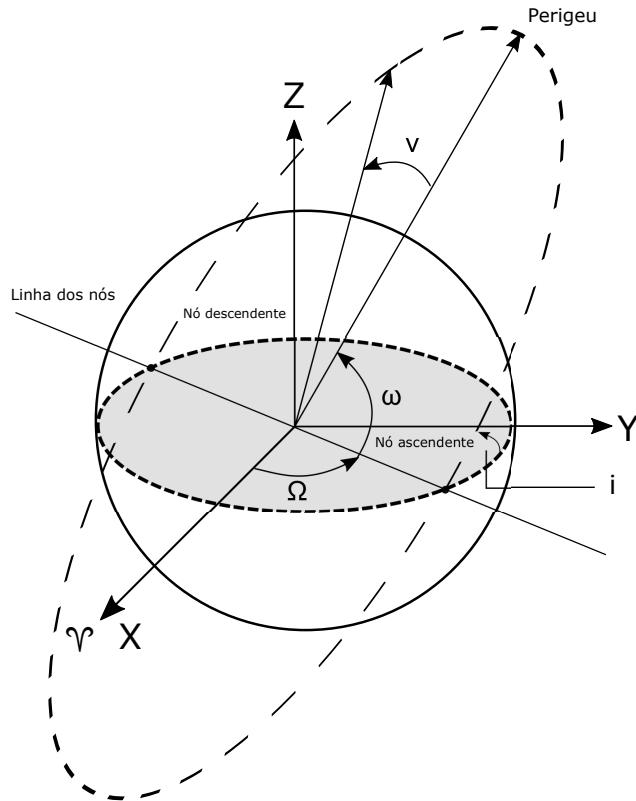


Figura 15 – Elementos de Kepler em relação aos eixos do sistema ECI.

período orbital da Eq. 2.37 como demonstra a Eq. 2.39 (CHOBOTOV, 2002).

$$n = \frac{2\pi}{P} \quad (2.39)$$

Os seis parâmetros de Kepler mostram-se úteis na representação da posição de um corpo em determinada órbita no espaço. Os satélites possuem um conjunto de dados de identificação chamado de Elementos em Duas Linhas (TLE), contendo informações sobre a origem do satélite, data de aquisição da TLE e os seis elementos de Kepler. A Figura 16 apresenta a TLE do nanossatélite SERPENS, extraída de SERPENS... ([S.d.]). O terceiro, quarto, quinto, sexto e o sétimo elemento da segunda linha são a inclinação  $i$ , ascensão reta dos nodos ascendentes  $\Omega$ , excentricidade  $e$ , argumento do perigeu  $\omega$  e anomalia média respectivamente.

```
1 40897U 98067GX 15265.55398127 .00040420 00000-0 59124-3 0 9991
2 40897 51.6466 317.9116 0008510 326.4776 33.5667 15.55159848679
```

Figura 16 – TLE do nanossatélite SERPENS.

### 2.5.3 Equação de Kepler

Uma das informações contidas na TLE é anomalia média da posição do satélite no instante no qual o arquivo foi gerado. Com esse parâmetro inicial propaga-se os valores subsequentes de anomalia verdadeira  $\nu$  do satélite dada as condições iniciais da anomalia média  $M_0$  e do movimento médio  $n$  fornecidos pela TLE. Para isso, é preciso relacionar o valor inicial  $\nu_0$  com um dado instante de tempo  $t_0$ . Primeiramente cria-se a relação entre  $\nu$  e a anomalia excêntrica  $E$  como ilustrado na Fig. 17.

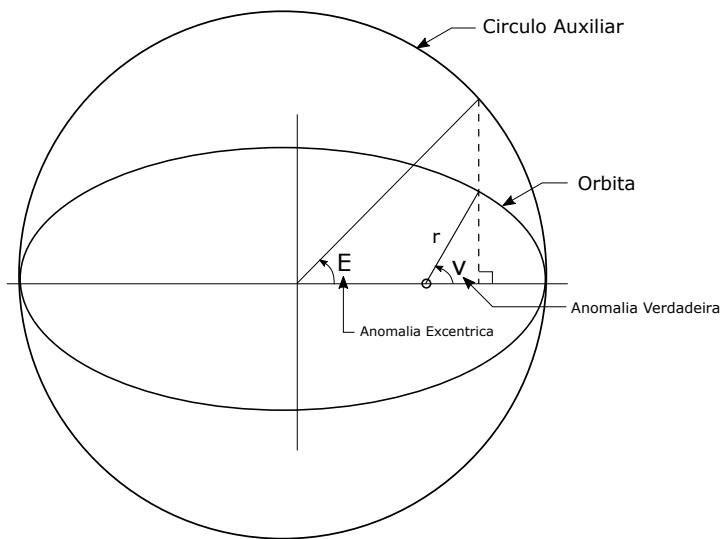


Figura 17 – Relação entre anomalia excêntrica  $E$  e anomalia verdadeira  $\nu$ .

As relações entre  $E$  e  $\nu$  são apresentadas nas equações em 2.40.

$$\begin{aligned} \sin E &= \frac{\sqrt{1 - e^2} \sin \nu}{1 + e \cos \nu} \\ \cos E &= \frac{e + \cos \nu}{1 + e \cos \nu} \\ E &= \tan^{-1} \left( \frac{\sin E}{\cos E} \right) \end{aligned} \quad (2.40)$$

Segundo (CHOBOTOV, 2002), a equação de Kepler que relaciona a anomalia excêntrica  $E$  e a anomalia média  $M$  é dada pela Eq. 2.41.

$$M = E - e \sin E \quad (2.41)$$

Onde  $M$  está relacionado com o movimento médio  $n$  e ao último tempo de passagem no perigeu  $T$  que por hora não exige uma definição completa em termos matemáticos pois o objetivo das próximas manipulações é remover a necessidade do cálculo direto de

*T.* Considerando para o instante inicial os valores obtidos em uma TLE, a anomalia média  $M_0$  em um instante de referência inicial  $t_0$  é dada por:

$$M_0 = n(t_0 - T) \quad (2.42)$$

Para o instante de referência  $t_0$  utiliza-se como base a Data Juliana (*JD*) apresentada em 2.3.1. Para aplicações e cálculos espaciais a Data Juliana apresenta pequenos problemas no que tange a perda de precisão computacional devido a representação horária em casas decimais (WERTZ, 2012). Esse problema pode ser resolvido internamente nas rotinas computacionais adotando Datas Juliana Modificadas (MJD). Nesse trabalho utiliza-se o padrão adotado pelo Centro de Operações Espaciais Europeu onde  $MJD = JD - 2433281.5$  (WERTZ, 2012). Analogamente a Eq. 2.42,  $M$  é calculada em um instante  $t$  qualquer a partir do último tempo de passagem no perigeu  $T$ .

$$M = n(t - T) \quad (2.43)$$

Relacionando as equações 2.42 e 2.43 e eliminando  $T$  das equações, o cálculo da anomalia média  $M$  para qualquer instante de tempo  $t$  a partir das condições iniciais presentes no instante de referência  $t_0$  contidas na TLE é dado por:

$$M = n(t - t_0) + M_0 \quad (2.44)$$

Com o valor da anomalia média  $M$  calculado na Eq. 2.44, calcula-se através da Equação de Kepler (Eq. 2.41) o valor da anomalia excêntrica  $E$ . A Equação de Kepler é transcendental devido ao seu termo senoidal e portanto lança-se mão de métodos numéricos em sua resolução. Finalmente, a anomalia verdadeira  $\nu$  em um instante de tempo  $t$  qualquer é dada pela Eq. 2.45.

$$\begin{aligned} \sin(\nu) &= \frac{\sqrt{1 - e^2} \sin(E)}{1 - e \cos(E)} \\ \cos(\nu) &= \frac{\cos(E) - e}{1 - e \cos(E)} \\ \nu &= \tan^{-1} \left( \frac{\sin(\nu)}{\cos(\nu)} \right) \end{aligned} \quad (2.45)$$

## 2.5.4 Obtenção dos vetores de estado utilizando os elementos de Kepler

Uma vez obtidos os parâmetros orbitais contidos em uma TLE é possível convertê-los nas componentes dos vetores  $\mathbf{r}$  e  $\dot{\mathbf{r}}$  do sistema de referência ECI (??). Essa transformação se dá com base nas matrizes de rotação na sequência 313 mostrada na Eq. 2.46.

Esse tipo de conversão fornece as condições iniciais do vetores posição e velocidade para subsequentes propagações.

$$\begin{bmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\Omega) & -\sin(\Omega) & 0 \\ \sin(\Omega) & \cos(\Omega) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(i) & -\sin(i) \\ 0 & \sin(i) & \cos(i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(u) & -\sin(u) & 0 \\ \sin(u) & \cos(u) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

Primeiramente é feita uma rotação em torno do eixo Z utilizando o ângulo da ascensão reta do nó ascendente. Em seguida, é feita uma rotação em torno do eixo X utilizando o ângulo da inclinação. Por último se rotaciona novamente em torno do eixo Z por um ângulo u definido como:

$$u = \omega + \nu \quad (2.47)$$

Onde  $\omega$  é o argumento do perigeu e  $\nu$  a anomalia verdadeira. De maneira análoga, o vetor unitário da velocidade  $\hat{\mathbf{v}}$  é dado por:

$$\hat{\mathbf{v}} = \begin{bmatrix} \dot{\hat{x}} \\ \dot{\hat{y}} \\ \dot{\hat{z}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{x}\sin(\gamma) - \cos(\gamma)(\cos(\Omega)\sin(u) + \sin(\Omega)\cos(i)\cos(u)) \\ \hat{y}\sin(\gamma) - \cos(\gamma)(\sin(\Omega)\sin(u) - \cos(\Omega)\cos(i)\cos(u)) \\ \hat{z}\sin(\gamma) + \cos(\gamma)\cos(u)\sin(i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

Onde o parâmetro  $\gamma$  é definido conforme a Eq. 2.49.

$$\gamma = \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{\mu}{a(1-e^2)}} \frac{e}{V} \sin \nu \right) \quad (2.49)$$

Os vetores posição  $\mathbf{r}$  e velocidade  $\mathbf{v}$  convertidos a partir dos seis parâmetros orbitais são dados nas equações 2.50 e 2.51 respectivamente.

$$\mathbf{r} = r\hat{\mathbf{r}} \quad (2.50)$$

$$\mathbf{v} = V\hat{\mathbf{v}} \quad (2.51)$$

Essa transformação é particularmente útil em propagadores orbitais quando a integração das perturbações na Eq. 2.41 é necessária. O estudo das diferentes perturbações orbitais fogem do escopo desse trabalho, para maiores informações recomenda-se a leitura de (CURTIS, 2013).

A mesma sequência de rotação é utilizada para orientar o sistema de referência inercial em relação ao sistema de referência orbital. A Eq.2.46 pode ser representada como  $R_{313}(\Omega, i, u)$  e aplicada ao referencial orbital tem-se:

$$\begin{bmatrix} \hat{x} \\ \hat{y} \\ \hat{z} \end{bmatrix} = R_{313}(\Omega, i, u) \begin{bmatrix} \hat{r} \\ \hat{\theta} \\ \hat{h} \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

## 2.5.5 Perturbações orbitais

Os elementos orbitais apresentados na Tab. 4 estão susceptíveis a variações ao longo da órbita de um satélite devido as perturbações presentes no ambiente espacial. Contabilizar a influência perturbativa de diferentes fontes é de extrema importância quando o assunto é propagação orbital, uma vez que estimar futuras posições do satélite possui aplicação prática durante a execução da missão. As perturbações espaciais podem ser modeladas através do vetor de acelerações perturbativas  $\mathbf{a}_p$  apresentada na Eq. 2.30.

Satélites orbitando a Terra até uma altitude de 1000 km sofrem influência do arrasto atmosférico ocasionando diminuição do apogeu e perigeu ao longo do tempo (CURTIS, 2013). Esse tipo de perturbação é modelada considerando a velocidade relativa entre o satélite e a atmosfera, relação essa que leva em conta a velocidade de rotação terrestre, e além disso, a densidade do ar, o coeficiente de arrasto, a massa e a área do satélite são consideradas na equação. Nesse trabalho o foco se dá apenas às perturbações resultadas da deformação da superfície terrestre devido a distribuição heterogênea de massa, uma ótima referência para perturbação devido ao arrasto pode ser encontrada em (CURTIS, 2013).

O planeta Terra não é uma esfera perfeita e portanto apresenta irregularidades em sua superfície acarretando em um campo gravitacional não uniforme, principalmente devido ao achatamento presente nos polos terrestres. O potencial gravitacional que relaciona a influência da massa Terrestre até uma altitude  $r$  e leva em consideração os efeitos perturbativos devido as irregularidades da superfície é dada pela Eq. 2.53 (CURTIS, 2013).

$$V(r, \phi) = -\frac{\mu_\oplus}{r} + \Phi(r, \phi) \quad (2.53)$$

Onde  $\Phi$  é o termo das perturbações gravitacionais em função da altitude  $r$  e do angulo polar  $\phi$  entre o eixo Z do sistema ECI e o vetor radial  $\mathbf{r}$  que liga um ponto na órbita até o centro da Terra. Segundo (CURTIS, 2013) o termo das perturbações  $\Phi$  e

angulo polar  $\phi$  são definidos como mostrado na Eq. 2.54.

$$\Phi(r, \phi) = \frac{\mu_{\oplus}}{r} \sum_{k=2}^{\infty} J_k \left( \frac{R}{r} \right)^k P_k(\cos\phi)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{r_x^2 + r_y^2}}{r_z} \right) \quad (2.54)$$

Onde  $R$  é o raio da Terra no equador,  $r_x$ ,  $r_y$  e  $r_z$  são as componentes do vetor posição em coordenadas ECI,  $P_k \cos(\phi)$  é um polinômio de Legendre onde seu cálculo é dada pela fórmula de Rodrigues apresentada na Eq. 2.55 (CURTIS, 2013) e  $J_k$  são os termos dos harmônicos esféricos utilizados para modelar a distribuição heterogênea de massa. O termo harmônico esférico de maior contribuição é o  $J_2 = 0.00108263$  e é o responsável pelo achatamento nos polos. Em seguida tem-se o harmônico  $J_3 = -2.33936 \times 10^{-3} J_2$  e advém do formato de pera da Terra.

$$P_k(x) = \frac{1}{2^k k!} \frac{d}{dx} (x^2 - 1)^k \quad (2.55)$$

Por fim o vetor de perturbações  $\mathbf{a}_p$  devido aos harmônicos gravitacionais é dada pelo gradiente do termo  $\Phi$ . O sinal negativo é devido a natureza da atração gravitacional.

$$\mathbf{a}_p = -\nabla \Phi \quad (2.56)$$

Na mecânica orbital existem duas abordagens para a solução da Eq. 2.30 quando há presença de perturbações espaciais  $\mathbf{a}_p$  e são conhecidas como *Perturbações especiais* e *Perturbações gerais* (CHOBOTOV, 2002). Na primeira abordagem são feitas sucessivas integrações numéricas da Eq. 2.30, fazendo das perturbações especiais uma solução computacional rápida e direta uma vez definido a contribuição da perturbação na Eq. 2.30. Uma das formas de aplicar essa abordagem é através do método de Cowell, que consiste em reduzir a Eq. 2.30 de segunda ordem em duas equações vetoriais de primeira ordem (CHOBOTOV, 2002) como mostrado na Eq. 2.57, que por sua vez são integradas computacionalmente.

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v} \\ \dot{\mathbf{v}} = -\frac{\mu_{\oplus}}{r^3} \mathbf{r} + \mathbf{a}_p \end{cases} \quad (2.57)$$

## 2.6 Cinemática dos satélites

Nessa seção será inicialmente apresentado o sistema de referência centrado no corpo utilizado para determinação da atitude do satélite em relação a um sistema de referência inercial e duas formas da parametrização da atitude, sendo elas a representação

por ângulos de Euler e a representação por quatérnios. Por último, são apresentadas as equações dinâmicas do movimento de um corpo rígido e como as equações dinâmicas afetam as equações cinemáticas.

### 2.6.1 Sistema de Referência Centrado no Corpo

Os sistema de referência  $S_b$  centrado no centro de gravidade de um corpo rígido no espaço é definido de tal forma que seus eixos sejam ortogonais, unitários e que sigam a regra da mão direita. Os eixos do sistema de referência com essas características é descrito com os vetores  $\hat{\mathbf{u}}$ ,  $\hat{\mathbf{v}}$  e  $\hat{\mathbf{w}}$ , de tal forma que

$$\hat{\mathbf{u}} \times \hat{\mathbf{v}} = \hat{\mathbf{w}} \quad (2.58)$$

O problema básico ao se trabalhar com atitude de um corpo rígido é determinar a posição do sistema  $S_b$  em relação a um eixo de referência inercial  $S_i$ , como por exemplo a orientação de um satélite em relação ao sistema de referência inercial centrado na terra (ECI). O sistema  $S_b$  em relação ao sistema  $S_i$  é ilustrado na Fig. 18.

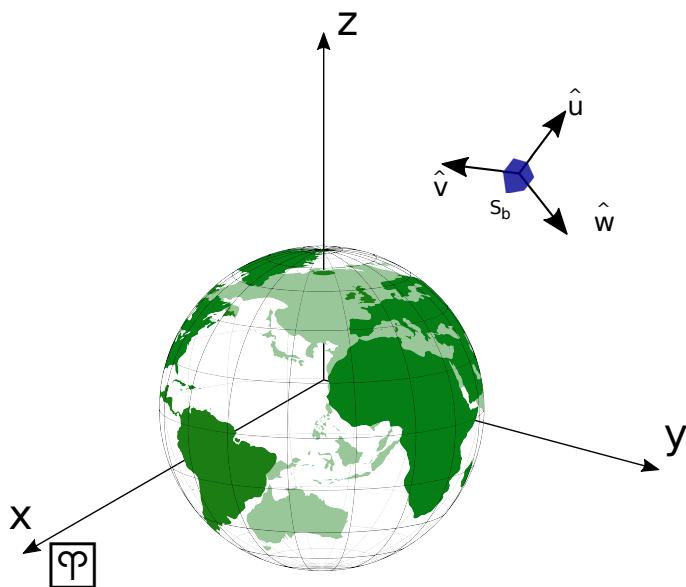


Figura 18 – Sistema de referência  $S_b$  em relação ao eixo de referência  $S_i$ .

### 2.6.2 Matriz de rotação

Para descrever a orientação do corpo rígido com vetores unitários  $\hat{\mathbf{u}}$ ,  $\hat{\mathbf{v}}$  e  $\hat{\mathbf{w}}$  do sistema  $S_b$  em relação ao sistema de referência inercial  $S_i$  lança-se mão da matriz de

atitude  $\mathbf{A}$  (WERTZ, 2012).

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} u_1 & u_2 & u_3 \\ v_1 & v_2 & v_3 \\ w_1 & w_2 & w_3 \end{bmatrix} \quad (2.59)$$

Cada um dos termos da matriz  $\mathbf{A}$  é um cosseno de um ângulo entre o respectivo vetor unitário do sistema  $S_b$  e o um eixo do sistema de referência  $S_i$  (WERTZ, 2012). Em que  $u_1$ ,  $u_2$  e  $u_3$  são os cossenos dos ângulos entre o vetor  $\hat{\mathbf{u}}$  e o eixo do sistema de referência inercial X, o mesmo vale para as componentes de  $\hat{\mathbf{v}}$  em relação a Y e as componentes de  $\hat{\mathbf{w}}$  em relação a Z. Portanto, a matriz  $\mathbf{A}$  também é conhecida como matriz dos cossenos diretores. Os termos da matriz  $\mathbf{A}$  não são todos independentes uma vez que os vetores  $\hat{\mathbf{u}}$ ,  $\hat{\mathbf{v}}$  e  $\hat{\mathbf{w}}$  são ortogonais entre si e unitários.

$$\begin{aligned} u &= u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 \\ \hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\mathbf{v}} &= u_1 v_1 + u_2 v_2 + u_3 v_3 \end{aligned} \quad (2.60)$$

Isso acarreta que a matriz  $\mathbf{A}$  deve ser ortogonal e real, segundo a álgebra linear uma matriz que satisfaz as condições especificadas dos vetores  $\hat{\mathbf{u}}$ ,  $\hat{\mathbf{v}}$  e  $\hat{\mathbf{w}}$  precisa satisfazer a condição de ortogonalidade (WERTZ, 2012).

$$\mathbf{A}\mathbf{A}^T = \mathbf{I} \quad (2.61)$$

### 2.6.3 Representação da atitude dos satélites

É possível parametrizar a atitude de um satélite no espaço com mais de uma forma. Será apresentado nesse trabalho a parametrização por ângulos de Euler, porém, outra forma muito utilizada por apresentar vantagens computacionais é a parametrização por quaternions. Uma explicação mais sucinta sobre quaternions pode ser encontrada em WERTZ (2012). A escolha por uma abordagem ou outra é dependente principalmente da aplicação, como por exemplo, os ângulos de Euler são utilizados para controle de atitude para pequenos ângulos e quaternions para a navegação inercial (WERTZ, 2012).

Das diferentes parametrizações de atitude a abordagem por ângulos de Euler é a que fornece o melhor entendimento físico do problema. Nessa parametrização são feitas 3 rotações, uma para cada eixo do corpo, em uma sequência específica. Essa rotação do sistema de referência centrado no corpo para uma atitude qualquer no espaço inercial pode ser feita através de 12 combinações possíveis das sequências de rotação dos ângulos de Euler, como por exemplo a sequência de rotação 3-1-3, onde primeiramente rotaciona-se o eixo  $\hat{\mathbf{w}}$  por ângulo  $\theta_3$ , seguido por uma rotação em torno do eixo  $\hat{\mathbf{u}}$  por um ângulo  $\theta_2$  e por último uma rotação em torno do eixo  $\hat{\mathbf{w}}$  por um ângulo  $\theta_1$ . No caso especial onde as

rotações entre os eixos não se repetem (como por exemplo 3-1-2, 2-1-3, etc) os ângulos de Euler são definidos como *rolamento*, *arfagem* e *guinada* e representam os ângulos entre um sistema centrado no corpo e um sistema inercial, como visto na Fig. 19.

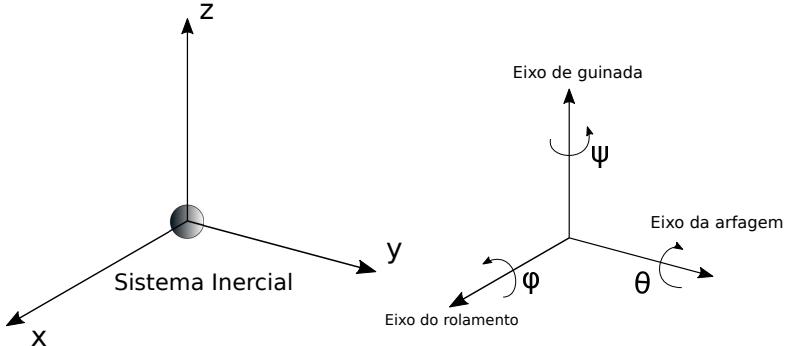


Figura 19 – Ângulos de Euler em relação a um sistema inercial.

Um exemplo de rotação é a dada pela sequência 3-2-1, em outras palavras, rotacionar-se em torno do eixo **Z** com um ângulo  $\psi$  em seguida faz-se uma rotação em torno do eixo **X'** com um ângulo  $\phi$  e, por último uma rotação ao redor do eixo **Y''** com uma ângulo  $\theta$ , fornecendo a matriz de rotação **A**.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{321}(\psi, \theta, \phi) &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\phi & \sin\phi \\ 0 & -\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\psi & \sin\psi & 0 \\ -\sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos\theta\cos\psi & \cos\theta\sin\psi & -\sin\theta \\ \sin\phi\sin\theta\cos\psi - \cos\phi\sin\psi & \sin\phi\sin\theta\sin\psi + \cos\phi\cos\psi & \sin\phi\cos\theta \\ \cos\phi\sin\theta\cos\psi + \sin\phi\sin\psi & \cos\phi\sin\theta\sin\psi - \sin\phi\cos\psi & \cos\phi\cos\theta \end{bmatrix} \quad (2.62) \end{aligned}$$

Em posse da matriz de rotação **A** é possível facilmente calcular os ângulos de Euler relacionados a matriz com uma comparação direta com a matriz da sequência de rotação escolhida e **A**.

$$\begin{aligned} \theta &= \sin^{-1}(A_{13}) \\ \phi &= -\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{A_{23}}{A_{33}}\right) \\ \psi &= -\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{A_{12}}{A_{11}}\right) \quad (2.63) \end{aligned}$$

O inconveniente da representação por ângulos de Euler fica claro ao realizar uma análise sucinta das equações 2.63. Existem diferentes ângulos para  $\theta$  em que a função  $\sin^{-1}$  possui valores iguais. Para contornar essa singularidade assuma-se que  $\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ .

## 2.7 Algoritmos de controle magnético

Sistemas de controle magnético fazem uso de atuadores magnéticos que produzem torques através da interação do dipolo magnético gerado pelas bobinas do atuador e o campo magnético local, no caso de satélites, o campo geomagnético ([WERTZ, 2012](#)). A relação entre torque gerado, dipolo magnético do atuador e o campo geomagnético foi apresentada na Eq. 2.1. Esse tipo de atuação é utilizada em órbitas baixas e seu uso abrange tanto aplicações de de-saturação das rodas de reação como manobras de apontamento, podendo ser utilizada como técnica de atuação principal no controle de altitude de satélites([LOVERA, 2015](#)).

Uma aplicação bem recorrente é o amortecimento das velocidades angulares do satélite sob condições de elevada taxa de rotação em seus eixos. Essa etapa é de suma importância para o início da missão de controle, sendo escalada como a primeira tarefa de controle após a separação do satélite do lançador, uma vez que o mesmo experimenta uma rotação descontrolada que impossibilita que quaisquer ações de controle de apontamento sejam realizadas ([PIGNÈDE, 2014](#)). Esse processo de amortecimento é conhecido como *detumbling*.

Objetivando o *detumbling*, diferentes leis de controle podem ser aplicadas partindo do princípio de funcionamento dos atuadores magnéticos, citando como exemplo o uso de um PID apresentado em [OLIVEIRA; NEHME; CAPPELLETTI \(2014\)](#). A lei de controle mais recorrente para essa aplicação é conhecida como B-Dot<sup>1</sup> e seu funcionamento baseia-se na obtenção da taxa de variação do vetor campo magnético sentido pelo magnetômetro embarcado no satélite. O vetor momento de dipolo magnético  $\mathbf{M}$  para o controlador B-Dot é definindo na Eq. 2.64.

$$\mathbf{M} = -K\dot{\mathbf{B}} \quad (2.64)$$

Onde  $K$  é o vetor de ganho proporcional e  $\dot{\mathbf{B}}$  é a derivada do vetor do campo geomagnético. O B-Dot relaciona a derivada do campo magnético com a velocidade de rotação do satélite. Essa relação é decorrente do fato que o campo magnético sentido pelo sensor embarcado é dependente da direção dos eixos do sensor. Uma vez que as mudanças de magnitude do campo geomagnético são sutis em um curto período de tempo, a maior contribuição para a derivada de  $\mathbf{B}$  é oriunda da velocidade angular do satélite, já que o sensor embarcado rotaciona com a mesma velocidade. O sinal negativo no ganho  $K$  é responsável por garantir que a direção de  $\mathbf{M}$  sejaposta à direção de rotação do sensor.

---

<sup>1</sup> O nome B-Dot refere-se à notação utilizada por Isaac Newton para representar taxas de variação no tempo, que nesse caso, envolve a obtenção da taxa de variação do vetor de campo magnético ( $\dot{\mathbf{B}}$ ).

## 2.8 Discretização de sistemas contínuos

Para implementar um controlador contínuo em um microcontrolador ou em um computador é necessário discretizar a lei de controle que se encontra no domínio da frequência afim de se obter a equação das diferenças do controlador. O parâmetro fundamental do processo de discretização é o período de amostragem do sinal e quando mal definido pode transformar o sistema que antes era estável no domínio da frequência em um sistema instável. Existe mais de uma forma de se obter o período de amostragem ideal e uma delas relaciona o tempo de subida em malha fechada do sistema contínuo. Segundo (LEVINE, 2010) uma regra geral para a escolha do período de amostragem  $T$  em termos do tempo de subida  $T_r$  para um sistema de primeira ordem é dada pela relação apresentada em 2.65.

$$0.095T_r < T < 0.57T_r \quad (2.65)$$

Essa regra geral possui seu fundamento no teorema de amostragem de Nyquist e portanto um período de amostragem maior que a metade do tempo de subida pode acarretar na perda de informação no sistema. Por via de regra quanto menor o período de amostragem melhor, tendo como fator limitante o hardware a ser utilizado ou outros parâmetros temporais como é o caso da simulação orbital apresentada nesse trabalho.

Com o período de amostragem obtido dá-se o próximo passo na obtenção do controlador discreto. Falar da análise de um sinal discreto é o mesmo que falar do estudo do sinal no domínio Z. A transformada Z é o equivalente da Transformada de Laplace quando o assunto é um sinal discreto. A definição da transformada Z unilateral é dada pela Eq. 2.66 (OPPENHEIM, 2010).

$$X(z) = \sum_{n=0}^{+\infty} x(nT)z^{-n} \quad (2.66)$$

Assim como a transformada de Laplace apresenta um arsenal interessante para atacar problemas no domínio do tempo como transformar integrações e derivações em simples operações algébricas, a transformada Z também fornece vantagens similares e o estudo do sistema contínuo em malha fechada deve ser conduzido no domínio discreto.

Há mais de uma forma de se obter a transformada Z de um sinal no domínio da frequência, podendo citar o método de Tustin também conhecido como transformada bilinear, *Euler Backward*, *Euler Forward* e o método que utiliza um sinal amostrado através do *Zero-Order Hold* (ZOH). Dentre esses métodos utilizados em controle digital destaca-se o que utiliza do *Zero-Order Hold* pela sua característica de melhor preservar as informações do sinal original para diferentes valores de período de amostragem e portanto será o método utilizado para discretizar o controlador da gaiola de Helmholtz do LAICA.

Vale ressaltar que o ZOH não transforma diretamente a função de transferência em  $s$  para  $Z$  mas sim amostra um sinal contínuo  $x(t)$  em uma outro sinal contínuo  $h(t)$  que pode ser considerado de certa forma um sinal discreto.

Para se obter o sinal  $h(t)$  primeiramente amostra-se o sinal contínuo  $x(t)$  por um trem de impulso  $x^*(t)$  conforme mostrado na Eq. 2.67 (OGATA, 1995).

$$x^*(t) = \sum_{n=0}^{+\infty} x(nT)\delta(t - nT) \quad (2.67)$$

O princípio de amostragem utilizando ZOH se dá pela retenção do valor do sinal amostrado pelo trem de impulso no instante  $nT$  pelo período de amostragem  $T$  como mostrado na Eq. 2.68 considerando que  $x(t)$  é zero para  $t < 0$ . A Figura 20 exemplifica o processo de obtenção de  $h(t)$ .

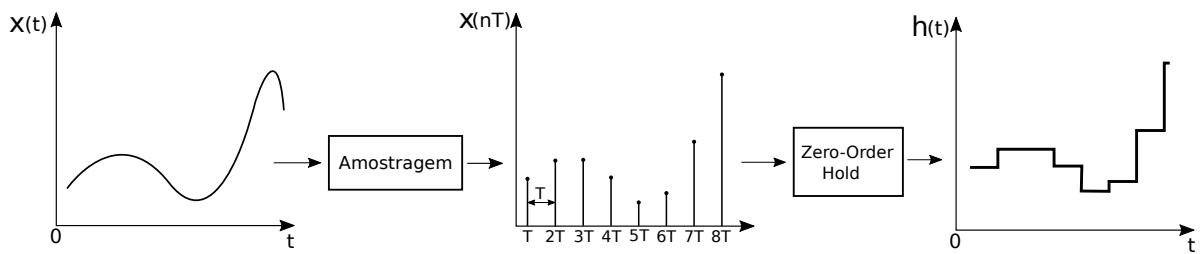


Figura 20 – Obtenção da função  $h(t)$ .

$$h(t) = \sum_{n=0}^{+\infty} x(nT)[\delta(t - nT) - \delta(t - (n + 1)T)] \quad (2.68)$$

A transformada de Laplace da equação 2.68 é dada em 2.69 (OGATA; SEVERO, 2010).

$$H(s) = \frac{1 - e^{-sT}}{s} \sum_{n=0}^{+\infty} x(nT)e^{-nTs} \quad (2.69)$$

Reescrevendo a Eq. 2.69 em termos de  $H_o(s)$  e  $X^*(s)$  onde  $H_o(s) = \frac{1-e^{-Ts}}{s}$  é a função de transferência do ZOH e  $X^*(s)$  é a transformada de Laplace de  $x^*(t)$  obtém-se a Eq. 2.70.

$$H(s) = H_o(s)X^*(s) \quad (2.70)$$

Por fim, manipulando as equações 2.69 e 2.70 e definindo a variável complexa  $z$  em relação a  $s$  como  $z = e^{sT}$  tem-se a Eq. 2.71 (OGATA, 1995).

$$\begin{aligned} H(s) &= (1 - e^{-sT}) \frac{X^*(s)}{s} \\ H(z) &= (1 - z^{-1}) Z \left[ \frac{X^*(s)}{s} \right] \end{aligned} \quad (2.71)$$

Após a obtenção do sinal em termos de  $Z$  faz-se a transformada  $Z$  inversa para se obter a equação das diferenças ser implementada no microcontrolador ou computador. É importante salientar que a equação resultante deve ser causal para depender apenas de entradas passadas e atuais e nunca de entradas futuras.

# 3 Simulação do ambiente espacial

A plataforma para simulação de ambiente espacial do LAICA tem por principal objetivo oferecer um ambiente para simulações onde não haja presença de torques gravitacionais e que seja capaz de gerar campo magnético Terrestre controlável afim de possibilitar estudos de determinação e controle de atitude de nanosatélites utilizando diferentes tipos de atuadores como rodas de reação e atuadores magnéticos. Nesse capítulo será abordado a integração de propagadores orbitais responsáveis por propagar os valores das componentes de campo magnético utilizadas como variáveis de referência em uma malha de controle. Os tipos de propagadores orbitais e suas contribuições perturbativas são tratados no início do capítulo seguidos pelos os assuntos que concernem a simulação e controle do campo magnético.

## 3.1 Propagação orbital

Nessa seção três propagadores orbitais são apresentados e o resultado da propagação orbital entre eles são comparadas. Propagadores orbitais são algoritmos que, dadas condições iniciais, são capazes de propagar os subsequentes vetores posição e velocidade do satélite em órbita uma vez que a dinâmica do satélite tenha sido modelada. As condições iniciais utilizadas podem ser obtidas através de uma TLE onde parâmetros temporais como época de referência, movimento médio e anomalia média são utilizados para estimar o ponto inicial do satélite na órbita. No caso de um propagador ideal onde as perturbações não são consideradas, os parâmetros orbitais que descrevem a órbita não variam com o tempo (CHOBOTOV, 2002) e dependendo da natureza da simulação esse tipo de propagação pode ser utilizada sem grandes problemas. Esses algoritmos podem integrar modelos perturbativos para uma obtenção mais precisa da propagação dos momentos subsequentes onde haverá uma variação dos parâmetros orbitais (CHOBOTOV, 2002). A Figura 21 apresenta o fluxograma de propagação orbital empregado no LAICA.

Considerar as perturbações é de particular importância no rastreio do satélite, como por exemplo, para fins de apontamento de antenas terrestres, pois, dependendo da órbita em que o satélite está inserido, efeitos gravitacionais advindos da deformação terrestre e do arrasto devido a proximidade da atmosfera podem ser cruciais na predição das futuras posições do satélite.

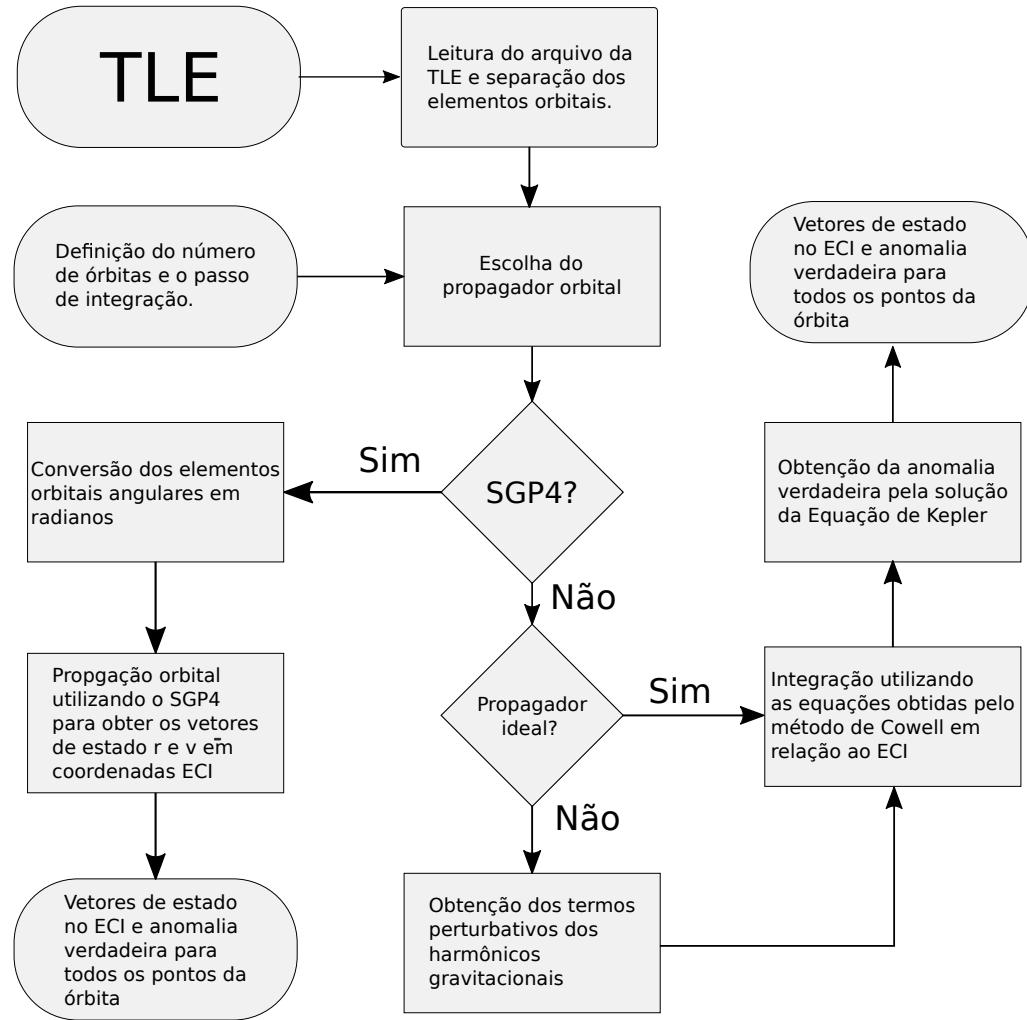


Figura 21 – Fluxograma evidenciando os passos importantes para a propagação orbital utilizando três tipos de propagadores.

### 3.1.1 Propagação com o modelo ideal

O propagador ideal realiza integrações numéricas da equação do movimento relativo entre dois corpos (Eq. 2.30) utilizando o princípio do método de Cowell de separar a equação diferencial de segunda ordem em duas equações diferenciais de primeira ordem facilmente integráveis conforme definidas na Eq. 3.1, para tanto, considera-se que o vetor de estados do satélite será influenciado apenas pela massa da Terra, isso é, sem considerar o vetor de perturbações  $\mathbf{a}_p$ , tornando-o igual a zero no lado direito da equação.

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v} \\ \dot{\mathbf{v}} = -\frac{\mu_{\oplus}}{r^3} \mathbf{r} \end{cases} \quad (3.1)$$

A integração requer que os vetores de estado iniciais  $\mathbf{r}_0$  e  $\mathbf{v}_0$  sejam fornecidos e os mesmos são calculados através dos seis parâmetros de Kepler obtidos através da TLE como apresentado na seção 2.5.4.

### 3.1.2 Propagação com harmônicos esféricos

Os harmônicos esféricos resultam em perturbações devido à geometria irregular da Terra. A propagação orbital utilizando os harmônicos esféricos  $J_2$  e  $J_3$  é realizada através da integração da Eq. 2.30 considerando o vetor de perturbações  $\mathbf{a}_p$  dada pela Eq. 3.2. A integração numérica é feita pelo método de Cowell onde a derivada de segunda ordem da Eq. 2.30 é reduzida em duas equações diferenciais de primeira ordem como mostrado na Eq. 3.3.

$$\mathbf{a}_p = -\nabla \left\{ \frac{\mu}{2r} \left( \frac{R}{r} \right)^2 \left[ J_2(3\cos^2\phi - 1) + J_3 \frac{R}{r} (5\cos^3\phi - 3\cos\phi) \right] \right\} \quad (3.2)$$

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v} \\ \dot{\mathbf{v}} = -\frac{\mu}{r^3} \mathbf{r} - \nabla \left\{ \frac{\mu}{2r} \left( \frac{R}{r} \right)^2 \left[ J_2(3\cos^2\phi - 1) + J_3 \frac{R}{r} (5\cos^3\phi - 3\cos\phi) \right] \right\} \end{cases} \quad (3.3)$$

Onde o termo  $J_2 = 0.00108263$  e  $J_3 = -2.33936 \times 10^{-3}J_2$  são os harmônicos esféricos e modelam o achataamento da Terra nos polos e o seu formato de pera respetivamente conforme mostrado na seção 2.5.5.  $R$  é o raio equatorial terrestre,  $r$  o módulo do vetor posição  $\mathbf{r}$  do satélite e  $\phi$  é calculado conforme a Eq. 2.54. Do mesmo modo que a propagação ideal, são necessárias as condições iniciais de posição e velocidade e são obtidas convertendo os parâmetros orbitais extraídos da TLE e utilizando a metodologia apresentada na seção 2.5.4.

### 3.1.3 Propagação com SGP4

O modelo SGP4 (Perturbações Gerais Simplificadas 4) foi desenvolvido por Ken Cranford na década de 70 e é utilizado para modelar e propagar órbitas de satélites em órbita baixa (HOOTS; ROEHRICH; KELSO, 1980). Os tipos de perturbações compreendidas pelo SGP4 são: perturbações gravitacionais, radioativas, perturbações devido a geometria terrestre e devido ao arrasto atmosférico (HOOTS; ROEHRICH; KELSO, 1980). O algoritmo empregado nesse trabalho para o propagador SGP4 pode ser encontrado em VALLADO; CRAWFORD (2008). Como sugere o fluxograma apresentado na Fig. 21 o algoritmo de propagação SGP4 já soluciona a equação de Kepler a cada iteração afim de se obter a anomalia verdadeira, diferentemente dos propagadores ideal e dos harmônicos esféricos onde essa etapa é realizada após a obtenção dos vetores de estado.

O principal objetivo da propagação orbital é a obtenção do vetor posição em coordenadas ECI. A Figura 22 apresenta as três componentes do vetor posição em relação ao sistema ECI como resultado da propagação de uma órbita utilizando os três propagadores e a TLE do CubeSat SERPENS apresentada na Tab. 16.

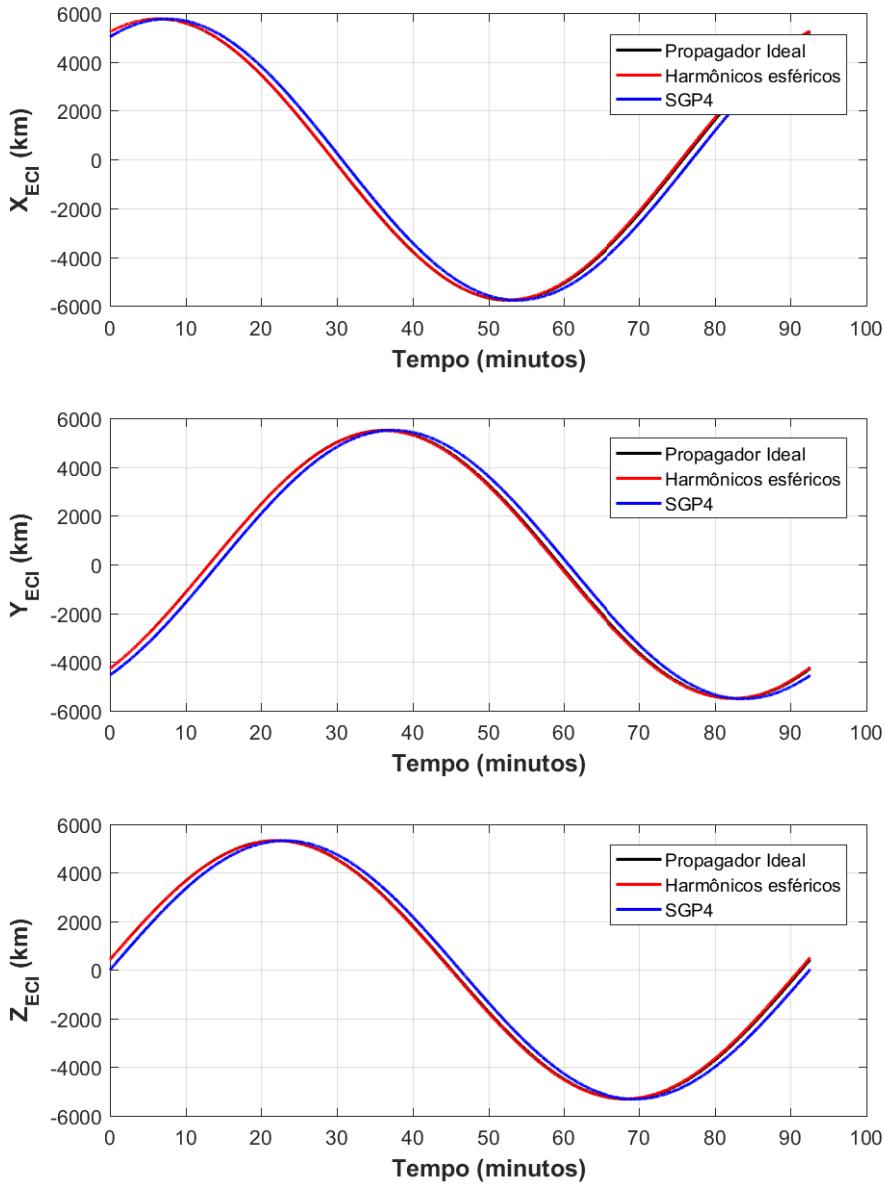


Figura 22 – Coordenadas no sistema ECI propagadas utilizando os três propagadores orbitais apresentados.

Como mostrado na Fig. 22, as diferenças nas órbitas propagadas entre os três propagadores aqui apresentados são pequenas, principalmente entre o propagador ideal e o propagador que integra os harmônicos gravitacionais. Maiores diferenças serão percebidas apenas quando o número de órbitas propagadas é maior. No apêndice D encontram-se gráficos apresentando a variação de parâmetros orbitais pra cada propagador e simulações em mais de uma órbita.

### 3.1.4 Campo magnético propagado

As equações que modelam o movimento do satélite na órbita são resolvidas em relação a um sistema de referência inercial, como por exemplo o sistema de referência inercial centrado na Terra (ECI) apresentado na seção 2.4.1. Com os vetores posição e velocidade em mãos abre-se uma gama de possibilidades de análises e aplicações dos mesmos onde a transformação entre sistemas de referência se torna algo trivial uma vez que as devidas matrizes de rotação entre eles tenham sido definidas. Um dos objetivos desse trabalho é a partir desses vetores obter os valores das componentes do vetor de campo magnético  $\mathbf{B}$  para todos os pontos da órbita, onde serão utilizados como referência para a geração de campo magnético controlado no laboratório conforme será explicado na seção 3.2.

O principal propagador orbital utilizado no LAICA é o SGP4 e portanto os testes de propagação de campo magnético são feitos utilizando os dados gerados por esse propagador. Outros propagadores orbitais como o ideal e o propagador baseado nos harmônicos esféricos são facilmente integrados no sistema de propagação magnética bastando fornecer apenas as componentes do vetor posição  $\mathbf{r}$  no sistema ECI. Tratando-se da simulação de poucas órbitas a escolha por um ou outro não apresenta grandes vantagens e desvantagens. O fluxograma mostrado na Fig. 23 apresenta como são obtidos os vetores de campo magnético  $\mathbf{B}$ .

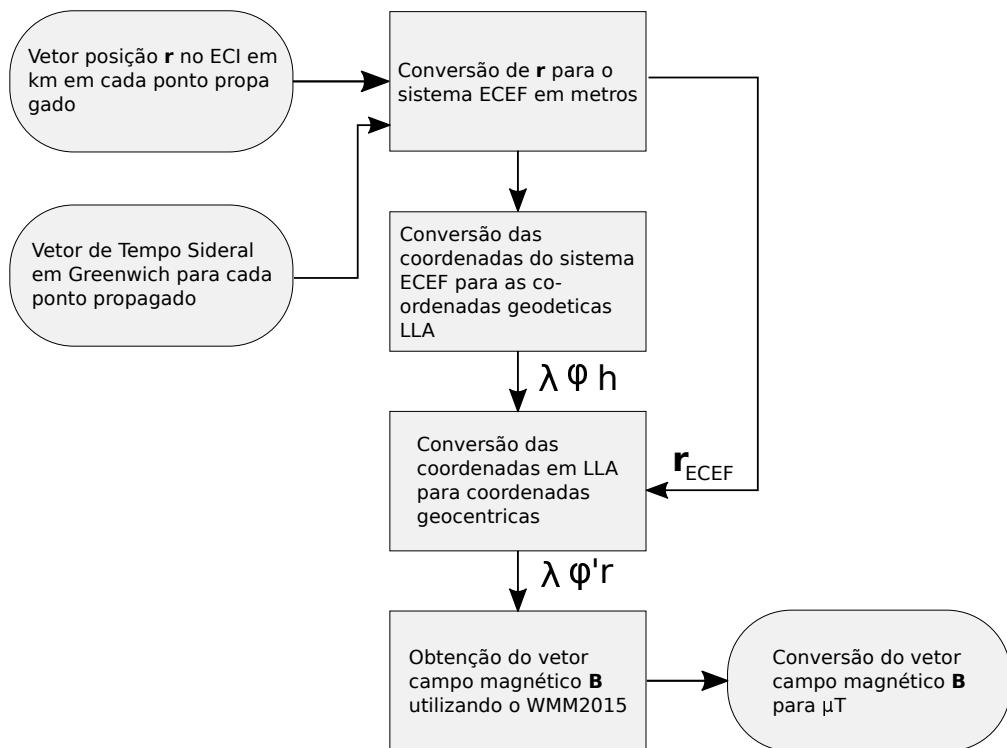


Figura 23 – Fluxograma da propagação do campo magnético dado vetor posição de entrada no sistema ECI.

Em termos práticos, a propagação magnética é realizada com a função *wrldmagm* do Matlab, que implementa internamente o modelo WMM2015 e lida com as conversões necessárias entre os sistemas LLA e geocêntrico, uma vez que como entrada da função apenas as coordenadas geodéticas de latitude, longitude e altitude são utilizadas. As componentes do vetor campo magnético  $\mathbf{B}$  são apresentadas na Fig. 24 como resultado da propagação de duas órbitas de campo magnético utilizando o SGP4 e a TLE do SERPENS.

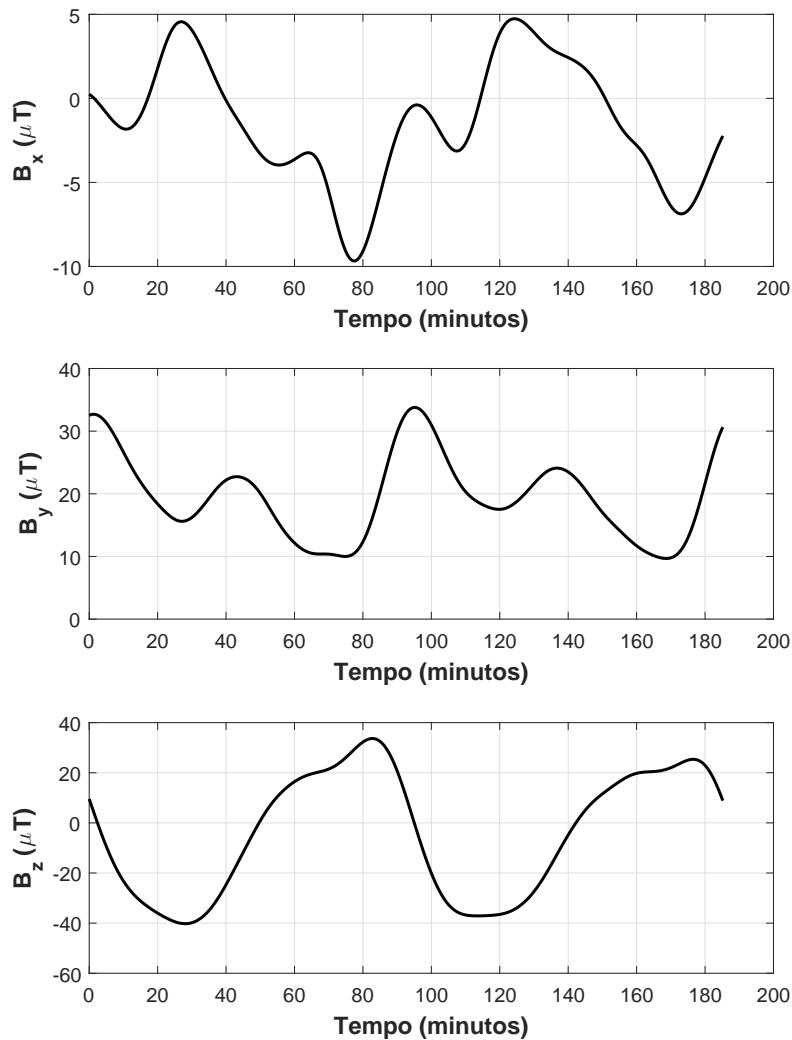


Figura 24 – Campo magnético propagado utilizando a TLE do SERPENS e o propagador SGP4 na obtenção do vetor posição no sistema ECI.

## 3.2 Simulação do campo magnético terrestre

Para testes em solo de subsistemas que envolvam atuadores magnéticos como controle de altitude ou *detumbling* é exigida a simulação das condições de campo geomagnético próximas ao qual o nanosatélite estará quando orbitando a Terra. Em missões reais, a densidade de fluxo magnético diminui com o aumento da altitude orbital (LARSON; WERTZ, 1992) e portanto faz-se necessário o fornecimento de mais corrente às bobinas do atuador para que o dipolo magnético gerado seja capaz de produzir torques de controle devido a interação entre atuador e campo geomagnético. É preferível por conta das limitações energéticas e capacidade de atuação do hardware utilizar controle magnético em órbitas baixas.

Para se obter valores de campo magnético em um ambiente controlado para estudos que envolvam atuação magnética de nanosatélites utiliza-se de uma estrutura composta por três pares de bobinas de cobre, uma para cada direção, com os pares conectados em série. Essa estrutura é conhecida como Gaiola de Helmholtz e permite gerar um campo magnético controlável no centro dos três pares de bobinas (PLOEG, 2017). A Figura 25 apresenta o princípio de funcionamento de um par de bobinas quadradas, onde  $D$  é a distância entre os pares,  $L$  o comprimento de um dos lados da bobina,  $i$  a corrente que flui na bobina e  $B$  o campo magnético gerado.

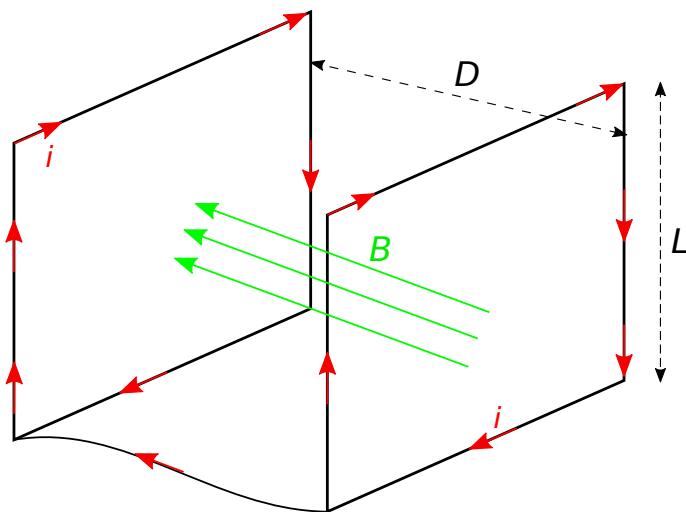


Figura 25 – Par de bobinas quadradas de uma gaiola de Helmholtz.

### 3.2.1 Gaiola de Helmholtz do LAICA

O laboratório LAICA conta com uma gaiola de Helmholtz para geração de campo magnético controlável no centro dos pares de bobinas onde se encontra a mesa de rolemento a ar apresentada na seção 1.1, utilizada para simular ambiente de microgravidade. O sistema possui três pares de bobinas (uma para cada eixo cartesiano) capazes de gerar

campo magnético uniforme em seu centro com intensidades de até 1.5 Gauss ao fluir corrente nas bobinas. Um método para geração de campo magnético controlável para a gaiola de Helmholtz do LAICA foi apresentado em [PLOEG \(2017\)](#), onde as tensões nas fontes das bobinas para gerar determinados valores de campo magnético eram obtidas através de uma curva de calibração entre tensão e intensidade de campo. Nessa seção é apresentado um método de geração de campo magnético controlável utilizando uma malha fechada de controle. A Figura 26 apresenta a gaiola de Helmholtz montada no LAICA e a direção dos eixos de referência utilizados na gaiola.

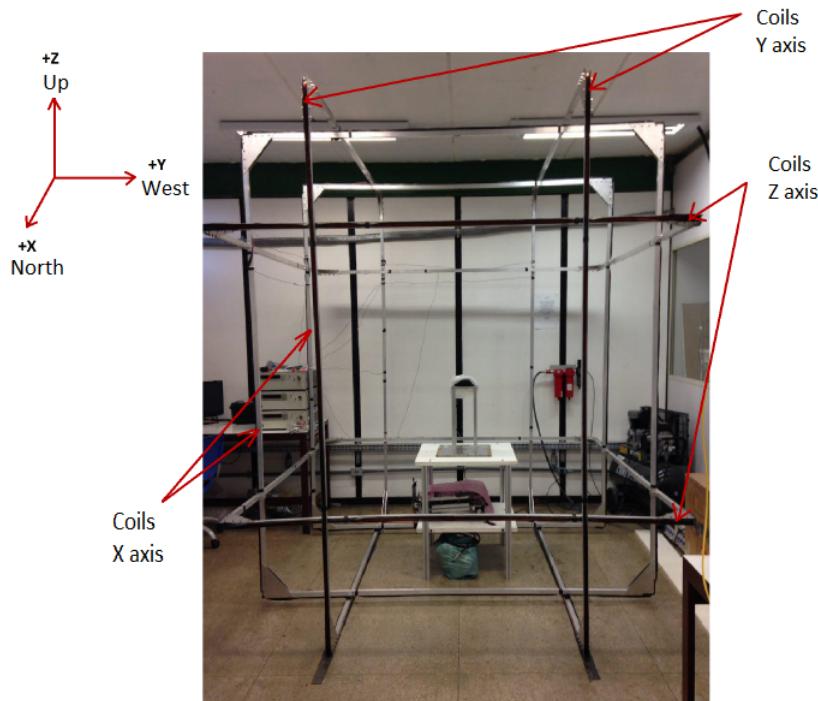


Figura 26 – Gaiola de Helmholtz do LAICA. Imagem retirada de ([LOIOLA et al., 2018](#)).

As componentes de campo magnético são obtidas primeiramente utilizando-se o propagador orbital SGP4 onde os dados da posição do satélite no sistema de coordenadas geodético são calculados através das transformações entre os sistemas ECI, ECEF e LLA. As componentes de campo magnético nos três eixos obtidas conforme explicado na seção [3.1.4](#) são então utilizadas como variáveis de referência em uma malha de controle. Além da gaiola de Helmholtz, o sistema de geração de campo magnético conta com o magnetômetro HMR2300 da Honeywell e três fontes de alimentação (uma para cada eixo) da Agilent modelo 6032A. O sistema completo para simulação de campo magnético é representado na Fig. [27](#).

### 3.2.2 Modelo matemático da gaiola

A equação que modela a resposta de uma bobina do par de bobinas é obtida através da lei de Bio-Savat. Tratando-se de bobinas quadradas como mostrado na Fig. [25](#)

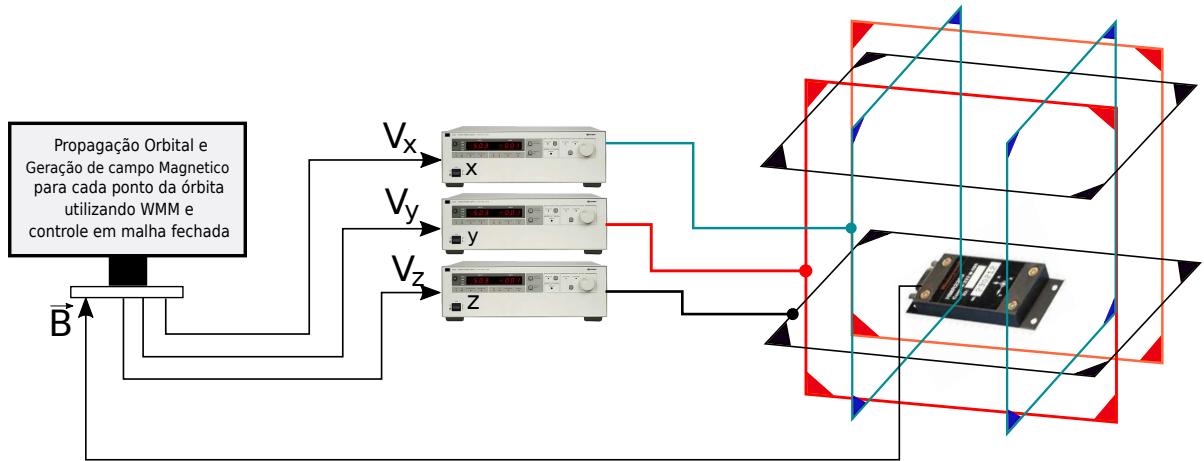


Figura 27 – Sistema para geração de campo magnético do LAICA.

é possível escrever a lei de Bio-Savat apenas para uma das arestas da bobina conforme apresentado na Eq. 3.4 (LOIOLA et al., 2018).

$$B_{lado}(z) = \frac{\mu_0 N_z I}{4\pi} \int_{L_z/2}^{-L_z/2} \frac{\frac{L_z}{z} dx}{(z^2 + (\frac{L_z}{2})^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.4)$$

Onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do meio,  $N_z$  é o número de espiras nas bobinas,  $L_z$  o tamanho da aresta da bobina e  $i$  a corrente que flui pela bobina. Conforme mostrado em LOIOLA et al. (2018) é possível através da simetria obter a Eq. 3.5 que fornece o campo magnético para o par de bobinas.

$$B(z) = 4B_{lado}(z) + 4B_{lado}(D - z) \quad (3.5)$$

O valor de  $z$  onde o campo magnético é uniforme entre os pares se dá em  $z = \frac{D}{2}$ . A Eq. 3.6 é obtida integrando-se a Eq. 3.4 e substituindo-a em 3.5, fornecendo o campo magnético no centro das bobinas em função da corrente (PLOEG, 2017). As equações que detalham o design da gaiola de Helmholtz fogem do escopo desse trabalho e maiores detalhes acerca do dimensionamento das bobinas são encontrados em PLOEG (2017).

$$B_z = 1.6287 \times 10^{-6} \frac{N_z I}{L_z} \quad (3.6)$$

A Equação 3.6 apenas fornece a relação entre entrada de corrente e saída de campo magnético. Para fins de estudo de controle é necessário ainda conhecer a dinâmica das bobinas da gaiola de Helmholtz. As bobinas podem ser modeladas como um simples circuito RL alimentado por uma fonte de tensão. A equação diferencial ordinária do sistema é apresentada na Eq. 3.7, onde  $L$  é a indutância associada as bobinas,  $R$  a resistência das

bobinas e  $V(t)$  a tensão nas fontes de alimentação.

$$L \frac{dI(t)}{dt} + RI(t) = V(t) \quad (3.7)$$

A função de transferência no domínio de Laplace entre a saída e entrada é dada pela Eq. 3.8.

$$\frac{I(s)}{V(s)} = \frac{1}{Ls + R} \quad (3.8)$$

Transformando a Eq. 3.6 para o domínio de  $s$  e substituindo 3.8 no resultado obtém-se a função de transferência que relaciona a saída de campo  $B_z(s)$  com a tensão de entrada das fontes  $V(s)$  conforme apresentado na Eq. 3.9 para o caso das bobinas do eixo Z, ressaltando que  $L_z$  é o comprimento de um dos lados da bobina quadrada e  $L$  é o valor de indutância associada.

$$\frac{B_z(s)}{V(s)} = \frac{\frac{N_z}{L_z} 1.6287 \times 10^{-6}}{Ls + R} \quad (3.9)$$

Os valores do número de espiras  $N$ , comprimento da aresta  $L_{aresta}$ , indutância  $L$  e resistência  $R$  para cada par de bobinas da gaiola de Helmholtz do LAICA foram obtidos em sua etapa de construção conforme apresentado em PLOEG (2017) e são sintetizados na Tabela 5.

Tabela 5 – Parâmetros da gaiola de Helmholtz do LAICA.

	$N$	$L_{aresta}(m)$	$L$ (H)	$R$ ( $\Omega$ )
x	35	1.197	$1.3751 \times 10^{-2}$	$7 \pm 0.3$
y	36	1.250	$1.4360 \times 10^{-2}$	$7 \pm 0.3$
z	36	1.224	$1.4061 \times 10^{-2}$	$7 \pm 0.3$

### 3.2.3 Fechamento da malha de controle

A adição de um controlador pode ser dada pela necessidade de estabilização de um sistema não estável, quando deseja-se ajustar parâmetros de resposta do sistema no caso de sistemas já estáveis ou quando uma certa referência deve ser seguida. A malha da gaiola de Helmholtz é fechada utilizando um controlador do tipo Proporcional-Integral cuja equação teórica é apresentada na Eq. 3.10 (DORF; BISHOP, 2011).

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(t) dt \quad (3.10)$$

Onde  $K_p$  é o ganho proporcional,  $K_i$  é o ganho integral e  $u(t)$  é a saída do controlador. A função de transferência do controlador é dada pela Equação 3.11. Os ganhos

$K_p$  e  $K_i$  podem ser ajustados através de metologias como o método de *Ziegler-Nichols* ou por tentativa e erro até que se obtenha uma resposta aceitável pelo projetista do sistema de controle (OGATA; SEVERO, 2010).

$$\frac{U(s)}{E(s)} = K_p + \frac{K_i}{s} \quad (3.11)$$

Substituindo os valores da Tab. 5 na Eq. 3.9 obtém-se as Eq. 3.12 dos modelos teóricos do sistema para cada par de bobinas.

$$\begin{aligned} \frac{B_x(s)}{V_x(s)} &= \frac{47.62}{0.01375s + 7} \\ \frac{B_y(s)}{V_y(s)} &= \frac{46.91}{0.01436s + 7} \\ \frac{B_z(s)}{V_z(s)} &= \frac{47.9}{0.01406s + 7} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Com os modelos teóricos do sistema no domínio da frequência é possível simular a malha fechada do sistema com o controlador PI utilizando Matlab/SIMULINK. Essa abordagem permite um ajuste dos ganhos proporcional e integral de forma rápida e direta, sendo possível avaliar na simulação o quanto aumentar ou diminuir determinado parâmetro para que se alcance a resposta desejada. A Figura 28 apresenta a malha fechada para o par de bobinas do eixo X, o mesmo modelo é utilizado para as bobinas em Y e Z. Como entradas são avaliadas a função rampa e degrau.

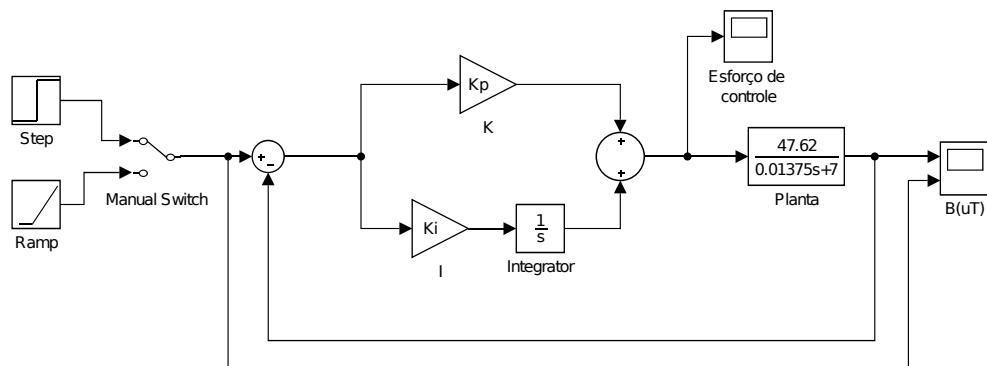


Figura 28 – Modelo em SIMULINK da malha de controle para as bobinas do eixo X.

Os ganhos proporcionais e integrais escolhidos para cada controlador encontram-se na Tab. 6. Os ganhos foram ajustados principalmente para satisfazer a condição de amostragem que será abordada na discretização do controlador. O aumento do ganho proporcional resultava em uma resposta mais rápida do sistema com elevada diminuição no tempo de subida que por sua vez está relacionado com o período de amostragem, um tempo de subida muito pequeno requer taxas de amostragens altas. Verifica-se ainda na etapa de discretização que para valores de ganho proporcionais altos o sistema discreto em

malha fechada tornava-se instável mesmo que sua contraparte no contínuo fosse estável. O ganho integral tem grande influência no tempo de estabilização, uma pequena variação positiva tem grande impacto na diminuição do tempo de estabilização. A priori valores altos do ganho integral são desejáveis porém impactam no controlador discreto podendo tornar o sistema em malha fechada discretizado instável.

Tabela 6 – Ganhos dos controladores PI.

	$K_p$	$K_i$
x	0.1	0.09
y	0.1	0.095
z	0.1	0.09

Com os ganhos estabelecidos obtém-se as funções de transferência dos controladores no domínio da frequência pela aplicação direta na Eq. 3.11 e são apresentadas em 3.13. Onde  $U(s)$  e  $E(s)$  da Eq. 3.11 são respectivamente a tensão nas fontes das bobinas e o erro entre o campo magnético de referência gerado via software e o campo magnético medido pelo magnetômetro.

$$\begin{aligned} \frac{V_x(s)}{E_x(s)} &= \frac{0.1s + 0.09}{s} \\ \frac{V_y(s)}{E_y(s)} &= \frac{0.1s + 0.095}{s} \\ \frac{V_z(s)}{E_z(s)} &= \frac{0.1s + 0.09}{s} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Através da realimentação negativa obtém-se as Eq. 3.14 da malha fechada utilizando os controladores apresentados nas Eq. 3.13 e a planta das bobinas apresentadas em 3.12.

$$\begin{aligned} \frac{B_x(s)}{V_x(s)} &= \frac{4.762s + 4.286}{0.01375s^2 + 11.76s + 4.286} \\ \frac{B_y(s)}{V_y(s)} &= \frac{4.691s + 4.456}{0.01436s^2 + 11.69s + 4.456} \\ \frac{B_z(s)}{V_z(s)} &= \frac{4.79s + 4.311}{0.01406s^2 + 11.79s + 4.311} \end{aligned} \quad (3.14)$$

É necessário o conhecimento dos parâmetros de tempo devido a resposta do sistema em malha fechada para a entrada do tipo degrau. A Figura 29 apresenta graficamente a resposta do sistema contínuo para uma entrada degrau com amplitude 100 nos três pares de bobinas evidenciando um sistema super amortecido. Os parâmetros de resposta para a entrada do tipo degrau são apresentados na Tab. 7.

Tabela 7 – Parâmetros de resposta para a entrada do tipo degrau.

	x	y	z
Tempo de Subida (s)	4.8927	4.6931	4.8691
Tempo de Estabilização (s)	9.3080	8.9139	9.2690
Tempo de Pico	18.2157	17.4492	20.2607

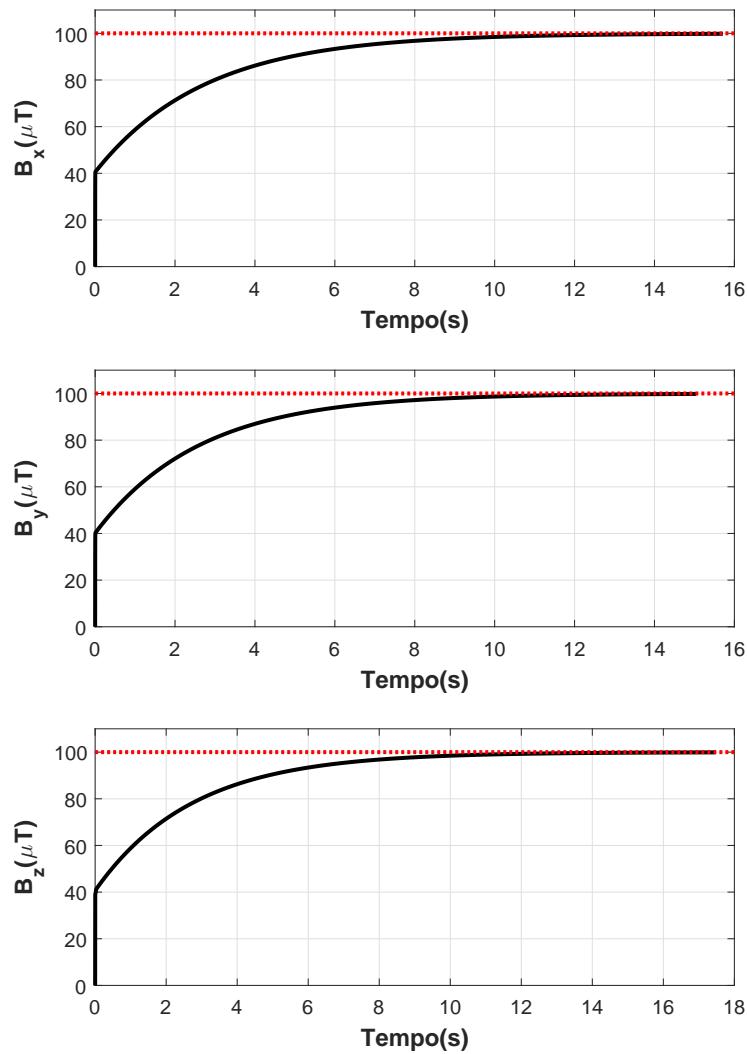


Figura 29 – Resposta a um degrau de amplitude 100 para o sistema em malha fechada nos três pares de bobinas.

O tempo de subida é de grande importância na discretização do controlador contínuo afim de se obter um controlador discreto e esse assunto será melhor discutido na seção 3.2.4.

### 3.2.4 Discretização do controlador

Após o design e análise do controlador no domínio de Laplace e obtidas as constantes de tempo do sistema em malha fechada parte-se para a discretização do controlador para a devida implementação no computador. O primeiro passo na obtenção do modelo discreto trata da escolha do período de amostragem  $T_s$  que será utilizado na discretização do sinal. O tempo de subida do sistema em malha fechada obtido na análise da resposta ao degrau do sistema em malha fechada contínuo é utilizado como constante de tempo para se obter o período de amostragem através da regra geral apresentada na Eq. 2.65.

Considerando o maior intervalo da Eq. 2.65 os períodos mínimos de amostragem para cada controlador são dados por  $T_{sx} = 2.7888$ ,  $T_{sy} = 2.6751$  e  $T_{sz} = 2.7756$  porém quanto menor o período escolhido melhor será a resposta do controle devido a maior preservação de dados do sistema, tendo como fator limitante o hardware ou parâmetros temporais de simulação em que o controlador será implementando. O período de amostragem utilizado na discretização dos controladores empregados no fechamento da malha da Gaiola de Helmhtolz é de  $T = 0.5\text{ s}$  e está de acordo com a regra geral apresentada na Eq. 2.65. Isso quer dizer que a cada  $0.5\text{s}$  novos comandos de atuação são enviados a medida que os valores dos erros são atualizados sob a mesma taxa.

Para conduzir as análises de resposta e estabilidade do controlador discreto primeiramente transformam-se as funções de transferência do sistema em malha fechada para o domínio da transformada Z. Essa transformação é feita em cima da função discretizada pelo método ZOH apresentado na seção 2.8, onde o tempo de amostragem da discretização foi de  $0.5\text{ s}$ . As funções de transferência do sistema em malha fechada no domínio Z são dadas na Eq. 3.15.

$$\begin{aligned}\frac{B_x(z)}{V_x(z)} &= \frac{0.504z - 0.3373}{z^2 - 0.8334z} \\ \frac{B_y(z)}{V_y(z)} &= \frac{0.5051z - 0.3315}{z^2 - 0.8334z} \\ \frac{B_z(z)}{V_z(z)} &= \frac{0.5055z - 0.3383}{z^2 - 0.8328z}\end{aligned}\tag{3.15}$$

Para constatar se o sistema em malha fechada é estável verifica-se no domínio de Z a localização dos polos do sistema no plano complexo. A região de convergência (ROC) da transformada Z consiste de um circulo unitário e para um sistema estável os polos do sistema em malha fechada devem estar dentro do circulo unitário e caso o sistema apresente polos em cima do círculo , isso é,  $Z = 1$ , o sistema torna-se criticamente estável (OGATA, 1995). Os zeros do sistema em malha fechada não afetam a estabilidade do sistema e portanto a sua localização no plano complexo de Z não é de grande importância (OGATA, 1995). A Figura 30 apresenta os polos marcados com um X e os zeros marcados

por um círculo para os três sistema em malha fechada no domínio Z e constata-se a estabilidade do sistema.

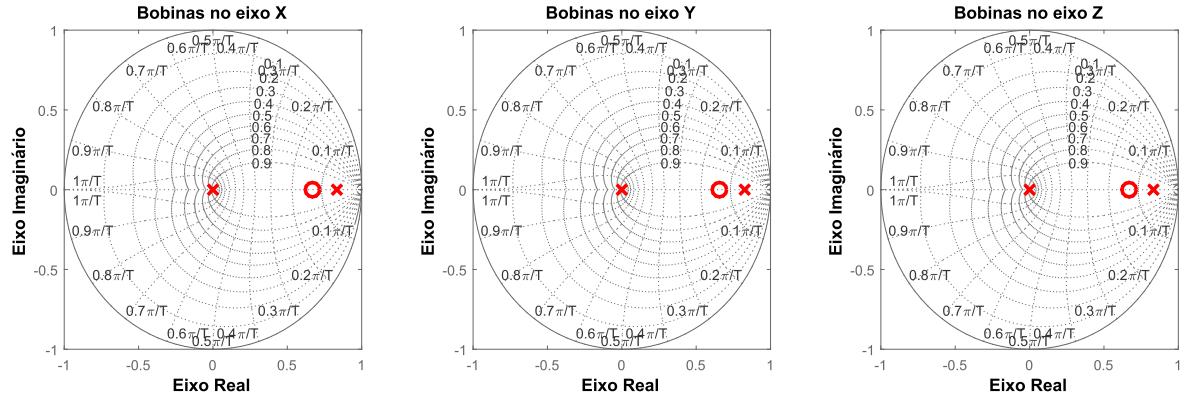


Figura 30 – Mapa de polos e zeros no domínio de Z para os sistemas em malha fechada.

Além da estabilidade é de particular interesse a análise das respostas dos sistemas discretos para um degrau de amplitude 100. A Figura 31 apresenta a resposta ao degrau do sistema discreto em malha fechada em comparação com a resposta do sistema contínuo em malha fechada apresentada na Fig. 29.

As equações 3.16 apresentam no domínio Z as equações dos controladores PI para cada par de bobinas.

$$\begin{aligned} \frac{V_x(z)}{E_x(z)} &= \frac{0.1z - 0.055}{z - 1} \\ \frac{V_y(z)}{E_y(z)} &= \frac{0.1z - 0.0525}{s} \\ \frac{V_z(z)}{E_z(z)} &= \frac{0.1z - 0.055}{z - 1} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Por fim a equação das diferenças para cada controlador é obtida fazendo a transformada Z inversa das Eq. em 3.16 e são apresentadas em 3.17. As equações 3.17 são causais dependendo apenas das tensões anteriores e dos valores de campo magnético medidos nos instantes atuais e anteriores.

$$\begin{aligned} v_x[n] &= v_x[n - 1] + 0.1e_x[n] - 0.055e_x[n - 1] \\ v_y[n] &= v_y[n - 1] + 0.1e_y[n] - 0.0525e_y[n - 1] \\ v_z[n] &= v_z[n - 1] + 0.1e_z[n] - 0.055e_z[n - 1] \end{aligned} \quad (3.17)$$

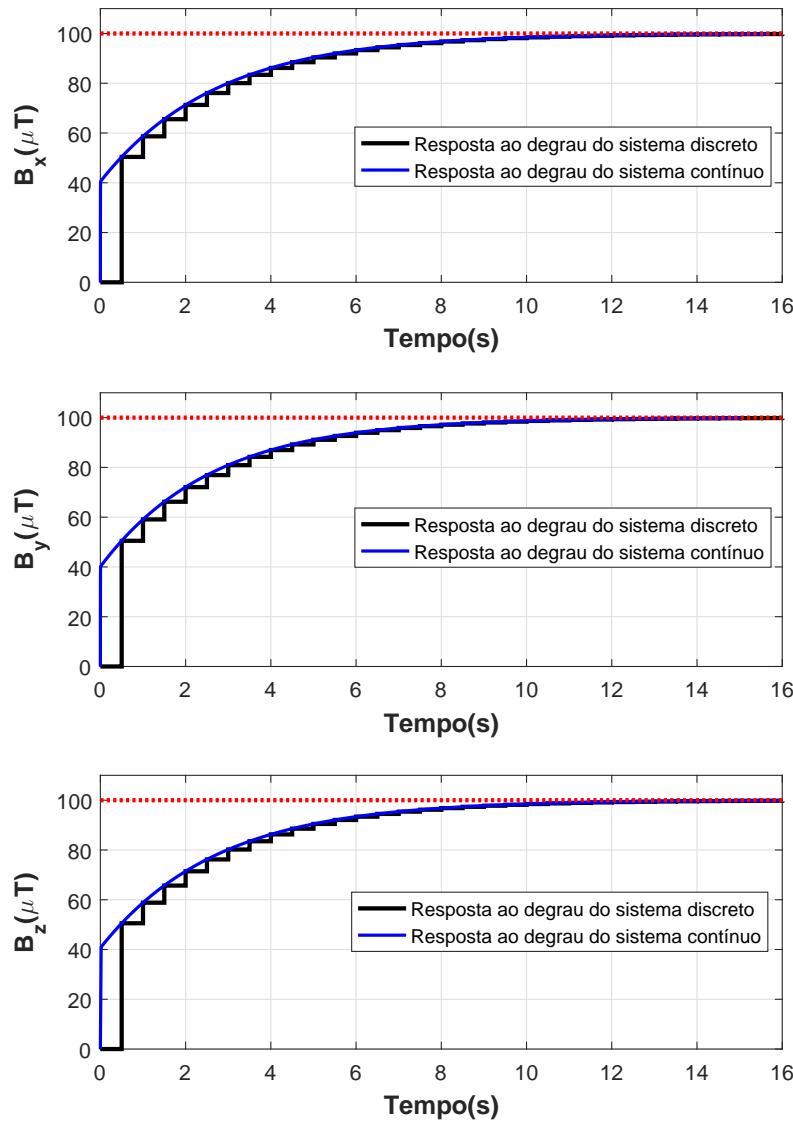


Figura 31 – Resposta a um degrau de amplitude 100 do sistema discreto em malha fechada nos três pares de bobinas.

### 3.3 Resultados do fechamento da malha de controle

A geração de campo magnético no interior da gaiola de Helmholtz é realizada conforme apresentado na Fig. 27. Os valores de tensões são gerados dentro de um laço via software, onde em cada interação calculam-se os erros entre os valores das intensidades de campo magnético mensuradas pelo magnetômetro e a referência de controle que será dada pelo vetor de campo magnético  $\mathbf{B}$  propagado para cada ponto da órbita, o intervalo dessas interações é de 0.5s. Sabendo o valor do erro a ser compensado, as tensões a serem enviados para as fontes são calculadas pelas equações das diferenças dos controladores PI projetados nas seções anteriores e apresentadas nas equações 3.17.

A fim de analisar os resultados do fechamento da malha de controle responsável pela geração de campo magnético, dois tipos de testes são realizados. O primeiro aplica-se uma entrada do tipo degrau simulada e são analisadas as respostas do sistema. O segundo tipo de teste compreende a propagação orbital onde o vetor de campo magnético  $\mathbf{B}$  obtido conforme explicado na seção 3.1.4 é utilizado como referência dinâmica. Antes de prosseguir aos testes, um ponto importante deve ser esclarecido. No momento em que esse trabalho foi desenvolvido, a gaiola de Helmholtz não era capaz de inverter a direção da corrente que flui nos pares de bobinas, e portanto, não era possível gerar componentes negativas de campo magnético e tampouco de anular o campo magnético local.

#### 3.3.1 Resposta ao degrau

Uma referência de  $100 \mu\text{T}$  foi utilizada no laço de controle e a resposta do controlador foi observada e é apresentada na Fig. 32. Conforme explicando anteriormente, não é possível anular o campo magnético local, e portanto a resposta ao degrau não equivale com as respostas ao degrau simuladas apresentadas na seção 3.2.4. De acordo com a orientação do magnetômetro (eixo X na direção norte, eixo Y na direção leste e eixo Z apontando para cima) os valores iniciais de  $B_x$ ,  $B_y$  e  $B_z$  eram de  $39.9722 \mu\text{T}$ ,  $3.7794 \mu\text{T}$  e  $8.8262 \mu\text{T}$  respectivamente.

A resposta obtida é bem próxima à resposta simulada havendo diferenças devido as condições iniciais de campo local. O controlador conseguiu chegar na referência conforme requerido e com baixas magnitudes de erro como apresentado na Fig. 33. Os tempos de subida estimados (quando a resposta alcança em média os 90% da referência) para cada par de bobina foram de 3s, 3.5s e 4s para os pares de bobinas de X, Y e Z respectivamente.

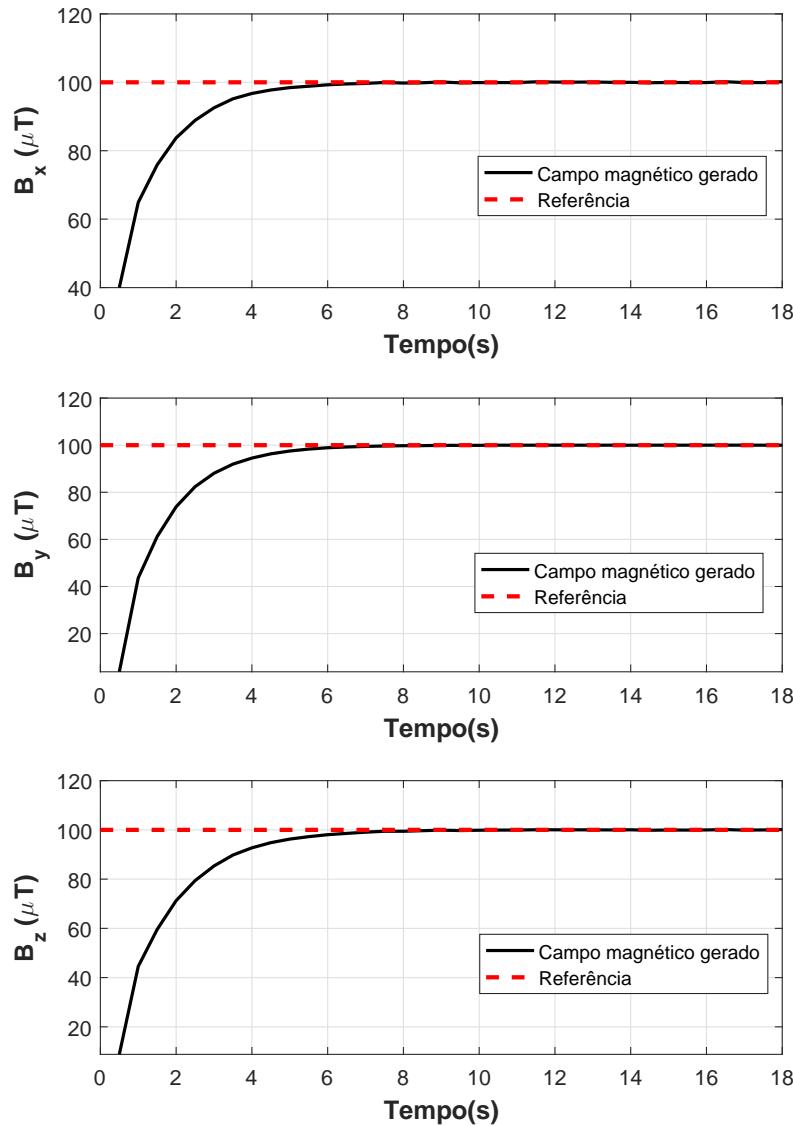


Figura 32 – Resposta ao degrau do controlador para uma referência de  $100 \mu T$ .

Após alcançar o tempo de estabilização, por volta dos 9s para os três pares de bobinas, o controlador conseguiu manter baixos valores de erro conforme apresentado na Tab. 8. As médias dos erros ao longo de 18 segundos foram calculadas para cada eixo.

Tabela 8 – Média de erro após o tempo de estabilização para a entrada do tipo degrau para os três pares de bobinas.

$Erro_x$ ( $\mu T$ )	0.0276
$Erro_y$ ( $\mu T$ )	0.0359
$Erro_z$ ( $\mu T$ )	0.0479

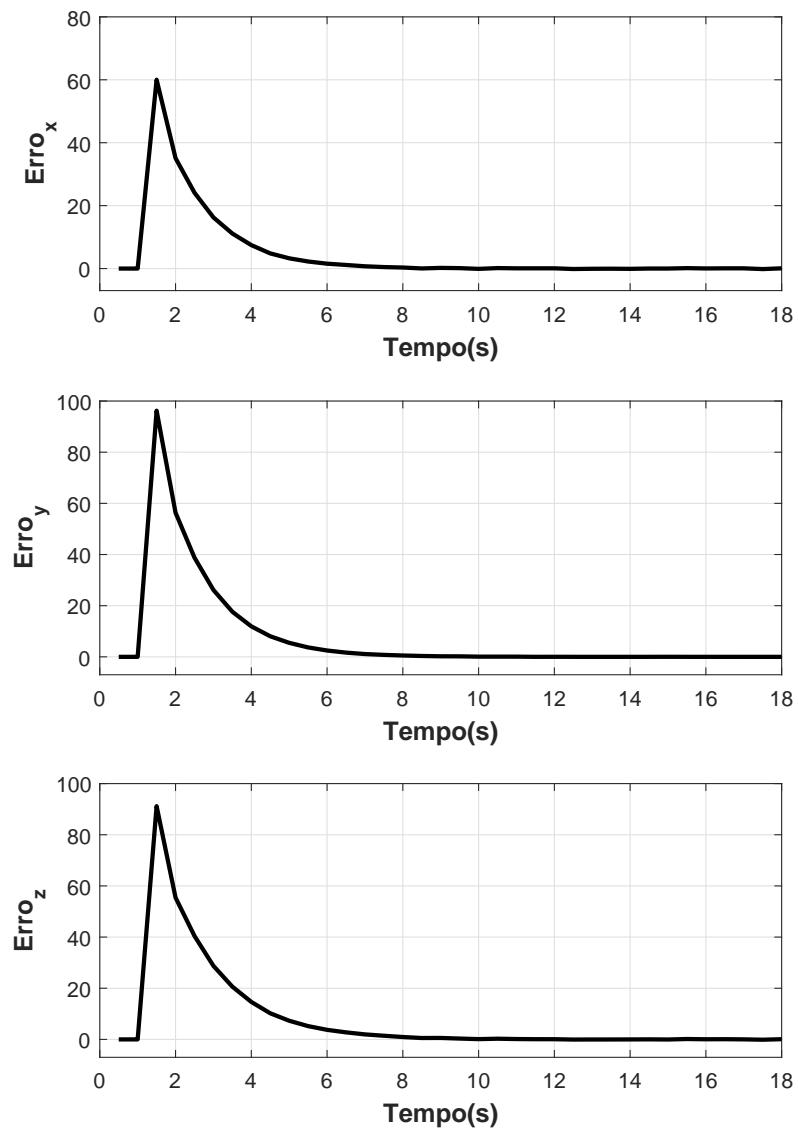


Figura 33 – Erro do controlador na resposta ao degrau.

### 3.3.2 Propagação do campo magnético

O segundo teste realizado para analisar o desempenho do controlador PI foi utilizar dados de campo magnético propagados como referência na malha de controle. Devido a não inversão de corrente nas bobinas relatado anteriormente, não é possível gerar componentes negativas de campo magnético e tampouco componentes abaixo dos valores de campo magnético local. Para fins de testes do controlador PI assim como do controle magnético para nanosatélites que será apresentado no capítulo 7, adiciona-se um valor positivo no vetor de campo magnético  $\mathbf{B}$  afim de tornar as componentes negativas positivas. Embora essa adição torne o campo magnético gerado não condizente com a realidade do campo geomagnético, o formato da curva do campo é preservado. As figuras 34, 35 e 36 exibem o resultado da geração de campo pelos controladores em relação à referência propagada apresentada na seção 3.1.4.

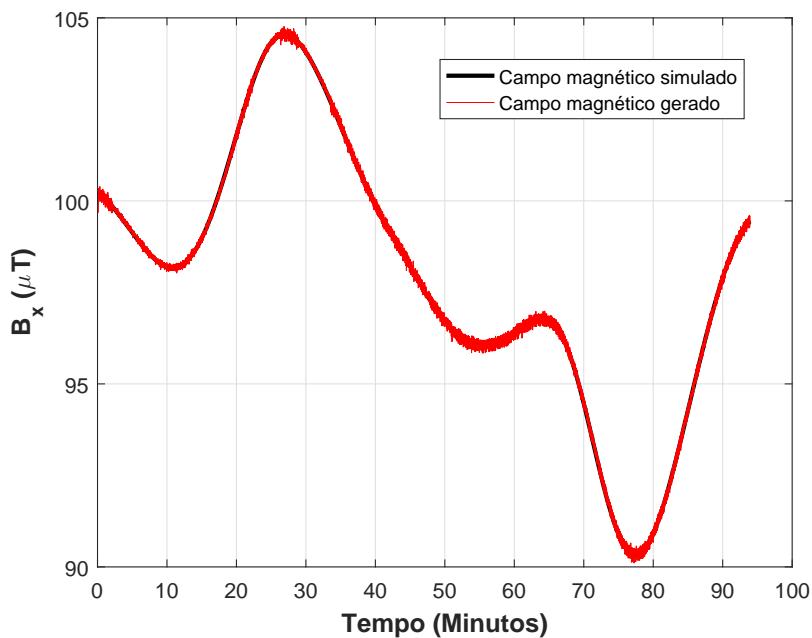


Figura 34 – Campo geomagnético  $\mathbf{B}_x$  da órbita propagada.

A propagação teve uma duração de 93 minutos e corresponde ao período orbital real do CubeSat SERPENS. Fica claro visualmente que a propagação de campo magnético foi realizada com sucesso e apresentando baixas magnitudes de erro ao longo da propagação. É importante notar a capacidade do controlador de seguir bem a curva de referência mesmo nos pontos críticos de inversão da direção (se a mesma está subindo ou descendo).

A Figura 37 apresenta o comportamento do erro dos três pares de bobinas ao longo da geração do campo. Os maiores valores de erro encontrados estão nos pares de bobinas das direções X e Z, que embora sejam os maiores, suas variações máximas estão em torno

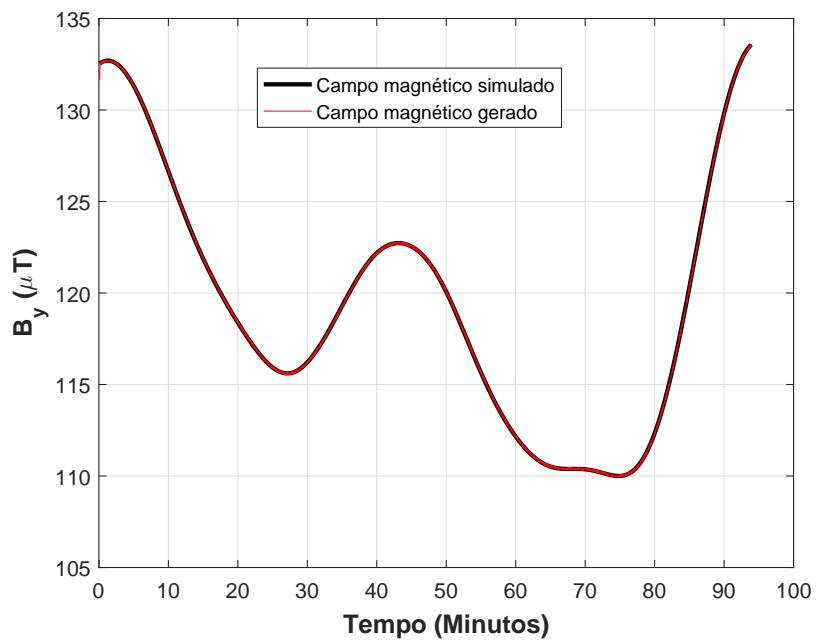


Figura 35 – Campo geomagnético  $B_y$  da órbita propagada.

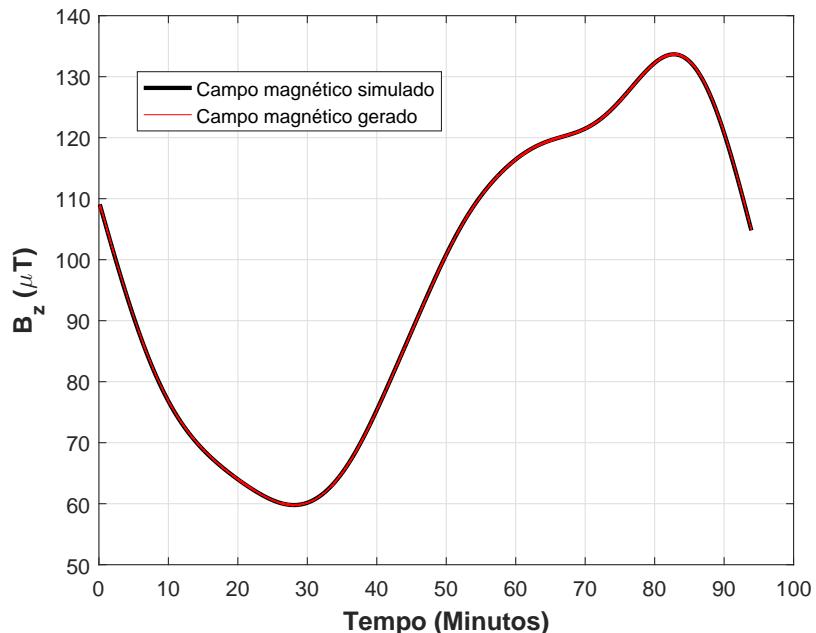


Figura 36 – ICampo geomagnético  $B_z$  da órbita propagada.

de  $0.3 \mu\text{T}$ . O par de bobinas da direção Y apresentou os mais baixos valores de erro, mantendo o erro menor que  $0.1 \mu\text{T}$  na maior parte do tempo.

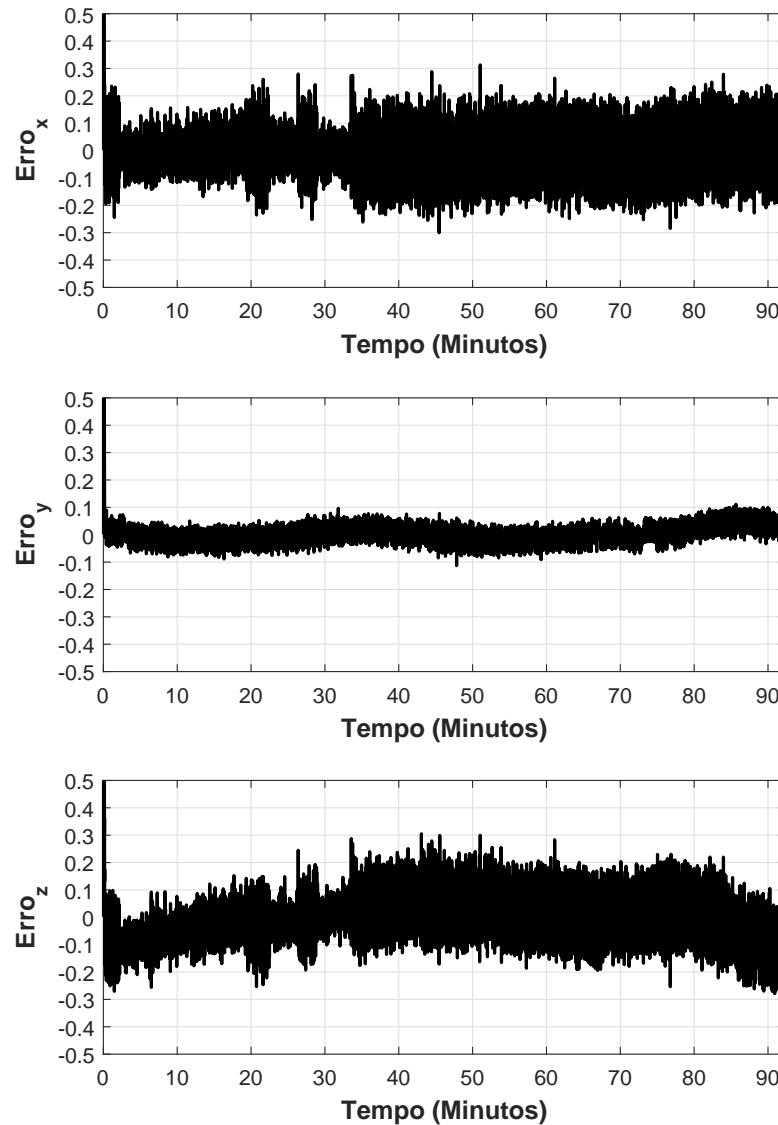


Figura 37 – Erro na propagação do campo magnético nos três pares de bobinas da gaiola de Helmholtz LAICA.

# 4 Produção dos atuadores magnéticos

O capítulo tratará do processo de produção do atuador magnético triaxial para utilização em testes de controle de atitude. No total dois atuadores triaxiais foram desenvolvidos, denominados v.1 e v.2, respectivamente. O atuador v.1 foi desenvolvido no segundo semestre de 2017 como parte da disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 1 (TCC-1)<sup>1</sup>, e publicado no *4th IAA Conference of University Satellite Missions and Cube-Sat Workshop* em 2017 na Itália (ISHIOKA et al., 2017). O atuador v.2 consiste de uma otimização efetuada do primeiro, sendo esta versão desenvolvida no primeiro semestre de 2018, correspondendo ao modelo proposto para a condução dos testes.

## 4.1 Requisitos do sistema

A meta é o desenvolvimento de um sistema modular compatível com nanossatélites do padrão CubeSat, o que impõe requisitos dimensionais, elétricos e de massa, além do torque gerado. Tais requisitos serão discutidos separadamente ao longo dessa seção, sendo resumidos posteriormente.

### 4.1.1 Características dimensionais

Para se desenvolver um sistema modular compatível com os CubeSats as três bobinas serão montadas sobre uma placa de circuito impresso com o fator de forma (i.e., comprimento e largura) no padrão PC/104, isto é, cerca de  $95.89\text{ mm} \times 90.17\text{ mm}$  (CU-BESAT..., 2003). Essas dimensões impõem requisitos dimensionais aos atuadores que serão acoplados.

Foi buscada a diminuição da altura e profundidade dos componentes montados sobre a placa, ou seja,  $z_a$  e  $z_b$  (Fig. 38) respectivamente. Para definir numericamente  $z_a$  e  $z_b$ , as relações 4.1 e 4.2 foram estabelecidas. Desta forma impõe-se uma cota espacial máxima na direção Z inferior à  $70\text{ mm}$  (ISHIOKA et al., 2017), para limitar o volume ocupado pelo sistema no interior do satélite. O valor máximo atribuído é razoável, pois implica em um volume inferior ao de um CubeSat 1U.

$$h_t < 70 \quad (4.1)$$

$$h_t = z_a + z_b + 1.57 \quad (4.2)$$

---

<sup>1</sup> O atuador magnético v.1 foi desenvolvido pelo autor Igor Seiiti Kinoshita Ishioka em seu Trabalho de Conclusão de Curso 1 (TCC-1).

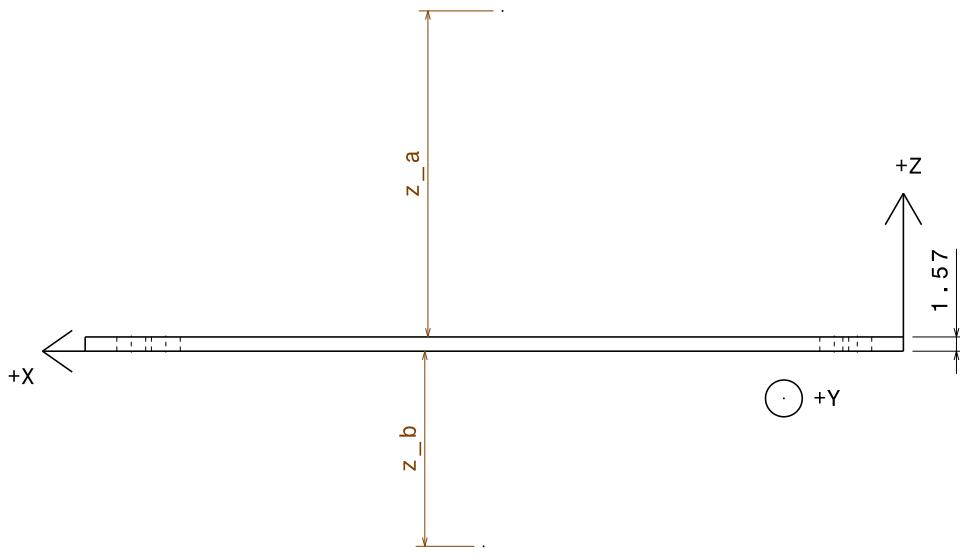


Figura 38 – Vista lateral,  $z_a$  e  $z_b$  estão em evidência. O valor é expressado em milímetros.

#### 4.1.2 Características elétricas

O requisito elétrico que será imposto diz respeito a potência nominal em que as bobinas deverão funcionar. Foi definido que a potência nominal de cada bobina seria de 300 mW em 5 V DC (ISHIOKA et al., 2017). É enfatizado que não necessariamente o atuador funcionará de forma intermitente, mas sim em períodos variados a depender da missão.

#### 4.1.3 Massa do sistema

Para o atuador triaxial em questão é adotada uma massa limite de 700 g (ISHIOKA et al., 2017). Dessa forma, é coerente manter a massa de cada bobina inferior à 200 g, e pelo menos 100 g poderiam ser associados aos demais componentes do sistema (ISHIOKA et al., 2017).

#### 4.1.4 Torque

O torque deve ser maximizado para se aumentar a eficácia dos atuadores, para isso deve-se elevar a magnitude do momento magnético  $\mathbf{m}$  (ISHIOKA et al., 2017).

#### 4.1.5 Resumo dos critérios especificados

Os requisitos já expostos foram resumidos na Tab. 9 para simplificação da análise.

Tabela 9 – Requisitos de design do sistema. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017).

Parâmetro	Detalhe	Especificação
$m$	Momento de dipolo magnético por bobina	Maximização
$P$	Potência por bobina	300 mW em 5 V DC
$M_b$	Massa por bobina	< 200 g
$M_t$	Massa total do sistema	$\leq 700$ g
$h_t$	Dimensão de altura do sistema (direção Z)	< 70 mm
$C \times L$	Superfície disponível (faces $\pm Z$ da placa)	95.89 $\times$ 90.17 mm

## 4.2 Atuador v.1

Para dimensionar o sistema em questão duas possíveis configurações para o atuador foram levadas em conta (ISHIOKA et al., 2017). A primeira considera três bobinas cilíndricas<sup>2</sup> idênticas com núcleo de alta permeabilidade magnética montadas sobre a mesma face da placa, alinhadas aos eixos X, Y e Z (ISHIOKA et al., 2017). Esse tipo de configuração é interessante pois a presença deste tipo de núcleo gera momentos de dipolo magnético de elevada magnitude (ISHIOKA et al., 2017).

Essa configuração foi descartada como forma de evitar o aumento da complexidade do sistema (ISHIOKA et al., 2017). O problema seria ligado ao fato de que uma extremidade do núcleo (bobina vertical no eixo Z) seria engastada na placa, porém para estabilizar a outra extremidade, uma estrutura especial deveria ser desenvolvida de forma a evitar à concentração de tensão em uma única região (ISHIOKA et al., 2017).

A referida concentração de tensão poderia gerar problemas devido a vibração do sistema no lançamento do satélite, danificando a placa e demais componentes (ISHIOKA et al., 2017). A bobina vertical poderia ser acoplada externamente à placa do sistema, mas essa situação não é considerada nesse trabalho, visto que era desejada a construção um sistema modular (ISHIOKA et al., 2017).

A segunda configuração, escolhida para o desenvolvimento, considera duas bobinas cilíndricas com núcleo de alta permeabilidade (Fig. 39A), as mesmas do caso anterior, em uma face da placa alinhadas com os eixos Y e X (ISHIOKA et al., 2017). Também considera uma bobina retangular<sup>3</sup> com núcleo de ar<sup>4</sup> aproveitando da área na face oposta, conforme mostrado na Fig. 39B (ISHIOKA et al., 2017).

A segunda configuração também oferece flexibilidade ao desenvolvimento do satélite. O suporte da bobina retangular pode ser construído de forma a ser removível, caso se deseje utilizar uma bobina cilíndrica com núcleo externamente à placa. Dessa forma, foi efetuado o dimensionamento da bobina cilíndrica com núcleo de alta permeabilidade

<sup>2</sup> As bobinas cilíndricas são formadas por espiras circulares.

<sup>3</sup> A bobina retangular é formada por espiras retangulares.

<sup>4</sup> Na utilização em missões espaciais o ar não é considerado, visto que haverá o vácuo do espaço.

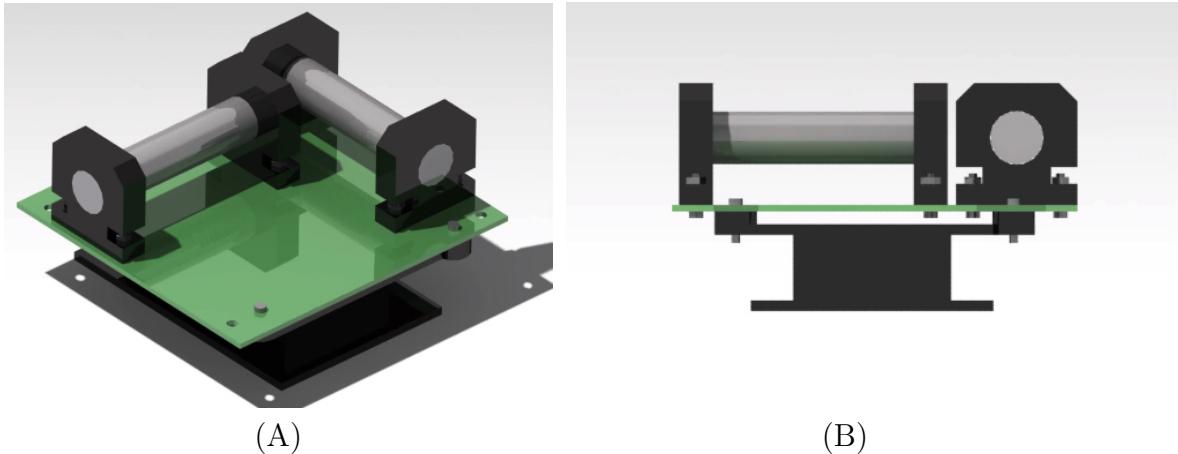


Figura 39 – Concepção artística do atuador integrado na placa de circuito impresso. Figuras extraídas de [ISHIOKA et al. \(2017\)](#).

magnética e da bobina retangular com núcleo de ar, definindo o protótipo desenvolvido ([ISHIOKA et al., 2017](#)).

#### 4.2.1 *Design* da bobina cilíndrica

Nessa subseção serão apresentadas informações complementares ao trabalho já publicado referente à essa versão do atuador, cujas bobinas cilíndricas possuem núcleo de liga EFI 79 ([ISHIOKA et al., 2017](#)). O algoritmo utilizado para o *design* das boinas é esquematizado no diagrama apresentado na Fig. 91, presente no apêndice A.

Para o dimensionamento da bobina foram considerados fios de cobre esmaltados da faixa AWG 19 à 44 ([ISHIOKA et al., 2017](#)). As propriedades desses condutores, tais como diâmetro, capacidade de corrente, resistência foram incluídos no algoritmo e são informados na tabela 30 presente no anexo A. Para a potência e tensão de projeto, a corrente é 0.06 A, dessa forma condutores com a corrente limite superior a esse valor foram buscados ([ISHIOKA et al., 2017](#)).

O algoritmo toma a média entre  $I_{\text{prático}}$  e  $I_{\text{segurança}}$  que constam na Tab. 30. O gráfico apresentado na Fig. 40 contém os resultados do número de espiras por camada máxima para condutores de capacidade de condução de corrente ideal selecionados pelo algoritmo. Embora a bobina tenha sido considerada puramente resistiva na análise ([ISHIOKA et al., 2017](#)), note que durante sua ativação e desativação a taxa de variação de corrente é diferente de zero  $\frac{dI}{dt} \neq 0$ , e portanto, durante o transitório a indutância deve ser considerada (i.e., circuito RL).

O requisito de potência das bobinas informadas na Tab. 9 leva a uma resistência de projeto de 83.33 Ω ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Verifica-se que a bobina indicada pelo algoritmo possui uma resistência ligeiramente superior à de projeto, Tab. 10, levando a uma corrente de 0.05893 A. A massa de condutores encontrada foi utilizada para a

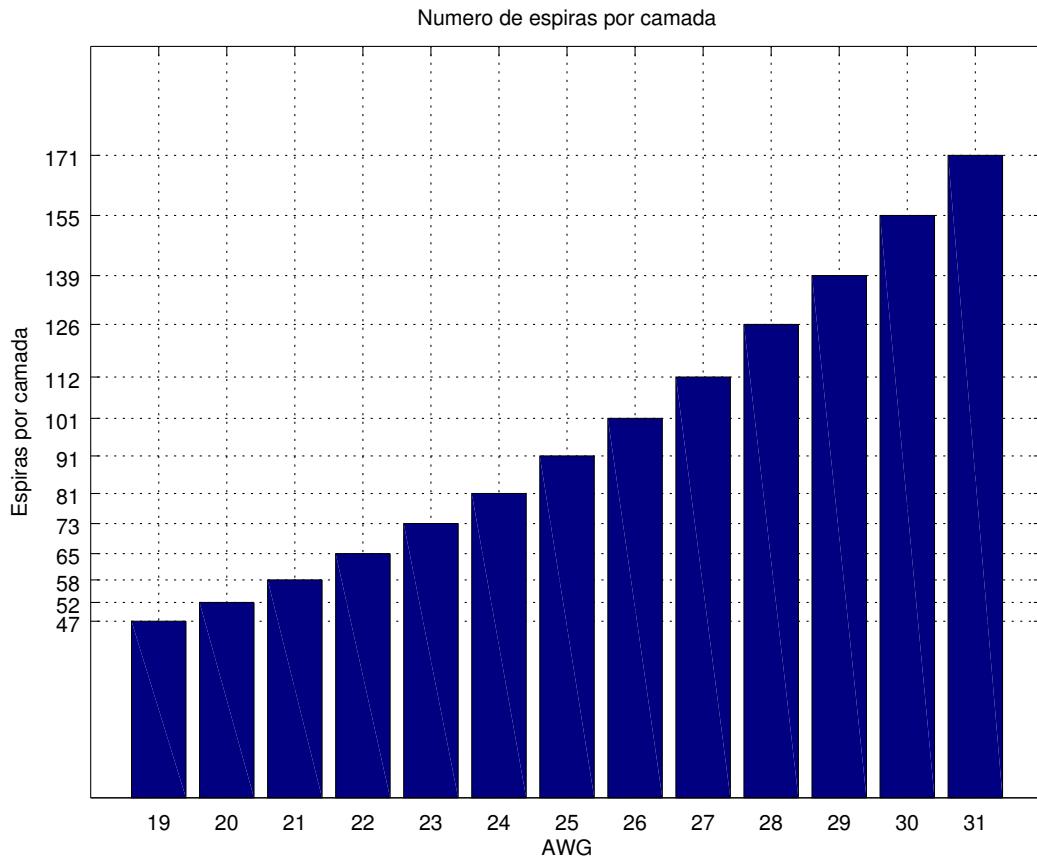


Figura 40 – Máxima quantidade de espiras para cada condutor adequado. Bobina cilíndrica.

aquisição do fio para produzir a bobina, adicionando-se uma tolerância.

Tabela 10 – Bobina cilíndrica dimensionada. Adaptação de [ISHIOKA et al. \(2017\)](#).

Parâmetro	Descrição	Valor
$\ m\ $	Momento magnético	$0.358528 \text{ Am}^2$
$AWG$	Bitola do fio	31
$t$	Espessura das camadas de espira	5.48 mm
$N_e$	Número de espiras	171
$N_c$	Número de camadas	20
$L_{\text{condutor}}$	Comprimento de condutor	192.386485 m
$R_{\text{condutor}}$	Resistência elétrica da bobina	84.842440 Ω
$R_{\text{série}}$	Resistência associada em série	0 Ω
$M_{\text{condutor}}$	Massa de condutor	101.642087 g
$M_c$	Massa do núcleo	70.359496 g
$h_3$	Espessura da braçadeira	6.576 mm
$h_4$	Altura do suporte	28.756000 mm

A Figura 41, gerada pelo algoritmo, mostra a bobina projetada em seção longitudinal.

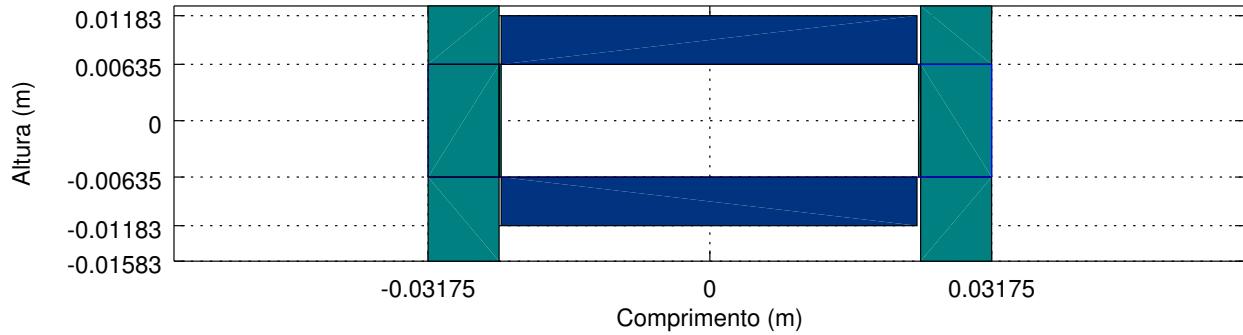


Figura 41 – Ilustração da bobina de seção transversal circular dimensionada.

#### 4.2.2 Design da bobina retangular

Procedimentos similares foram adotados para o dimensionamento dessa bobina. Porém, como o núcleo era constituído de ar, a análise foi mais simplificada por não considerar sua magnetização para o cálculo de  $\|\mathbf{m}\|$  (ISHIOKA et al., 2017). A magnetização do ar não foi considerada por que em uma situação real os atuadores funcionariam no vácuo do espaço.

Os valores dimensionais atribuídos consideraram o melhor aproveitamento da área da placa. Isso se deve ao fato de que ao se aumentar a área dos *loops* amperianos, aumenta-se o valor de  $\|\mathbf{m}\|$ . Como essa bobina não possui um núcleo de alta permeabilidade magnética, a área é um fator importante que deve ser maximizado.

O algoritmo utilizado para o projeto da bobina cilíndrica foi adaptado para o caso da bobina de espira retangular, porém a metodologia utilizada foi a mesma (ISHIOKA et al., 2017). O gráfico apresentado na Fig.42 contém a análise do número máximo de espiras por camada para cada condutor. Como o nível de corrente dessa bobina é igual ao caso anterior, igualmente condutores de bitola AWG 19 à 31 são adequados.

A bobina retangular gerada pelo algoritmo, que leva a um  $\|\mathbf{m}\|$  mais acentuado, possui suas características descritas na tabela 11. Foi nomeado  $h_6$  o valor máximo de espessura da camada de espiras (ISHIOKA et al., 2017), a espessura da camada definida pelo algoritmo é descrita por  $t < h_6$ .

Um remarque que pode ser feito aos resultados encontrados é que o condutor determinado é o mesmo da bobina cilíndrica, o que é conveniente do ponto de vista de fabricação. A Figura 43, consiste de uma ilustração da bobina projetada.

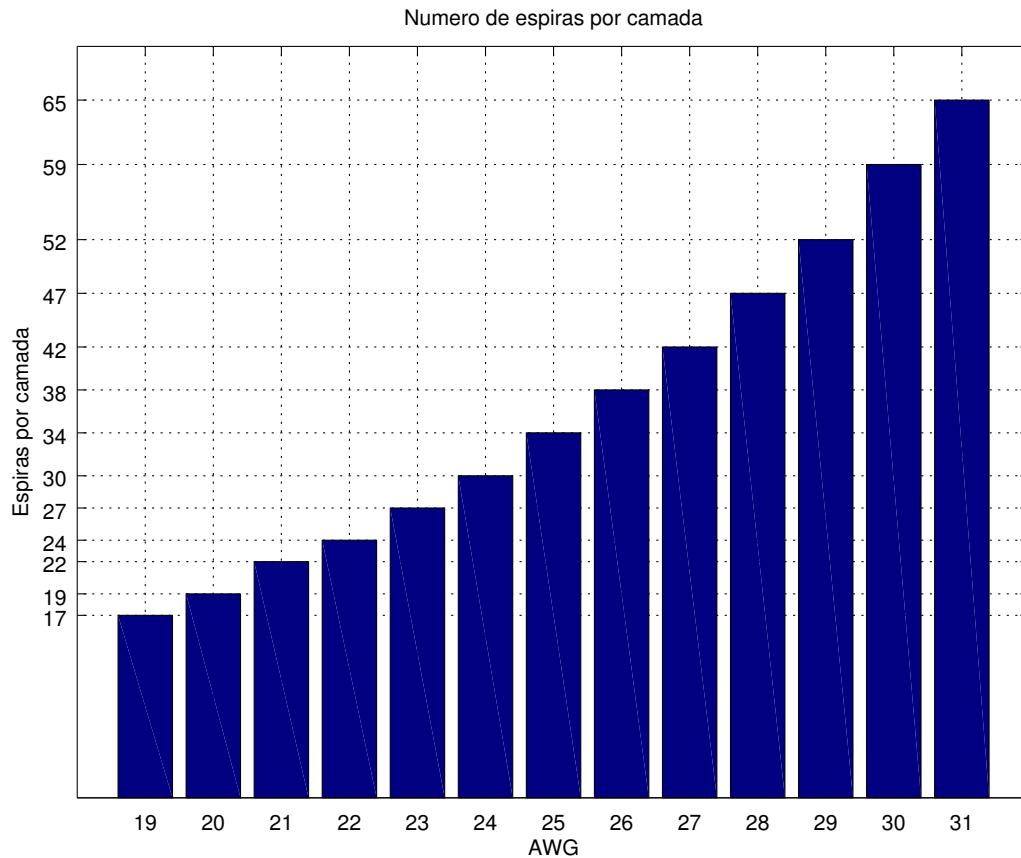


Figura 42 – Máxima quantidade de espiras para cada condutor adequado. Bobina retangular.

Tabela 11 – Bobina de espira retangular dimensionada. Adaptação de [ISHIOKA et al. \(2017\)](#).

Parâmetro	Descrição	Valor
$  \mathbf{m}  $	Momento de dipolo magnético	0.167236 $Am^2$
$AWG$	Bitola do fio	31
$t$	Espessura das camadas de espira	3.288000 $mm$
$N_e$	Número de espiras	65
$N_c$	Número de camadas	12
$L_{condutor}$	Comprimento de condutor	193.078080 $m$
$R_{condutor}$	Resistência elétrica da bobina	85.147433 $\Omega$
$R_{série}$	Resistência associada em série	0 $\Omega$
$M_{condutor}$	Massa de condutor	102.007473 $g$

#### 4.2.3 Circuito de controle

O circuito elétrico escolhido para o controle da ativação e desativação das bobinas faz uso do princípio de funcionamento da ponte H, que permite o controle de cargas indutivas, tais como um motor DC ou bobinas ([ISHIOKA et al., 2017](#)). No caso dos motores é possível, por exemplo, efetuar o controle do sentido da rotação (horário ou anti-horário) ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Isso se deve à inversão do sentido da corrente que

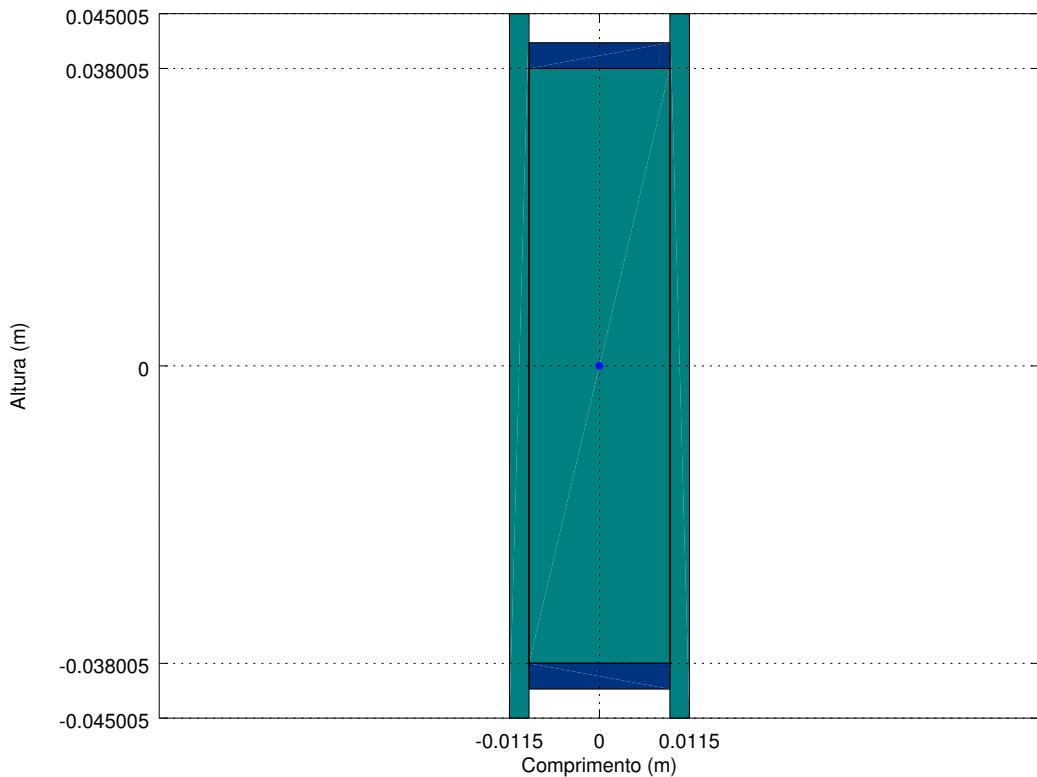


Figura 43 – Ilustração da bobina retangular dimensionada, vista em seção.

acarreta na inversão do sentido do campo magnético induzido pelas bobinas no interior do motor (ISHIOKA et al., 2017).

Dessa forma é evidente que a aplicação da ponte H para o desenvolvimento da interface eletrônica de controle do atuador em questão é conveniente, já que é possível utilizar pontes H para controlar a ativação das bobinas e também o sentido do campo magnético induzido (ISHIOKA et al., 2017).

O diagrama da Fig. 44 mostra que o atuador é conectado ao computador de bordo, permitindo através das pontes controlar quais bobinas serão acionadas e o sentido do campo magnético induzido. A alimentação do atuador e computador de bordo como de costume são provenientes do Sistema Elétrico de Potência (EPS).

#### 4.2.4 Design dos suportes

Os suportes estruturais das bobinas foram projetados através de Desenho Assistido por Computador (CAD) (ISHIOKA et al., 2017) e foram desenvolvidos levando em conta a facilidade de integração junto a placa, podendo ser visualizados na Fig. 45.

O par de suportes da bobina cilíndrica, Fig. 45A, são fixados na parte superior da placa (+Z) utilizando dois parafusos de 2 mm de diâmetro (M2) cada um. O suporte utilizado na bobina de seção retangular é mostrado na Fig. 45B. Este último é fixado na parte inferior da placa, através de quatro parafusos M2.

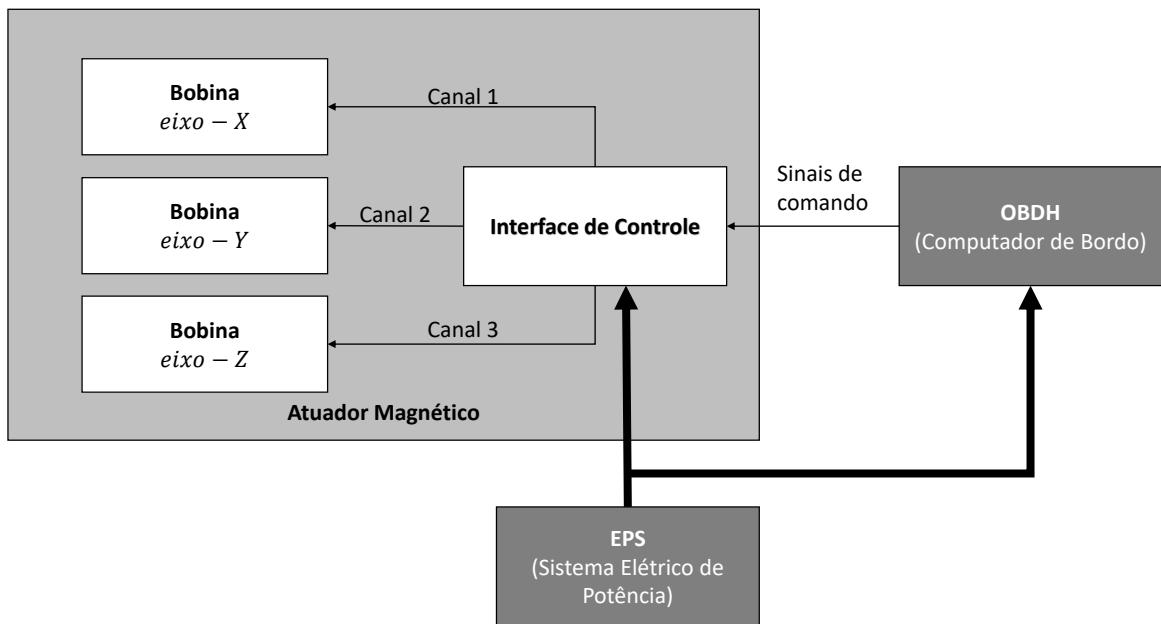


Figura 44 – Diagrama do princípio de funcionamento da interface de controle (ponte H) do atuador.

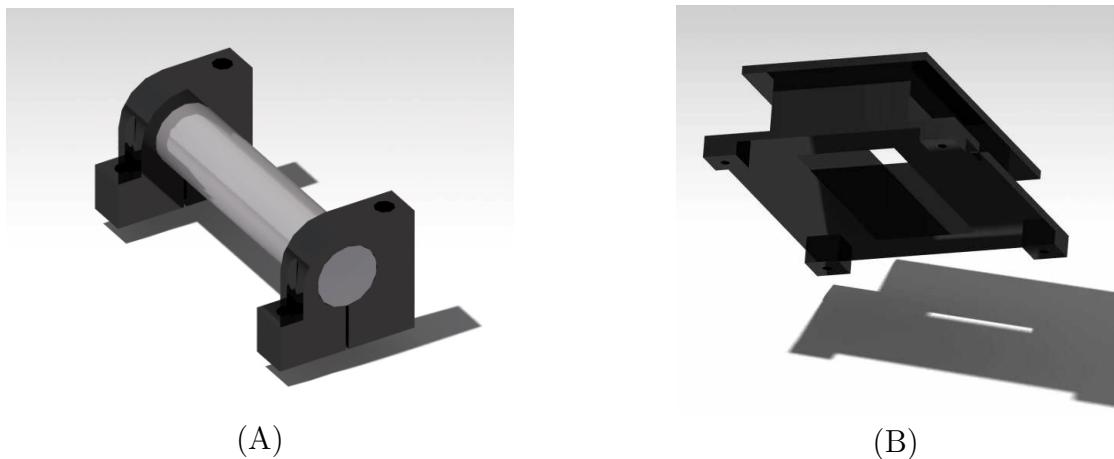


Figura 45 – Suportes projetados.

Os parafusos utilizados para fixação não podem ser constituídos de material ferromagnético, já que estes podem ser magnetizados permanentemente e podem interferir na ação do atuador. Isso se deve ao fato de que ao serem magnetizados estes inserirão perturbações ao torque do atuador, prejudicando a ação de controle. Diversas versões dos suportes em questão foram analisadas até a obtenção dos modelos finais. Durante o design foi considerada também a remoção de material em regiões onde não era necessário, visando a diminuição de sua massa.

#### 4.2.5 Desenvolvimento das estruturas

Os componentes estruturais do protótipo foram desenvolvidos através de uma impressora 3D, utilizando filamentos do material polimérico Ácido Polilático (PLA), por ser acessível e pelo fato de que o objetivo não era o desenvolvimento de um modelo de voo (ISHIOKA et al., 2017). As características do PLA são apresentadas na Tab. 12. Para a produção das estruturas através da impressora 3D, arquivos com a extensão Linguagem Triângulo Padrão (STL) foram gerados através do *software CAD*.

Se houvesse a necessidade de desenvolvimento de um modelo de voo, o material Windform XT 2.0 da empresa CRT poderia ser considerado para confecção das peças impressas, já que possui características adequadas para aplicações espaciais (CLEMENTS et al., 2014).

Tabela 12 – Características do PLA. Informações extraídas de [EVERYTHING...](#) ([S.d.]).

Parâmetro	Valor
Formula química	$(C_3H_4O_2)_n$
Temperatura de injeção típica	178 – 240° C
Ponte de fusão	157 – 170° C
Resistência à tração	61 – 66 MPa
Resistência à flexão	48 – 110 MPa
Taxa de contração	0.37 – 0.41%

#### 4.2.6 Desenvolvimento da bobina cilíndrica

Para o desenvolvimento das bobinas cilíndricas um bobinador específico foi desenvolvido para este propósito através da impressão 3D em PLA, assim como as demais estruturas (ISHIOKA et al., 2017). Todo o procedimento de produção das bobinas foi manual, o que tornou o processo demorado para atingir uma maior perfeição na uniformidade das espiras (ISHIOKA et al., 2017). Em média foram necessários dois dias para desenvolver cada bobina (ISHIOKA et al., 2017).

O bobinador desenvolvido é mostrado nas figuras 46 (A) e (B). É possível verificar em (A) a presença de cilindros onde o núcleo é encaixado, consumindo uma profundidade de 8 mm em cada lado da barra metálica. Esse valor de 8 mm coincide intencionalmente com a espessura do suporte definida no design dessa bobina, de forma a limitar a superfície cilíndrica onde o fio de cobre esmaltado AWG31 deveria ser enrolado, conforme mostrado em (B). Dessa forma, a Fig. 46B mostra exatamente a superfície do núcleo que deve ser coberta pelos enrolamentos.

Para o desenvolvimento das bobinas, o segmento inicial do fio de cobre foi fixado ao cilindro direito do bobinador. O procedimento de enrolamento ocorreu ao girar esse mesmo cilindro no sentido indicado na Fig. 46B com a mão direita e guiar o fio de cobre com a

mão esquerda, certificando-se sempre que as espiras estivessem bem juntas e paralelas à seção do núcleo cilíndrico.

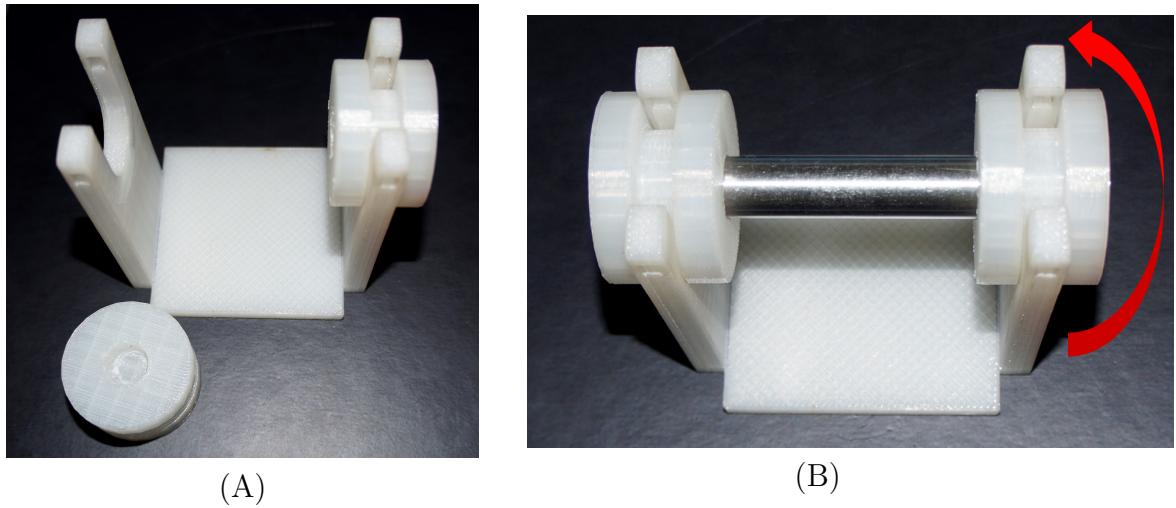


Figura 46 – Estrutura utilizada no desenvolvimento das bobinas; **A.** bobinador desmontado; **B.** bobinador montado junto ao núcleo.

Conforme pode ser visualizado na Fig. 47, a primeira bobina desenvolvida apresentava boa uniformidade, porém houve dificuldade durante a produção em se manter os enrolamentos alinhados, de forma que em certo momento não era mais possível ter a certeza do número de camadas aplicado (ISHIOKA et al., 2017). Essa situação claramente não era ideal, pois não havia como se determinar um critério para parar o enrolamento, sabendo que como informado na Tab. 10, 20 camadas de espira seria o valor de projeto para se alcançar aproximadamente  $||\mathbf{m}|| = 0.358528 \text{ Am}^2$  (ISHIOKA et al., 2017).

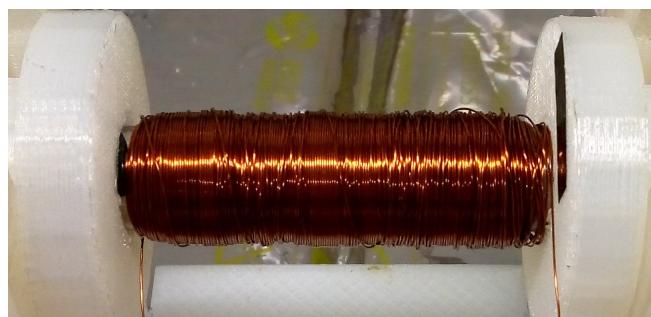


Figura 47 – Primeira tentativa de desenvolvimento da bobina.

Como forma de solucionar esse problema optou-se por após o término de cada camada  $\mathbf{k}$ , aplicar cola às espiras, principalmente nas extremidades de começo e fim do enrolamento (ISHIOKA et al., 2017). A Figura 48 ilustra em vermelho as regiões onde a cola foi aplicada na extremidade de começo do enrolamento e em azul onde a cola foi aplicada entre as camadas.

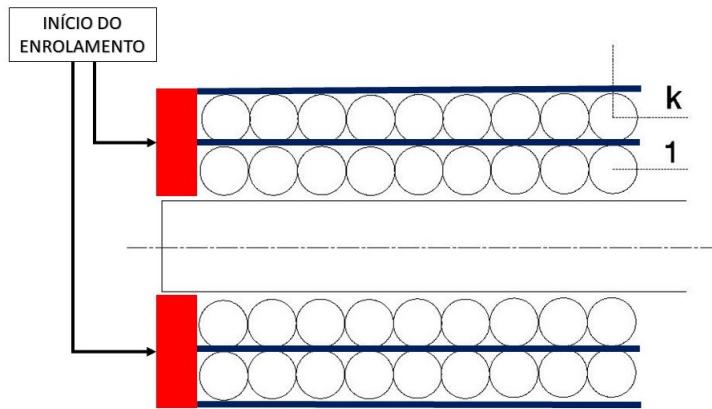


Figura 48 – Ilustração das regiões onde a cola foi aplicada, representadas pelas cores vermelha e azul. Figura adaptada de ISHIOKA et al. (2017).

A cola entre as camadas de espira representada em azul na Fig. 48 não foi aplicada uniformemente recobrindo todas as espiras, mas apenas perto do início e fim do enrolamento (ISHIOKA et al., 2017). Isso foi feito dessa forma para evitar o aumento de massa.

Utilizando o procedimento de colagem foi obtida uma bobina de qualidade superior conforme mostrado na Fig. 49, apresentando 10 camadas de espira (ISHIOKA et al., 2017). Assegurou-se que em cada camada todas as espiras mantinham-se alinhadas e próximas uma das outras (ISHIOKA et al., 2017). A colagem possibilitou o desenvolvimento de um dispositivo mais robusto, onde dificilmente os enrolamentos serão desfeitos ou sofrerão relaxamento (ISHIOKA et al., 2017).

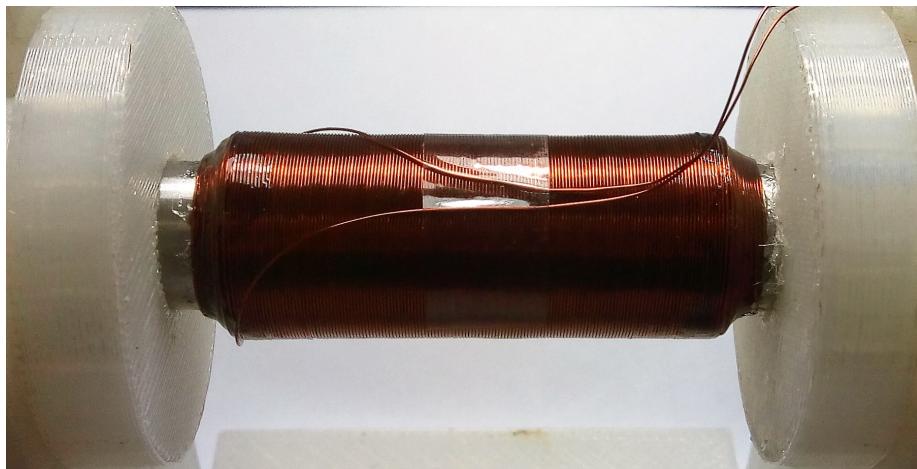


Figura 49 – Bobina desenvolvida com dez camadas de espira. Figura extraída de ISHIOKA et al. (2017).

As duas bobinas finalizadas (torque rods) são mostradas na Fig. 50A. O número de camadas aplicado foi 10, menor do que o estipulado no design (20 camadas) pela dificuldade

em se produzir manualmente a bobina com esse volume de fios (ISHIOKA et al., 2017). Dessa forma, optou-se por aplicar a metade do valor, o que acarreta em uma diminuição do momento de dipolo magnético esperado (ISHIOKA et al., 2017). Como a contribuição de cada camada de fios é ditada pela Eq. 2.15, o novo momento magnético das bobinas desenvolvidas pôde ser estimado através da iteração dos dados em um algoritmo (ISHIOKA et al., 2017).

Os dados das duas bobinas desenvolvidas que foram estimados pelo algoritmo são mostrados na Tab. 13 (ISHIOKA et al., 2017). Além das características estimadas, a resistência elétrica de cada bobina foi mensurada utilizando um multímetro, sendo encontrados  $R_1 = 34.5 \Omega$  e  $R_2 = 37.1 \Omega$ . Conforme mostrado na tabela, esses valores obtidos não se distanciam do valor  $R$  estimado (ISHIOKA et al., 2017).

Tabela 13 – Características estimadas das duas bobinas de espira circular desenvolvidas. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017).

Parâmetro	Descrição	Valor
$\ \mathbf{m}\ $	Momento de dipolo magnético	$0.17124 \text{ Am}^2$
$R$	Resistência obtida	$35.930 \Omega$
$R_{\text{série}}$	Resistência associada em série	$47.403 \Omega$

Quanto as massas das bobinas, os valores mensurados foram  $M_1 = 100 \text{ g}$  e  $M_2 = 102 \text{ g}$  (ISHIOKA et al., 2017). Conforme o esperado, as massas são menores que os valores especificados na Tab. 10, já que quantidades menores de fios foram utilizadas. As características mensuradas das duas bobinas desenvolvidas foram resumidas na Tab. 14.

Após desenvolvidos, os fios terminais das duas bobinas passaram por um processo de laceamento, com a finalidade não só organizacional, mas também para prevenção de sua danificação e desmonte das bobinas (ISHIOKA et al., 2017). Para efetuar esse procedimento foi utilizada a norma NASA-STD 8739.4, onde o laceamento do tipo *clove hitch and square knot* (Fig. 50) foi utilizado (NASA, 2010).

Tabela 14 – Características mensuradas das bobinas cilíndricas desenvolvidas. Adaptação de ISHIOKA et al. (2017).

Parâmetro	Descrição	Valor
$R_1$	Resistência obtida da bobina 1	$34.5 \Omega$
$R_2$	Resistência obtida da bobina 2	$37.1 \Omega$
$R_{\text{série};1}$	Resistência associada em série com a bobina 1	$\geq 48.83 \Omega$
$R_{\text{série};2}$	Resistência associada em série com a bobina 2	$\geq 46.23 \Omega$
$M_1$	Massa da bobina 1 ( $M_{\text{condutor}} + M_c$ )	$100 \text{ g}$
$M_2$	Massa da bobina 2 ( $M_{\text{condutor}} + M_c$ )	$102 \text{ g}$

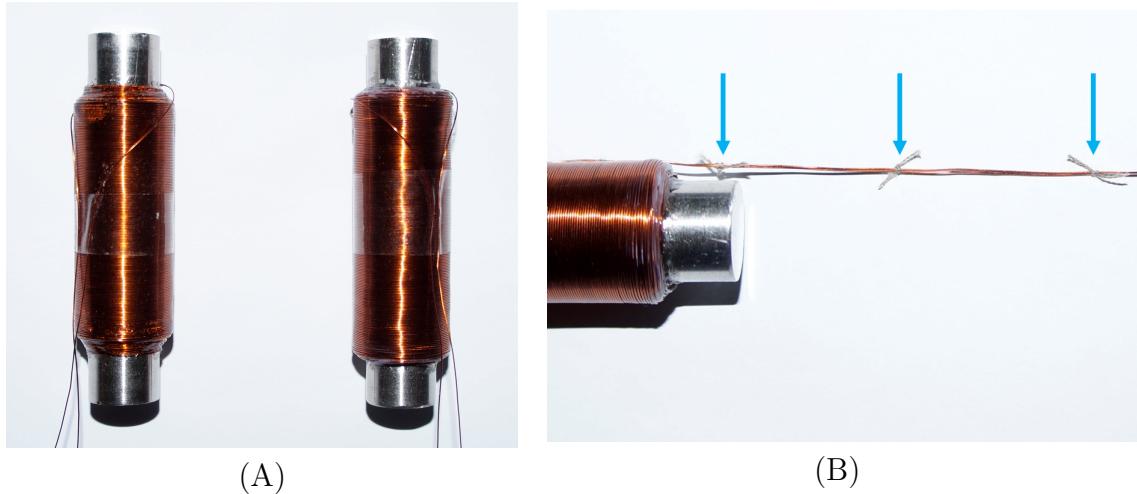


Figura 50 – Bobinas cilíndricas desenvolvidas; **A.** bobinas finalizadas com 10 camadas de espiras, figura extraída de [ISHIOKA et al. \(2017\)](#); **B.** laceamento *clove hitch and square knot*, figura extraída de [DESIGN... \(2017\)](#).

#### 4.2.7 Desenvolvimento da bobina retangular

Para o desenvolvimento da bobina retangular os enrolamentos foram aplicados diretamente ao suporte em PLA ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Diferente do processo de desenvolvimento da bobina cilíndrica, não foi utilizado um bobinador para sua produção, também sendo feita de forma manual conforme pode ser visualizado na Fig. 51.

Durante sua produção a bobina foi colada na região das quatro arestas ([ISHIOKA et al., 2017](#)). A bobina foi desenvolvida com as 10 camadas estipuladas durante a fase de projeto, dessa forma suas características lá estimadas se conservam para a bobina construída ([ISHIOKA et al., 2017](#)).

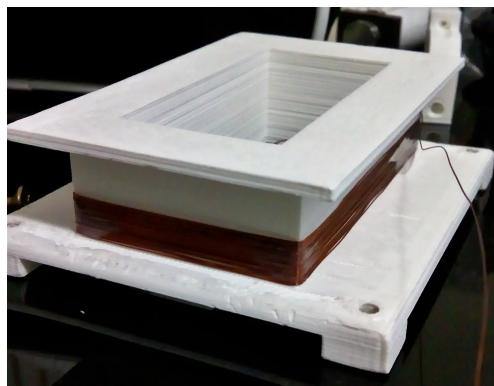


Figura 51 – Produção da bobina retangular, fio de cobre AWG31 sendo aplicado no suporte impresso. Figura extraída de [ISHIOKA et al. \(2017\)](#).

As características mensuradas dessa bobina foram reunidas na Tab. 15. Ao se comparar os valores da tabela com os dados estimados, é notado que os valores são bem próximos do esperado.

Tabela 15 – Características mensuradas da bobina de espira retangular. Adaptação de [ISHIOKA et al. \(2017\)](#).

Parâmetro	Descrição	Valor
$R$	Resistência obtida da bobina	72.8 $\Omega$
$R_{\text{série}}$	Resistência associada em série com a bobina	$\geq 10.53 \Omega$
$M$	Massa da bobina	118 g

#### 4.2.8 Medição do campo magnético e integração dos componentes

Após o desenvolvimento das bobinas o primeiro teste conduzido consistiu na verificação se o campo magnético induzido era gerado por cada bobina, e consequente leitura de sua magnitude ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Para a efetuação desse procedimento foi utilizado o magnetômetro triaxial Honeywell HMR2300 junto a uma interface em Matlab ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Para a aferição das medidas, o eixo da bobinas onde se esperava a o campo induzido de maior magnitude foi alinhado ao eixo Z do magnetômetro, conforme mostrado na Fig. 52 ([ISHIOKA et al., 2017](#)).

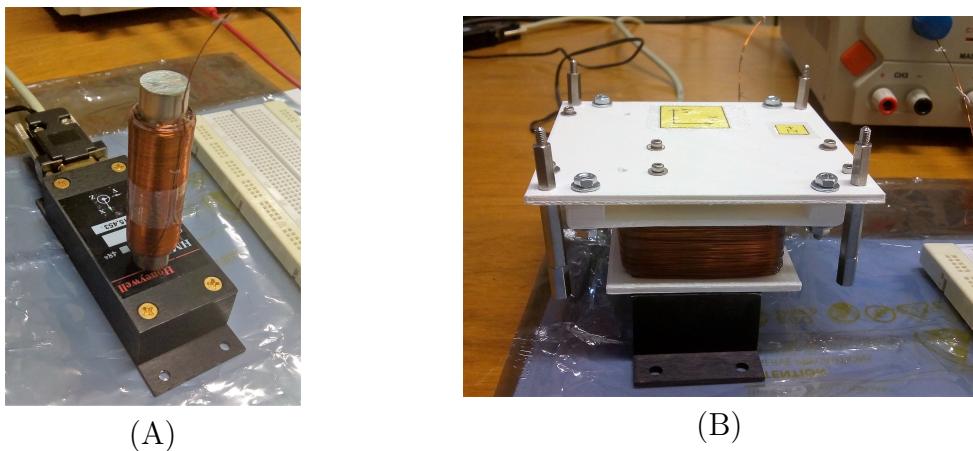


Figura 52 – Mensuração dos campos magnéticos de ambos os tipos de bobina desenvolvidos para o atuador v.1; **A.** bobina de espira circular; **B.** bobina de espira retangular posicionada sob o magnetômetro.

As bobinas foram alimentadas pela fonte de corrente contínua Minipa, modelo MPL-3303 ([ISHIOKA et al., 2017](#)). A corrente da fonte foi ajustada de forma a se obter o valor de projeto 0.06 A. Os valores do campo magnético induzido obtidas pelas três bobinas na condição mencionada foram reunidos na Tab. 16.

Os resultados obtidos indicam que as três bobinas estão operacionais e conforme previsto, a maior leitura do campo magnético ocorre no eixo z ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Ainda em relação a esse eixo, pode ser verificado que o valor obtido para a bobina de espira quadrada foi superior às leituras das bobinas de espira circular ([ISHIOKA et al., 2017](#)). Isso provavelmente está relacionado ao fato de que as bobinas de espira circular foram desenvolvidas com uma quantidade de camadas menor que o especificado em seu

Tabela 16 – Campo magnético medido em  $\mu T$ . Adaptação de ISHIOKA et al. (2017).

Bobina	$  \beta_x  $	$  \beta_y  $	$  \beta_z  $
Bobina de espira circular 1	-26.69	20.24	103.2
Bobina de espira circular 2	-15.15	-1.36	140.8
Bobina de espira quadrada	-211.3	-74.85	156.5

design, e provavelmente se todas as 20 camadas tivessem sido utilizadas, sua leitura seria superior (ISHIOKA et al., 2017).

Embora a placa de circuito impresso não tenha sido desenvolvida, as bobinas foram montadas temporariamente a uma placa também impressa em PLA com o fator de forma PC/104. O atuador pronto nessas condições é mostrado na Fig. 53.

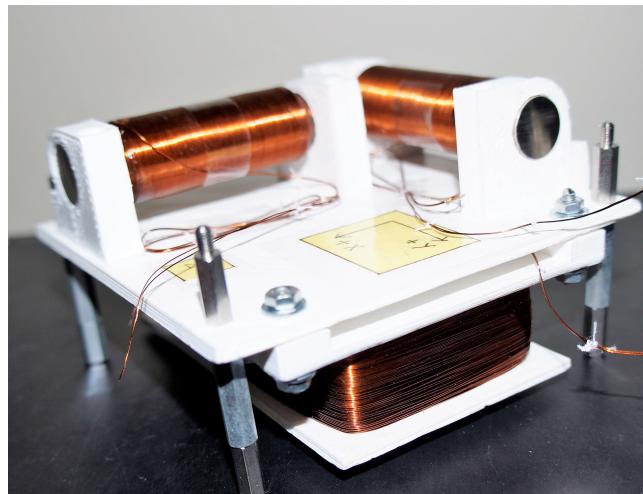


Figura 53 – Atuador triaxial montado. Figura extraída de ISHIOKA et al. (2017).

#### 4.2.9 Simulação da bobina cilíndrica desenvolvida

A referida bobina foi desenvolvida com aproximadamente 1710 espiras, composta do núcleo de liga EFI 79, formada por fios de cobre AWG31, e em condições nominais opera a 300 mW em 5 V DC (ISHIOKA et al., 2017). Para efetuar a simulação no *software* adotado, que utiliza o método dos elementos finitos, foi necessário estimar a curva de magnetização do núcleo<sup>5</sup>. Dados fornecidos pelo fornecedor do núcleo foram utilizados para fazer a estimativa, sendo eles: saturação de indução  $B_s = 8700 G$  e permeabilidade máxima  $\mu_r = 230000$  (EFI..., 2016).

Conforme descrito na fonte SZEWCZYK (2016), o modelo para a curva de magnetização fornecido pela função de Langevin (Eq. 4.3) é adequado especialmente para simulações com ênfase em circuitos integrados, método dos elementos finitos e método

<sup>5</sup> A curva de magnetização também é conhecida como curva B-H, ou curva de histerese.

dos momentos, se adequando a este caso. Nessa equação  $B_{\text{sat}}$  é a densidade de fluxo de saturação,  $H$  o campo magnetizante, e “ $a$ ” um parâmetro que deve ser determinado (SZEWCZYK, 2016).

$$B(H) = B_{\text{sat}} \left[ \coth\left(\frac{H}{a}\right) - \frac{a}{H} \right] \quad (4.3)$$

Ao analisar a função de Langevin mais atentamente, fica claro que a inclinação da reta tangente a curva corresponde a permeabilidade magnética. Isso pode ser visualizado através da relação abaixo (Eq. 4.4), que pode ser analisada conforme a Eq. 4.5 em termos do Sistema Internacional de Unidades (SI): tesla (T), metro (m), ampere (A), e henry (H).

$$\mu = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad (4.4)$$

$$\frac{Tm}{A} = \frac{Tm^2}{Am} = \frac{H}{m} \quad (4.5)$$

Considerou-se que a densidade de fluxo de saturação ( $B_{\text{sat}}$ ) fosse igual a saturação de indução ( $B_s$ ) do material como simplificação. Tal ação foi denominada simplificação porque  $B_{\text{sat}}$  e  $B_s$  não são exatamente iguais (Eq. 4.6), já que a primeira corresponde à densidade de fluxo do material magnético somada à densidade de fluxo do espaço o qual o material ocupa (MAGWEB, [S.d.]).

$$B_{\text{sat}} = B_s + \mu_0 H \quad (4.6)$$

O método para determinar o parâmetro “ $a$ ” consistiu em verificar qual o seu valor que retornaria uma máxima inclinação  $\mu$  da curva (Eq. 4.4), cujo valor se aproximasse da máxima permeabilidade magnética informada pelo fabricante do material. Conforme apresentado em NIST ([S.d.]),  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ , e por isso foi concluído que  $\mu_{\text{material}} = 0.2890 \text{ H/m}$ . Aplicando-se o método descrito, determinou-se o valor de  $a$  que torna  $\mu$  o mais próximo possível de  $\mu_{\text{material}}$ . O valor encontrado foi  $a = 0.5551$ , que levou a uma correspondência de 99.90% entre a permeabilidade informada do material do núcleo e a permeabilidade da curva B-H estimada.

A curva estimada da liga EFI 79 é apresentada abaixo (Fig. 54).

Com essa curva foi possível executar a simulação do comportamento magnetostático da bobina. A Figura 55 mostra as linhas de fluxo do campo magnético induzido, bem como a magnitude do campo magnético induzido  $B$  na configuração nominal da bobina. Note que a figura mostra a bobina cilíndrica dividida em seu eixo de simetria longitudinal, o que não é prejudicial aos resultados.

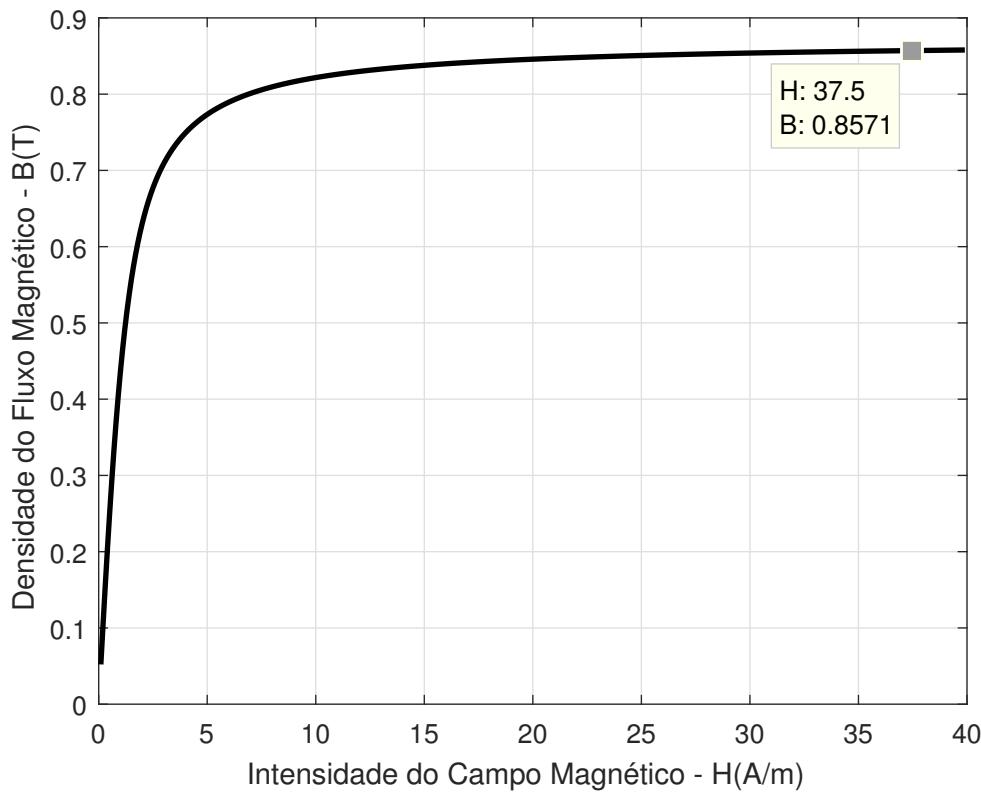


Figura 54 – Curva de magnetização estimada do núcleo magnético EFI 79.

Ao analisar as intensidades do campo nas regiões do núcleo correspondentes aos polos magnéticos norte/sul (topo e parte inferior), verifica-se pela coloração azul que a magnitude está entre  $0.15222 \mu T$  e  $8419.4 \mu T$ . Os valores experimentais encontrados para ambas as bobinas (Tab. 16) foram respectivamente  $103.2 \mu T$  e  $140.8 \mu T$  (mensuração ao longo do eixo longitudinal), que são compatíveis com a faixa de valores da simulação. Deve ser considerado que a posição do sensor no interior do encapsulamento do magnetômetro Honeywell não necessariamente estava exatamente abaixo do polo da bobina. Também deve ser considerado que o sensor no interior do encapsulamento tem um distanciamento vertical do polo da bobina.

A Figura 56 mostra o campo  $H$  simulado. Verifica-se o sentido das linhas de campo, colocando em evidência os polos norte e sul magnéticos surgidos após a definição do sentido da corrente elétrica do enrolamento.

A fim de estimar o torque através da simulação, um campo magnético externo foi gerado através de duas bobinas virtuais, conforme mostrado na Fig. 57. A corrente fluindo em cada bobina geradora desse campo externo virtual foi configurada para 5000 A. O objetivo da geração desse campo externo foi meramente criar um ambiente onde o campo gerado pela bobina do atuador magnético pudesse interagir, gerando um torque virtual.

Na região central desse ambiente, Fig. 57, foi verificado que o campo magnético

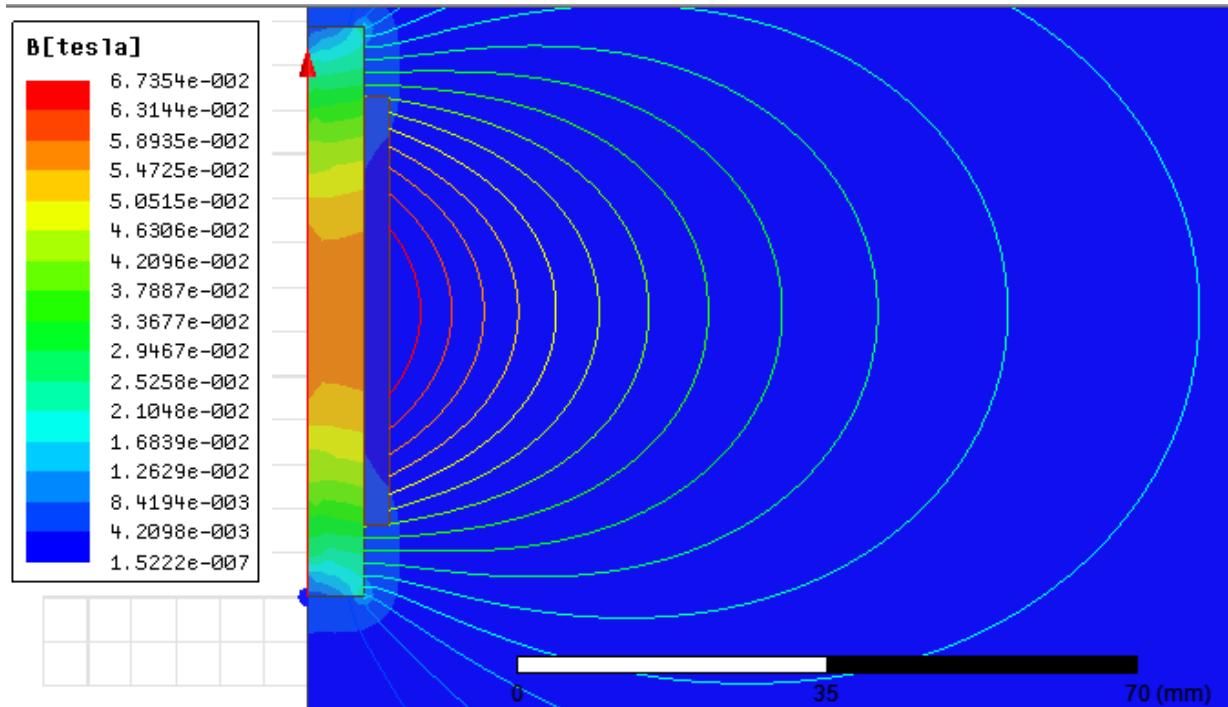


Figura 55 – Campo magnético  $B$  simulado da bobina cilíndrica.

induzido media no máximo  $\|\mathbf{B}_{\text{externo-máximo}}\| = 1.0274 \times 10^{-2} T$ . Ao considerar que um volume no centro entre as duas bobinas mostradas nessa figura ocupa a posição da bobina do atuador, foi efetuada uma média dos valores de campo externo encontrados na faixa de  $9.6266 \times 10^{-3} T$  a  $1.0274 \times 10^{-2} T$ . Adotou-se essa média como o valor do campo magnético uniforme no volume ocupado pela bobina do atuador, medindo  $\|\mathbf{B}_{\text{externo}}\| = 1 \times 10^{-2} T$ .

Ao se determinar o torque do atuador em  $Nm$ , o que pode ser feito automaticamente pelo programa ao posicionar a bobina do atuador magnético na região central mencionada (Fig. 58), o procedimento para encontrar o momento magnético da bobina do atuador se resume em aplicar a Eq. 4.7.

$$\|\mathbf{m}\| = \frac{\|\boldsymbol{\tau}\|}{\|\mathbf{B}_{\text{externo}}\| \sin \theta} \quad (4.7)$$

Conforme a bobina do atuador foi posicionada, Fig. 58, o ângulo  $\theta = 90^{\circ}$ <sup>6</sup>. Dessa forma, a orientação da bobina do atuador foi estrategicamente posicionada para se obter o máximo torque. O torque gerado no eixo de rotação (X) foi determinado pelo *software* como sendo  $\|\boldsymbol{\tau}\| = 6.8464 \times 10^{-3} Nm$ . Isso levou a concluir que o momento magnético aproximado através da simulação é  $\|\mathbf{m}\| = 0.68464 Am^2$  para cada bobina cilíndrica.

Esse valor encontrado difere do calculado através do algoritmo desenvolvido para o design dessas bobinas, conforme os resultados foram apresentados na Tab. 13, podendo dessa forma ser estabelecido um teto para o máximo momento magnético esperado. Nesse

<sup>6</sup> O ângulo  $\theta$  é referente aos vetores momento magnético  $\mathbf{m}$  e campo magnético externo  $\mathbf{B}$ .

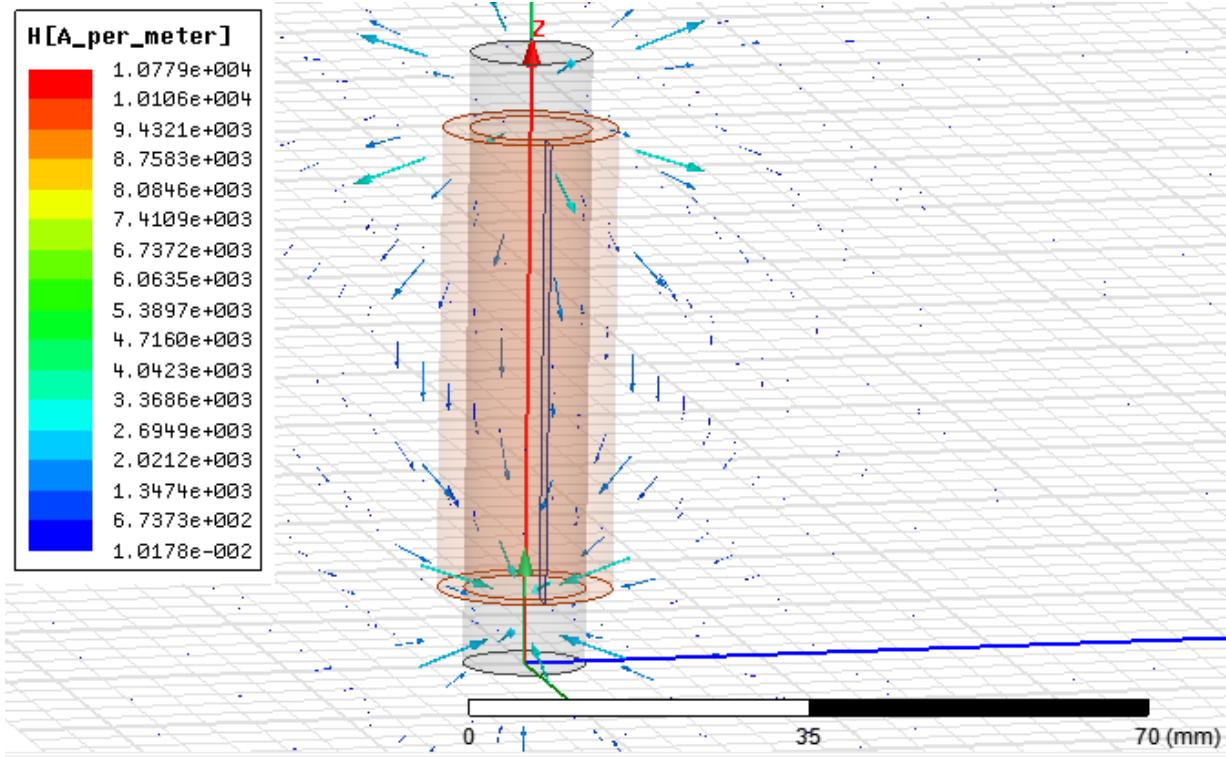


Figura 56 – Campo magnético  $H$  simulado da bobina de espira circular.

sentido, o valor encontrado através do algoritmo para o design das bobinas registrado na referida tabela foi adotado como o valor mínimo do momento magnético esperado.

#### 4.2.10 Simulação da bobina retangular desenvolvida

A bobina em questão foi desenvolvida com aproximadamente 900 espiras, formada por fios de cobre AWG31, e em condições nominais também opera a  $300\text{ mW}$  em  $5\text{ V DC}$ . Nesse caso considerou-se o núcleo como o vácuo. O campo  $B$  simulado da bobina é mostrado na Fig. 59. Já o campo  $H$  é mostrado na Fig. 60.

A maior magnitude encontrada na simulação foi  $2.43 \times 10^{-3}\text{ T}$ . O valor experimental medido foi  $156.5\text{ }\mu\text{T}$ , conforme mostrado na Tab. 16, que está na faixa de valores  $1.5217\text{ }\mu\text{T} - 305.51\text{ }\mu\text{T}$  determinada na simulação. A estimativa do momento magnético dessa bobina através da simulação foi efetuada de forma muito similar à da bobina cilíndrica, como pode ser visualizado na Fig. 61. O torque gerado no eixo de rotação (X) foi determinado pelo programa, sendo  $\|\boldsymbol{\tau}\| = 3.9094 \times 10^{-3}\text{ Nm}$ .

Como o campo virtual externo se mantém  $\|\boldsymbol{B}_{\text{externo}}\| = 1 \times 10^{-2}\text{ T}$ , a Eq. 4.7 permite a determinação do momento magnético  $\|\boldsymbol{m}\| = 0.39094\text{ Am}^2$ . Em comparação com o valor estimado utilizando o algoritmo para design da bobina de espira quadrada, mostrado na Tab. 11, esse valor de momento magnético encontrado é maior, podendo de certa forma ser utilizado como um valor máximo esperado.

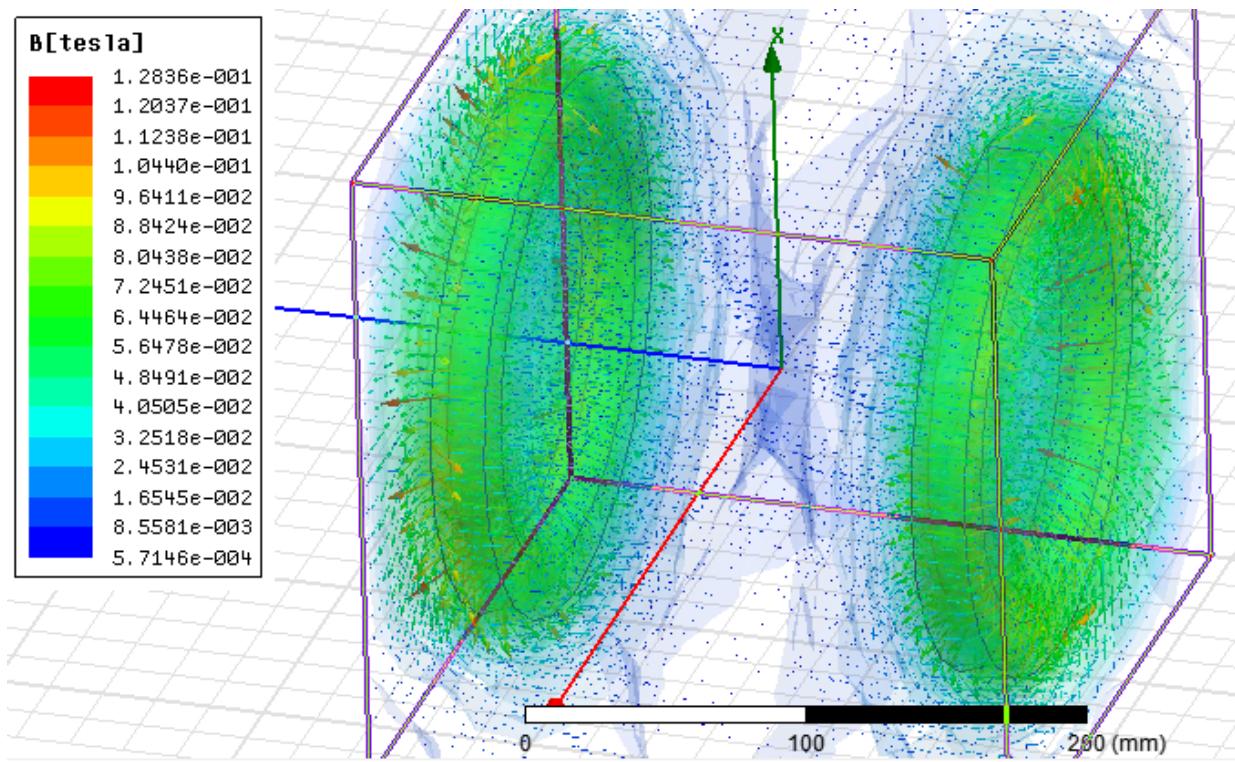


Figura 57 – Geração de um campo magnético virtual para estimação do torque magnético da bobina do atuador.

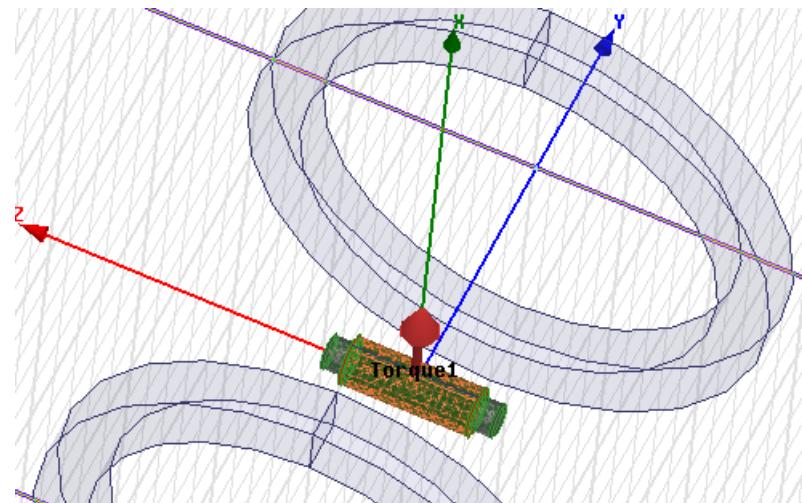


Figura 58 – Bobina cilíndrica do atuador magnético posicionada na região central entre as duas bobinas geradoras do campo magnético externo.

#### 4.2.11 Considerações sobre o atuador v.1

Conforme mencionado, as simulações trouxeram valores de momento magnético maiores que o estimado anteriormente através do algoritmo para *design* das bobinas. Essa discrepância se deve provavelmente ao método utilizado para o cálculo. O *software* utilizado para as simulações se baseia no método dos elementos finitos, e por isso espera-se que os resultados gerados por ele sejam mais fíeis à realidade do que os resultados obtidos

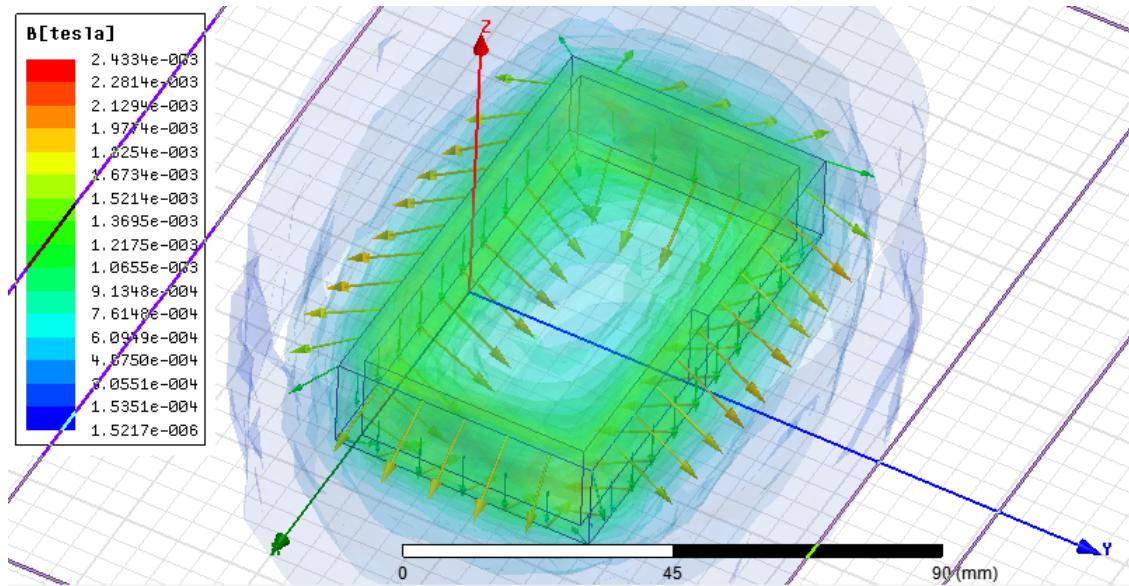


Figura 59 – Simulação do campo  $B$  da bobina de espira retangular.

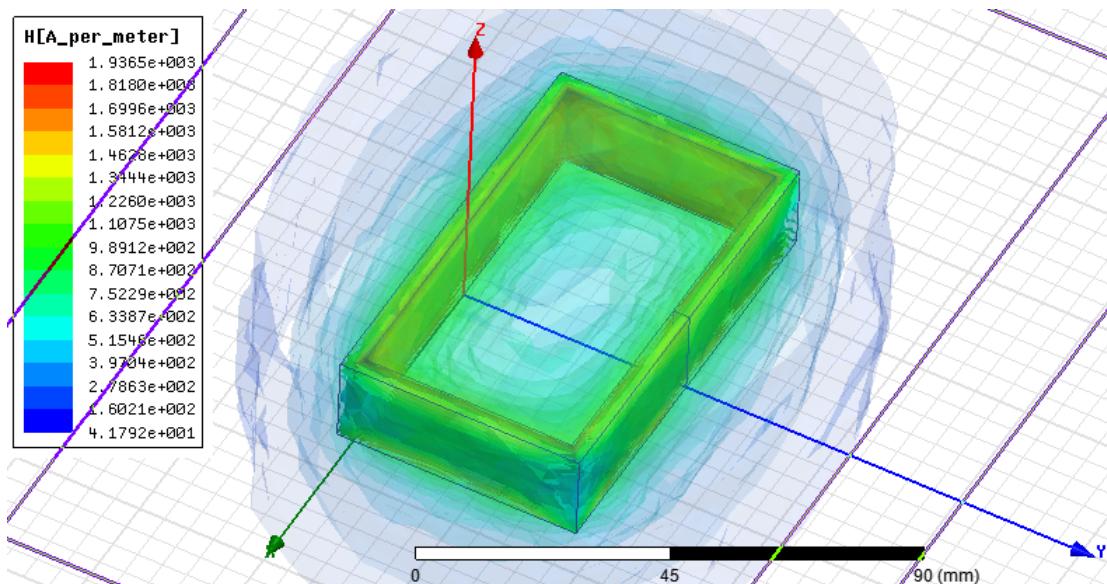


Figura 60 – Simulação do campo  $H$  da bobina de espira retangular.

pelo algoritmo desenvolvido.

Ainda assim, a discrepância dos valores de momento magnético das bobinas permitiu a definição de uma faixa de valores para cada bobina desenvolvida quando em funcionamento nominal, conforme apresentado na Tab. 17.

### 4.3 Atuador v.2

O atuador v.1 desenvolvido no segundo semestre de 2017 possui em suma as seguintes características:

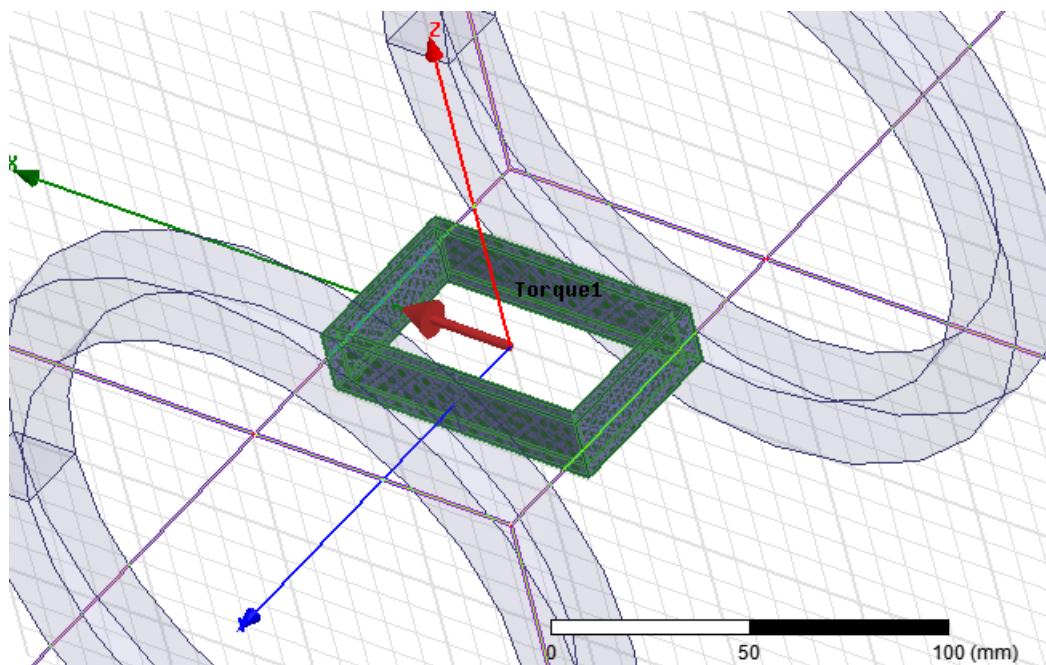


Figura 61 – Bobina de espira retangular do atuador magnético posicionada na região central entre as bobinas geradoras do campo magnético externo.

Tabela 17 – Faixa dos valores de momento magnético esperado referente as bobinas desenvolvidas para o atuador v.1 quando em funcionamento nominal.

<b>Tipo de bobina</b>	<b>Faixa de valores (<math>Am^2</math>)</b>
Bobinas de espira circular	0.17124 – 0.68464
Bobina de espira quadrada	0.167236 – 0.39094

- Dimensões (altura  $\times$  largura  $\times$  profundidade):  $53.775\text{ mm} \times 90.17\text{ mm} \times 95.885\text{ mm}$ .
- Volume ocupado:  $464.93\text{ cm}^3$ .
- Momento magnético estimado Z:  $0.17124 - 0.39094\text{ Am}^2$ .
- Momento magnético estimado XY:  $0.167236 - 0.68464\text{ Am}^2$ .

Pontos negativos foram identificados nessa primeira versão do atuador, sendo eles:

- Altura excessiva ocasionada pela bobina do eixo Z.
- Espaçamento excessivo entre as bobinas XY e a superfície da placa.
- Não permite a utilização dos conectores empilháveis tradicionais utilizados em subsistemas de CubeSats devido ao posicionamento das bobinas.
- Furos sem a tolerância necessária para impressão 3D.

Considerando os problemas apontados, as seguintes medidas de solução foram isoladas:

- Manter as bobinas XY dimensionadas no trabalho passado, já que elas são funcionais e foram desenvolvidas com a qualidade necessária para a condução deste trabalho.
- Redimensionar a bobina Z, devido ao tamanho excessivo.
- Adequar o modelo da placa para a utilização de conectores empilháveis comumente utilizados em CubeSats.
- Adequar a tolerância dos furos à impressora 3D do laboratório.

#### 4.3.1 Configuração geométrica do atuador

De forma similar ao atuador v.1, o novo atuador foi desenhado em CAD. Duas configurações foram consideradas para o novo atuador como forma de melhorar as características dimensionais da primeira versão. Para o design da placa, foram utilizadas como base as dimensões do computador de bordo ABACUS, adquirido da empresa Italiana GAUSS, já que espera-se a utilização do atuador magnético junto a esse equipamento em futuros testes. As dimensões do ABACUS se encontram disponíveis no *datasheet* do produto ([GAUSS..., 2017](#)).

A primeira configuração proposta considera a substituição da sua bobina retangular por uma bobina cilíndrica com núcleo de ar posicionada na mesma superfície em que se encontram as bobinas XY, conforme ilustrado na figura 62. Também pode ser verificado através da figura que as bobinas foram rearranjadas de forma a possibilitar a utilização dos conectores empilháveis de 104 bits. Nessa configuração, as dimensões<sup>7</sup> do atuador seriam (altura × largura × profundidade): 23.83 mm × 90.14 mm × 95.86 mm.

No que diz respeito aos suportes das bobinas para a referida configuração, nota-se pela figura que um suporte comum entre as bobinas XY foi desenvolvido, o que possibilitou criar um sistema atuador mais compactado. A face da placa onde se encontram as bobinas permitiria a solda de componentes, já que o suporte da nova bobina Z também conta com um distanciamento de 2 mm da superfície da placa, sendo fixo à ela através de 6 parafusos.

A segunda configuração proposta para o atuador v.2, considera a substituição da bobina Z por uma bobina quadrada de menor tamanho, fixada na face -Z da placa do atuador, conforme mostrado na Fig. 63. As dimensões do atuador triaxial nessa configuração seriam (altura × largura × profundidade): 33.505 mm × 90.14 mm × 95.86 mm.

Para a tomada de decisão em relação à qual das duas configurações seria melhor, ambas as novas bobinas Z propostas foram simuladas. Dessa forma a bobina que apre-

<sup>7</sup> O valor dimensional de altura não leva em consideração os conectores empilháveis.

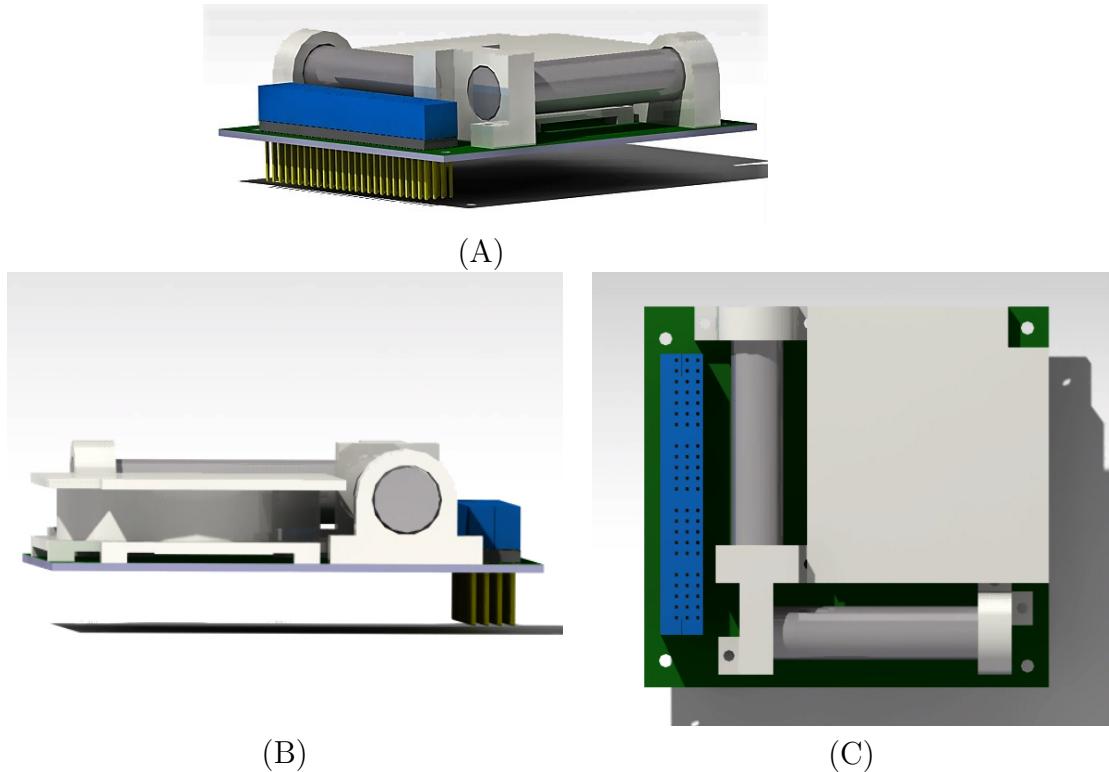


Figura 62 – Ilustrações da primeira configuração proposta para o atuador v.2; **A.** vista em perspectiva; **B.** vista lateral; **C.** vista superior.

sentasse uma maior contribuição de momento magnético seria escolhida para produção, definindo a configuração do atuador triaxial v.2. A corrente nominal dessa nova bobina foi estabelecida a mesma das outras bobinas criadas para o atuador v.1, ou seja, 0.06 A. A especificação do condutor utilizado também seria a mesma, já que possui o menor diâmetro adequado à corrente nominal.

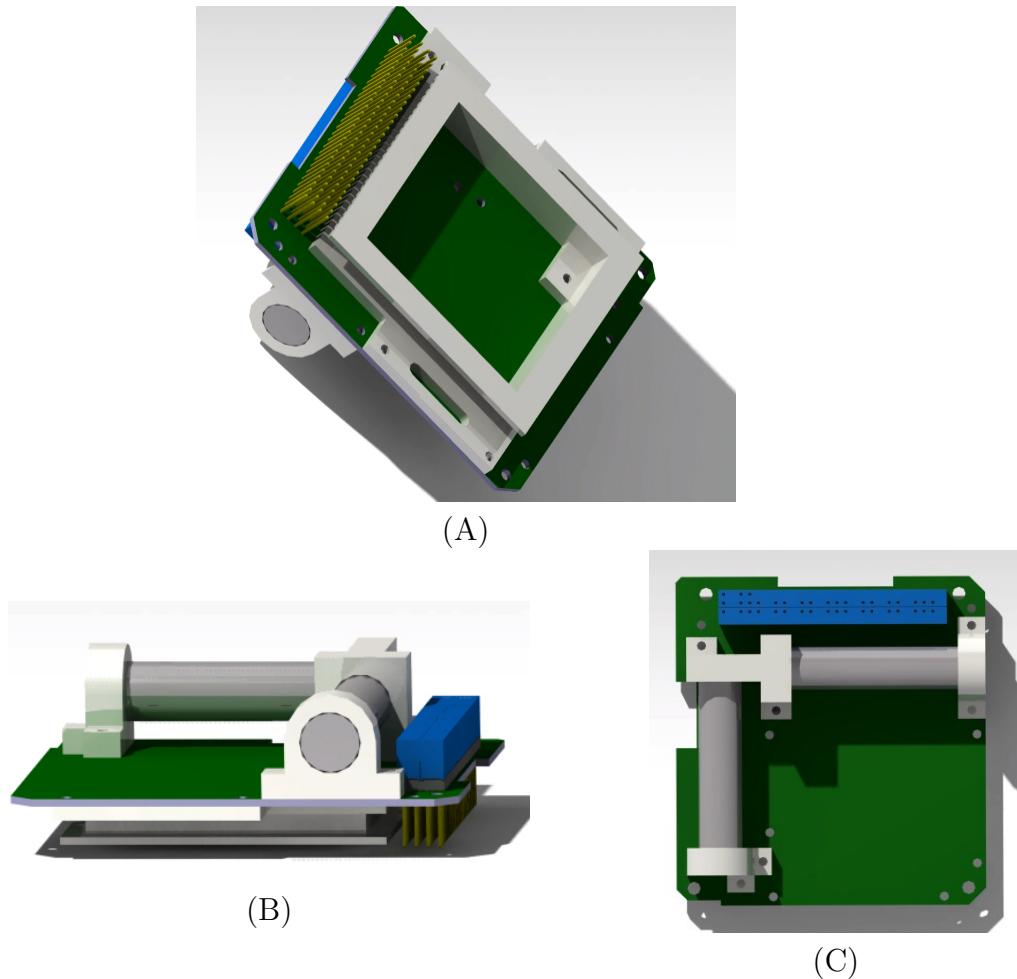


Figura 63 – Ilustrações da segunda configuração proposta para o atuador v.2; **A.** vista em perspectiva; **B.** vista lateral; **C.** vista superior.

#### 4.3.2 Avaliação da primeira configuração proposta para o atuador

Para o design da bobina foi considerado um suporte para espiras circulares cujas cotas dimensionais são mostradas na Fig. 64. A descrição de cada cota é apresentada na Tab. 18.

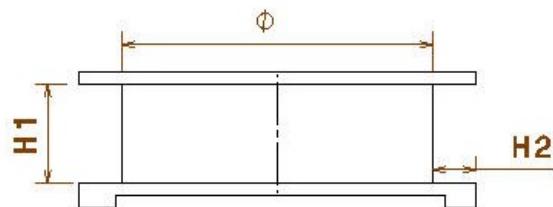


Figura 64 – Cotas dimensionais utilizadas para o design da bobina de espiras circulares Z do atuador v.2.

Considerou-se um suporte de bobina Z cilíndrica com as dimensões  $H_1 = 16.25\text{ mm}$ ,  $\frac{\phi}{2} = 25.694\text{ mm}$  e  $H_2 = 2.943\text{ mm}$ . A partir dessas características dimensionais, o algo-

Tabela 18 – Parâmetros de [design] da bobina Z de espiras circulares para o atuador v.2.

Parâmetro	Descrição
$\phi$	Diâmetro
$H_1$	Comprimento do enrolamento
$H_2$	Espessura da camada de espiras

ritmo utilizado para o design da bobina de espiras circulares do atuador v.1 foi adaptado para este caso e teve como resultado uma bobina com as características reunidas na Tab. 19.

Tabela 19 – Bobina Z de espiras circulares dimensionada para o atuador v.2.

Parâmetro	Descrição	Valor
$AWG$	Bitola do fio	31
$t$	Espessura das camadas de espira	2.74 mm
$N_e$	Número de espiras	59
$N_c$	Número de camadas	10
$L_{condutor}$	Comprimento de condutor	99.820525 mm
$R_{condutor}$	Resistência elétrica da bobina	44.020852 Ω
$R_{série}$	Resistência associada em série	39.312482 Ω
$M_{condutor}$	Massa de condutor	52.737418 g

Através do *software* de simulação o torque dessa bobina e seu momento magnético puderam ser estimados, conforme efetuado para as bobinas do atuador v.1. Os valores encontrados são apresentados abaixo:

- Torque: 0.0019711 Nm.
- Momento magnético ( $||\mathbf{m}||$ ): 0.19711 Am<sup>2</sup>.

### 4.3.3 Avaliação da segunda configuração proposta para o atuador

Para o design da bobina foi considerado o suporte para espiras quadradas cujas cotas são mostradas na Fig. 65, enquanto que a descrição das cotas é apresentada na tabela 20. Considerou-se um suporte de bobina Z quadrada com as dimensões  $H_1 = 5$  mm,  $H_2 = 4.5$  mm e  $L = 60$  mm. A partir dessas características dimensionais, o algoritmo utilizado para o design da bobina de espiras retangulares do atuador v.1 foi adaptado para este caso e teve como resultado uma bobina com as características reunidas na Tab. 21.

A estimativa do torque através da simulação retornou os seguintes valores:

- Torque: 0.0017826 Nm.

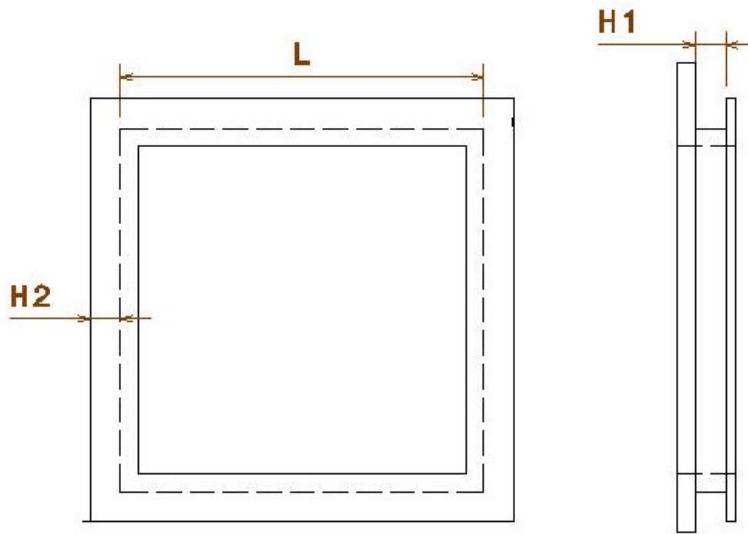


Figura 65 – Cotas dimensionais utilizadas para o design da bobina de espiras quadradas Z do atuador v.2.

Tabela 20 – Parâmetros de design da bobina Z de espiras quadradas para o atuador v.2.

Parâmetro	Descrição
$L$	Comprimento do lado da bobina
$H_1$	Comprimento do enrolamento
$H_2$	Espessura da camada de espira

Tabela 21 – Bobina Z de espiras quadradas dimensionada para o atuador v.2.

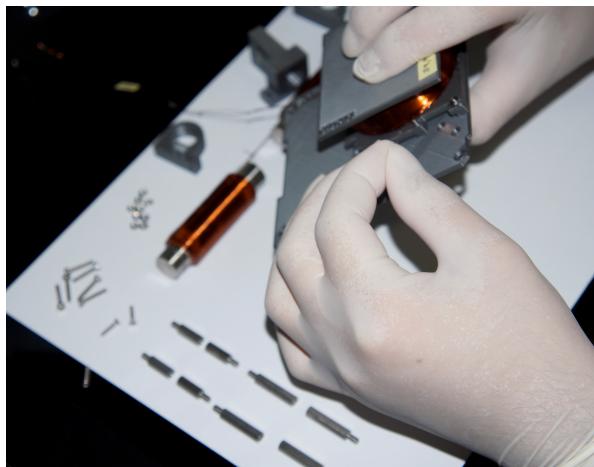
Parâmetro	Descrição	Valor
$AWG$	Bitola do fio	31
$t$	Espessura das camadas de espira	4.384000 mm
$N_e$	Número de espiras	18
$N_c$	Número de camadas	16
$L_{condutor}$	Comprimento de condutor	73.854720 m
$R_{condutor}$	Resistência elétrica da bobina	32.569932 Ω
$R_{série}$	Resistência associada em série	50.763402 Ω
$M_{condutor}$	Massa de condutor	39.019102 g

- Momento magnético ( $||\mathbf{m}||$ ):  $0.17826 Am^2$ .

#### 4.3.4 Escolha da nova configuração para o atuador v.2

Ao se comprar os momentos magnéticos entre as duas novas configurações propostas, foi verificado que o momento magnético gerado por uma bobina de espiras circulares em Z é cerca de  $0.01885 Am^2$  maior que se fosse utilizada uma bobina de espiras quadra-

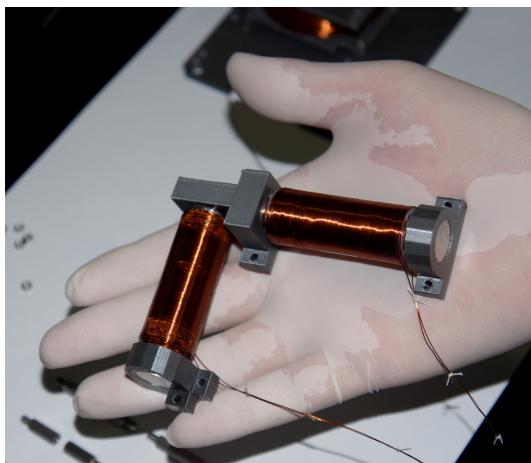
das. A diferença é muito pequena, porém já pode ser utilizada como critério de seleção, e dessa forma, a primeira configuração proposta foi escolhida. A Figura 66 mostra uma sequência de fotografias do atuador v.2 em desenvolvimento.



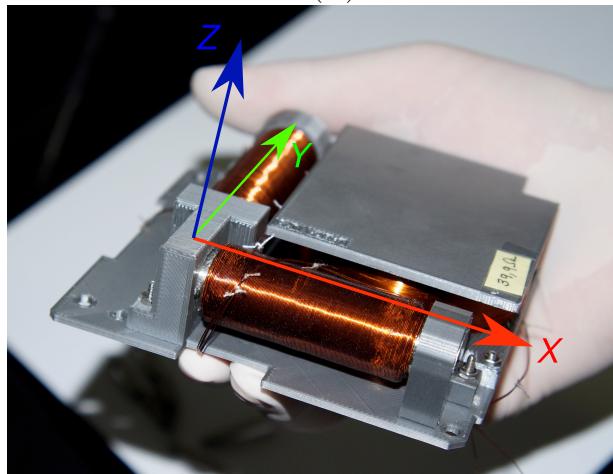
(A)



(B)



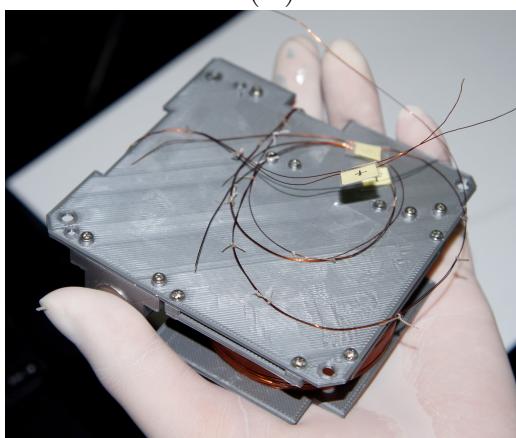
(C)



(D)



(E)



(F)

Figura 66 – Fotografias do atuador v.2 em desenvolvimento; **A.** bobina Z em processo de integração; **B./C.** bobinas XY em processo de integração; **D./E./F.** vistas do atuador integrado.

# 5 Plataforma CubeSat para testes

O CubeSat é um padrão de pequenos satélites fundado pela Universidade Estadual Politécnica da Califórnia (Cal Poly) em San Luis Obispo, e pela Universidade de Stanford em 1999 com o objetivo de tornar as missões espaciais mais acessíveis aos estudantes universitários (THE..., [S.d.]). Cinco fatores de forma padronizados do CubeSat estão presentes, eles são: 1U, 1.5U, 2U, 3U, e 3U+ (CUBESAT..., 2015; CUBESAT..., 2013). Outras variações de fatores de forma estão evoluindo, tal como o 6U, 12U, e o 27U, que aumentarão as capacidades científicas e militares desses pequenos satélites (HEVNER et al., 2011).

A fim de efetuar os testes de determinação e controle de altitude HIL de nanossatélites de forma realista, optou-se por desenvolver um *mockup* de CubeSat para testes, onde o atuador magnético v.2 desenvolvido seria embarcado. O referido *mockup* se refere a um CubeSat 2U, capaz de comportar subsistemas no padrão PC/104. Para poder ser utilizado para testes, além do *mockup*, sistemas periféricos precisaram ser desenvolvidos para envio de comandos e transmissão de telemetria remotamente, dando origem a uma plataforma CubeSat para testes. O capítulo abordará essa plataforma, cuja o nome atribuído foi HILCube.

## 5.1 Descrição

O diagrama mostrado na Fig. 92, presente no apêndice B, consiste na árvore de projeto do HILCube. Os seus subsistemas serão descritos na sequência da monografia, sendo o capítulo 6 dedicado ao sistema de determinação de altitude mencionado no diagrama. Um capítulo foi dedicado ao sistema de determinação de altitude para o seu detalhamento, e também porque não é utilizado exclusivamente pela plataforma HILCube, já que permite a medição da altitude da mesa sem necessariamente utilizar o *mockup*.

A função principal do HILCube consiste na realização de simulações em tempo real dos sistemas de determinação e controle de altitude de satélites. Porém sua aplicação poderia ir muito além do teste dos sistemas descritos, já que talvez permitiria o ensaio da montagem de um satélite real, auxiliando o estabelecimento da correta metodologia empregada na integração dos componentes.

No estado atual o sistema é capaz de contribuir para o teste de controle de altitude magnético em malha fechada e em malha aberta, porém após algumas modificações no sistema elétrico, também permitiria a utilização de outros tipos de atuadores em conjunto, tais como rodas de reação. Como o *mockup* segue o padrão 2U, ele permite o embarque

de outros subsistemas comuns a esse tipo de satélite (e.g., sensor de estrelas, sensor solar, painéis solares, antenas, computador de bordo, EPS).

### 5.1.1 Mockup CubeSat 2U

As peças do *mockup* foram desenvolvidas através de uma impressora 3D em laboratório, e suas dimensões seguem o fator de forma 2U (dimensões externas  $10 \times 10 \times 22.7\text{ cm}$ ). Os detalhes sobre os fatores de forma CubeSat constam no *CubeSat Design Specification* (CDS), disponível em [CUBESAT...](#) (2015). Além das peças estruturais, o interior do *mockup* foi equipado com duas unidades do atuador magnético triaxial v.2 para a efetuação de testes dos algoritmos de controle.

As duas unidades do atuador foram embarcadas para compensar o torque pequeno que geralmente é gerado por atuadores magnéticos, possuindo pequena influência quando acionados na Terra. Dessa forma, agrupou-se o par dentro da estrutura para dobrar o torque gerado, tornando mais fácil a realização de simulações em tempo real no ambiente laboratorial.

Para comandar o funcionamento das bobinas do atuador, pontes H também são embarcadas dentro do *mockup*. Esses dispositivos permitem definir o sentido do campo magnético das bobinas, além de sua intensidade. Em outras palavras, permitem controlar o quanto forte é o torque gerado pelas bobinas do atuador.

A Figura 67 mostra o *mockup* em processo de integração, onde espaçadores em aço inox foram utilizados para separação dos subsistemas internos no padrão PC/104. Todos os parafusos utilizados também são constituídos desse material para evitar a interferência com o campo geomagnético, e também com campo gerado pelos atuadores, o que geraria perturbações nos testes de controle de atitude.

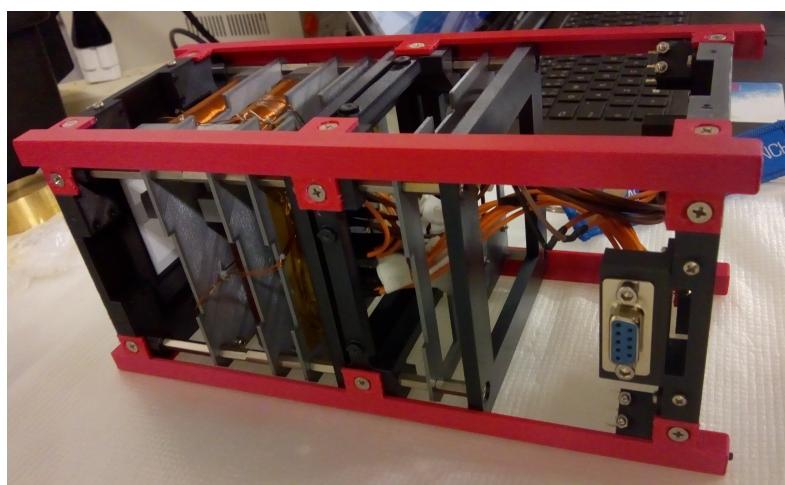


Figura 67 – *Mockup* em processo de integração.

Para ativação e desativação do HILCube, uma chave do tipo *Remove Before*

*Launch (RBL)* foi elaborada. A Figura 68 mostra o *mockup* finalizado, permite visualizar uma de suas portas de acesso do tipo DB9 utilizadas para troca de sinais com o módulo de comunicação *payload*.

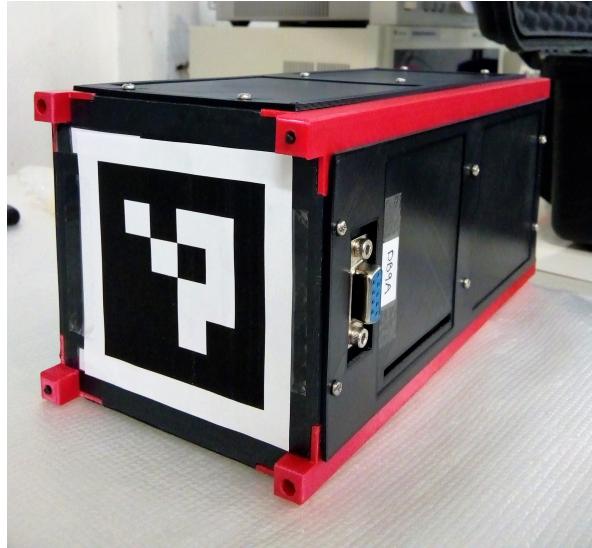


Figura 68 – *Mockup* HILCube.

Conforme existente em CubeSats reais, o barramento é equipado com dois deployment switches nas diagonais da face -Z, assim como dois furos para inserção de êmbolos de mola. Os deployments switches são utilizados no satélite para indicar sua separação do sistema de lançamento orbital (e.g., P-POD, J-SSOD). No *mockup* os deployment switches não estão conectados ao circuito, porém estão prontos para a utilização pelos usuários para testes diversos. Nas condições atuais o *mockup* possui uma massa de 998 g.

Para simular o movimento do satélite no espaço, ele deve ser acoplado à mesa de testes presente no laboratório capaz de replicar o comportamento em microgravidade. Dessa forma, um suporte foi criado para a fixação do *mockup* CubeSat 2U à mesa de simulação, conforme pode ser visualizado na Fig. 69.

### 5.1.2 Módulo de comunicação *payload*

O módulo de comunicação, mostrado na Fig. 70, tem a função de recepção de comandos provenientes de um computador externo, e também envio de telemetria (i.e., dados de sensores que podem ser conectados ao módulo). A comunicação entre esse módulo e o computador é efetuada sem fio através de um rádio embarcado. Internamente, além do rádio, o módulo é equipado com um micro controlador que executa um *firmware* de telemetria e comando desenvolvido no laboratório.

Esse módulo possui duas portas DB9 que devem ser conectadas ao barramento, possibilitando o comando dos *drivers* de atuação magnética. Sua massa total é 271 g.

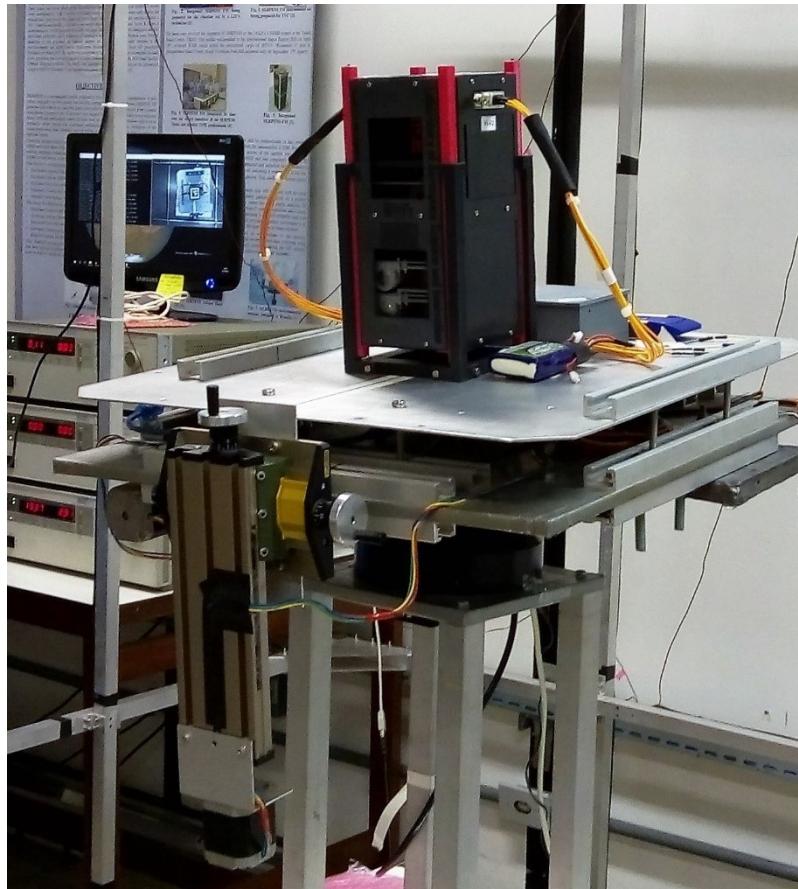


Figura 69 – *Mockup HILCube fixo à mesa de rolamento de ar através do suporte desenvolvido.*



Figura 70 – Módulo de comunicação *payload* ao lado do *mockup* CubeSat 2U.

As bibliotecas desenvolvidas em C++, utilizadas para o funcionamento do *firmware* são apresentadas na Tab. 22. Optou-se por criar as bibliotecas para que o usuário tenha maior controle da forma em que as informações são enviadas, o que permite confiar que os dados são enviados e recebidos adequadamente.

Tabela 22 – Bibliotecas desenvolvidas

Nome da bilbioteca	<i>Header</i>
RX_lib	rx.h
TX_lib	tx.h
APIDecode_lib	decode.h
hex_to_ascii_lib	hex_to_ascii.h

### 5.1.3 Módulo de comunicação *ground station*

Esse subsistema é composto de um rádio que se comunica com o módulo de comunicação *payload*, de um *software* com uma interface com o usuário em Matlab e funções em Matlab para controle dos atuadores magnéticos. A referida interface com o usuário tem o propósito de possibilitar o controle remoto e manual dos atuadores magnéticos para realização de testes passivos de controle.

Os testes passivos são aqueles em que os atuadores funcionam como imãs permanentes, sem automatismo. Na interface podem ser selecionadas quais bobinas dos atuadores magnéticos serão ativadas. O torque máximo produzido pelas bobinas e, portanto, a corrente que flui em seus condutores pode ser ajustada na forma de valores de Modulação por Largura de Pulso (PWM) enviados remotamente.

Já as funções em Matlab têm o propósito de possibilitar testes HIL em malha fechada do sistema de controle de atitude, ou seja, permitem o controle automático da ativação dos atuadores magnéticos tal como efetuado em satélites reais. Através da utilização dessas bibliotecas, o usuário pode programar seus próprios algoritmos para controle automático de orientação do satélite e testa-los através do simulador.

Os nomes das funções desenvolvidas são: “packet\_maker.m” e “HILCube\_control.m”. O *script* utilizado como *template* para a programação do algoritmo a ser submetido aos testes é denominado “HILCube\_main\_template.m”.

## 5.2 Princípio de funcionamento

O diagrama mostrado a seguir (Fig. 71) ilustra o funcionamento da plataforma preparada para testes de controle de atitude magnético. Um computador do laboratório recebe as leituras de sensores externos ao *mockup*, tal como da IMU da mesa de testes, e propaga o algoritmo de controle de atitude, enviando os comandos (*uplink*) para o módulo

de comunicação *payload*. No sinal enviado ao módulo *payload*, constam valores PWM que regulam a tensão nas bobinas, e informações sobre as orientações dos campos magnéticos de controle que devem ser gerados pelos atuadores magnéticos. A telemetria do HILCube também é recebida pelo computador (*downlink*), porém atualmente nenhum sensor foi embarcado.

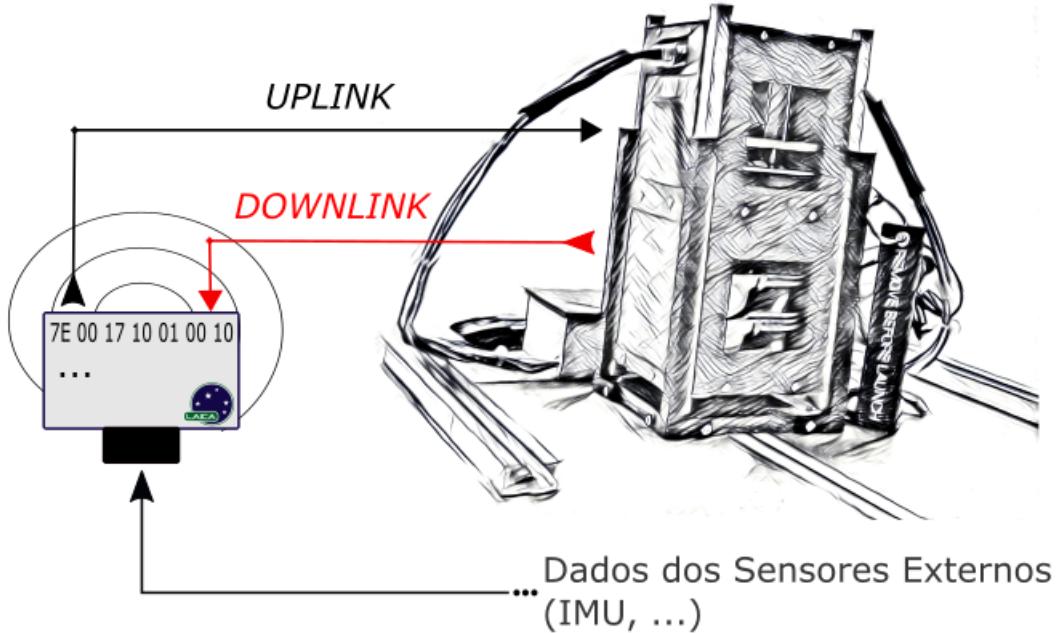


Figura 71 – Funcionamento da plataforma HILCube.

A ativação do HILCube, para controle de altitude magnético, ocorre através da sequência de ações resumida abaixo. A inserção do RBF desativa o sistema.

- Fixação do *mockup* na mesa de testes através do suporte desenvolvido.
- Conexão do módulo de comunicação *payload* ao *mockup*. O módulo também deve ser fixado adequadamente à mesa.
- Inserção do RBF.
- Fixação da bateria à mesa de testes, e conexão da bateria ao módulo de comunicação *payload*.
- Remoção do RBF.
- Inicialização do módulo de comunicação *ground station*.
- Inicialização do algoritmo de controle ativo ou passivo.

A bateria que alimenta todo o sistema deve ser conectada ao módulo de comunicação *payload*, que deve ser suprido com 6.6 V DC. A polaridade da bateria não poderá

ser invertida em nenhuma hipótese. Porém, é necessária grande atenção, pois essa tensão será a mesma recebida pelas bobinas dos atuadores magnéticos, projetadas para operar a 5 V DC, caso os resistores mencionados no capítulo 4 tivessem sido associados em série com as bobinas.

A associação dos resistores não ocorreu, pois foi verificado experimentalmente que as bobinas conseguiriam operar normalmente com a tensão de 6.6 V DC sem avarias, tensão da bateria disponível no laboratório. Portanto, se o módulo de comunicação *payload* for alimentado com a tensão de 6.6 V DC, os valores de PWM enviados poderão atingir o valor máximo, ou seja, 255 por um período de tempo ininterrupto de até 1 h, a duração do teste realizado. Para maior segurança, recomenda-se limitar o valor do sinal PWM enviado em testes de controle passivo, onde a operação das bobinas é ininterrupta.

Durante testes ativos, geralmente os valores de PWM se alteram frequentemente, podendo eventualmente atingir o valor máximo (255) e um valor menor no intervalo de poucas iterações do algoritmo, dessa forma não havendo a necessidade de limitação dos valores PWM enviados nessas condições.



## 6 Sistema de determinação de atitude

Conforme exposto anteriormente, para que o sistema de controle de atitude do satélite possa estabelecer uma orientação desejada, um requisito fundamental é que a informação da atitude atual esteja disponível e seja confiável. Em termos da plataforma de testes HIL, isso significa que a atitude da mesa de rolamento de ar deve ser medida com precisão, já que o satélite para testes é fixo à essa superfície móvel para que os atuadores possam atuar.

No início das atividades desta monografia a mesa de rolamento de ar estava instrumentada com o sensor inercial *9-DOF IMU Breakout* fabricado pela Adafruit, um dispositivo *Commercial Off-The-Shelf* (COTS)<sup>1</sup>, cujas medidas eram muito ruidosas. A biblioteca do dispositivo fornece a atitude diretamente em termos de ângulos de Euler, isto é, guinada ( $\psi$ ), arfagem ( $\theta$ ) e rolamento ( $\phi$ ). Enfatiza-se que foi notada interferência expressiva na medida do ângulo de guinada ( $\psi$ ) e, conforme introduzido na seção 1.1, constatou-se que era devido à ação do campo magnético induzido pela gaiola de Helmholtz.

Essa interferência magnética provocada pela gaiola pode ser claramente visualizada através dos gráficos apresentados nas figuras 72 e 73. A primeira mostra a atitude da mesa com a gaiola desativada, já a segunda mostra as medições quando está acionada. O filtro de média móvel com janela 10 foi aplicado nas medidas brutas de guinada mostradas, geradas ao se aplicar o torque manualmente. Além da média móvel, o dado foi restruturado afim de se obter uma curva contínua, pois a medida que a plataforma completava uma revolução, a singularidade na representação por ângulos de Euler apresentada na seções 2.6.3 acarretava em transições bruscas no gráfico entre os ângulos de  $180^\circ$  e  $-180^\circ$  o que não possui nenhum significado físico.

Após análise, foi concluído que a interferência exacerbada nos valores de guinada em comparação com os outros ângulos de Euler se deve ao fato de a biblioteca da IMU utilizar dados do seu magnetômetro embarcado para o cálculo, conforme mostrado na Eq. 6.1. Note que nessa expressão, as variáveis  $x$ ,  $y$ , e  $z$  correspondem às leituras do magnetômetro, que são fortemente perturbadas pela gaiola.

$$\psi = \arctan \frac{z \sin \phi - y \cos \phi}{x \cos \theta + y \sin \theta \sin \phi + z \sin \theta \cos \phi} \quad (6.1)$$

---

<sup>1</sup> COTS são componentes disponíveis no mercado para o consumidor comum, prontos para serem utilizados sem a necessidade de customização.

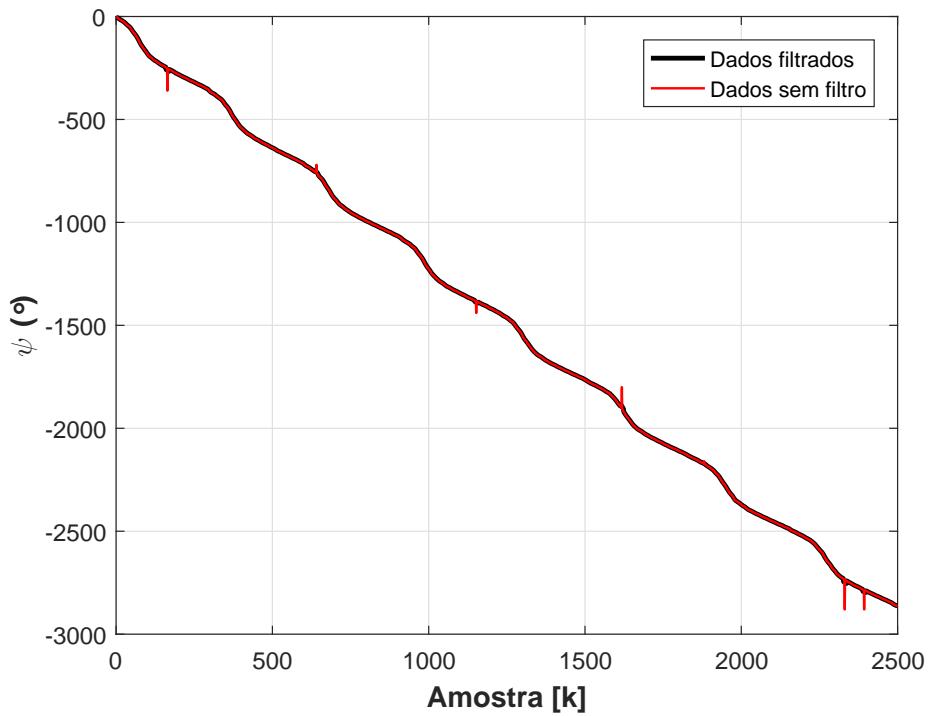


Figura 72 – Orientação de guinada ( $\psi$ ) em graus captada pela IMU quando a gaiola de Helmholtz está desativada.

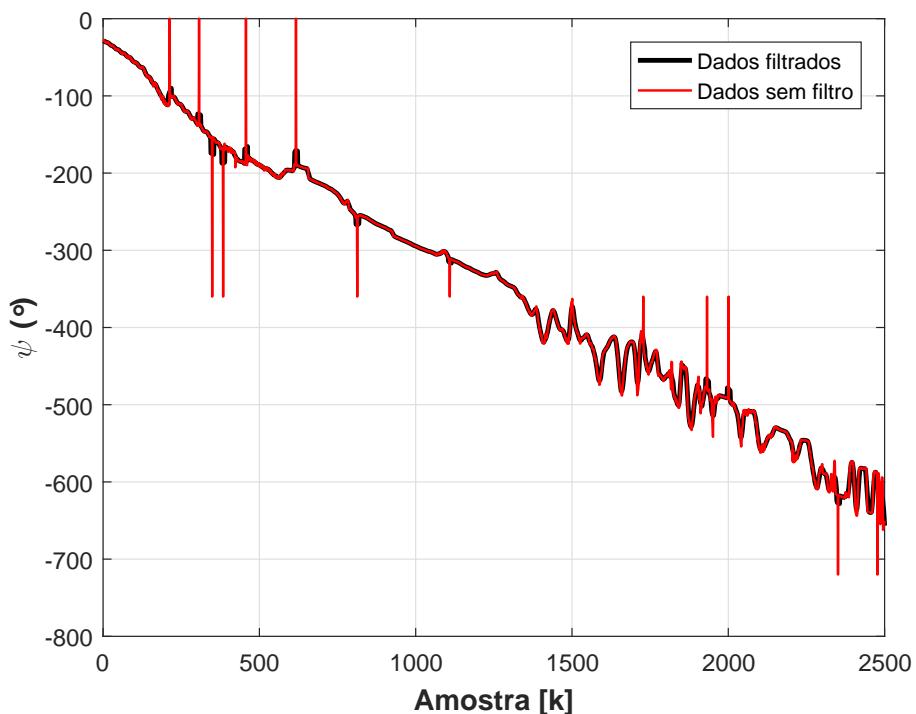


Figura 73 – Orientação de guinada ( $\psi$ ) em graus captada pela IMU quando a gaiola de Helmholtz está ativada.

Sendo assim, houve a necessidade de se implementar um novo método para a determinação da atitude da mesa durante a efetuação dos testes, em especial para a orientação de guinada. Como forma de solucionar esse problema, um sistema de determinação de atitude por visão computacional<sup>2</sup> foi implementado, com a participação do mestrandinho Fernando Cardoso Guimarães ao nível de *software*.

Esse sistema implementado no LAICA para atender às necessidades específicas do laboratório foi nomeado *Attitude Determination system by Computer Vision* (ADCV). A descrição do seu funcionamento e desempenho foi reportada neste capítulo.

## 6.1 Princípio de funcionamento

O sistema de visão computacional implementado utiliza marcadores fiduciais da biblioteca ArUco, a câmera Logitech C170 VGA 5 MP, e um *software* de visão computacional desenvolvido em C++ através da biblioteca OpenCV com o módulo ArUco. O termo marcador fiducial se refere a um objeto capaz de fornecer uma referência em uma cena, de forma a permitir seu fácil reconhecimento pelo sistema de visão computacional (STATHAKIS, 2011).

Os marcadores ArUco são organizados em classes específicas (i.e., dicionários dos marcadores), customizadas de acordo com o número de marcadores e o tamanho em bits de cada um (GARRIDO-JURADO et al., 2014). Os marcadores possuem formato quadrado, constituídos de uma borda preta e de uma matriz binária que define seu identificador ID (OPENCV, 2015b). Como exemplo, a Fig. 74 mostra um marcador ArUco de ID 0 e 16 bits pertencente a um dicionário de 50 marcadores, cuja os IDs variam de 0 até 49.

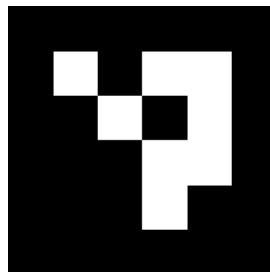


Figura 74 – Marcador ArUco de ID 0 e 16 bits.

Esse tipo de marcador foi escolhido para a determinação da atitude da mesa pelos motivos sintetizados abaixo:

- Os marcadores permitem a estimativa de *pose*, ou seja, a posição e orientação em relação à câmera.

<sup>2</sup> Visão computacional é a ciência que busca encontrar métodos de fazer com que máquinas possam interpretar o ambiente ao seu redor.

- Os marcadores são detectados rapidamente, o que é essencial para aplicações em tempo real ([GARRIDO-JURADO et al., 2016](#)).
- Os dicionários ArUco permitem a detecção e a correção de um número grande de bits errôneos, o que resulta em melhorias do processo de detecção dos marcadores ([GARRIDO-JURADO et al., 2016](#)).
- A biblioteca ArUco e módulo ArUco para OpenCV estão disponibilizados publicamente de forma gratuita ([GARRIDO-JURADO et al., 2014](#); [GARRIDO-JURADO et al., 2016](#); [OPENCV, 2015b](#)).

Para efetuar a determinação de atitude da mesa, quatro marcadores ArUco foram implementados, distribuídos sob a mesa e o satélite de testes, de forma que a média das orientações dos marcadores visíveis corresponde a atitude determinada pelo *software*. A câmera foi instalada logo acima da mesa (Fig. 75), sua orientação se mantém permanentemente fixa e possibilita a captura de pelo menos um marcador na cena independente da orientação que o satélite adquire durante os testes.

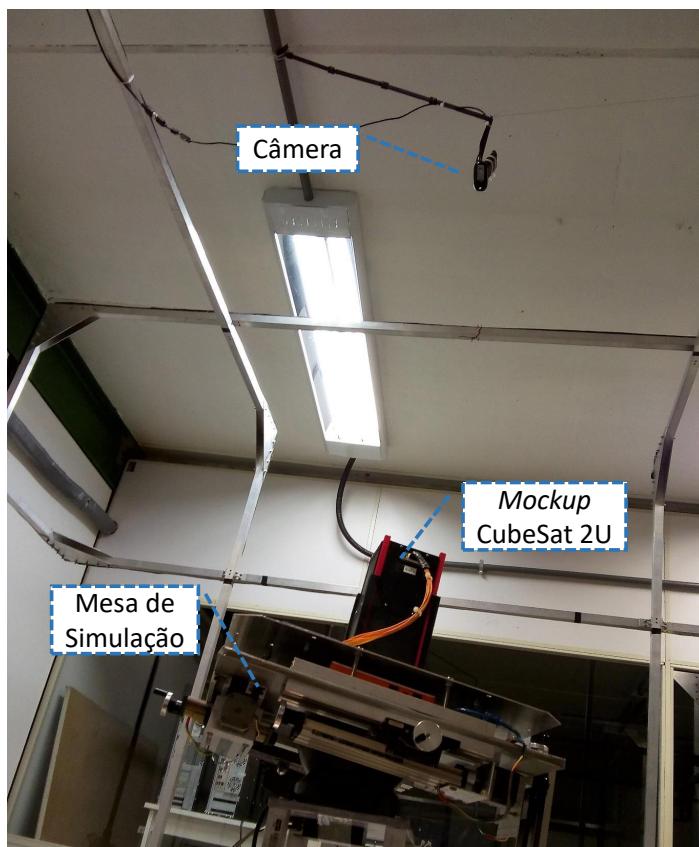


Figura 75 – Determinação de atitude em funcionamento.

A câmera foi fixada através de um braço ajustável desenvolvido utilizando a impressora 3D do laboratório. O seu CAD é mostrado na Fig. 76.

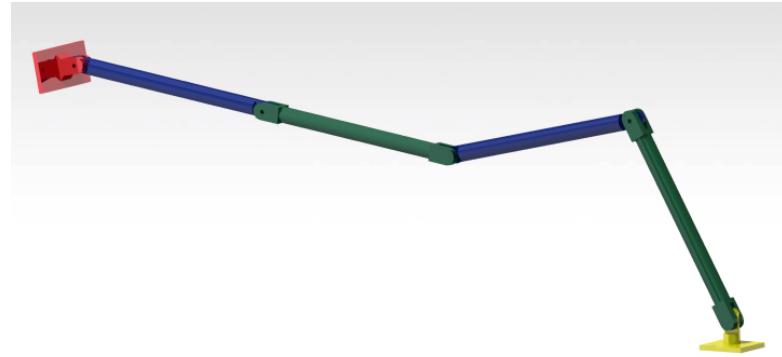


Figura 76 – Suporte da câmera em CAD.

Uma amostra da imagem captada pela câmera durante o funcionamento do novo sistema de determinação de altitude é mostrada na Fig. 77. Note que os eixos ordenados são plotados automaticamente sob os marcadores ArUco durante o processo de determinação da altitude. Na figura o eixo X é representado pela cor vermelha, o eixo Y pela cor verde e o Z pela cor azul (OPENCV, 2015b).

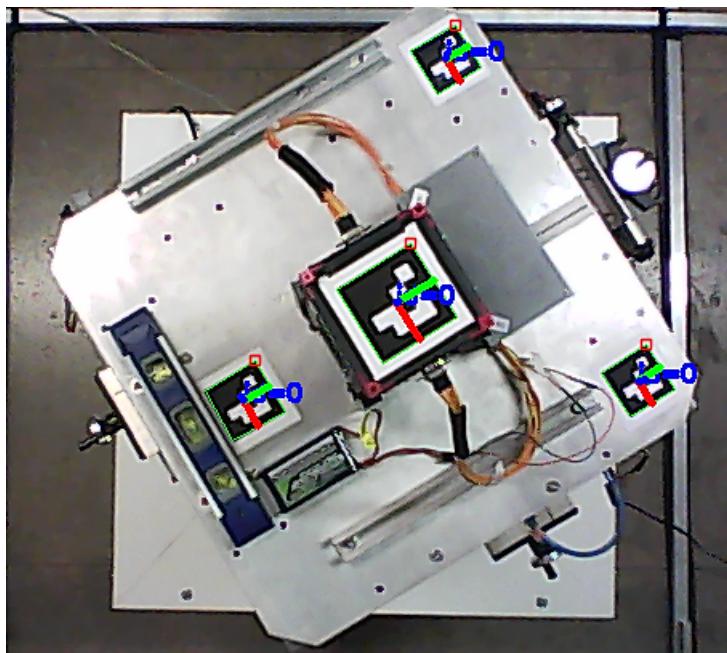


Figura 77 – Sistema de determinação de altitude por visão computacional em funcionamento.

## 6.2 Calibração do sistema

Para funcionar corretamente o algoritmo de visão computacional deve ser suprido com dados de calibração da câmera. A calibração foi efetuada utilizando um tabuleiro de xadrez e um algoritmo em C++ já fornecido pela biblioteca OpenCV. Entre as pro-

Propriedades da câmera identificadas durante o processo de calibração constam a distorção da câmera, seus parâmetros intrínsecos e extrínsecos. Essas propriedades são utilizadas para aplicar correções na imagem, dessa forma melhorando o processo de identificação do marcador e de detecção de sua posição e orientação.

As maiores distorções presentes nas câmeras em geral são a radial e tangencial (OPENCV, 2015a). A distorção radial é responsável por fazer com que linhas retas pareçam curvas, já a distorção tangencial torna algumas áreas da imagem mais perto do que o esperado (OPENCV, 2015a). Os parâmetros intrínsecos da câmera constituem a matriz da câmera, são características específicas do dispositivo, tal como a distância focal e o centro focal (OPENCV, 2015a). Já os parâmetros extrínsecos correspondem a vetores de rotação e translação que transladam um ponto 3D para um sistema de coordenadas (OPENCV, 2015a).

A matriz da câmera utilizada ( $M$ ) é apresentada abaixo, onde  $(f_x, f_y)$  representa a distância focal medida em unidade de *pixels* e  $(c_x, c_y)$  o centro focal em *pixels*.

$$M = \begin{bmatrix} f_x & 0 & c_x \\ 0 & f_y & c_y \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 7.0844101621562208 \times 10^2 & 0 & 320 \\ 0 & 7.0844101621562208 \times 10^2 & 240 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

A distorção da câmera ( $D$ ) é apresentada a seguir.

$$D = \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \\ p_1 \\ p_2 \\ k_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -7.5077578506416165 \times 10^{-2} \\ -2.4102112548385846 \times 10^{-1} \\ 0 \\ 0 \\ 2.0915103762948237 \end{bmatrix}$$

### 6.3 Testes de robustez do sistema

Para constatar o desempenho dos marcadores para a determinação de atitude da mesa/satélite, dois testes foram efetuados. O primeiro teste buscou verificar a precisão da determinação de atitude em guinada, rolamento e arfagem. Já o segundo teste buscou comparar as medidas de orientação adquiridas pela IMU com as medidas resultantes da utilização do aplicativo de visão computacional enquanto a mesa estava em movimento, para efetuar um *trade-off* entre os dois métodos de determinação.

### 6.3.1 Precisão das medições

A fim de avaliar a precisão das medidas de atitude obtidas pelo método de visão computacional, é necessário ter o valor real de atitude da mesa como referência para contrastar as medições. Para encontrar essa referência, optou-se por utilizar instrumentos de medição analógicos, já que as únicas imprecisões na medição seriam devido ao erro do instrumento e ao erro de leitura.

Para a verificação da precisão das medições em guinada, foi fixado um emissor de raio laser na mesa apontado para baixo, onde na base de seu pedestal foram traçadas medidas de  $45^\circ$ . Dessa forma, o *laser* permitiu a verificação do descolamento angular de referência ao notar quando o feixe de luz cruzava as medições angulares desejadas. Isso possibilitou a comparação com os valores medidos por visão computacional, conforme mostrado no gráfico (Fig. 78).

A abscissa do gráfico mostra o deslocamento angular medido de forma analógica ( $\Delta\psi$ ) de  $0^\circ$  até  $90^\circ$ , enquanto que a ordenada mostra a orientação determinada por visão computacional. Para cada deslocamento de referência ( $\Delta\psi$ ) foram coletadas 213 amostras pela câmera. As amostras presentes no gráfico permitem a visualização do comportamento da medição pelo sensor, que é estável pelo fato da dispersão não ser expressiva (i.e., quase todas as amostras para um dado  $\Delta\psi$  são concêntricas).

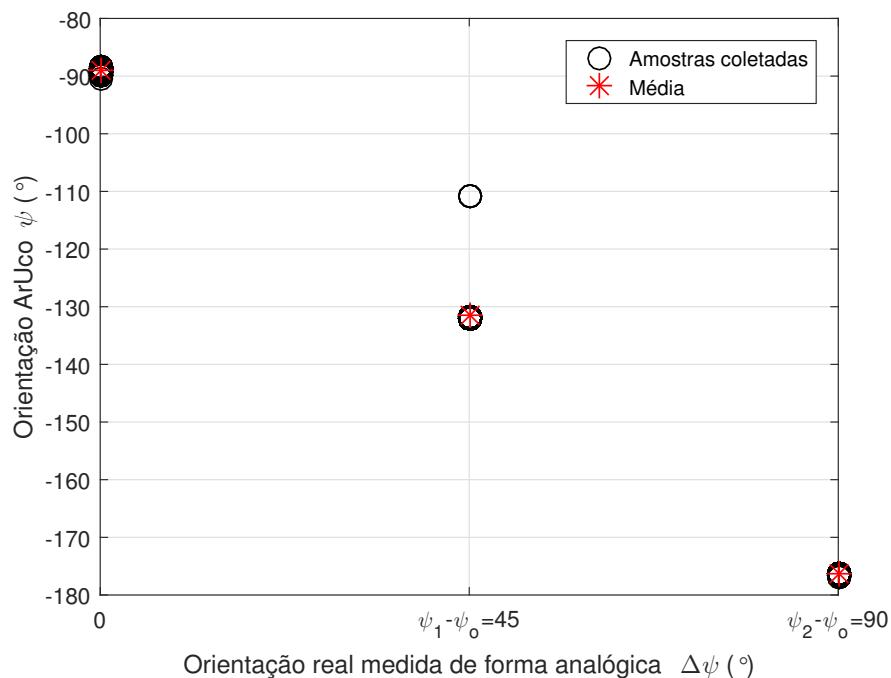


Figura 78 – Comparação das medidas reais (analógicas) de guinada com as medida efetuadas pela câmera através do algoritmo de visão computacional.

No gráfico da Fig. 78, quando o deslocamento de referência foi  $45^\circ$  ( $\psi_1 - \psi_0$ ) ao se considerar a média das amostras, a câmera mediu uma mudança de posição de

$-88.8828^\circ$  até  $-131.5910^\circ$ . Isso corresponde a um deslocamento de  $42.7082^\circ$ , implicando em um erro de  $2.2918^\circ$ . De forma análoga, quando o deslocamento de referência foi  $90^\circ$ , a câmera registrou a mudança de posição de  $-88.8828^\circ$  até  $-176.4112^\circ$ . Nesse ultimo caso o deslocamento estimado foi de  $87.5284^\circ$ , que corresponde a um erro de  $2.4716^\circ$ . Essas informações foram resumidas na Tab. 23, onde  $\bar{x}$  é a média,  $\sigma$  o desvio padrão e MSE o erro quadrático médio.

Tabela 23 – Precisão em guinada ( $\psi$ ).

$\Delta\psi$	$\bar{x}_{\text{amostras}}$	$\sigma_{\text{amostras}}$	$\Delta\psi_{\text{software}}$	Erro	MSE
$0^\circ$	$-88.8828^\circ$	$0.3830^\circ$	—	—	—
$45^\circ$	$-131.5910^\circ$	$2.8765^\circ$	$42.7082^\circ$	$2.2918^\circ$	13.4877
$90^\circ$	$-176.4112^\circ$	$0.1446^\circ$	$87.5284^\circ$	$2.4716^\circ$	6.1295

Essa análise permitiu inferir que o erro das estimativas de guinada pela câmera são inferiores a  $3^\circ$  para pequenas variações de rolamento e arfagem. Para verificar a precisão do método de visão computacional para medições de orientação em rolamento e arfagem, transferidores analógicos foram utilizados como a referência de confiança. Esses transferidores foram fixados à mesa de testes.

Os gráficos mostrados nas figuras 79 e 80 mostram os dados coletados durante os testes. A abscissa mostra a orientação medida pelo instrumento analógico, enquanto que a ordenada mostra o valor estimado pela câmera. Novamente 213 amostras foram coletadas para cada orientação, incluindo a sua média. Pelas amostras mostradas nos gráficos, é visível que a discrepância entre elas é maior do que para a orientação de guinada, sugerindo que as estimativas em rolamento e arfagem são menos estáveis.

A Tab. 24 resume os resultados obtidos para a orientação de rolamento. O erro observado nas medidas foi inferior a  $5^\circ$ . Pelos resultados mostrados, pode ser afirmado que a medida se mantém razoável para inclinações de até  $20^\circ$ , já que para esse valor o erro se mantém inferior a  $3^\circ$ .

Tabela 24 – Precisão em rolamento ( $\phi$ ).

$\phi$	$\bar{x}_{\text{amostras}} (\phi_{\text{ArUco}})$	$\sigma_{\text{amostras}}$	Erro	MSE
$0^\circ$	$1.4990^\circ$	$1.0371^\circ$	$1.4990^\circ$	3.3176
$10^\circ$	$9.6417^\circ$	$0.7941^\circ$	$0.3583^\circ$	0.7561
$20^\circ$	$17.7902^\circ$	$0.8218^\circ$	$2.2098^\circ$	5.5556
$30^\circ$	$34.2444^\circ$	$0.5075^\circ$	$4.2444^\circ$	18.2710
$38^\circ$	$33.2192^\circ$	$5.8289^\circ$	$4.7808^\circ$	56.6727

Os resultados obtidos para a orientação de arfagem foram resumidos na Tab. 25. Pelos resultados pode ser afirmado que dentre as orientações, a arfagem possui um pior comportamento, pois embora o erro se mantenha inferior a  $3^\circ$  quando a orientação de

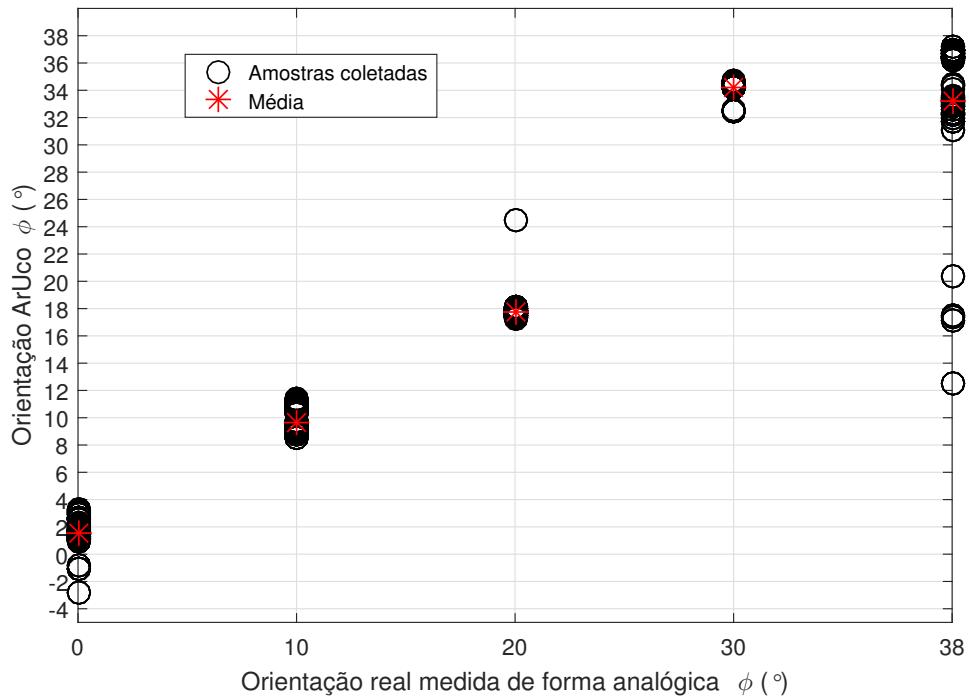


Figura 79 – Comparação das medidas reais (analógicas) de rolamento com as medidas efetuadas pela câmera através do algoritmo de visão computacional.

referência é  $10^\circ$ , o erro é sempre maior que esse valor para outras posições. Além disso, o desvio padrão das medições se mantém sempre maior que  $1^\circ$ .

Tabela 25 – Precisão em arfagem ( $\theta$ ).

$\theta$	$\bar{x}_{\text{amostras}} (\theta_{\text{ArUco}})$	$\sigma_{\text{amostras}}$	Erro	MSE
$0^\circ$	$-3.3808^\circ$	$1.6196^\circ$	$3.3808^\circ$	14.0407
$10^\circ$	$8.6694^\circ$	$1.8103^\circ$	$1.3306^\circ$	5.0324
$20^\circ$	$8.2380^\circ$	$5.1302^\circ$	$11.7620^\circ$	164.5405
$30^\circ$	$17.7219^\circ$	$6.7785^\circ$	$12.2781^\circ$	196.4851
$38^\circ$	$11.2008^\circ$	$4.1749^\circ$	$26.7992^\circ$	735.5456

Portanto, entre as medições de atitude pelo método da visão computacional, foi verificada maior qualidade no que se refere a estimativa de guinada ( $\psi$ ). É ressaltado que a qualidade da câmera impacta diretamente nas medições, e que nenhum conjunto de amostras coletadas nessa subseção foi submetido a um processo de filtragem. No portal do fabricante não é especificado se o método de captura da câmera utilizada é o *rolling shutter* ou o *global shutter* (LOGITECH, [S.d.]).

Durante o desenvolvimento do trabalho foi sugerido que uma câmera com *global shutter* poderia acarretar em uma maior coerência nos valores de atitude com a mesa em movimento. No entanto, a atitude da mesa muda lentamente, e por esse motivo talvez não

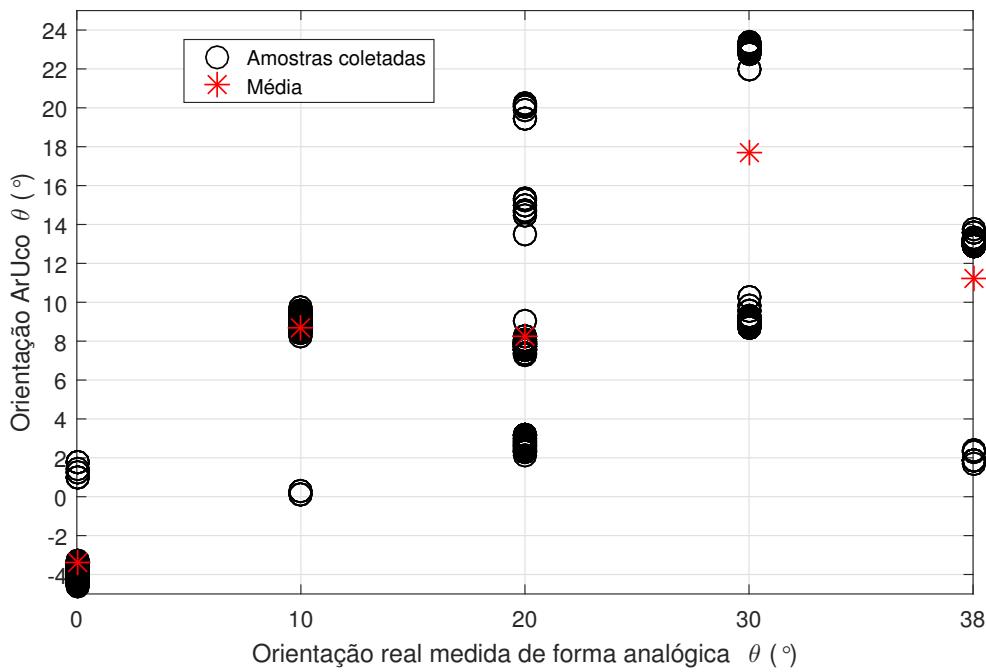


Figura 80 – Comparação das medidas reais (analógicas) de arfagem com as medidas efetuadas pela câmera através do algoritmo de visão computacional.

haja significativa diferença em usar tal sistema de captura, mas é algo que ainda deverá ser verificado.

### 6.3.2 *Trade-off* entre os métodos de determinação

Conforme descrito anteriormente, foi verificada maior precisão do ADCV para determinação da orientação de guinada  $\psi$ , que não era coletada adequadamente pela IMU devido à influência da gaiola de Helmholtz. Com a utilização do ADCV esse problema foi resolvido, porém, as medidas de arfagem e rolamento coletadas através desse método considerando as condições atuais, possuíam qualidade inferior às medidas da IMU onde as angulações da mesa nos eixos de arfagem e rolamento foram os fatores limitante para boas medidas utilizando a câmera.

Determinou-se portanto que dois métodos de aquisição de atitude seriam utilizados e para justificar tal decisão conduziu-se um experimento de aquisição dos ângulos de rolamento ( $\phi$ ), arfagem ( $\theta$ ) e guinada ( $\psi$ ) utilizando simultaneamente o ADCV e a IMU, dessa forma, os dados a serem comparados são obtidos nas mesmas condições e nos mesmos instantes. A Figura 81 apresenta o ângulo de guinada obtido através dos dois métodos com a gaiola de Helmholtz desligada. Durante o experimento a plataforma realizou 2 revoluções com velocidade angular  $\omega_z$  constante em torno do eixo  $\psi$ . Percebe-se visualmente que os dados da IMU apresentam uma certa distorção na curva em relação ao gráfico do ADCV mesmo com a gaiola desligada. Esse comportamento não é esperado, uma vez que não

houve quaisquer mudanças em  $\omega_z$ .

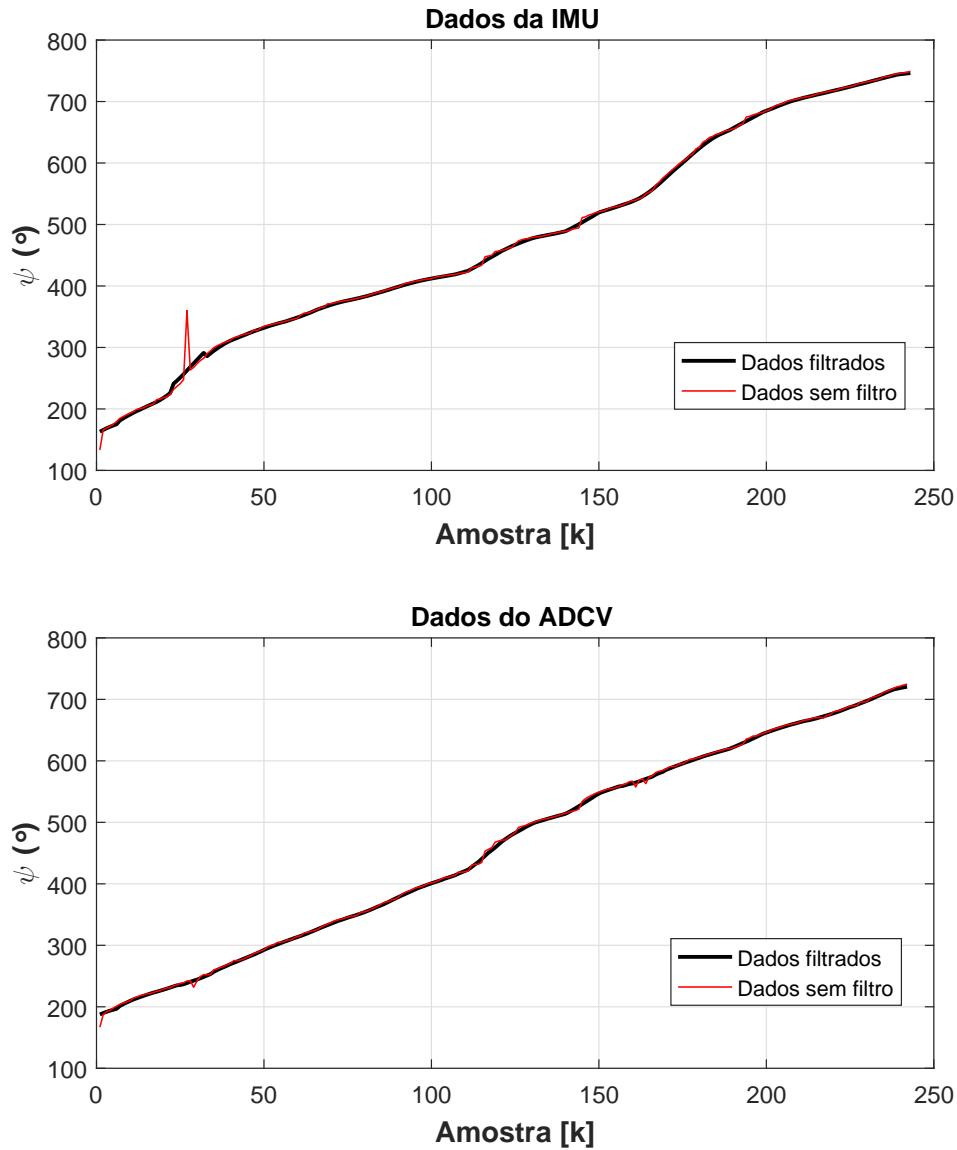


Figura 81 – Comparação das medidas de guinada entre a *IMU 9DOF Breakout* com as medidas efetuadas pelo *ADCV*.

A obtenção dos ângulos de rolamento e arfagem é dada pelo acelerômetro, que por sua vez é dependente apenas do vetor gravidade, portanto a variação de campo magnético não interfere na obtenção desses dados. As figuras 82 e 83 enaltecem as diferenças entre os dados obtidos entre o *ADCV* e a *IMU* para  $\phi$  e  $\theta$ . Os dados foram obtidos simultaneamente com os dados de guinada e as velocidades angulares  $\omega_x$  e  $\omega_y$  em torno dos eixos de rolamento e arfagem, respectivamente, foram mantidas constantes. Conforme esperado, tendo em vista os resultados de precisão apresentados na seção anterior, os ângulos  $\phi$  e  $\theta$  obtidos pelo *ADCV* mostraram-se inconsistentes ao passo que os dados adquiridos pela

IMU foram satisfatórios e condizentes com a referência analógica. A Tabela 26 sumariza a escolha dos métodos para cada ângulo de Euler.

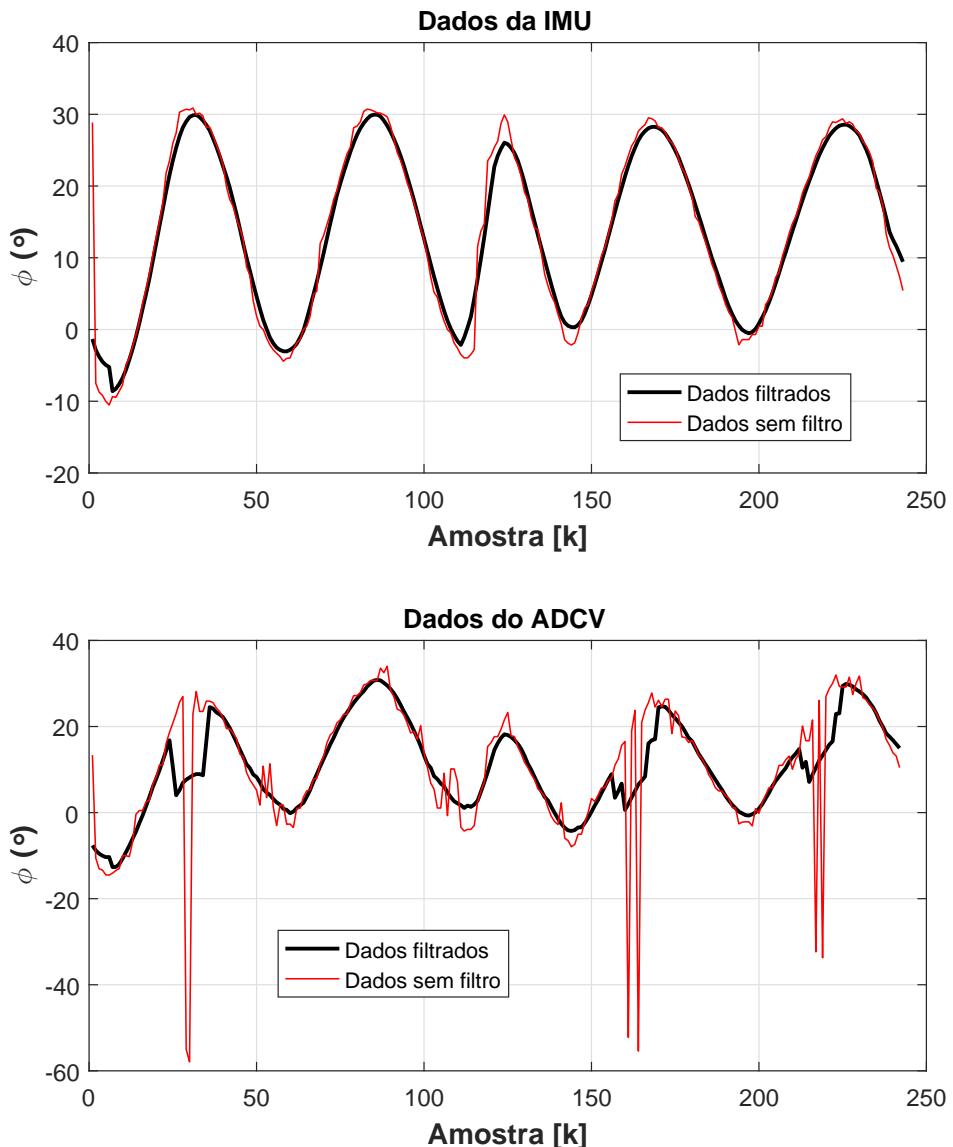


Figura 82 – Comparaçāo das medidas de rolamento entre a *IMU 9DOF Breakout* com as medidas efetuadas pelo ADCV.

Tabela 26 – Métodos utilizados na obtenção dos ângulos de Euler.

Método	Rolamento ( $\phi$ )	Arfagem ( $\theta$ )	Guinada ( $\psi$ )
ADCV			X
IMU	X	X	

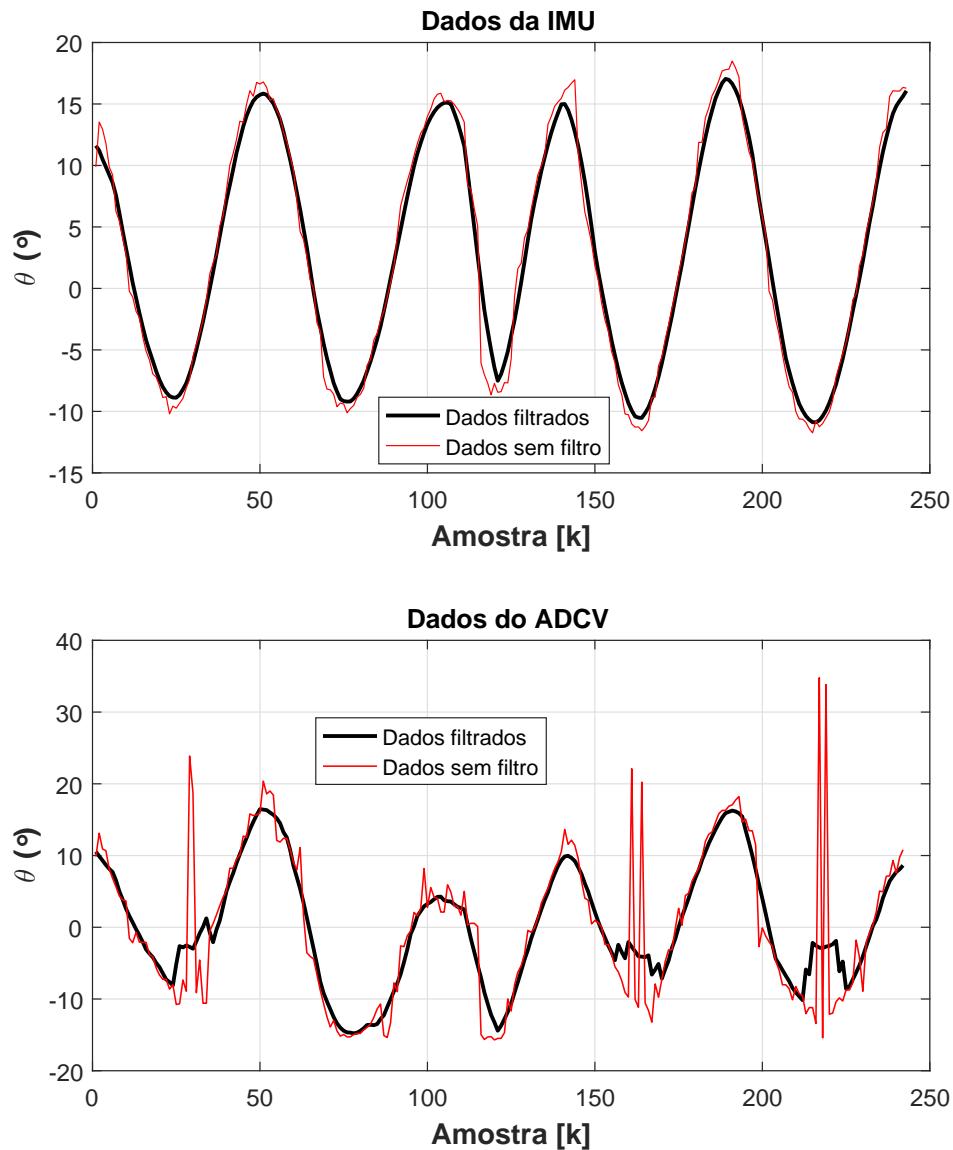


Figura 83 – Comparação das medidas de arfagem entre a *IMU 9DOF Breakout* com as medidas efetuadas pelo *ADCV*.

## 6.4 Distribuição dos dados na Rede

Uma rede local de computadores é estruturada em diferentes camadas sendo uma delas a camada de transporte de dados que permite o uso do protocolo TCP (Transmission Control Protocol) ou o UDP (User Datagram Protocol). A grande diferença entre os dois se dá na forma de comunicação entre cliente-servidor e como os dados são enviados. O protocolo TCP exige que uma conexão entre cliente e servidor seja estabelecida e uma requisição de dados por parte do cliente seja feita para o servidor, que por sua vez irá fornecer os dados requisitados e garantir que os mesmos sejam entregue de forma ordenada

e sem erros ("MADWIZARD", 2002). O protocolo UDP não exige que uma conexão seja estabelecida, ao invés disso, os dados simplesmente são enviados entre uma ponta e outra o que garante uma maior velocidade de envio de dados, porém, não garantindo a integridade ou a ordem de envio (FU, [S.d.]).

Os dados de atitude são distribuídos na rede local do laboratório utilizando o protocolo TCP, através de uma aplicação cliente-servidor escrita em C++ utilizando a API Winsock da Microsoft (MICROSOFT, [S.d.]b). O projeto do servidor seguiu fortemente a metodologia de Orientação a Objetos em sua concepção, onde cada cliente conectado era instanciado como um objeto. A escolha pelo TCP se deu pela garantia de entrega de dados íntegros e na ordem correta de requisição. O servidor é capaz de fornecer dados para mais de um cliente de forma quase simultânea por conta do uso de *threads* para lidar com as requisições, mais informações sobre a criação de *threads* pode ser encontrada em MICROSOFT. Toda vez que um cliente requisita conexão com o servidor uma *thread* é criada para fornecer dados de atitude ao cliente. Ao fim da requisição de dados essa *thread* é então destruída para liberar espaço na memória do computador.

# 7 Controle magnético para *detumbling*

Neste capítulo os resultados dos experimentos que abrangem a atuação magnética são apresentados. Para que os testes de controle magnético possam ser conduzidos no laboratório, necessitam-se de atuadores magnéticos e do ambiente apropriado onde o campo magnético de uma órbita propagada possa ser gerado a fim de adequar a plataforma de simulação a um ambiente mais próximo da realidade na qual um satélite é inserido. Os atuadores magnéticos utilizam o campo geomagnético gerado através da gaiola de Helmholtz e dipolos magnéticos gerados pelos atuadores para produzir torques nos três eixos do *mockup* de testes (LARSON; WERTZ, 1992). Embora o objetivo seja alcançar as condições mais próximas da realidade, dois fatores devem ser levados em conta antes de prosseguir com os experimentos: a incapacidade do simulador de ambiente espacial gerar componentes negativas de campo magnético e a elevada inércia da mesa de testes que prejudica o desempenho dos atuadores magnéticos apresentados no capítulo 4, uma vez que os mesmos foram projetados para nanossatélites.

Para testar o algoritmo de controle esses dois aspectos podem ser transpassados aumentando a intensidade de campo magnético gerado, como por exemplo, adicionando um valor positivo de  $100 \mu T$  no vetor de campo magnético utilizado como referência na malha de controle apresentada na seção 3.2.3. Embora a adição desse valor positivo torne a propagação magnética não condizente com a realidade, dessa forma não haverá necessidade de gerar componentes negativas de campo ao passo que o valor da intensidade de campo magnético será grande o suficiente para compensar a elevada inércia da mesa, possibilitando dessa forma que atuadores magnéticos projetados para nanossatélites sejam utilizados.

## 7.1 Infraestrutura de testes

Integram a infraestrutura de testes todos os sistemas desenvolvidos separadamente e apresentados nos capítulos 3, 4, 5 e 6. Almejar uma infraestrutura modular, onde os diferentes módulos conversam entre si, foi a base no planejamento do sistema. Dessa forma, o processo de depuração e ajuste torna-se mais simples e eficaz, uma vez que os demais subsistemas não são prejudicados quando um outro apresentar mal funcionamento. Até certo ponto essa filosofia de planejamento proporcionou um cenário mais real de operações de satélites, uma vez que reservou-se um computador apenas para envio de comandos de controle e recebimento de dados dos sensores.

A Figura 84 apresenta a conexão entre os diferentes subsistemas e suas funções durante o experimento de controle realizado. Dois computadores, identificados como *PC1* e *PC2*, foram utilizados, respectivamente, para lidar com comandos do *mockup* e com o ambiente espacial simulado. Os dois processos ocorrem simultaneamente e sem quaisquer relações um com o outro. O *PC1* comunica-se via rádio com o *mockup* onde encontram-se os atuadores magnéticos e com a mesa de *air bearing*, onde o sensor inercial *IMU 9DOF Breakout* está embarcado e é responsável por coletar e transferir os dados de campo magnético, velocidade angular e atitude nos eixos de rolamento e arfagem para o *PC1*. Os dados de guinada são obtidos pelo *ADCV*. A lei de controle utilizada nesse experimento é executada no *PC1* em malha fechada com a *IMU 9DOF Breakout*, onde os comandos dos torques de controle são gerados e enviados para o *mockup* conforme já explicado.

O *PC2* é responsável pela propagação orbital, pelo fechamento da malha de controle para simulação do campo magnético orbital e por distribuir os dados do *ADCV*. O sensor *HMR2300* comunica-se serialmente com o *PC2* alimentando o sistema de geração de campo magnético com os valores de intensidade de campo nos três eixos da gaiola em todos os instantes.

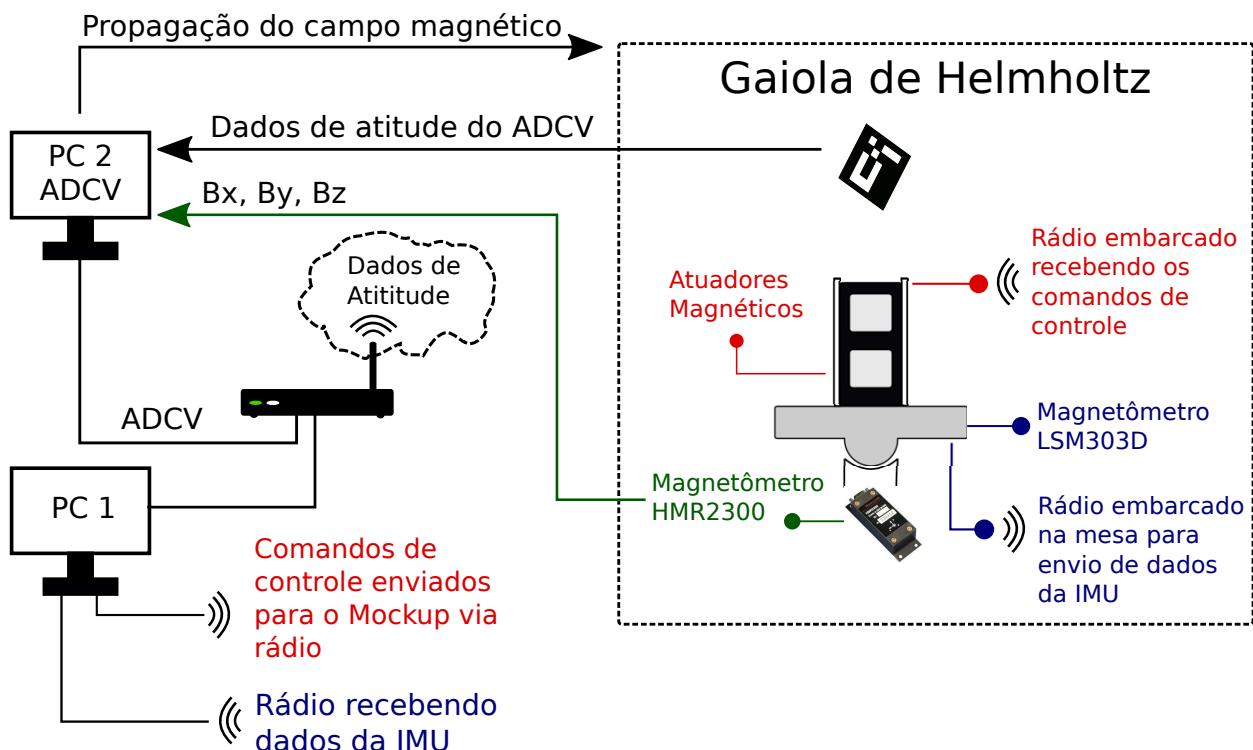


Figura 84 – Infraestrutura de testes de controle implementada no LAICA.

## 7.2 Teste do algoritmo B-Dot

Objetivando validar um algoritmo de controle magnético em malha fechada foram conduzidos testes de *detumbling* utilizando o controlador B-Dot apresentado na seção 2.7. O teste consistiu em reduzir as velocidades angulares iniciais do *mockup* para valores próximos de zero sob as condições de uma órbita propagada. 100  $\mu T$  foram adicionados no vetor de campo magnético de referência conforme apresentado na seção 3.3.2, onde a órbita propagada para o experimento é a mesma utilizada pra validar o sistema em malha fechada da gaiola. A Tabela 27 sumariza os parâmetros orbitais iniciais para a propagação orbital e geração do campo magnético.

Tabela 27 – Parâmetros da simulação do ambiente espacial.

Excentricidade	0.0016
Inclinação	51.66°
RAAN ( $\Omega$ )	283.57°
Argumento do perigeu	288.76°
Altitude da órbita	415.33 km
Tempo de simulação	113 minutos

Além das condições iniciais de propagação orbital, são estabelecidas as velocidades angulares iniciais do *mockup* e um parâmetro temporal utilizado no laço infinito do *software* responsável por integrar a lei de controle. Esse parâmetro é o tempo de amostragem  $T_s$  e seu valor junto às velocidades angulares iniciais encontra-se na Tab. 28. Nesse teste a mesa foi balanceada manualmente, de forma que sua superfície ficasse o mais alinhada possível com o solo.

O valor da velocidade angular inicial no eixo de guinada foi definido com base em trabalhos numéricos onde o objetivo das simulações era o projeto do controlador B-Dot para *detumbling*, em CAPO-LUGO; RAKOCZY; SANDERS (2014) por exemplo, o valor inicial para a velocidade angular no eixo de guinada  $\omega_z$  era de  $2^\circ/s$ . Outro exemplo dá-se em QUADRINO (2014), onde o autor considera a velocidade angular  $\omega_z$  igual a  $1.14^\circ/s$ . As velocidades angulares iniciais nos eixos de rolamento e arfagem,  $\omega_x$  e  $\omega_y$  respectivamente, foram setadas como zero uma vez que apenas o eixo de guinada produziria o melhor resultado dadas as condições atuais de inércia e instrumentação da plataforma.

Tabela 28 – Parâmetros utilizados no experimento do B-Dot.

Velocidade angular $\omega_x$ no eixo de rolamento	$\approx 0^\circ/s$
Velocidade angular $\omega_y$ no eixo de arfagem	$\approx 0^\circ/s$
Velocidade angular $\omega_z$ no eixo de guinada	$\approx 1.77^\circ/s$
Tempo de amostragem $T_s$	0.5 s

Conforme apresentado na seção 2.7 o controlador B-Dot necessita de duas etapas em sua implementação. A primeira consiste na obtenção da derivada do vetor campo

magnético  $\mathbf{B}$  e a segunda na obtenção do momento de dipolo magnético  $\mathbf{M}$  conforme a Eq. 2.64, onde é utilizado para o cálculo do torque magnético de controle. Para obtenção da derivada do campo magnético lança-se mão do método das diferenças de Euler aplicado nos dados de campo magnético coletados pelo magnetômetro, dessa forma, a derivada no instante  $n$  é calculada conforme a Eq. 7.1.

$$\dot{\mathbf{B}}[n] = \frac{\mathbf{B}[n] - \mathbf{B}[n-1]}{T_s} \quad (7.1)$$

A segunda etapa requer que o valor do ganho  $K$  do controlador B-Dot seja estabelecido para o cálculo de  $\mathbf{M}$  (ver seção 2.7).  $K$  foi escolhido empiricamente e seu valor é de  $K = 0.007$ . A ordem de magnitude de  $K$  pode variar dependendo da unidade na qual se está trabalhando e diferentes testes foram realizados para determinar a melhor ordem de magnitude. Para valores de campo magnético em Gauss, por exemplo, esse valor está na ordem de  $10^3$ . Com o vetor do momento de dipolo magnético estabelecido calcula-se o vetor de torques magnético que devem ser gerados pelos atuadores conforme a Eq. 7.2.

$$\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{B} \quad (7.2)$$

O comando de atuação é enviado na forma de PWM onde relaciona-se o torque de controle com um valor variando de 0 até 255 onde o torque é saturado conforme mostrado na Eq. 7.3. A direção na qual o torque é aplicado é determinada através da direção na qual a corrente está fluindo nas bobinas.

$$\begin{cases} PWM = 255 & \text{para } |T| > 255 \\ PWM = |T| & \text{para } 0 < |T| \leq 255 \end{cases} \quad (7.3)$$

O experimento teve uma duração de 113 minutos e foi inicializado conforme os parâmetros apresentados nas tabelas 27 e 28. O principal resultado a ser analisado é a velocidade angular do eixo de guinada  $\omega_z$  uma vez que é o eixo no qual a mesa de simulação não possui restrição de movimento e sua inércia é mais fácil de ser vencida nesse eixo em comparação com os eixos de rolamento e arfagem. A Figura 85 apresenta a evolução das velocidades angulares nos três eixos ao longo do experimento.

É importante levar em consideração na análise dos gráficos que a *IMU 9DOF Breakout* da Adafruit embarcada na mesa possui precisão de  $0.5^\circ$ , o que pode ser facilmente visualizado quando os valores de velocidades angulares estão  $0^\circ/s$ , justificando os saltos entre  $0^\circ/s$  e  $0.57^\circ/s$ . Como pode ser visto no terceiro quadro da Fig. 85 a velocidade angular do eixo de guinada apresentou a resposta esperada de atenuação da velocidade de rotação. Logo após os primeiros minutos de simulação percebe-se uma mudança na direção de rotação e após aproximadamente 30 minutos ocorrem oscilações em torno

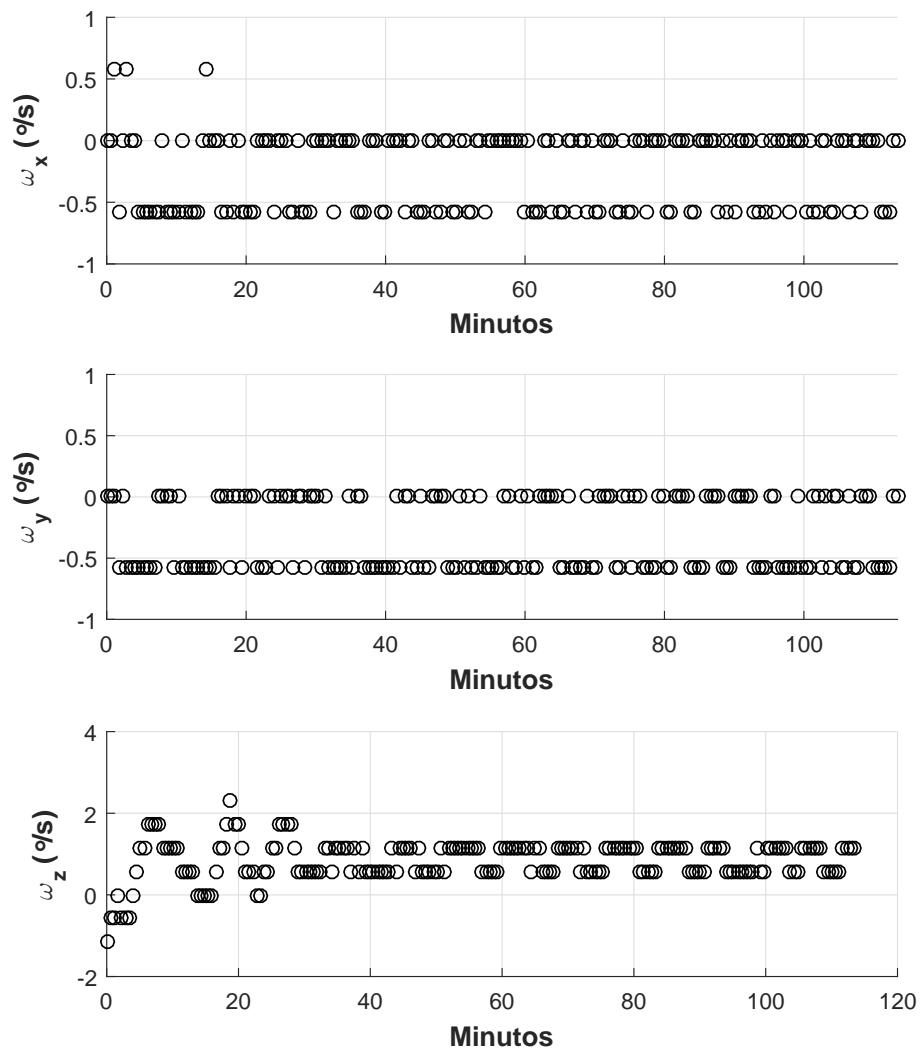


Figura 85 – Velocidades angulares do *mockup* durante o teste de *detumbling* utilizando o controlador B-Dot.

de  $0^{\circ}/s$  e  $0.57^{\circ}/s$ . Em condições onde o ambiente espacial é devidamente simulado sem adições de intensidade no campo e a inércia do satélite é condizente com a capacidade de atuação dos atuadores magnéticos, espera-se que as velocidades angulares decaiam para  $0^{\circ}/s$  após aproximadamente 200 minutos em comparação aos resultados apresentados em CAPO-LUGO; RAKOCZY; SANDERS (2014).

Além das velocidades angulares, a atitude do *mockup* durante a manobra de *detumbling* também foi obtida. A Figura 86 apresenta os ângulos de rolamento, arfagem e guinada respectivamente. Os efeitos do controlador B-Dot estão mais claros no eixo de guinada apresentado na Fig. 86, devido a utilização do ADCV.

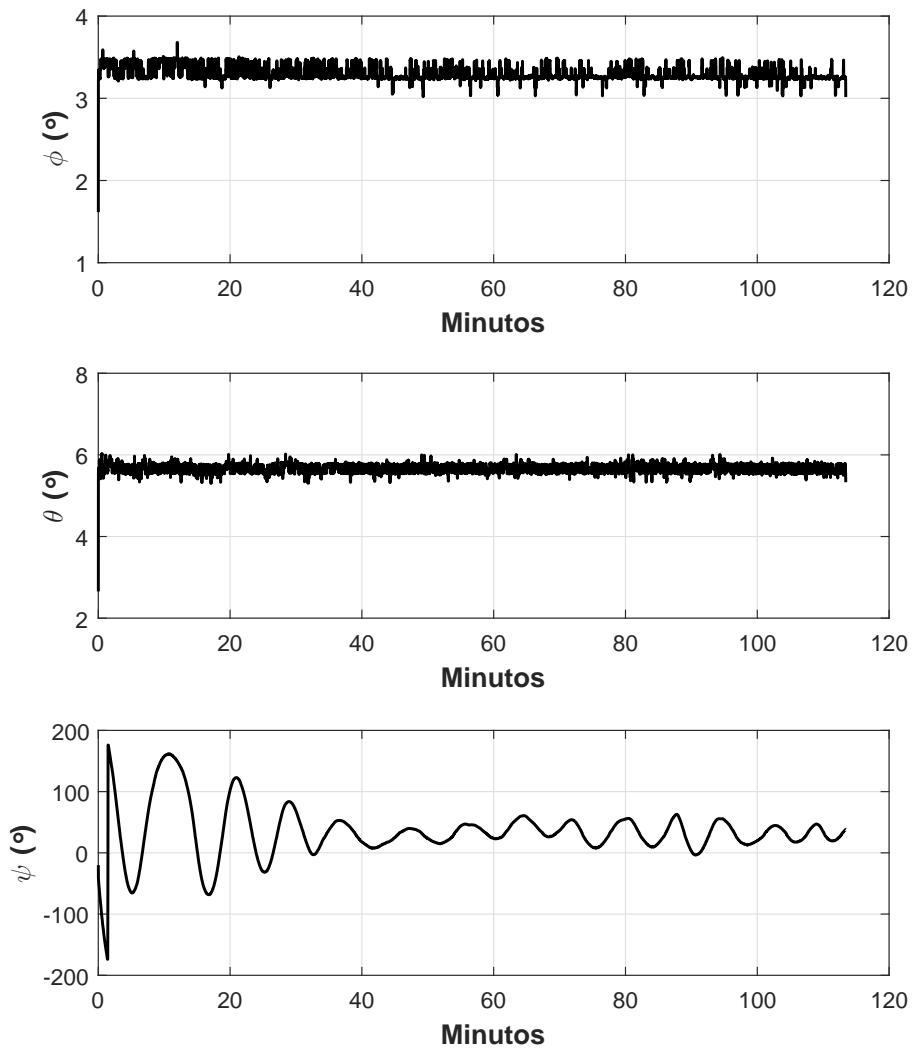


Figura 86 – Atitude do *mockup* durante o teste de *detumbling* utilizando o controlador B-Dot.

É possível aferir através do gráfico do ângulo de guinada que o *mockup* sequer chegou a completar uma revolução completa após o início das simulações. A maior variação angular entre um pico e um vale nesse eixo foi de  $100^\circ$  nos primeiros minutos, chegando a apresentar uma variação de  $19^\circ$  posteriormente.

## 7.3 Influência do campo magnético gerado pelos atuadores

Durante o experimento de *detumbling* verificou-se que o atuador magnético suscitou intensidades de campo magnético elevadas que influenciaram fortemente as medidas adquiridas pelo sensor HRM2300. Para investigar melhor essa influência propagou-se novamente a órbita utilizada para o teste do controlador B-Dot durante 70 minutos. No decorrer de 40 minutos o atuador triaxial foi mantido constantemente ligado e funcionando sob 78% de sua capacidade total. Após esse período, o atuador magnético foi desligado e esperou-se até que os valores dos erros da propagação magnética atingissem os patamares apresentados na seção 3.3.2, onde o campo foi gerado sem quaisquer influências dos atuadores.

A Figura 87 expõe os resultados do experimento para a direção do eixo X da gaiola. A interferência do campo gerado pelo atuador é visualmente impactante em contraste com a referência do campo magnético simulado. Durante os primeiros 40 minutos a influência no campo magnético sentido pelo sensor foi em média de  $\pm 5.6454 \mu\text{T}$  apresentando uma diferença máxima positiva entre o dado medido e a referência de  $19.1214 \mu\text{T}$  e uma máxima negativa de  $17.8595 \mu\text{T}$ . É interessante notar que mesmo após o desligamento do atuador perdurou-se um resquício de interferência na ordem de  $\pm 0.3203 \mu\text{T}$  por aproximadamente 20 minutos.

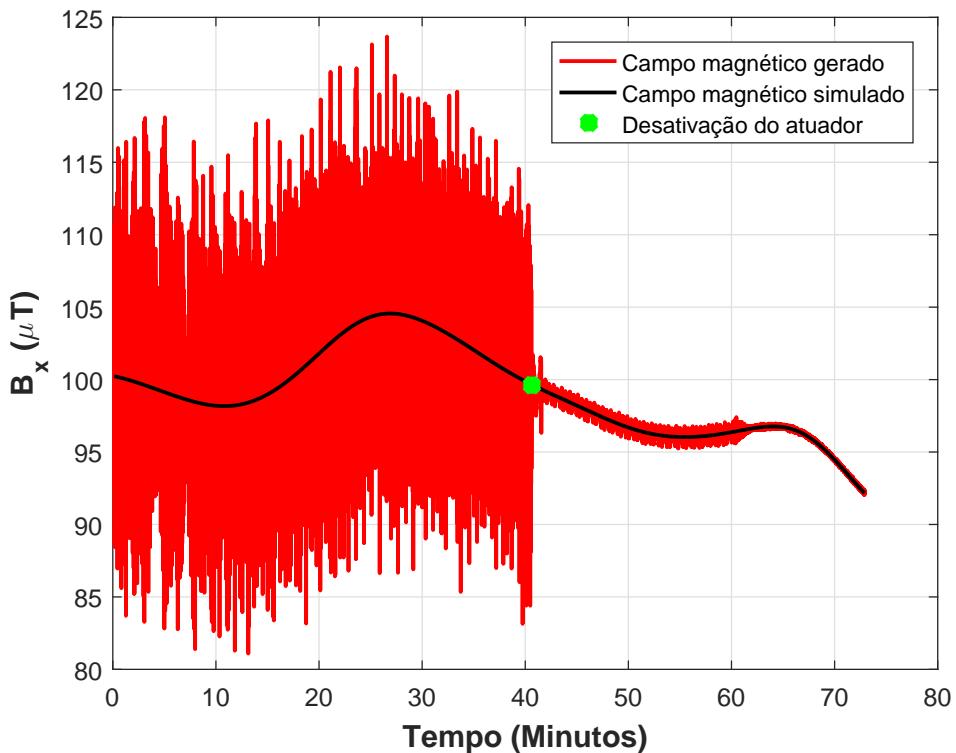


Figura 87 – Campo magnético gerado no eixo X em comparação com a referência sob presença de interferência magnética devido ao atuador.

A interferência no eixo Y da gaiola é apresentada na Fig. 88 e muito similar à encontrada no eixo X em termos de intensidade de campo. O valor médio de interferência no campo magnético sentido pelo sensor no período no qual os atuadores estavam em pleno funcionamento foi de  $\pm 6.8747 \mu\text{T}$ . A diferença positiva máxima chegou a  $18.7650 \mu\text{T}$  e a discrepância negativa máxima a  $19.7277 \mu\text{T}$ . Também de forma análoga ao caso apresentado para o eixo X, durante os 20 minutos que sucederam o desligamento dos atuadores, o sensor captou um resquício de interferência de  $\pm 0.3079 \mu\text{T}$  para o eixo Y.

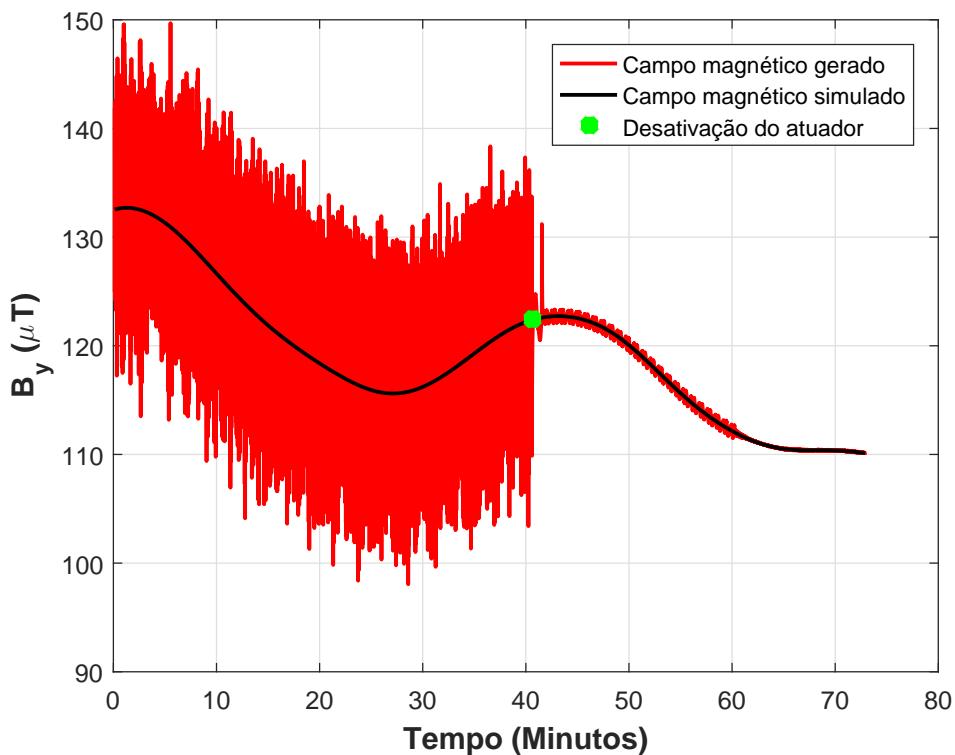


Figura 88 – Campo magnético gerado no eixo Y em comparação com a referência sob presença de interferência magnética devido ao atuador.

A Figura 89 exibe a interferência para o eixo Z da gaiola de Helmholtz. Em uma primeira análise percebe-se que os valores de intensidade de campo magnético gerados pelos atuadores do eixo Z do *mockup* são menores que os valores gerados pelos atuadores em X e Y, o que era algo esperado uma vez que os atuadores em Z foram projetados para possuir menor capacidade de atuação. O valor médio da interferência de campo magnético para esse eixo foi de  $\pm 3.5475 \mu\text{T}$ , quase que 2 vezes menor que o valor médio de interferência detectado ao longo do eixo Y. A diferença positiva máxima entre o campo gerado e o campo simulado foi de  $13.4465 \mu\text{T}$  ao passo que a negativa foi de  $14.9897 \mu\text{T}$ . Diferentemente dos eixos X e Y, o eixo Z não apresentou resquícios de campo magnético após o desligamento do atuador triaxial.

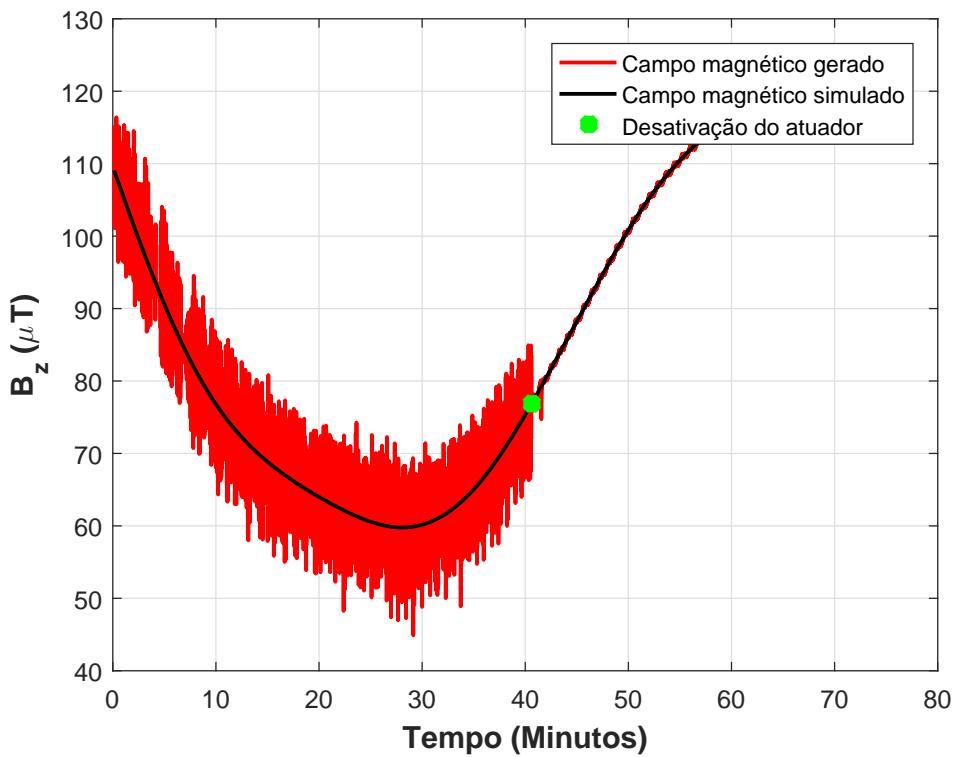


Figura 89 – Campo magnético gerado no eixo Z em comparação com a referência sob presença de interferência magnética devido ao atuador.

Verificou-se portanto que mesmo após o desligamento das bobinas do atuador triaxial são necessários 20 minutos para que a propagação geomagnética nos eixos X e Y da gaiola de Helmholtz aconteça sem quaisquer interferências vindas do atuador. A presença dessa influência de campo magnético gerado pelo atuador deve ser tratada em trabalhos futuros uma vez que esse problema aumenta a média do erro da propagação de  $\pm 0.0958 \mu\text{T}$  para  $\pm 5.6454 \mu\text{T}$  no eixo X e de  $\pm 0.0209 \mu\text{T}$  para  $\pm 6.8747 \mu\text{T}$  no eixo Y. Esses valores de erro médio sem influência do atuador triaxial foram calculados nos últimos 10 minutos de simulação na região onde detectou-se que não havia mais interferência do atuador.



# 8 Conclusão

Com base nos problemas mencionados na seção 1.1 que eram prejudiciais à realização de testes ativos de controle de atitude magnético, a Tab. 29 presente no apêndice C reúne o estado da infraestrutura LAICA após o término das atividades deste trabalho. Conforme pode ser visualizado, em um prazo inferior à 6 meses, a maior parte das tarefas foi cumprida com êxito, permitindo inclusive a realização de testes do algoritmo B-Dot de controle de atitude magnético para *detumbling* de nanossatélites.

As melhorias implementadas no laboratório são grandes avanços, os sistemas HIL-Cube e ADCV não eram existentes no estabelecimento, enquanto que a propagação orbital estivera em estado inicial de desenvolvimento. Os avanços implementados abrem portas para a condução de uma série de tópicos de pesquisa, não só em determinação e controle de atitude de satélites, mas também ao nível mais fundamental de visão computacional/inteligência artificial para aplicações espaciais, por exemplo; desenvolvimento e testes de subsistemas para nanossatélites; eletromagnetismo; estruturas e ciência dos materiais utilizando impressões 3D; ambiente espacial, em termos do campo magnético gerado.

Durante a realização do trabalho diversos empecilhos estiveram presentes, ao nível de atraso na entrega de componentes, e também ao nível técnico de precisão dos sensores COTS utilizados, alta inércia da mesa, falta de *harwares* e *softwares* necessários para realização dos testes, porém a equipe sucedeu em contorná-los adequadamente. Como exemplo, o HILCube e ADCV surgiram como resultado da mitigação dos problemas de falta de um CubeSat adequado para testes, e de sensores inerciais (i.e., IMU) de maior qualidade, respectivamente.

## 8.1 Teste do algoritmo de controle

Conforme apresentado no capítulo 7, a infraestrutura LAICA modificada permitiu a realização de testes da lei de controle magnético ativo para *detumbling* de nanossatélites. Um incremento de campo magnético de  $100 \mu T$  foi utilizado, embora tornando menos realista a simulação, essa adição foi necessária tanto para impedir que as fontes de corrente contínua tentassem gerar componentes negativas, quanto para aumentar o torque gerado pelo atuadores magnéticos, visto que a mesa de testes tem uma inércia muito elevada.

Também foi mostrado que os atuadores magnéticos dentro do *mockup* influenciam significativamente o campo magnético medido pelo sensor HMR2300 utilizado para fechar a malha PI da gaiola de Helmholtz. Isso é prejudicial à simulação do campo e portanto é sugerida a implementação de um filtro no algoritmo de propagação orbital para mitigação

do ruído.

Além de perturbar o magnetômetro da gaiola de Helmholtz, os atuadores magnéticos também perturbam o magnetômetro da IMU utilizada como instrumentação da mesa de testes, e portanto o sinal de controle gerado pela lei B-Dot foi perturbada pelo ruído desse sensor. Dessa forma, um filtro também deve ser embarcado no algoritmo de controle magnético para tratamento do ruído nas leituras do magnetômetro da mesa. Conforme mostrado, a perturbação persiste por um tempo mesmo após a desativação dos atuadores, o que pode ocorrer ou devido histerese dos núcleos magnéticos das bobinas XY, ou devido a ação tardia do controlador PI da gaiola em corrigir o erro entre o campo simulado e campo medido, ou devido a ambos os fatores.

O ganho da lei B-Dot foi ajustado manualmente, pois a matriz de inércia do conjunto (mesa e sistema HILCube) era desconhecida, dessa forma não era possível a realização de simulações *Software-In-the-Loop* SIL antes do teste HIL.

Embora não reportado no trabalho, a plataforma CubeSat desenvolvida, denominada HILCube, também permitiu efetuação de testes preliminares de uma lei de controle de atitude magnético desenvolvida por uma instituição Russa.

## 8.2 Sugestões para a continuação do trabalho

Para a continuação so trabalho é sugerido primeiramente o cumprimento das pendências mencionadas na Tab. 29 do apêndice C. No caso da mesa de testes, para a diminuição de sua inércia seria necessário redimensioná-la de forma a possuir a menor massa possível, garantindo a possibilidade de se acoplar motores de passo e massas móveis para implementação de um sistema de balanceamento automático.

Como forma de avaliar possibilidades de modificação da mesa, nesse trabalho foi impressa uma semiesfera em PLA (i.e., mancal esférico) com as mesmas dimensões da metálica, utilizada na mesa de testes atual e mencionada na seção 1.1. Dessa forma, uma possibilidade de otimização da mesa consistiria em submeter a peça impressa à um processo de uniformização da superfície esférica, e sua utilização para a fabricação uma nova mesa, mantendo-se a antiga intacta. Ou então a mesa atual poderia ser desmontada e seu mancal, já adequado, poderia ser acoplado a uma superfície mais leve e de interação magnética desprezível.

A peça impressa em 3D possui irregularidades que a tornam inapta a ser utilizada para essa aplicação, já que é necessário uma esfera com um alto grau de perfeição e com baixa rugosidade para que o atrito se mantenha desprezível. Uma ideia discutida consistia em lixar a superfície esférica, recobri-lá com cola epóxi, e submeter a peça a um processo de acabamento minucioso. O mancal em processo de fabricação é mostrado na Fig. 90, foi

desenhado de forma que a instrumentação da mesa ficasse alojada em seu interior.

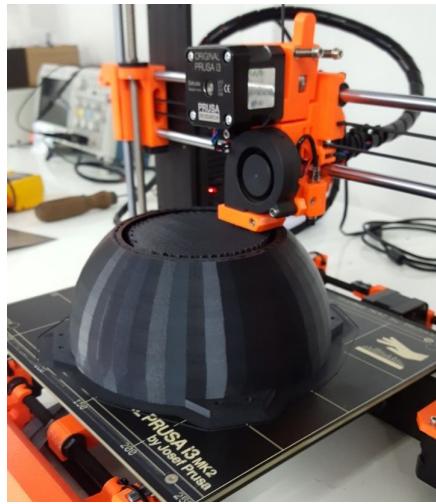


Figura 90 – Mancal esférico impresso em PLA.

No que se refere ao circuito de faseamento da gaiola, este consta em PLOEG (2017). Porém, deve ser fabricado seguindo os métodos adequados, separando-se os *drivers* responsáveis por cada eixo da gaiola (i.e., X, Y e Z) em placas eletrônicas distintas, embora conectadas.

Conforme registrado, foi verificado que o ADCV possui maior precisão nas medições de guinada ( $\psi$ ) do que em rolamento ( $\phi$ ) e arfagem ( $\theta$ ). Dessa forma, uma outra sugestão consistiria em verificar se a precisão na determinação das orientações de rolamento e arfagem aumentaria ao se instalar outras duas câmeras, nos eixos X e Y da gaiola, respectivamente. Nessa configuração os marcadores ArUco seriam fixados nas laterais da mesa de testes, de forma a garantir que ao menos um deles se manteria visível por cada câmera independente da orientação adquirida pela mesa.

Outra forma de determinação de atitude que pode ser utilizada consiste em embarcar uma câmera no *mockup* CubeSat 2U e fixar os marcadores na gaiola, ao invés de na mesa. Dessa forma os testes seriam efetuados mais fielmente a realidade, já que a câmera teria o papel semelhante ao de um sensor de estrelas. Uma câmera embarcada também poderia simular o instrumento cuja o apontamento se faria necessário no espaço, para fazer a aquisição de imagens utilizando um marcador ArUco ou similar fixo externamente à mesa de testes representando o planeta Terra.

Além dos filtros a serem utilizados para tratamento do ruído gerado pelos atuadores magnéticos nos magnetômetros, recomenda-se também o desenvolvimento de uma metodologia para estimação da matriz de inércia da mesa, o que possibilitaria a realização de simulações SIL para determinar o ganho ideal da lei de controle mais facilmente.

Vários *mockups* da plataforma HILCube poderiam ser montados com o propósito de testes atuadores de controle de atitude e sistemas de determinação variados. Além

disso, uma das unidades poderia integrar vários sistemas em conjunto, até de fato constituir o sistema embarcado completo de um nanossatélite. Nesse ponto de vista, a plataforma HILCube faria parte de uma cadeia de desenvolvimento de nanossatélites dentro da universidade, aumentando a produtividade em sistemas espaciais.

Ao possuir todos os subsistemas do nanossatélite, a estrutura do *mockup* HILCube talvez poderia ser desenvolvida em material qualificado para voo, embarcando os componentes para uma missão espacial real. Porém, uma análise estrutural aprofundada deveria ser efetuada para verificar se a estrutura nessas se adequaria de fato à missão real, estudo que ainda não foi efetuado.

## Referências

- BELLINI, N. *Magnetic Actuators for Nanosatellite Attitude Control*. Tesi di Laurea, 2014. Universita' di Bologna. Citado 2 vezes nas páginas [38](#) e [39](#).
- CAPO-LUGO, P. A.; RAKOCZY, J.; SANDERS, D. The b-dot earth average magnetic field. *Acta Astronautica*, Elsevier, v. 95, p. 92–100, 2014. Citado 2 vezes nas páginas [139](#) e [141](#).
- CARRIGAN, C. R.; GUBBINS, D. The source of the earth's magnetic field. *Scientific American*, p. pp.92–101, 1979. Citado na página [39](#).
- CHOBOTOV, V. A. *Spacecraft Attitude Dynamics and Control*. [S.l.]: Orbit Book Co; Original edition, 1991. (Orbit, a Foundation Series). Citado na página [29](#).
- CHOBOTOV, V. A. *Orbital mechanics*. [S.l.]: Aiaa, 2002. Citado 7 vezes nas páginas [42](#), [43](#), [49](#), [50](#), [51](#), [55](#) e [63](#).
- CHULLIAT, A. et al. The us/uk world magnetic model for 2015-2020. BGS and NOAA, 2015. Citado 3 vezes nas páginas [39](#), [40](#) e [46](#).
- CLEMENTS, T. et al. 3d printed parts for cubesats; experiences from kysat-2 and printsat using windform xt 2.0. In: . [S.l.]: IAA-ASS, 2014. p. 9. Citado na página [94](#).
- COEY, J. M. D. *Magnetism and magnetic materials*. [S.l.]: Cambridge University Press, New York, 2009. Citado 2 vezes nas páginas [33](#) e [35](#).
- CUBESAT Design Specification. 2015. Acesso em: 10/06/2018. Disponível em: <[https://static1.squarespace.com/static/5418c831e4b0fa4ecac1bacd/t/56e9b62337013b6c063a655a/1458157095454/cds\\_rev13\\_final2.pdf](https://static1.squarespace.com/static/5418c831e4b0fa4ecac1bacd/t/56e9b62337013b6c063a655a/1458157095454/cds_rev13_final2.pdf)>. Citado 2 vezes nas páginas [115](#) e [116](#).
- CUBESAT Kit PCB Specification. 2003. Acesso em: 29/04/2018. Disponível em: <[http://www.cubesatkit.com/docs/CSK\\_PCB\\_Spec-A5.pdf](http://www.cubesatkit.com/docs/CSK_PCB_Spec-A5.pdf)>. Citado na página [85](#).
- CUBESAT Standard Updates. 2013. Acesso em: 10/06/2018. Disponível em: <[http://mstl.atl.calpoly.edu/~bklofas/Presentations/SummerWorkshop2013/Carnahan\\_CubeSat\\_Standard\\_Update.pdf](http://mstl.atl.calpoly.edu/~bklofas/Presentations/SummerWorkshop2013/Carnahan_CubeSat_Standard_Update.pdf)>. Citado na página [115](#).
- CURTIS, H. D. *Orbital mechanics for engineering students*. [S.l.]: Butterworth-Heinemann, 2013. Citado 6 vezes nas páginas [43](#), [47](#), [48](#), [53](#), [54](#) e [55](#).
- DA SILVA, R. C.; RODRIGUES, U. A. *Simulador de sistema de determinação e controle de atitude de pequenos satélites*. Trabalho de Graduação em Engenharia de Controle e Automação, Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 2015. Citado 2 vezes nas páginas [25](#) e [26](#).
- DA SILVA, R. C. et al. A testbed for attitude determination and control of spacecrafts. In: . Florianópolis-SC, Brasil: II Latin American IAA CubeSat Workshop, 2016. Citado 2 vezes nas páginas [25](#) e [26](#).

DACHEV, T. *Electrodynamic Tether (EDT) Summary of Student Presentation*. 2004. Acesso em: 22/04/2018. Disponível em: <[http://212.201.48.1/course/fall04/SPGG/handouts/handout\\_dachev.pdf](http://212.201.48.1/course/fall04/SPGG/handouts/handout_dachev.pdf)>. Citado na página 28.

DESIGN and Development of an Active Magnetic Actuator for Attitude Control System of Nanosatellites. 2017. Acesso em: 07/06/2018. Disponível em: <[https://www.gaussteam.com/wordpress/wp-content/uploads/2018/02/IAA-AAS-CU-17-05-06-Igor\\_Seiji\\_kinoshita\\_Ishioka.pdf](https://www.gaussteam.com/wordpress/wp-content/uploads/2018/02/IAA-AAS-CU-17-05-06-Igor_Seiji_kinoshita_Ishioka.pdf)>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 98.

DIAMAGNETIC, Paramagnetic, and Ferromagnetic Materials. [S.d.]. Acesso em: 02/06/2018. Disponível em: <<https://www.nde-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/MagParticle/Physics/MagneticMatls.htm>>. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 37.

DORF, R. C.; BISHOP, R. H. *Modern control systems*. [S.l.]: Pearson, 2011. Citado na página 72.

DORMY, E. The origin of the earth's magnetic field: fundamental or environmental research? 2006. Citado na página 39.

EARTH'S Magnetic Field. [S.d.]. Acesso em: 18/06/2018. Disponível em: <<https://sciencedemonstrations.fas.harvard.edu/presentations/earths-magnetic-field>>. Citado na página 39.

EFI Alloy 79. 2016. Acesso em: 29/04/2018. Disponível em: <[http://www.edfagan.com/litPDF/Alloy79\\_4-29-09F.pdf](http://www.edfagan.com/litPDF/Alloy79_4-29-09F.pdf)>. Citado na página 100.

EVERYTHING You Need To Know About Polylactic Acid (PLA). Acesso em: 29/04/2018. Disponível em: <<https://www.creativemechanisms.com/blog/learn-about-polylactic-acid-pla-prototypes>>. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 94.

FIOS Esmaltados. 2005. Acesso em: 26/11/2017. Disponível em: <[http://www.ufrgs.br/lmeae/arquivos\\_manuais/fios/fios.pdf](http://www.ufrgs.br/lmeae/arquivos_manuais/fios/fios.pdf)>. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 171.

FOX, K. C. *NASA's Van Allen Probes Spot an Impenetrable Barrier in Space*. 2014. Acesso em: 18/06/2018. Disponível em: <<https://www.nasa.gov/content/goddard/van-allen-probes-spot-impenetrable-barrier-in-space>>. Citado na página 39.

FU, C. *TCP/UDP Basics*. [S.d.]. Acesso em: 15/06/2018. Disponível em: <[https://users.encs.concordia.ca/~glitho/F09\\_TCP\\_UDP.pdf](https://users.encs.concordia.ca/~glitho/F09_TCP_UDP.pdf)>. Citado na página 136.

GANESH, K. Controls algorithm for a satellite using earth's magnetic field: Orbit maneuvers and attitude positioning. 2007. Citado na página 46.

GARRIDO-JURADO, S. et al. *Automatic generation and detection of highly reliable fiducial markers under occlusion*. 2014. Acesso em: 25/05/2018. Disponível em: <<http://www.uco.es/investiga/grupos/ava/sites/default/files/GarridoJurado2014.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 125 e 126.

GARRIDO-JURADO, S. et al. Generation of fiducial marker dictionaries using mixed integer linear programming. In: . [S.l.]: Elsevier, 2016. Citado na página 126.

GAUSS OBC ABACUS 2017. 2017. Acesso em: 04/05/2018. Disponível em: <[https://www.gaussteam.com/wordpress/wp-content/uploads/2017/11/Datasheet\\_OBC\\_ABACUS\\_2017.pdf](https://www.gaussteam.com/wordpress/wp-content/uploads/2017/11/Datasheet_OBC_ABACUS_2017.pdf)>. Citado na página 108.

GUNNARSDÓTTIR, E. L.; BJÖRNSSON, G. *The Earth's magnetic field*. Projeto de pesquisa para obtenção do bacharel em física, Physics Department, School of Engineering and Natural Sciences, University of Iceland, 2012. Citado na página 39.

HEVNER, R. et al. An advanced standard for cubesats. In: . Logan, UT, Estados Unidos: 25th Annual AIAA/USU Conference on Small Satellites, 2011. Citado na página 115.

HOOTS, F. R.; ROEHRICH, R. L.; KELSO, T. Spacetrack report no. 3. *Project Spacetrack Reports, Office of Astrodynamics, Aerospace Defense Center, ADC/DO6, Peterson AFB, CO*, v. 80914, p. 14, 1980. Citado na página 65.

ISHIOKA, I. S. K. et al. Design and development of an active magnetic actuator for nanosatellites. In: . Roma, Itália: 4th IAA Conference of University Satellite Missions and CubeSat Workshop, 2017. Citado 18 vezes nas páginas 14, 15, 17, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 94, 95, 96, 97, 98, 99 e 100.

JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. 3. ed. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1999. Citado na página 35.

LARSON, W. J.; WERTZ, J. R. *Space mission analysis and design*. [S.l.], 1992. Citado 2 vezes nas páginas 69 e 137.

LEVINE, W. S. *The control handbook: Control system fundamentals*. [S.l.]: CRC press, 2010. Citado na página 60.

LOGITECH. WEBCAM C170. [S.d.]. Acesso em: 31/05/2018. Disponível em: <<https://www.logitech.com/en-nz/product/webcam-c170>>. Citado na página 131.

LOIOLA, J. V. L. d. et al. 3 axis simulator of the earth magnetic field. *IEEE Aerospace Conference*, 2018. Citado 3 vezes nas páginas 13, 70 e 71.

LOVERA, M. Periodic attitude control for satellites with magnetic actuators: an overview. In: *IFAC Proceedings Volumes*. [S.l.: s.n.], 2001. p. 6. Citado na página 33.

LOVERA, M. Magnetic satellite detumbling: The b-dot algorithm revisited. In: *IEEE American Control Conference (ACC), 2015*. [S.l.], 2015. p. 1867–1872. Citado na página 59.

"MADWIZARD", T. *Sockets and winsock*. 2002. Acesso em: 11/04/2018. Disponível em: <<http://www.madwizard.org/programming/tutorials/netcpp/3>>. Citado na página 136.

MAGNETIC Field on the Axis of a Solenoid. 2008. Acesso em: 02/06/2018. Disponível em: <<http://www.phys.uri.edu/gerhard/PHY204/tsl215.pdf>>. Citado na página 35.

MAGNETIC susceptibility of the elements and inorganic compounds. [S.d.]. Acesso em: 02/06/2018. Disponível em: <[https://www.gemstonemagnetism.com/uploads/Magnetic\\_Susceptibilities\\_of\\_the\\_Elements.pdf](https://www.gemstonemagnetism.com/uploads/Magnetic_Susceptibilities_of_the_Elements.pdf)>. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 37.

MAGWEB. *Saturation of magnetic material*. [S.d.]. Acesso em: 02/05/2018. Disponível em: <<http://magweb.us/saturation-of-magnetic-material/>>. Citado na página 101.

MEHRJARDI, M. M. M. F. *Design and Manufacturing of a Research Magnetic Torquer Rod*: Contemporary engineering sciences. [S.l.: s.n.], 2010. v. 3. Citado na página 39.

MICROSOFT. *Creating Threads*. [S.d.]. Acesso em: 23/04/2018. Disponível em: <<https://msdn.microsoft.com/en-us/library/windows/desktop/ms682516%28v=vs.85%29.aspx?f=255&MSPPError=-2147217396>>. Citado na página 136.

MICROSOFT. *Windows Sockets 2*. [S.d.]. Acesso em: 10/04/2018. Disponível em: <[https://msdn.microsoft.com/en-us/library/windows/desktop/ms740673\(v=vs.85\).aspx](https://msdn.microsoft.com/en-us/library/windows/desktop/ms740673(v=vs.85).aspx)>. Citado na página 136.

NASA. *Crimping, Interconnecting Cables, Harnesses, and Wiring*. 2010. Acesso em: 29/04/2018. Disponível em: <[https://prod.nais.nasa.gov/eps/eps\\_data/145968-OTHER-002-006.pdf](https://prod.nais.nasa.gov/eps/eps_data/145968-OTHER-002-006.pdf)>. Citado na página 97.

NASA. *Weekly Recap From the Expedition Lead Scientist*. 2015. Acesso em: 23/04/2018. Disponível em: <[https://www.nasa.gov/mission\\_pages/station/research/news/wklysumm\\_week\\_of\\_14sept\\_15](https://www.nasa.gov/mission_pages/station/research/news/wklysumm_week_of_14sept_15)>. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 25.

NIST. *International System of Units*. [S.d.]. Acesso em: 01/07/2018. Disponível em: <<https://physics.nist.gov/cuu/Units/ampere.html>>. Citado na página 101.

NOURELDIN, A.; KARAMAT, T. B.; GEORGY, J. *Fundamentals of inertial navigation, satellite-based positioning and their integration*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. Citado 3 vezes nas páginas 43, 44 e 45.

NURGALIEVA, N. D.; YASSONOV, P. Magnetic susceptibility, remanent magnetization and coercivity variations along soil profile. 2013. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 37.

OGATA, K. *Discrete-time control systems*. [S.l.]: Prentice Hall Englewood Cliffs, NJ, 1995. v. 2. Citado 3 vezes nas páginas 61, 62 e 76.

OGATA, K.; SEVERO, B. *Modern Control Engineering*. [S.l.]: Prentice Hall, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 73.

OLIVEIRA, G. F. de; NEHME, P. H. D.; CAPPELLETTI, C. Analysis and simulation of attitude determination and control for the serpens nanosatellite. In: . [S.l.]: IAA-AAS, 2014. Citado 5 vezes nas páginas 17, 27, 29, 34 e 59.

OPENCV. *Camera Calibration*. 2015. Acesso em: 26/05/2018. Disponível em: <[https://docs.opencv.org/3.1.0/dc/dbb/tutorial\\_py\\_calibration.html](https://docs.opencv.org/3.1.0/dc/dbb/tutorial_py_calibration.html)>. Citado na página 128.

OPENCV. *Detection of ArUco Markers*. 2015. Acesso em: 25/05/2018. Disponível em: <[https://docs.opencv.org/3.1.0/d5/dae/tutorial\\_aruco\\_detection.html](https://docs.opencv.org/3.1.0/d5/dae/tutorial_aruco_detection.html)>. Citado 3 vezes nas páginas 125, 126 e 127.

OPPENHEIM, A. V. *Sinais e sistemas*. [S.l.]: Prentice-Hall, 2010. Citado na página 60.

PIGNÈDE, A. *Detumbling of the NTNU Test Satellite*. Dissertação (Mestrado) — Norwegian University of Science and Technology, Trondheim/Norwegian, 12 2014. Citado na página 59.

- PLOEG, L. C. van der. *Desenvolvimento de Sistema para Simulação do Campo Magnético Terrestre em Órbitas Baixas*. Trabalho de Graduação em Engenharia de Controle e Automação, Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 2017. Citado 6 vezes nas páginas 26, 69, 70, 71, 72 e 149.
- QUADRINO, M. K. *Testing the Attitude Determination and Control of a CubeSat with Hardware-in-the-Loop*. Tese (Doutorado) — Massachusetts Institute of Technology, 2014. Citado na página 139.
- REES, L. B. *Lesson 9 – Dipoles and Magnets*. 2007. Acesso em: 17/06/2018. Disponível em: <<https://www.physics.byu.edu/faculty/rees/220/book/Lesson9.pdf>>. Citado na página 33.
- REITZ FREDERICK J. MILFORD, R. W. C. J. R. *Fundamentos da Teoria Eletromagnética*. 31. ed. [S.l.]: Elsevier, 1982. Citado 3 vezes nas páginas 36, 37 e 38.
- SERPENS Radio Amateurs. [S.d.]. Acesso em: 18/06/2018. Disponível em: <[http://www.aerospace.unb.br/serpens\\_radioamateurs](http://www.aerospace.unb.br/serpens_radioamateurs)>. Citado na página 50.
- STATHAKIS, A. *Vision-Based Localization using Reliable Fiducial Markers*. 2011. Acesso em: 25/05/2018. Disponível em: <<https://pdfs.semanticscholar.org/11f2/a68d1332851067898088cb33075566396d7c.pdf>>. Citado na página 125.
- SZEWCZYK, R. Technical B-H saturation magnetization curve models for SPICE, FEM and MoM simulations. In: . [S.l.]: Journal of Automation, Mobile Robotics & Intelligent Systems, 2016. v. 10, n. 2. Citado 2 vezes nas páginas 100 e 101.
- THE CubeSat Program. [S.d.]. Acesso em: 10/06/2018. Disponível em: <<http://www.cubesat.org/about/>>. Citado na página 115.
- UNION, I. A. *Defining our Place in the Cosmos - the IAU and the Universal Frame of Reference*. [S.d.]. Acesso em: 18/06/2018. Disponível em: <[https://www.iau.org/public/themes/place\\_in\\_cosmos/](https://www.iau.org/public/themes/place_in_cosmos/)>. Citado na página 41.
- VALLADO, D.; CRAWFORD, P. Sgp4 orbit determination. In: *AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2008. p. 6770. Citado na página 65.
- VALLADO, D. A. *Fundamentals of astrodynamics and applications*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2001. v. 12. Citado 3 vezes nas páginas 41, 42 e 49.
- VÁZQUEZ, A. L. R. *Purely magnetic attitude control algorithm for Low Earth Orbit satellites*. Tese (Doutorado) — Universidad de Sevilla, 2013. Citado na página 33.
- VERAS, C. A. G.; CAPPELLETTI, C. *The SERPENS CubeSat mission*. 2016. Acesso em: 19/06/2018. Disponível em: <[https://www.asi.it/sites/default/files/attach/pagina/05\\_gurgel\\_-\\_aeb.pdf](https://www.asi.it/sites/default/files/attach/pagina/05_gurgel_-_aeb.pdf)>. Citado na página 24.
- WERTZ, J. R. *Spacecraft attitude determination and control*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. v. 73. Citado 5 vezes nas páginas 40, 41, 52, 57 e 59.
- WHAT are SmallSats and CubeSats? 2017. Acesso em: 17/04/2018. Disponível em: <<https://www.nasa.gov/content/what-are-smallsats-and-cubesats>>. Citado na página 23.



## Apêndices



# APÊNDICE A – ALGORITMO PARA DESIGN DA BOBINA CILÍNDRICA

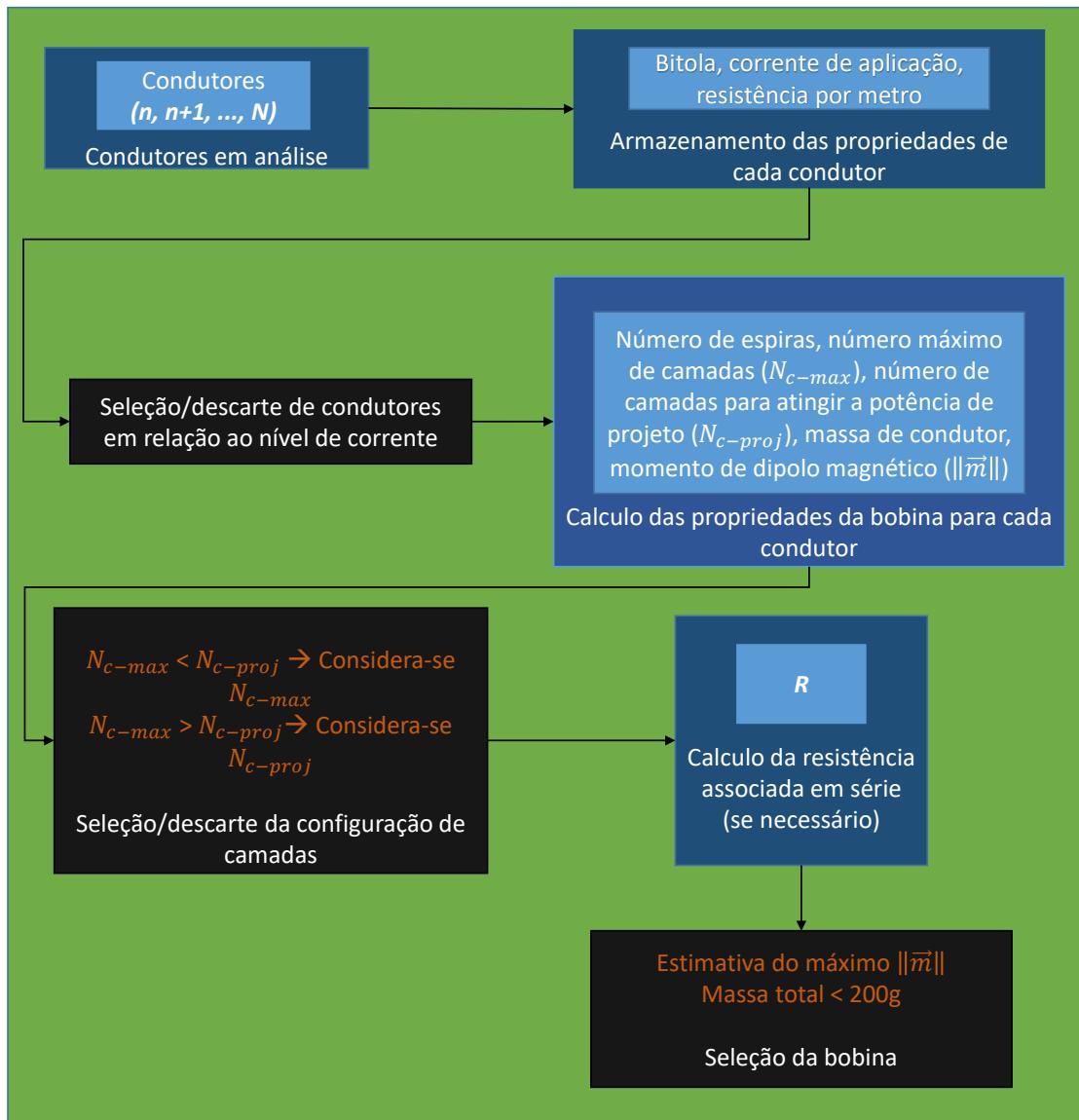


Figura 91 – Diagrama do algoritmo utilizado para o *design* da bobina cilíndrica.



## APÊNDICE B – DIAGRAMA EM ÁRVORE DO HILCube

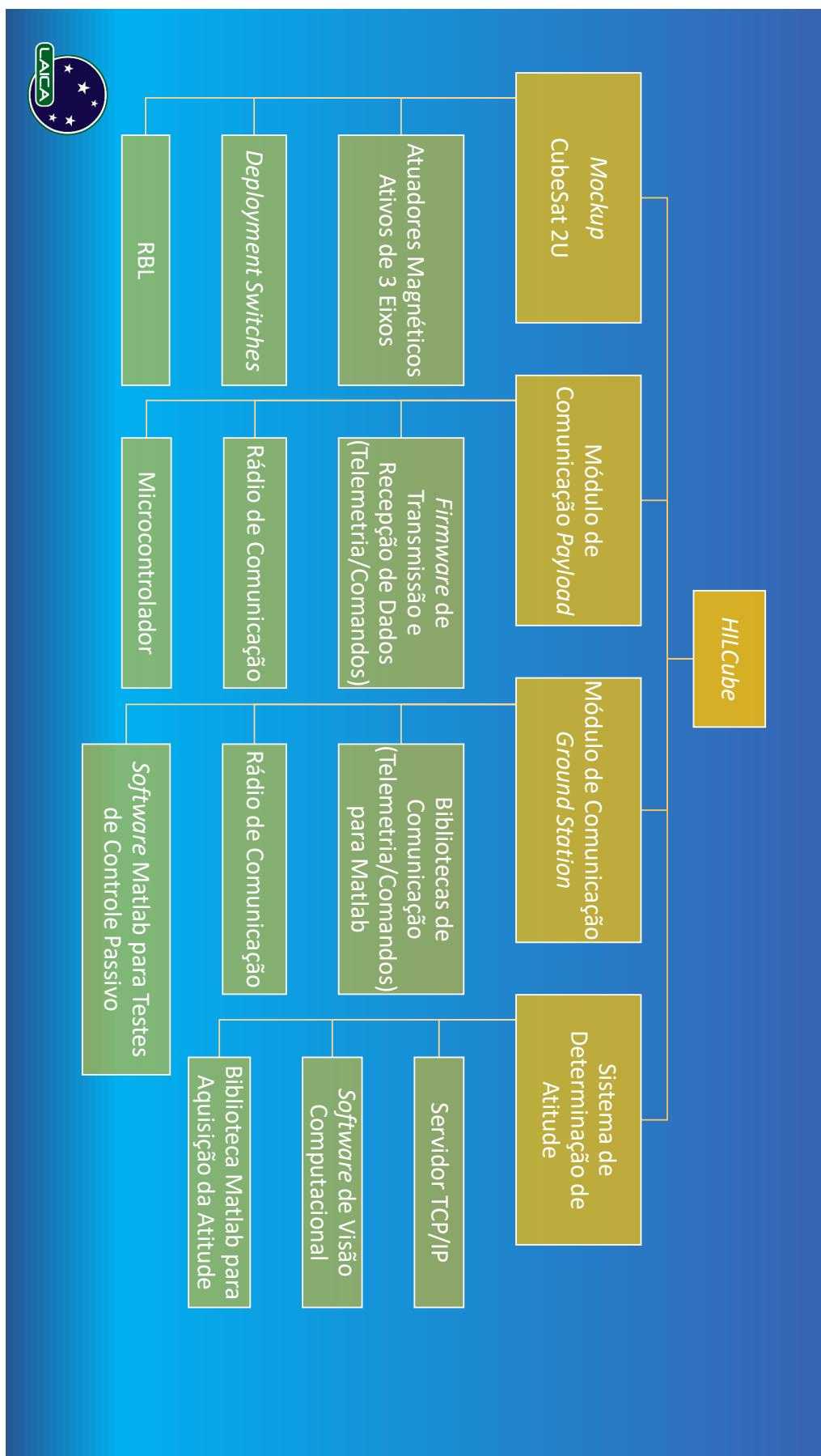


Figura 92 – Diagrama dos subsistemas presentes na plataforma HILCube.

# APÊNDICE C – ESTADO DA INFRAESTRUTURA DE TESTES

Tabela 29 – Estado da infraestrutura de testes HIL no final do trabalho.

Problemas encontrados	Solucionado	Pendente
As medições do ângulo de guinada ( $\psi$ ) efetuadas pelo IMU da mesa de <i>air-bearing</i> sofrem demasiada interferência do campo magnético produzido pela gaiola de Helmholtz	X	
A mesa possui um momento de inércia muito alto, que dificulta a utilização de atuadores magnéticos, já que não possuem torque elevado. Sendo assim, um melhor desempenho dos atuadores será conseguido ao se diminuir a inércia da mesa		X
Existe a necessidade de se projetar e de se desenvolver atuadores magnéticos capazes de atuar na mesa, e além disso, é necessário um modelo de satélite para de fato simular o corpo sendo testado	X	
É necessário implementar no laboratório uma forma de distribuir a informação da atitude determinada aos diferentes sistemas que necessitam dessa informação em tempo real		X
A gaiola de Helmholtz não está equipada com um circuito de inversão de corrente adequado, o que significa que não é capaz de inverter o sentido do campo. Dessa forma, é necessário o projeto e desenvolvimento de um circuito que seja efetivo nesse quesito para tornar a simulação do campo geomagnético orbital realista		X
A malha de controle entre a gaiola de Helmholtz e suas fontes não está fechada, portanto ainda não é possível simular o campo magnético orbital	X	



# APÊNDICE D – PROPAGAÇÃO DOS PARÂMETROS ORBITAIS

## D.1 Propagação utilizando o propagador ideal

A propagação orbital sem perturbações não apresenta mudanças significativas dos parâmetros orbitais como apresentado na Figura 93, onde as variações são de magnitudes desprezíveis (entre  $10^{-6}$  e  $10^{-14}$ ) e são devidas aos erros da integração numérica. Nessas condições, esse tipo de órbita ideal é conhecida como órbita Kepleriana.

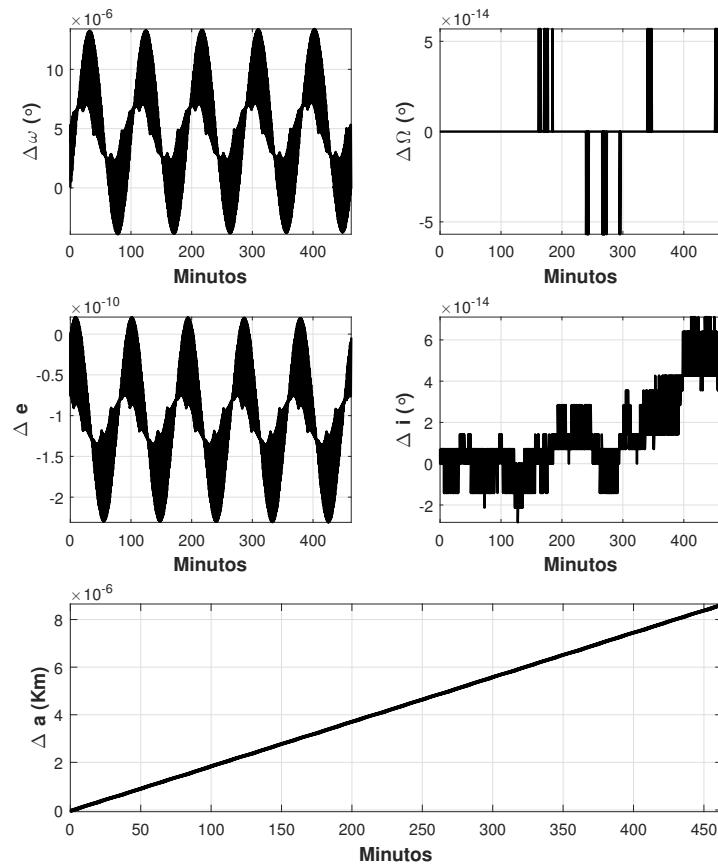


Figura 93 – Variação dos parâmetros orbitais para utilizando o propagador ideal. Como esperado, não houve variações significativas nos parâmetros.

A variação praticamente nula dos parâmetros orbitais apresentada na Figura 93 é o resultado da propagação orbital mais simples possível uma vez que um modelo perturbativo não foi desenvolvido e incorporado, o que de fato está longe da realidade na qual

um satélite está inserido, a análise de um modelo ideal porém se mostra interessante para posteriores comparações.

## D.2 Propagação utilizando os harmônicos esféricos

As perturbações devido aos harmônicos esféricos apresentam grande variação na ascensão reta dos nodos descendentes  $\Omega$ , no argumento do perigeu  $\omega$  e no semi-eixo maior  $a$ . como mostra a Figura 94, resultado da propagação de cinco órbitas utilizando a TLE do CubeSat Serpens.

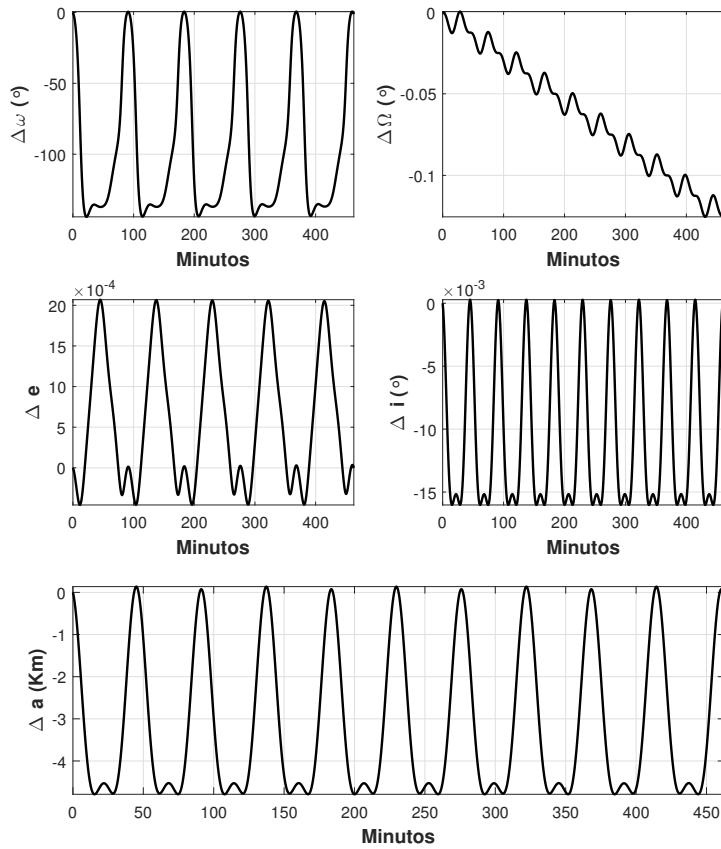


Figura 94 – Variação dos parâmetros orbitais devido às perturbações gravitacionais propagados utilizando o método de Cowell.

### D.3 Propagação utilizando o SGP4

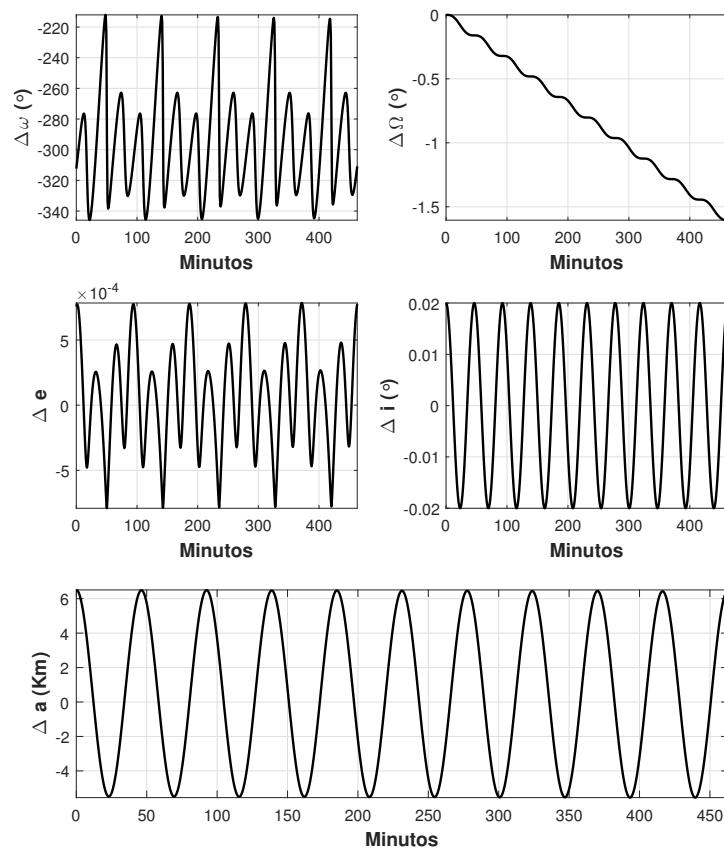


Figura 95 – Variação dos parâmetros orbitais utilizando o propagador SGP4.



## Anexos



# ANEXO A – PROPRIEDADES DOS CONDUTORES DE COBRE ESMALTADO

Tabela 30 – Características dos fios de cobre esmaltados. Informações extraídas de [FIOS...](#) (2005).

<b>AWG</b>	<b>Resistência [<math>\frac{\Omega}{m}</math>]</b>	<b><math>I_{\text{prático}} [\text{A}]</math></b>	<b><math>I_{\text{segurança}} [\text{A}]</math></b>	<b><math>\phi_{\text{condutor}} [\text{mm}]</math></b>
19	0.026	1.3	0.86	0.993
20	0.033	1	0.68	0.892
21	0.042	0.81	0.54	0.798
22	0.054	0.64	0.43	0.714
23	0.068	0.51	0.34	0,643
24	0.085	0.41	0.27	0.577
25	0.108	0.32	0.21	0.516
26	0.137	0.25	0.17	0.462
27	0.172	0.20	0.13	0.417
28	0.218	0.16	0.11	0.373
29	0.272	0.18	0.084	0.338
30	0.348	0.10	0.067	0.302
31	0.441	0.078	0.053	0.274
32	0.548	0.063	0.042	0.249
33	0.700	0.050	0.033	0.224
34	0.890	0.039	0.026	0.193
35	1.136	0.032	0.021	0.176
36	1.427	0.025	0.017	0.160
37	1.781	0.020	0.013	0.145
38	2.239	0.016	0.010	0.130
39	2.968	0.012	0.008	0.114
40	3.800	0.009	0.006	0.102
41	4.747	0.008	0.005	0.091
42	5.973	0.006	0.004	0.081
43	7.560	0.005	0.003	0.074
44	9.115	0.004	0.002	0.069