

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Modelagem, Simulação e Controle de
um Vetor de Lançamento Orbital**

Autor: Rodrigo Zanatta

Orientador: Prof. Dr. Sebastião Simões da Cunha Jr

Coorientador: Prof. Dr. Marcelo Santiago de Sousa

Fevereiro de 2019

Itajubá – MG

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

Rodrigo Zanatta

**Modelagem, Simulação e Controle de
um Vetor de Lançamento Orbital**

Dissertação submetida ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Ciências em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Projeto, Materiais e Processos

Orientador: Prof. Dr. Sebastião Simões da Cunha Jr

Coorientador: Prof. Dr. Marcelo Santiago de Sousa

Fevereiro de 2019

Itajubá – MG

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

Rodrigo Zanatta

**Modelagem, Simulação e Controle de
um Vetor de Lançamento Orbital**

Dissertação aprovada por banca examinadora em 22 de
Fevereiro de 2019, conferindo ao autor o título de *Mes-
tre em Ciências em Engenharia Mecânica*.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Sebastião Simões da Cunha Jr – UNIFEI

Prof. Dr. Marcelo Santiago de Sousa – UNIFEI

Prof. Dr. Fernando Madeira – UFABC

Prof. Dr. Yohan Alí Díaz Méndez – UNIFEI

Fevereiro de 2019

Itajubá – MG

À minha mãe,

Maria Marta Beltrame

(in memoriam)

Agradecimentos

São muitas as pessoas e instituições às quais estou em dívida no que se refere à realização deste trabalho. Em primeiro lugar, agradeço Àquele que não me deixa esquecer que tudo isso é simplesmente vaidade, e correr atrás do vento. Agradeço também aos meus pais, em especial à minha mãe, sem quem nada disso seria possível. Agradeço à minha esposa, Larissa, pela incomensurável paciência. Agradeço à minha família, pelo suporte sempre pronto e inesperado. Agradeço aos professores Sebastião e Marcelo, pela confiança e dedicação. Agradeço também aos colegas, pelas estimulantes conversas, trocas de ideia e cumplicidade. Ao apoio do GEMEC e dos professores do IEM, pela instrução e suporte recebidos. À CAPES/CNPq, pelo apoio material. Ao povo brasileiro que, ainda que a contra gosto, financiou boa parte deste trabalho. Agradeço também a todos os internautas anônimos que se empenham em ajudar uns aos outros em seus respectivos trabalhos. Por fim, agradeço a todos aqueles que seriam muitos para serem citados nominalmente.

Resumo

ZANATTA, R. (2019), *Modelagem, Simulação e Controle de um Vetor de Lançamento Orbital*, Itajubá, 203 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Instituto de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Itajubá.

Uma ferramenta para a análise da dinâmica de veículos e missões de lançamento foi desenvolvida e é aqui apresentada. Após passar em revista alguns dos principais fenômenos e algumas das principais estratégias associadas a veículos e missões de lançamento na literatura científica moderna, e após considerar algumas das ferramentas mais relevantes que tem surgido com objetivos similares, o BUSCAPE, como tem sido chamado, é desenvolvido matematicamente é seus mínimos detalhes. O Buscapé inclui um ambiente de mecânica do voo com seis graus de liberdade, baseado no modelo WSG84 da terra e no modelo COESA1976 da atmosfera até 1000km de altitude; inclui ventos e turbulência, e é capaz de representar uma ampla gama de veículos de missões de lançamento de múltiplos estágios. Modelos aerodinâmicos e propulsivos simplificados são integrados à computação de massa e inércia que são atualizadas a cada passo. Um sistema de controle de atitude baseado na vetorização do empuxo e em sistemas de controle por reação podem ser baseados em leis PID ou UIR. A quantidade e tipo de estágios, bocais, e propulsores do RCS é arbitrária. Parâmetros orbitais são introduzidos para analisar e desenhar missões de lançamento. A ferramenta é desenvolvida em C/C++, oferecendo assim boa eficiência. A missão VV01 da ESA/Arianespace completa e o lançador VEGA são modelados com três graus de liberdade e simulados com seis graus de liberdade, tanto usando o controlador PID quanto o UIR, em diferentes configurações. O desempenho simulado do lançador é analisado e comparado com dados reais em todos os 100 min da missão. Os resultados simulados mostram boa concordância com os dados reais. As leis de controle são testadas e comparadas em diferentes cenários atmosféricos, e uma otimização rudimentar é tentada. Sendo um trabalho em desenvolvimento, o BUSCAPE ainda carece de alguns recursos que se pretende introduzir no futuro próximo. No entanto, ele exibe um bom potencial.

Palavras-chave: veículos de lançamento, simulação, controle.

Abstract

ZANATTA, R. (2019), *Modeling, Simulation and Control of an Orbital Launcher*, Itajubá, 203 p. MSc. Thesis – Mechanical Engineering Institute, Federal University of Itajubá.

A tool for the analysis of launch vehicle and mission dynamics has been developed and is herein presented. After reviewing some of the major phenomena and computational strategies associated with launch vehicles and launch missions in modern scientific literature, and after considering some of the most relevant tools that have sprang up with similar goals, BUSCAPE, as it's been called, is mathematically developed in it's innermost details. BUSCAPE comprises a six-degree-of-freedom flight mechanics environment, based on a WSG84 model of Earth and the COESA1976 model of the atmosphere up to 1000km, includes winds and turbulence, and is capable of representing a wide range of multistage launch vehicles and missions. Simplified aerodynamics and propulsion models are integrated with mass and inertia calculations that are updated at each time step. An attitude control system based on thrust vectoring and reaction control systems may be based on PID or UIR laws. The number and type of stages, nozzles, and thruster of the RCS's are arbitrary. Orbital parameteres are introduced to analyse and design launch missions. The tool is developed in C/C++, offering good efficiency. The complete VV01 ESA/Arianespace mission and the VEGA launcher is modeled with three-degree-of-freedom and simulated with six-degree-of-freedom, either using the PID or the UIR controllers, with different tuning configurations. The performance of the simulated launcher is analysed and compared with real data for the whole 100 min mission. The simulated results show good agreement with the real data. The control laws are tested and compared under diverse atmospheric scenarios and a rudimentary optimization is attempted. As a work in progress, BUSCAPE still lacks some important features that are expected to be implemented in the near future. Nonetheless, it shows a good potential.

keywords: launch vehicles, simulation, control.

Sumário

Lista de Figuras	iv
Lista de Tabelas	vi
Acrônimos	vii
Lista de Símbolos	x
Letras Latinas	x
Letras Gregas	xii
Subscritos	xiii
CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos	2
1.2 Organização do Texto	3
CAPÍTULO 2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	5
2.1 Generalidades	5
2.1.1 Estágios e Missões de Lançamento	5
2.1.2 Guiagem, Navegação e Controle	8
2.1.3 Sistema Propulsivo	15
2.2 Princípios Gerais da Modelagem Matemática	21
2.3 Modelagem de Sistemas e Subsistemas	23
2.3.1 Modelos Planetários	23
2.3.2 Sistema Propulsivo	27
2.3.3 Aerodinâmica	35
2.3.4 Guiagem, Navegação e Controle	38
2.3.5 Estagiamento	46
2.3.6 Massa e Inércia	48
2.3.7 Estrutura	50
2.3.8 Considerações	50
2.4 Ferramentas de Simulação da Dinâmica de Voo	51
2.4.1 Dynamics and Control Analysis Package (DCAP)	51
2.4.2 Stability Aerospace Vehicle Analysis Tool (SAVANT)	53

2.4.3	Six Degrees-of-Freedom Performance Simulator (SDPS)	55
2.4.4	Rocket Trajectory Simulator (RTS)	56
2.4.5	Considerações	57
CAPÍTULO 3 CONSTRUÇÃO DA FERRAMENTA DE SIMULAÇÃO		59
3.1	Sistemas de Referência e Transformações de Coordenadas	60
3.2	Modelo Planetário	68
3.2.1	Modelo Gravitacional	68
3.2.2	Modelo Atmosférico	71
3.3	O Foguete	77
3.3.1	Dinâmica de Voo	77
3.3.2	Aerodinâmica	80
3.3.3	Forças Propulsivas	93
3.3.4	Massa e Inércia	99
3.3.5	Sistemas de Controle	103
3.4	Parâmetros Orbitais	110
3.5	Implementação Computacional	112
CAPÍTULO 4 SIMULAÇÕES, RESULTADOS E DISCUSSÃO		118
4.1	Dados gerais sobre o veículo e a missão	118
4.2	Modelagem do veículo e configuração da missão	120
4.2.1	Modelagem do veículo	120
4.2.2	Configuração da missão (3DoF)	125
4.3	Simulações com 6DoF e controle	130
4.3.1	Índices de desempenho	130
4.3.2	Ajuste dos ganhos	132
4.3.3	1º Segmento (0 a 420s)	133
4.3.4	2º Segmento (410 a 3000s)	138
4.3.5	3º Segmento (3000 a 6000s)	143
4.3.6	Sintonia dos Controladores e Desempenho	147
4.3.7	Curva Gravitacional com Ventos	149
4.3.8	Simulação com Controle Melhorado	151

CAPÍTULO 5 CONCLUSÃO	157
5.1 Desenvolvidos Futuros	160
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	162
APÊNDICE A ARQUIVOS DE DADOS	173
A.1 Configuração do VEGA	173
A.2 Dados da Missão	181
A.3 Dados do Planeta	183

Lista de Figuras

Figura 2.1 -	Componentes básicos de um típico foguete moderno.	6
Figura 2.2 -	Típico perfil de missão.	9
Figura 2.3 -	Mecanismos típicos de controle de foguetes.	10
Figura 2.4 -	Parâmetros da resposta transiente.	12
Figura 2.5 -	Diagrama de blocos básico de um sistema de controle.	14
Figura 2.6 -	Esquema básico de motores de foguete.	15
Figura 2.7 -	Relação entre temperatura de combustão, pressão e velocidade de exaustão.	17
Figura 2.8 -	Relação entre geometria da cavidade do grão e o empuxo.	19
Figura 2.9 -	Esquema genérico do sistema propulsivo de um LRE.	21
Figura 2.10 -	Anomalias do Campo Gravitacional Terrestre.	25
Figura 2.11 -	Diagrama esquemático da pluma.	34
Figura 2.12 -	Diagrama esquemático da abertura da pluma.	34
Figura 3.1 -	Sistemas de Referência ECI, ECR e Horizonte.	61
Figura 3.2 -	Transformação do sistema ECI ao HS.	64
Figura 3.3 -	Sistemas de Referência Horizonte e Corpo.	65
Figura 3.4 -	Representação espacial de um quatérnio.	66
Figura 3.5 -	Componentes radial e tangencial do vetor de aceleração gravitacional em função da latitude	69
Figura 3.6 -	Raio da Terra	70
Figura 3.7 -	Parâmetro η da alta atmosfera.	73
Figura 3.8 -	Variação das grandezas atmosféricas.	74
Figura 3.9 -	Exemplo de variação do vento em função da altitude.	76
Figura 3.10 -	Diagrama de corpo livre do foguete.	77
Figura 3.11 -	Cálculo do vetor unitário na direção da sustentação	82
Figura 3.12 -	Efeito do número de Mach nos coeficientes aerodinâmicos.	86
Figura 3.13 -	Modelo da curva $C_L \times AoA$	89
Figura 3.14 -	Modelo da curva $C_D \times AoA$	89
Figura 3.15 -	Efeito do número de Mach do CoP	91
Figura 3.16 -	Modelo da curva do CoP	92
Figura 3.17 -	Exemplos parametrizados de vazão de motores sólidos.	95
Figura 3.18 -	Representação geral dos bocais.	107
Figura 3.19 -	Representação geral dos bocais.	108
Figura 3.20 -	Órbita elíptica e excentricidade.	110
Figura 3.21 -	Inclinação da órbita.	111
Figura 3.22 -	A estrutura geral do software.	113
Figura 3.23 -	Fluxograma básico do Buscapé.	117
Figura 4.1 -	Composição dos estágios do VEGA.	119
Figura 4.2 -	Perfil geral da missão VV10.	120

Figura 4.3 -	P80 FW: comparação entre o empuxo no vácuo experimental e do modelo.	121
Figura 4.4 -	ZEFIRO23: comparação entre o empuxo no vácuo experimental e do modelo.	121
Figura 4.5 -	ZEFIRO 9: comparação entre o empuxo no vácuo experimental e do modelo.	122
Figura 4.6 -	Dados Aerodinâmicos: $AoA \times Ma \times C_L$	124
Figura 4.7 -	Dados Aerodinâmicos: $AoA \times Ma \times C_D$	124
Figura 4.8 -	Dados Aerodinâmicos: $AoA \times Ma \times \chi_{CoP}/L$	125
Figura 4.9 -	Comparação entre dados da missão, nominais e configurados.	127
Figura 4.10 -	Ângulos de atitude obtidos em função do tempo.	128
Figura 4.11 -	Variação de massa.	128
Figura 4.12 -	Variação de momento de inércia em torno ao eixo oy	129
Figura 4.13 -	Posição do centro de gravidade (CG) e comprimento do veículo.	130
Figura 4.14 -	Ignição, extinção e empuxo dos motores.	131
Figura 4.15 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador PID no 1º segmento.	134
Figura 4.16 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador UIR no 1º segmento.	136
Figura 4.17 -	Comparação do desempenho dos controladores no 1º segmento.	137
Figura 4.18 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador PID no 2º segmento.	139
Figura 4.19 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador UIR no 2º segmento.	140
Figura 4.20 -	Comparação do desempenho dos controladores no 2º segmento.	141
Figura 4.21 -	Comparação do desempenho dos controladores no 2º segmento.	142
Figura 4.22 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador PID no 3º segmento.	144
Figura 4.23 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador UIR no 3º segmento.	145
Figura 4.24 -	Comparação do desempenho dos controladores no 3º segmento.	146
Figura 4.25 -	Comportamento do índice de erro de atitude para diferentes escalas de ganho.	147
Figura 4.26 -	Comportamento do índice de deslocamento dos bocais para diferentes escalas de ganho.	148
Figura 4.27 -	Perfil de Ventos.	149
Figura 4.28 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com vento.	150
Figura 4.29 -	Variação de atitude e atuação dos bocais com vento.	152
Figura 4.30 -	Índices de desempenho e performance da missão.	153
Figura 4.31 -	Altitude e AoA	154
Figura 4.32 -	Rastreo (<i>groundtracking</i>) do veículo ao longo da missão.	154
Figura 4.33 -	Vistas em 3D da trajetória do veículo ao longo da missão.	155

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 -	Tabela comparativa das ferramentas de simulação.	58
Tabela 3.1 -	Parâmetros do modelo planetário para a terra.	69
Tabela 3.2 -	Parâmetros da baixa atmosfera.	72
Tabela 3.3 -	Parâmetros da alta atmosfera.	72
Tabela 3.4 -	Exemplos de camadas de vento.	75
Tabela 3.5 -	Exemplo de coeficientes de perturbação do vento.	75
Tabela 3.6 -	Parâmetros para curvas de Ma_e	85
Tabela 3.7 -	Parâmetros para curvas de Ma_{CoP}	90
Tabela 3.8 -	Parâmetros para curvas de \dot{m}	95
Tabela 4.1 -	Dados de referência dos estágios do VEGA.	118
Tabela 4.2 -	Linha do tempo da missão VV10.	119
Tabela 4.3 -	Dados numéricos de configuração dos motores.	122
Tabela 4.4 -	Dados numéricos de configuração do C_L	123
Tabela 4.5 -	Dados numéricos de configuração do C_D e do efeito de Ma na posição do CoP	123
Tabela 4.6 -	Dados de configuração da manobra.	127
Tabela 5.1 -	Tabela comparativa das ferramentas de simulação, incluindo o BUS-CAPE.	159

Acrônimos

0-DQS	Zero Dimensional Quase Estático
1-DQS	Unidimensional Quase Estático
ARES	Família de Foguetes desenvolvidos pela NASA
<i>AoA</i>	Ângulo de Ataque
AVUM	Módulo Superior de Atitude Vernier, do inglês <i>Attitude Vernier Upper Module</i>
BS	Sistema Corpo
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional, do inglês <i>Computer Fluid Dynamics</i>
CG	O Centro de Gravidade, que no presente caso equivale também ao Centro de Massa
CLV	Veículo de Lançamento de Tripulação, do inglês <i>Crew Launch Vehicle</i> . A sigla foi cunhada pela NASA e mais tarde se tornou o projeto ARES I
COESA	Comitê para a Extensão da Atmosfera Padrão dos Estados Unidos, do inglês <i>Committee for the Extension to the U. S. Standard Atmosphere</i>
<i>CoP</i>	Centro de Pressão.
DCAP	Software: Pacote de Análise da Dinâmica e Controle desenvolvido pela ESA, do inglês <i>Dynamic and Control Analysis Package</i> .
DLR	Agência Aeroespacial Alemã, do alemão <i>Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt</i>
DoF	Graus de liberdade
ECI	Sistema Inercial no Centro da Terra, do inglês <i>Earth Center Inertial</i> .
ECR	Sistema Rotatório no Centro da Terra
ESA	Agência Espacial Européia, do inglês <i>European Space Agency</i>
GIS	Sistemas de Informação Geográfica, do inglês <i>Geographic Information Systems</i>
GN&C	Guiagem, Navegação e Controle, do inglês <i>Guidance, Navigation and Control</i>
GPS	Sistema de Posicionamento Global, do inglês <i>Global Positioning System</i>
GRACE	Experimento Climático e de Recuperação da Gravidade, do inglês <i>Gravity Recovery and Climate Experiment</i>
GRAM	Modelo Atmosférico de Referência Global, do inglês <i>Global Reference Atmospheric Model</i>
HOSM	Superfícies Deslizantes de Ordem Elevada, do inglês <i>High Order Sliding Mode</i>
HRM	Motores (de foguete) a Propelente Híbrido, do inglês <i>Hybrid Rocket Motors</i>

HS	Sistema Horizonte
ISA	Atmosfera Padrão Internacional, do inglês <i>International Standard Atmosphere</i>
LAVA	Software: Aerodinâmica de Lançamento, Subida e do Veículo, do inglês <i>Launch, Ascent and Vehicle Aerodynamics</i>
LEO	Órbita Baixa da Terra, do inglês <i>Low Earth Orbit</i>
LPRE	Literalmente: Motor de Foguete de Propelente Sólido, do inglês <i>Liquid Propellant Rocket Engine</i> . De forma simplificada: foguetes líquidos, motores líquidos. Mais comum em referência ao veículo
LRE	Literalmente: Motor de Foguete Líquido, do inglês <i>Liquid Rocket Engine</i> . De forma simplificada: foguetes líquidos, motores líquidos. Mais comum em referência ao motor
NASA	Agência Aeroespacial Americana, do inglês <i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NRLMSISE-00	Radar de Dispersão Incoerente e Espectrômetro de Massa do Laboratório de Pesquisas Navais dos EUA, do inglês <i>US Naval Research Laboratory for Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar</i>
OOP	Programação Orientada a Objetos, do inglês <i>Object Oriented Programming</i>
PD	Proporcional e Derivativo
PI	Proporcional e Integrativo
PID	Proporcional, Integral e Derivativo
POST	Software: Programa para Otimizar Trajetórias Simuladas, do inglês <i>Program to Optimise Simulated Trajectories</i>
RACS	Sistema de Controle de Atitude por Reação, do inglês <i>Reaction Attitude Control System</i>
RCS	Sistema de Controle por Reação, do inglês <i>Reaction Control System</i>
RTS	Software: Simulador de Trajetórias de Foguetes, do inglês <i>Rocket Trajectory Simulator</i>
SAVANT	Software: Ferramenta de Análise de Estabilidade de Veículos Aeroespaciais, do inglês <i>Stability Aerospace Vehicle Analysis Tool</i>
SDPS	Software: Simulador de Performance com Seis Graus de Liberdade, do inglês <i>Six Degrees-of-Freedom Performance Simulator</i>
SLS	Sistema de Lançamento Espacial, do inglês <i>Space Launch System</i> . Projeto de lançadores modernos da NASA
SLV-X	Veículo Lançador de Satélites X, do inglês <i>Satellite Launch Vehicle X</i> . Projeto de lançadores modernos da Força Aérea dos Estados Unidos
SMC	Controle por Superfícies Deslizantes, do inglês <i>Sliding Mode Control</i>

SPRM	Literalmente: Motor de Foguete de Propelente Sólido, do inglês <i>Solid Propellant Rocket Motor</i> . De forma simplificada: foguetes sólidos, motores sólidos. Mais comum em referência ao veículo
SRB	Foguete de Reforço de Propelente Sólido, do inglês <i>Solid Rocket Booster</i>
SRM	Literalmente: Motor de Foguete Sólido, do inglês <i>Solid Rocket Motor</i> . De forma simplificada: foguetes sólidos, motores sólidos. Mais comum em referência ao motor
SSTO	Estágio Único para Órbita, do inglês <i>Single Stage to Orbit</i>
ICBM	Míssil Balístico Intercontinental, do inglês <i>Intercontinental Ballistic Missile</i>
TVC	Controle do Vetor de Empuxo, do inglês <i>Thrust Vector Control</i>
UIR	Regulador integrativo universal, do inglês <i>Universal Integral Regulator</i>
VLS	Veículo Lançador de Satélites (Projeto brasileiro)
VV10	Missão da ESA com o foguete VEGA, realizada em agosto de 2017
WGS84	Sistema Geodético do Mundo, de 1984, do inglês <i>1984 World Geodetic System</i> . Modelo gravitacional e geodésico do planeta, desenvolvido pelo Departamento de Defesa dos Estados Unidos

Lista de Símbolos

Letras Latinas

A	Área genérica ou força axial escalar	$[m^2]$ ou $[N]$
A^*	Área da secção do gargalo de um bocal	$[m^2]$
\mathbf{a}	Aceleração linear	$[m\ s^{-2}]$
a_v	Constante de temperatura na equação de De-Vieille	
C_A	Coefficiente de força axial	
C_D	Coefficiente de arrasto	
$C_{D_{max}}$	O máximo C_D , quando $\alpha = 90^\circ$	
$C_{D_{min1}}$	O mínimo C_D , quando $\alpha = 0^\circ$	
$C_{D_{min2}}$	O mínimo C_D , quando $\alpha = 180^\circ$	
C_L	Coefficiente de sustentação	
$C_{L\alpha}$	Coefficiente angular de C_L na faixa linear	
$C_{L\alpha=0}$	C_L quando $\alpha = 0$	
$C_{L_{dp}}$	Quão fortemente o C_L deve diminuir no estol	
$C_{L_{max}}$	O valor máximo do C_L	
C_M	Coefficiente de momento	
C_N	Coefficiente de força normal	
D	Força de arrasto	$[N]$
D	Diâmetro ou módulo do arrasto	$[m]$ ou $[N]$
$\hat{\mathbf{d}}$	Vetor unitário na direção do arrasto	
e	Erro (escalar). Tem a dimensão da grandeza cujo erro é determinado	
e_a	Excentricidade da órbita	
F	Força genérica	$[N]$
f_{turb}	Fator de perturbação em uma camada de vento	
G	Constante gravitacional universal	$[m^3\ kg^{-1}\ s^{-2}]$
g	Aceleração gravitacional	$[m\ s^{-2}]$
g	Aceleração gravitacional padrão	$[m\ s^{-2}]$
\mathbf{h}_a	Momento angular (orbital)	$[m^2\ s^{-1}]$
h	Altitude	$[m]$
i_a	Inclinação da órbita	$[^\circ]$ ou $[rad]$
I_{err}	Índice de erro de posicionamento angular	$[^\circ]$ ou $[rad]$
I_{rcs}	Índice de atividade dos RCS's	$[N]$
I_{sp}	Impulso específico	$[s]$
I_λ	Índice de deslocamento dos bocais	$[^\circ]$ ou $[rad]$
J	Tensor de Inércia	$[kg\ m^2]$
$J_{1,\dots,4}$	Constantes de Jeffery ou harmônicas esféricas	
Kn	Número de Knudsen	
K_d	Ganho derivativo (escalar)	
K_i	Ganho integral (escalar)	
K_p	Ganho proporcional (escalar)	

L	Força de sustentação	[N]
<i>L</i>	Comprimento ou módulo da sustentação	[m] ou [N]
<i>L_{CoP}</i>	Distância entre o <i>CoP</i> e o <i>CG</i> ao longo do eixo <i>ox_{bs}</i>	[m]
Î	Vetor unitário na direção da sustentação	
M	Momento	[Nm]
<i>M</i>	Massa planetária ou módulo de momento angular	[kg] ou [Nm]
<i>Ma</i>	Número de Mach	
<i>Ma_{CoP}</i>	Parâmetro adimensional para representar os efeitos do número de Mach na posição do <i>CoP</i>	
<i>Ma_e</i>	Mach efetivo. Número adimensional pelo qual os coeficientes aerodinâmicos são multiplicados para representar os efeitos do número de Mach nos coeficientes	
<i>M_p</i>	Máximo valor de ultrapassagem	
<i>m</i>	Massa instantânea. Tipicamente se refere ao foguete, mas também usado para indicar uma massa genérica na exposição de conceitos	[kg]
<i>m_{fmax}</i>	Fração máxima de propelente a partir da qual a queima ocorre em regime estacionário	
<i>m_{fmin}</i>	Fração mínima de propelente além da qual cessa o regime estacionário e inicia-se o final da queima	
<i>ṁ</i>	Vazão mássica de propelente	[kg s ⁻¹]
<i>ṁ_m</i>	Vazão mássica de propelente média ou de referência	[kg s ⁻¹]
<i>ṁ_δ</i>	Fração de variação em torno da vazão mássica média	
<i>N</i>	Um quantificador geral ou a força normal (escalar)	[N]
<i>P_i(x)</i>	Polinômios de Legendre na variável genérica <i>x</i>	
<i>p</i>	Pressão	[Pa]
<i>p*</i>	Pressão no gargalo do bocal	[Pa]
<i>q_∞</i>	Pressão dinâmica	[Pa]
q	Quatérnio de atitude, de componentes <i>q₀, . . . , q₄</i>	
R	Matriz de rotação ou de transformação de coordenadas	
<i>R</i>	Razão entre o raio equatorial <i>r_e</i> e o módulo da distância de um ponto qualquer na superfície ao centro do planeta, ou a constante universal dos gases ajustada para o ar atmosférico	adimensional ou [J kg ⁻¹ K ⁻¹]
<i>Re</i>	Número de Reynolds	
r	Raio vetor (módulo <i>r</i>): sem subscritos indica a posição do foguete no sistema ECI, e seus componentes são coordenadas cartesianas; com subscrito, indica a posição de algum ponto relativo ao foguete ou alguma outra posição em geral	[m]
<i>r_e</i>	Raio equatorial do planeta	[m]
<i>r_p</i>	Raio polar do planeta	[m]
<i>r_s</i>	Raio superficial da geóide em uma determinada latitude	[m]
<i>S_{ref}</i>	Área de referência (frontal, no caso do foguete)	[m ²]
s	Superfície deslizante	
T	Empuxo dos motores principais	[N]
<i>T</i>	Temperatura ou módulo do empuxo	[K] ou [N]

t	Tempo	[s]
t_d	Tempo de atraso	[s]
t_p	Tempo (ou instante) de pico	[s]
t_r	Tempo de subida	[s]
t_s	Tempo de acomodação	[s]
u	Sinal de controle (escalar). Tem a mesma dimensão do sinal controlado	
V	Velocidade	[ms ⁻¹]
V	Módulo da velocidade. Na ausência de subscritos, se refere ao foguete	[ms ⁻¹]
V_{eq}	Velocidade Equivalente	[ms ⁻¹]
V_s	Velocidade do som	[ms ⁻¹]
\mathbf{v}	Sem subscrito: um vetor genérico para exposição de conceitos	
\mathbf{v}_c	Vetor corpo, coincidente com o eixo ox_{bs}	
\mathbf{W}_d	Perturbação atmosférica na forma de funções periódicas para representar rajadas e turbulência	[ms ⁻¹]
x	Variável genérica para apresentar conceitos, podendo ser apresentada com subscritos e/ou acentos	

Letras Gregas

α	Ângulo de ataque. Em alguns contextos, pode representar somente um ângulo genérico para expor conceitos	[°] ou [rad]
α_{lim}	Ângulo de ataque no qual o estol cessa e o C_L volta a subir	[°] ou [rad]
α_{lin}	Intervalo de AoA em que o C_L varia linearmente	[°] ou [rad]
α_{stall}	O AoA no qual ocorre o estol	[°] ou [rad]
β	Velocidade de recessão do grão de propelente	[ms ⁻¹]
Γ	Vetor de coordenadas esféricas: sem subscritos indica a posição do foguete no sistema ECR	[m]
γ	Razão entre os calores específicos. Na ausência de subscritos, é referente do ar	
ϵ	Vetor de erros	
ϵ	Elipticidade do planeta	
ϵ_e	Razão de expansão do bocal	
η	Função ou número que representa diversos parâmetros atmosféricos a elevadas altitudes, tais como a composição dos gases e o caminho molecular médio	
Θ	Vetor de atitudes	[°] ou [rad]
Θ	Ângulo de cabragem, que indica a rotação do corpo em torno ao eixo oy_{hs}	[°] ou [rad]
κ	Vetor ou matriz de constantes que parametrizam alguma grandeza ou função	
κ_p	Matriz de ganhos proporcionais	
κ_i	Matriz de ganhos integrais	

κ_d	Matriz de ganhos derivativos	
κ_σ	Matriz de ganhos associados à função integrativa σ	
κ_{uir}	Matriz de ganhos gerais associados ao UIR	
Λ	Rotação do planeta relativamente à sua posição angular no instante inicial	[°] ou [rad]
Λ	Posição angular do conjunto de bocais	
λ	Longitude	[°] ou [rad]
λ_{ny}	Rotação do bocal em torno a um eixo paralelo a oy	[°] ou [rad]
λ_{nz}	Rotação do bocal em torno a um eixo paralelo a oz	[°] ou [rad]
λ_n	Vetor dos cossenos diretores da orientação dos bocais de saída	
μ	Matriz de distâncias associadas à camada limite do controlador UIR	
ν	Constante ou expoente de pressão na equação de De-Vieille	
Π	Plano genérico	
ρ	Densidade. Sem subscritos é referente ao ar	[kg m ⁻³]
σ	Superfície de atração dos SMC e HOSM	
σ_{uir}	Parte condicional do UIR	
ζ	Referente à estrutura	
τ	Vetor de ajuste de potência dos RCS's	
τ	Ajuste de potência (dos motores principais)	
$\dot{\tau}$	Velocidade de ajuste de potência	
Φ	Ângulo de rolamento, que indica a rotação do corpo em torno ao eixo ox_{hs}	[°] ou [rad]
ϕ	Latitude	[°] ou [rad]
χ_{CoP}	Fração do comprimento na qual, ao longo do eixo ox_{bs} , se localiza o CoP	
Ψ	Ângulo de direção, que indica a a rotação do corpo em torno ao eixo oz_{hs}	[°] ou [rad]
Ω	Velocidade angular do planeta	[s ⁻¹]
ω	Velocidade angular	[rad s ⁻¹]
ω^*	Quatérnio de velocidade angular	[rad s ⁻¹]

Subscritos

0	Valor inicial finito de alguma grandeza
<i>a</i>	Referente a aerodinâmica ou a parâmetros orbitais
<i>act</i>	Valor <i>atual</i> da grandeza
<i>as</i>	Referente a grandeza assintótica
<i>atm</i>	Referente à atmosfera
<i>att</i>	Referente a atitude
<i>b2h</i>	Referente à transformação do Sistema Corpo ao Sistema Horizonte
<i>bs</i>	Referente ao sistema corpo
<i>bst</i>	Referente aos <i>boosters</i> ou foguetes auxiliares
C_L	Referente ao coeficiente de sustentação

<i>CG</i>	Referente ao <i>CG</i>
<i>CoP</i>	Referente ao <i>CoP</i>
<i>CoP_{1,...,6}</i>	Referente aos parâmetros para o cálculo de <i>Ma_{CoP}</i> . No caso de $i = 6$, trata-se da velocidade com que a posição do <i>CoP</i> tende ao valor assintótico ao se variar o <i>AoA</i>
<i>c</i>	Referente à câmara de combustão
<i>dsj</i>	Valor <i>desejado</i> para a grandeza
<i>e</i>	Referente ao bocal de exaustão
<i>eci</i>	Referente ao sistema inercial no centro da terra
<i>ecr</i>	Referente ao sistema rotatório no centro da terra
<i>fin</i>	Referente ao fim ou à quantidade final de algum processo ou alguma grandeza
<i>fl</i>	Referente a combustível
<i>h2i</i>	Referente à transformação do Sistema Horizonte para o ECI
<i>hs</i>	Referente ao sistema horizonte
<i>i</i>	Índice genérico para indicar algum contador
<i>in</i>	Referente à região interna
<i>ini</i>	Referente ao início ou à quantidade inicial de algum processo ou alguma grandeza
<i>max</i>	Valor máximo da grandeza
<i>min</i>	Valor mínimo da grandeza
<i>lox</i>	Referente a oxidante
<i>n</i>	Referente aos bocais de saída
<i>out</i>	Referente à região externa ou de saída
<i>p</i>	Referente a propelente
<i>rc</i>	Referente aos RCS's ou RACS's
<i>ref</i>	Referente ao valor de referência da grandeza
<i>s</i>	Referente ao estágio ou corpo
<i>sp</i>	Referente ao propelente no estágio
<i>T</i>	Referente ao empuxo
<i>uir</i>	Referente ao UIR
<i>w</i>	Referente aos ventos
<i>x</i>	Referente ao eixo x ou ao componente na direção x de um vetor (também ox)
<i>y</i>	Referente ao eixo y ou ao componente na direção y de um vetor (também oy)
<i>z</i>	Referente ao eixo z ou ao componente na direção z de um vetor (também oz)
η	Referente ao parâmetro η da alta atmosfera
Θ	Referente ao ângulo Θ
μ	Referente ao número de Mach
Φ	Referente ao ângulo Φ
Ψ	Referente ao ângulo Ψ

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

A cada dia o acesso ao espaço se torna mais necessário e viável. Pouco mais de 60 anos se passaram desde o Sputnik, e o que se configurava então como uma corrida tecnológica entre duas superpotências de orçamentos astronômicos se tornou um verdadeiro mercado – de orçamentos não muito menos astronômicos –, com organismos estatais trabalhando em parceria com empresas privadas no desenvolvimento de complexos sistemas de acesso e exploração do espaço. Os eventos extraordinários, que reuniam multidões de expectadores e telespectadores, agora se tornaram rotina, de forma que muito pouca gente efetivamente está ciente de que, só em 2017, foram feitos pelo menos 90 lançamentos orbitais, quase 1 a cada 4 dias.

Os principais atores nessa empreitada ainda são muito poucos. Dos lançamentos acima referidos, 32% estão ligados aos EUA, 23% à Rússia, 20% à China, e 10% à Europa. Japão, Índia e Nova Zelândia figuram com 8%, 6% e 1%, respectivamente (SPACEFLIGHT101, 2017). O Brasil, embora tenha um programa espacial tão antigo quanto o estadunidense, ainda está muito aquém da promessa, por razões cuja discussão escapa aos limites de um trabalho de engenharia, não tendo até hoje colocado 1 g de matéria em órbita por meios próprios.

O presente trabalho visa contribuir um pouco para a redução desse atraso. Trata-se do desenvolvimento de uma ferramenta computacional que possibilite, através de simulações numéricas, a análise e o design de veículos lançadores e das missões associadas, com foco na dinâmica e no controle de voo. O objetivo é que a ferramenta possa ter múltiplas aplicações e seja suficientemente versátil para acomodar o maior número possível de veículos e missões. Tal desenvolvimento é um trabalho de longo prazo em andamento, e o presente relato apresenta-a em seu atual estado de desenvolvimento.

A ferramenta em questão está sendo chamada de BUSCAPE, em homenagem à conhecida brincadeira junina com fogos de artifício. Ironias à parte, trata-se nesse caso de contribuir no sentido inverso do que sugere o nome, ou seja: o contrário de um “foguetinho” primário, perigoso, incontrolável e imprevisível.

De fato, entre os inúmeros desafios que se colocam ao desenvolvimento de veículos lançadores – tais como o desenvolvimento de sofisticados sistemas propulsivos, a análise da enorme complexidade aerodinâmica e etc. – os problemas de estabilidade e controle são tais que se posicionam como que no ponto de convergência de todos eles. Efetivamente, veículos lançadores não são pilotáveis, como se pilota um avião. O processo que faz com que eles descrevam

uma certa trajetória, percorram um certo espaço e estejam em um certo estado em um instante determinado, é essencialmente automático, de forma que tais veículos podem talvez possam ser colocados na categoria de veículos autônomos.

Isso faz com que o desenvolvimento de sistemas de controle seja uma vertente de grande importância no desenvolvimento geral dos veículos lançadores e das missões associadas. Uma falha geral dos sistemas de controle normalmente implica em uma falha catastrófica da missão como um todo, eventualmente com custos vitais irrecuperáveis, e certamente com custos materiais significativos.

Desde o princípio, o desenvolvimento dos programas espaciais (HAEUSSERMANN, 1981) tem se servido do que há de mais sofisticado tecnologicamente, frequentemente promovendo mesmo o avanço de tecnologias importantes. Hoje em dia, as ferramentas computacionais têm se consolidado como instrumentos indispensáveis ao projeto e ao desenvolvimento dos diversos aspectos dos veículos lançadores, e muitos exemplos de tais usos serão mencionados adiante.

Pretende-se que o BUSCAPE entre para esta lista. Nas páginas que seguem quer-se mostrar tal potencial, através da aplicação do BUSCAPE à análise, avaliação e comparação do desempenho de duas leis de controle: um clássico controlador Proporcional, Integrativo e Derivativo (PID) e um Regulador Integrativo Universal (UIR).

1.1 Objetivos

O objetivo primário do presente trabalho é, portanto, o de demonstrar a viabilidade do BUSCAPE como ferramenta de análise da dinâmica de voo de veículos lançadores, em especial os aspectos ligados ao controle de atitude.

Para isso, alguns objetivos secundários devem ser realizados:

- Avançar no desenvolvimento e implementação da ferramenta, aprimorando, relativamente ao trabalho precedente (ZANATTA, 2016; ZANATTA et al., 2017) os submodelos que a compõem;
- Usar e ilustrar o uso do BUSCAPE para modelar um foguete e uma missão;
- Configurar e analisar o desempenho da missão sob controle das duas diferentes leis propostas, com diferentes arranjos de ganhos;
- Avaliar a ferramenta, comparando-a com outras alternativas disponíveis, e propor linhas de desenvolvimento;

1.2 Organização do Texto

Como de praxe, no primeiro capítulo é feita uma revisão dos fundamentos teóricos e da literatura associada ao estado da arte em termos de simulação computacional de veículos lançadores, seus sistemas e subsistemas. Boa parte dessa literatura apresenta modelos muito pontuais, extremamente sofisticados, e voltados a objetivos bem específicos. Muito pouco será aproveitado, embora o material ali apresentado sirva de referência para indicar a direção do desenvolvimento e aprofundar tópicos que a literatura básica apenas tangencia.

Em especial, um pequeno conjunto de ferramentas do mesmo tipo do BUSCAPE é analisado e avaliado, para se ter em perspectiva aquilo que tem sido desenvolvido por agências governamentais, universidades e pela iniciativa privada mundo afora. Isso possibilitará fazer uma avaliação razoavelmente objetiva das qualidades e deficiências do BUSCAPE, e também apontar linhas de desenvolvimento para o mesmo.

No segundo capítulo os aspectos matemáticos e computacionais do BUSCAPE são descritos. Os modelos planetário, da dinâmica, aerodinâmica, propulsivo, etc. são apresentados em sua completude e de forma bem detalhada. Ao final, o algoritmo de cálculo e a estrutura do código são sumariamente dados.

O terceiro capítulo apresenta e discute os resultados. Em um primeiro momento, uma missão real (VV10) e um veículo real (VEGA) são modelados, ilustrando o processo na ferramenta. Uma função desta, ainda não suficientemente amadurecida, é usada para o cálculo de um programa de atitudes necessário para se obter uma certa trajetória, que reproduz a missão tomada como referência. Em seguida, após um breve ajuste dos controladores, uma missão completa é realizada e os resultados analisados e comentados. Vê-se que os resultados simulados estão em ótimo acordo com os dados reais, e as diferenças entre o comportamento do foguete com as diferentes leis de controle são discutidas em seguida, através de uma variação do ajuste dos controladores na busca de uma melhor sintonia.

Com um novo ajuste dos controladores, novas simulações são realizadas em ambiente perturbado (ventos, rajadas, etc.), e o desempenho das leis de controle é ulteriormente analisado e comparado. Por fim, uma terceira simulação completa é realizada com ajuste dos controladores melhorado, e os resultados são apresentados e comentados.

Não será possível chegar a uma conclusão definitiva quanto à qualidade relativa das leis de controle, mas os dados obtidos poderão certamente servir de base para uma possível e ulterior

sofisticação das mesmas. Além disso, nos limites daquilo que a ferramenta permite representar da realidade, pode-se concluir que ambas as leis de controle estudadas são suficientemente eficazes para garantir um bom desempenho da missão. Acredita-se que o potencial positivo do BUSCAPE, como ferramenta capaz de auxiliar tanto no projeto de missões quanto no projeto de sistemas de controle de veículos lançadores ficará claramente demonstrado. Ulteriores desenvolvimentos serão propostos no sentido de tornar a ferramenta um instrumento prático real, passível de utilização em contextos de desenvolvimento real de tais veículos e missões.

CAPÍTULO 2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Generalidades

O objetivo nesta secção é o de apresentar alguns fatos e conceitos básicos sobre veículos de lançamento e as correspondentes missões em geral, oferecendo assim ao leitor uma base de conhecimentos sobre a qual se assentam os desenvolvimentos posteriores. Os termos “veículo de lançamento”, “veículo” e “foguetes” são aqui e nos próximos capítulos usados de forma intercambiável, mas deve-se notar que a rigor veículos de lançamento são uma classe restrita de foguetes. Além disso, o termo “foguetes” é ambigualmente associado tanto ao veículo como um todo, quanto ao seu sistema propulsivo em específico. Quando e se necessário, serão feitas as devidas desambiguações¹.

2.1.1 Estágios e missões de lançamento

Grosso modo, um típico foguete moderno é, no início da missão, constituído de um conjunto de *estágios*. Diz-se que tais estágios estão em série quando conectados um ao outro formando o núcleo (*core*) do foguete, sendo ativados sucessivamente, um após o outro. Estágios montados ao lado desse núcleo são chamados de *boosters*², e diz-se que estão em paralelo, sendo normalmente acionados simultaneamente a outros estágios do núcleo. Durante o lançamento, os estágios são “queimados” e em seguida descartados uma vez não mais necessários. O alívio de massa resultante do descarte possibilita a maximização dos ganhos de velocidade na queima do próximo estágio, uma vez que para uma força constante, a aceleração é maior se a massa é menor³.

Chama-se *estágio zero* o conjunto de *boosters* somado à parte do primeiro estágio que queima junto com estes. Daí por diante, o restante do primeiro estágio e os estágios subsequentes são chamados de estágio 1, 2, etc. Caso o foguete não seja dotado de *boosters*, então a

¹ A maioria do que segue faz parte da “cultura comum” relativa a foguetes, e pode ser encontrado em qualquer livro-texto sobre o assunto (p. e. Tewari (2007), Turner (2005), Zipfel (2007), Sutton & Biblarz (2010), etc.). Referências pontuais serão devidamente indicadas.

² Também a expressão *strap-on boosters* é muito comum. A rigor, o termo *booster* não implica necessariamente que o foguete reforçador esteja em paralelo com o núcleo, embora esse seja o caso mais comum. No entanto, em alguns casos um estágio pode ser chamado de *booster* mesmo fazendo parte do núcleo. Não parece haver um critério rígido para essa distinção. Por outro lado, a expressão *strap-on booster* é inequivocamente aplicada aos *boosters* posicionados em paralelo, formando uma espécie de “cinta” (*strap*) em torno ao núcleo.

³ Uma antiga ambição dos projetistas de foguetes é justamente a de se desenvolver um *Single Stage to Orbit* (SSTO), ou seja, um foguete que possa entrar em órbita com um único estágio, dadas as vantagens técnicas e econômicas que propiciaria.

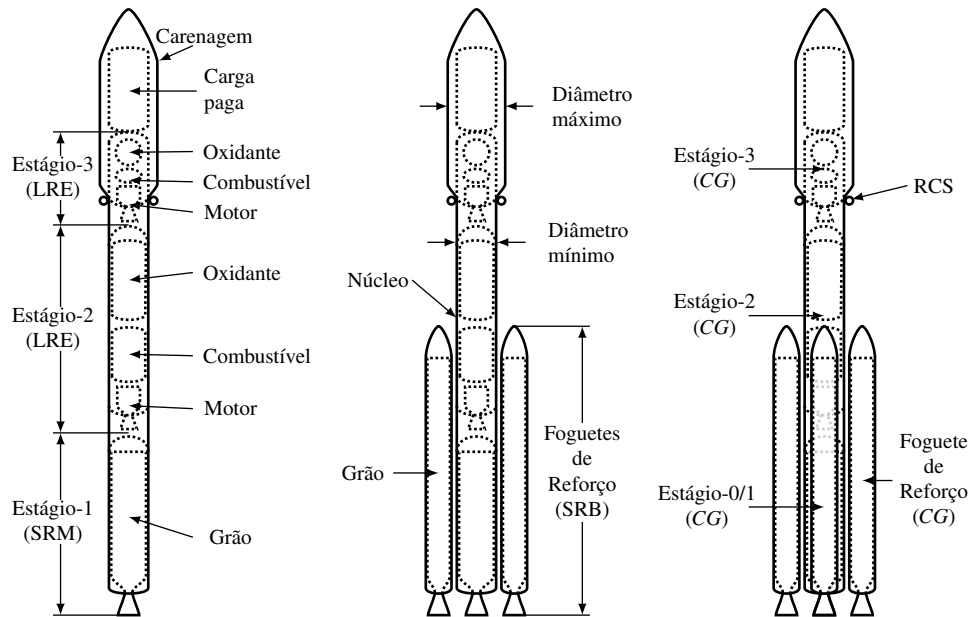


Figura 2.1: Componentes básicos de um típico foguete moderno em três diferentes configurações. O veículo representado tem três estágios no núcleo, sendo o 1º de propelente sólido, e os outros de propelente líquido. À esquerda, sem *boosters*; no centro e à direita com dois e quatro *boosters*, respectivamente. Os *boosters* são de propelente sólido (SRB). Fonte: figura criada pelo autor.

contagem inicia no estágio 1 (TEWARI, 2007, p. 201 e segs.). Os estágios descartados podem ou não ser recuperados ou recuperáveis, e a determinação de seus pontos de impacto é de grande relevância no cálculo das trajetórias de lançamento.

Além dos estágios, veículos de lançamento frequentemente dispõem de carenagens (*fairings*) nas junções entre os estágios e, principalmente, na ponta ou “nariz”, servindo como proteção para a carga paga. Assim como os estágios, tais carenagens são descartadas assim que possível. Normalmente, as primeiras o são no mesmo procedimento em que o são os estágios, enquanto a coifa (carenagem que protege a carga paga) é tipicamente descartada quando a densidade atmosférica se torna irrelevante.

A Figura 2.1 ilustra alguns dos elementos da anatomia básica de um veículo lançador moderno com diferentes configurações. Como se pode intuir da figura, a maior parte do volume – e também da massa – de um foguete é devida ao sistema propulsivo, em especial aos propelentes. Para se ter uma ideia da ordem de grandeza, cerca de 90% da massa inicial do *Saturn V*, veículo de lançamento da missão Apolo 11 que levou o homem à lua, era devida aos propelentes (R-AERO-P et al., 1967, p. 24.). O veículo representado na figura é genérico, e contém três estágios no núcleo, sendo o primeiro deles dotado de motor de propelente sólido (SRM ou SPRM). A típica disposição dos tanques de combustível e oxidante nos estágios com motor

de propelentes líquidos (LRE ou LPRE) é também representada. Configurações com 2 ou 4 *boosters* de propelente sólido (SRB) são mostradas no centro e à direita. A massa compactada de propelente sólido é normalmente chamado de *grão* (*grain*). Também é indicada na figura a carenagem da carga paga e algumas dimensões de referência. No caso do foguete ilustrado, um *Sistema de Controle por Reação* (RCS, ou RACS para Sistema de Controle de Atitude por Reação) é indicado no último estágio, e será explicado mais adiante.

Em uma missão de lançamento, pode-se distinguir duas grandes fases: a fase atmosférica do voo, e sua fase “não atmosférica”. Na primeira delas, o foguete é submetido a cargas e perturbações de origem aerotermodinâmica que devem ser levadas em conta tanto no projeto estrutural do veículo como no cálculo da trajetória e no projeto dos sistemas de controle. A estrutura do foguete deve ser o mais leve possível e portanto ela é significativamente limitada em sua capacidade de suportar esforços, de modo que estes devem ser minimizados. De um lado, isso se obtém controlando a velocidade do foguete, evitando que se supere um certo valor máximo da pressão dinâmica (ver Seção 3.3.2) definido como requisito estrutural. Ao mesmo tempo, o ângulo de ataque (*AoA*) do veículo deve ser mantido o mais próximo de zero possível para minimizar os esforços transversais. Em ambos os casos, o sistema de controle tem um papel fundamental.

No caso do *AoA*, a solução mais comum consiste em planejar uma trajetória inicial de lançamento que coincida com uma *Curva Gravitacional*. Tão logo o foguete libera a plataforma de lançamento (*launch pad*), uma manobra de rotação (*pitchover maneuver*) é efetuada colocando o foguete em uma determinada atitude. Tal manobra dá ao vetor velocidade uma inclinação inicial, de modo que à medida em que o veículo acelera, seu componente horizontal cresce continuamente, enquanto seu componente vertical, sob o efeito da aceleração gravitacional, ou cresce mais lentamente, ou diminui progressivamente. Se o corpo do foguete for mantido alinhado ao vetor velocidade durante todo o tempo, então o *AoA* será nulo durante toda a trajetória (TEWARI, 2011, p. 219 e segs.). Esta é uma das tarefas do sistema de controle diante das perturbações atmosféricas, da instabilidade natural típica dos lançadores modernos, e de outras fontes de perturbação.

Uma vez superada a região densa da atmosfera, quando as dificuldades de origem aerodinâmica acima mencionadas deixam de ter importância, a atitude e a trajetória podem ser modificadas arbitrariamente em função das necessidades da missão – no caso, injetar uma ou mais cargas pagas em órbita. Isso requer que o veículo, reduzido aos estágios remanescentes e à carga paga,

entre ele mesmo na órbita desejada, ou em um estado próximo desta. Evidentemente, tal manobra também é efetuada pelos sistemas de controle, constituindo o objetivo principal da segunda fase e da missão como um todo. Missões mais complexas podem requerer a injeção de mais de um objeto em diferentes órbitas, de forma que após liberar o primeiro objeto, o veículo precisa manobrar para alterar sua órbita e lançar o objeto subsequente. Até que, por fim, ele faz uma reentrada normalmente autodestrutiva na atmosfera. Nesse ínterim, portanto, o veículo deixou de ser aquele imenso e pesado corpo do instante do lançamento para se tornar uma pequena e frágil estrutura manobrando no espaço⁴.

Informações sobre as etapas, eventos e o estado do veículo ao longo de uma missão são frequentemente reunidas de forma pictórica em um perfil da missão (*mission profile*), como aquele mostrado na Figura 2.2, que relaciona tempo de missão e altitude, ao mesmo tempo em que indica certos pontos de interesse. Neste caso específico, bastante completo, estão presentes dados sobre separação, ignição e ponto de impacto dos estágios, separação de carenagens, além de altitude, atitude e velocidade. Parâmetros orbitais aparecem nas fases posteriores da missão. É oportuno notar que, em qualquer caso, o perfil se refere à missão, e não ao veículo. Evidentemente, para cada veículo há uma gama de missões – e portanto de perfis – possíveis.

2.1.2 Guiagem, Navegação e Controle

Em relação aos sistemas de controle em geral, com maior precisão costuma-se falar de um sistema de *Guiagem, Navegação e Controle* (GN&C)⁵. Navegação se refere à estimativa do estado instantâneo do veículo (posição, velocidade, atitude, etc.), para o que frequentemente se requer a presença de sensores e outros dispositivos de mensuração. Guiagem, por sua vez, é o processo através do qual, dado o estado instantâneo medido pelos sensores, e dado o estado desejado segundo o planejamento da missão, um conjunto de ações é calculado para se atingir o estado desejado (HAEUSSERMANN, 1981). O cálculo de tais ações requer (hoje em dia) a presença de circuitos eletrônicos capazes de operações lógicas segundo leis pré-definidas que irão determinar uma ação de controle, isto é: a ação mecânica de certos dispositivos físicos do veículo que terão como efeito uma modificação de seu estado.

No que se refere aos mecanismos de controle – isto é, aos dispositivos físicos responsáveis

⁴ De fato, o dimensionamento estrutural dos últimos estágios e da carga paga é mais condicionado pelos esforços associados ao lançamento que às manobras espaciais, ou aos pequenos esforços que afetam a carga paga durante sua vida útil.

⁵ Também neste caso os termos “sistema de controle” e “sistema de GN&C” são aqui frequentemente usados de forma intercambiável, exceto quando o contexto exigir maior precisão, que será notada.

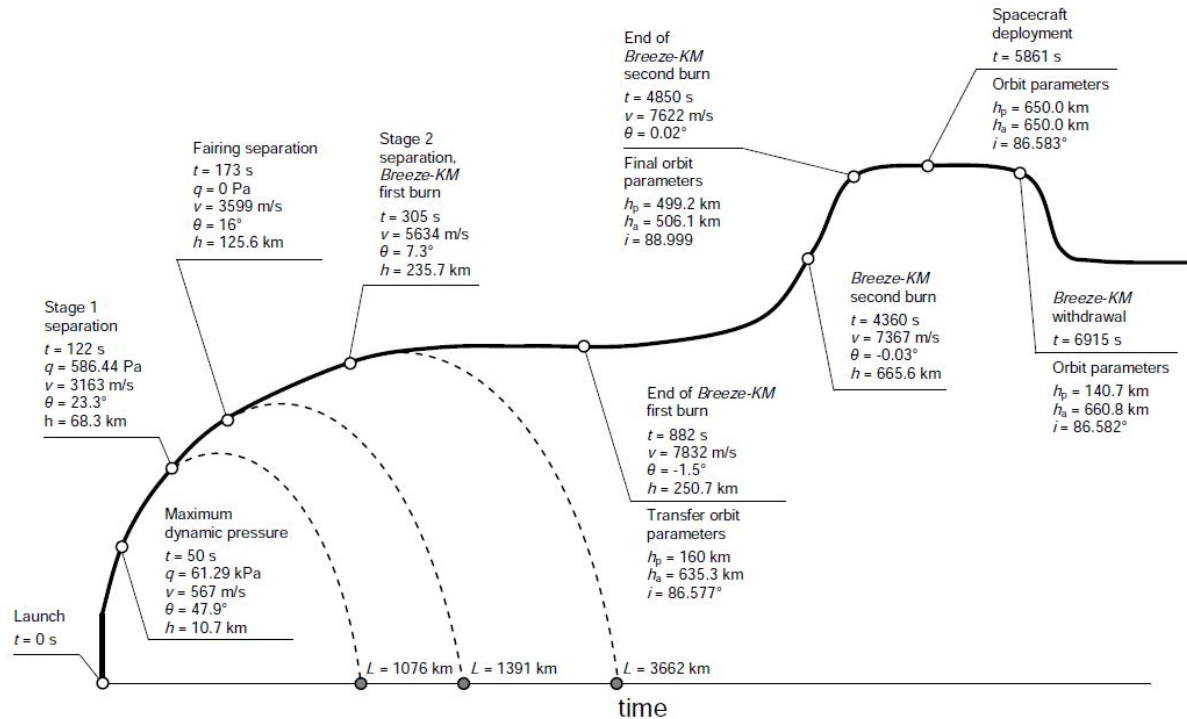


Figura 2.2: Típico perfil de missão. O caso mostrado é o do Rockot, da alemã Eurockot. Fonte: Eurockot (EUROCKOT Launch Services GmbH, 2011, p. 3-10).

pela ação de controle (ver Figura 2.3) –, pode-se distinguir dois grandes grupos entre os mais comuns: os mecanismos aerodinâmicos, e os mecanismos baseados na *vetoração*⁶ do empuxo. No primeiro caso, superfícies de controle aerodinâmico de tudo análogas aos *ailerons* e profundos das aeronaves são montadas em aletas laterais que, além de dar suporte às superfícies de controle, propiciam uma melhora nas características de estabilidade do foguete. Tais superfícies, quando defletidas, produzem forças laterais que, associadas ao braço que as distancia do centro de gravidade (*CG*)⁷ do veículo, provocam momentos angulares. A vetoração – ou controle do vetor de empuxo (TVC)⁸ –, por sua vez, obtém o mesmo resultado através da modificação da orientação do vetor de empuxo. Isso se obtém seja alterando a orientação das tubeiras ou bocais de exaustão dos motores, seja defletindo seu escoamento através de aletas imersas nos gases de exaustão (*thrust vanes* ou *exhaust vanes*).

Já os controles baseados em foguetes *Vernier* e os RCS's (ou RACS's) não se encaixam em nenhuma dessas duas categorias. A rigor, ambos operam da mesma forma: são pequenos fo-

⁶ O termo não parece existir na língua portuguesa. O propomos como adaptação do inglês *vectoring*, essencialmente para evitar longas sentenças do tipo “modificação na direção dos vetores”.

⁷ A rigor, a referência deveria ser ao centro de massa. No entanto, visto que as dimensões dos veículos são pequenas em relação ao gradiente do campo gravitacional, é irrelevante distinguir entre o ponto virtual de aplicação da força gravitacional (o centro de gravidade) e o ponto virtual onde toda a massa está concentrada (o centro de massa).

⁸ Em português, o conjunto desse sistema é chamado de Sistema de Tubeira Móvel

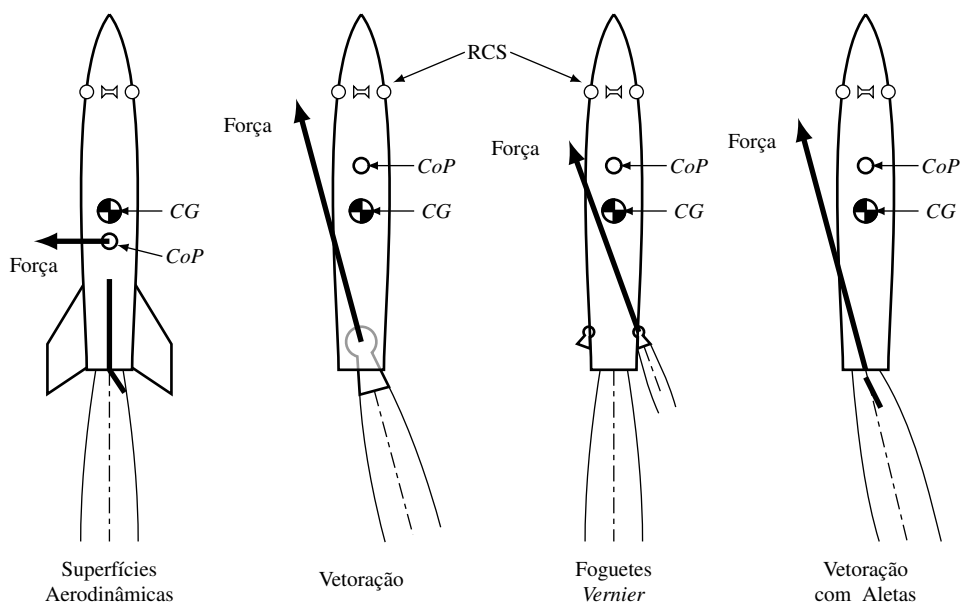


Figura 2.3: Mecanismos típicos de controle de foguete. Da esquerda para a direita: controle aerodinâmico, vetoração do empuxo com articulação dos bocais de exaustão, foguetes *Vernier* e vetoração do empuxo com aletas no escoamento de exaustão. Note-se a presença, perto do nariz dos foguetes, dos bocais do RCS. Além disso, uma variação na posição do *CoP* foi representada. Um dos efeitos da adição de aletas é justamente o de deslocar o *CoP* para trás, tornando o foguete mais naturalmente estável. Fonte: adaptado e ampliado a partir do original em <<https://spaceflightsystems.grc.nasa.gov/education/rocket/rktctrl.html>>, acessado aos 18/11/2017.

guetes instalados nas laterais do veículo, que produzem forças laterais alterando sua orientação. A grande diferença é que os RCS's são mais simples, tipicamente fixos e orientados de forma perpendicular ao eixo do foguete, contribuindo apenas para modificações de atitude. Podem, portanto, ser menores que os *Verniers*, cuja ação inclui componentes associados ao empuxo geral podendo ser articulados. Note-se que no caso de foguetes que dispõem de apenas um bocal de saída com controle por vetoração, a rolagem requer a presença de *Verniers* ou RCS's. Além disso, os RCS's e *Verniers* posicionados entre o *CG* e o nariz do foguete contribuem para compensar a derrapagem (*drift*) associada às forças laterais produzidas pela vetoração dos bocais principais, podendo assim minimizá-la.

Note-se que mecanismos de controle aerodinâmicos são ineficazes em elevadas altitudes, onde somente os outros mecanismos podem funcionar. No entanto, a presença de aletas na parte posterior (traseira) dos foguetes contribui para o deslocamento posterior do Centro de Pressão (*CoP*), podendo deslocá-lo para trás do *CG*, conferindo assim algum grau de estabilidade natural ao foguete na fase atmosférica do lançamento⁹.

⁹ Assim, pode-se notar a presença de pequenas aletas em alguns lançadores modernos, como no caso do próprio

No que se refere ao papel dos sistemas de controle no conjunto da missão, o caso mais simples é aquele em que na fase inicial da missão – comumente chamada de fase de subida (*ascent*) – uma série de ações dos mecanismos de controle é planejada para que em um determinado momento, o veículo esteja em uma determinada posição, velocidade e atitude. Tal é o caso extremo de uma malha aberta (*open-loop*), cujo paradigma é a “máquina de lavar roupas”. Em tal caso, portanto, o sistema de controle reduzido a uma sequência pré-programada de ações de controle age como que “às cegas”, sem qualquer informação retroativa sobre o estado do foguete. Um caso intermediário consiste na definição não de uma sequência de ações dos mecanismos de controle, mas de atitudes do veículo em função seja do tempo, seja da altitude. Neste caso, a manobra necessária para uma trajetória ótima é calculada *offline*, de modo que o sistema de controle deve lidar apenas com dados de atitude em uma malha fechada (*closed-loop*). Sua tarefa consiste então no rastreamento (*tracking*) de uma sequência de atitudes. O problema do posicionamento do veículo permanece em malha aberta e sujeito a perturbações devidas a diversas imprecisões e a variáveis atmosféricas. Assim como no caso anterior, isso irá colocar o foguete, ao final dessa fase, nas proximidades do estado nominal desejado. Sucessivamente, nas fases de injeção orbital, dados de navegação relativos à posição e velocidade passam a alimentar o sistema de guiagem que, sob supervisão e eventual intervenção do controle da missão em solo, poderá calcular e executar as manobras necessárias para corrigir os erros da fase anterior e obter considerável precisão na injeção final da carga paga. Sistemas mais sofisticados permitem que a manobra de subida seja calculada e otimizada *online* com base em parâmetros e dados instantâneos de navegação (HANSON et al., 1995), o que é chamado de *guiagem de subida (ascent guidance)*.

No centro do sistema de controle está a *lei de controle*: um algoritmo que determina uma ação a partir da diferença entre o estado atual e o estado desejado. Tal diferença é o *erro*, e a lei de controle mais comum é aquela em que a ação de controle é diretamente proporcional ao erro instantâneo, ao erro acumulado, e à sua taxa de variação. Estes três termos são respectivamente os termos Proporcional, Integrativo e Derivativo que definem o controlador PID, o mais amplamente usado em veículos de lançamento (SILVA, 2014, p. 5). Se e é o erro e K_p , K_i e K_d são constantes, então

Saturn V, porém sem controle aerodinâmico. O custo aerodinâmico das aletas estabilizadoras (ou empenas), no entanto, tem as tornado raras em lançadores modernos que podem contar com sistemas eficazes de estabilização artificial.

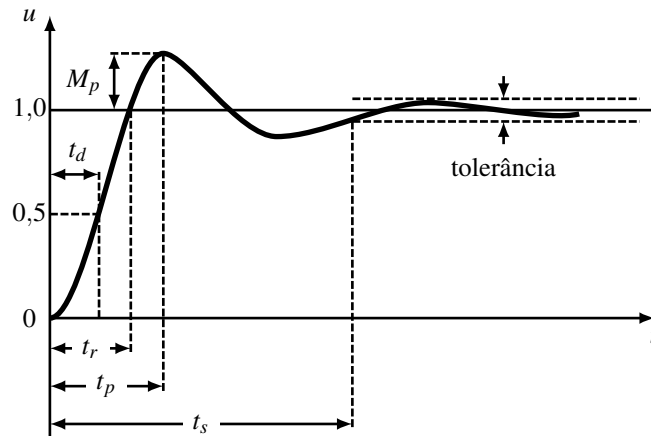


Figura 2.4: Parâmetros da resposta transitente de um sistema de ordem superior. Fonte: adaptado pelo autor a partir de Ogata (2010), p. 170.

$$u = K_p e + K_i \int e dt + K_d \frac{de}{dt} \quad (2.1)$$

é a ação de controle onde as constantes K_p , K_i e K_d são os ganhos relativos a cada aspecto do erro. O ajuste dos valores dessas constantes é chamado de *sintonia (tunning)* do controlador, o que frequentemente é feito a partir de procedimentos analíticos e simulações numéricas para satisfazer certos requisitos transientes e estacionários.

No que se refere ao comportamento transiente, os principais requisitos são os tempos de atraso e de subida, o instante de pico, o máximo valor de ultrapassagem (*overshooting*) e o tempo de acomodação (OGATA, 2010, p. 169). Tais grandezas estão graficamente definidas na Figura 2.4, onde um valor de referência (1,0) é definido arbitrariamente a título de ilustração.

O tempo de atraso (t_d) é o tempo necessário para que a grandeza controlada atinja pela primeira vez metade do valor desejado. O tempo de subida (t_r) é o tempo necessário para que a resposta atinja pela primeira vez o valor de referência (desejado). O tempo de pico (t_p) é o tempo necessário para que a resposta atinja o seu máximo valor após ultrapassar o valor de referência. O máximo valor de ultrapassagem (M_p) é quanto a resposta ultrapassa o valor de referência, dado frequentemente em termos percentuais. Se o sistema é convergente, então tipicamente o valor de pico é também o valor máximo. O tempo de assentamento (t_s) representa o tempo necessário para que a resposta do sistema esteja oscilando no interior de uma tolerância definida previamente enquanto intervalo em torno ao valor de referência (OGATA, 2010, p. 170).

No caso de controladores PID, tais parâmetros são diretamente afetados pelo ajuste de ga-

nhos. O aumento do ganho proporcional diminui os tempos de atraso, subida e pico. No entanto, aumenta também o máximo valor de ultrapassagem, podendo inclusive deixar o sistema instável. A introdução do ganho integral permite a eliminação do erro estacionário – erro que persiste em estado estacionário devido à constante ação de uma perturbação –, mas tende a aumentar as oscilações e prejudicar os tempos de resposta. O ganho derivativo, por sua vez, introduz um “amortecimento” relativo à ação proporcional (OGATA, 2010, p. 24 e segs.).

Em relação especificamente a veículos de lançamento, onde diversas características do sistema sofrem grandes alterações ao longo de sua operação, é comum permitir também variações na sintonia do controlador. Uma das formas mais comuns de se fazê-lo é através do *escalamento de ganhos* (*gain scheduling*) (RUGH & SHAMMA, 2000), onde os valores dos ganhos são modificados de tempos em tempos em função do estado do veículo, para garantir a controlabilidade e melhorar o desempenho do sistema (veículo) de acordo com os requisitos (GU et al., 2005, p. 375). Neste caso, então, os ganhos são variáveis, e a forma específica de sua variação deve ser estudada em cada caso, podendo ser tanto previamente determinada quando ajustada em tempo real.

Além da lei de controle, um outro aspecto importante do sistema de controle é o *observador* (OGATA, 2010, ps. 751). Trata-se aí de um dispositivo cuja função é a de estimar o estado do veículo. Como já mencionado, tal tarefa recai na função de navegação de um sistema de GN&C. O estado instantâneo do veículo é mensurado através de diversos sensores. No entanto, os dados medidos pelos sensores estão sujeitos a ruídos que precisam ser filtrados. Além disso, outras fontes de perturbação além das características intrínsecas dos sensores introduzem erros. Por exemplo, a deformação do corpo do veículo altera a posição relativa dos sensores, de forma que filtros adicionais para corrigir os dados em função de tal deformação são frequentemente necessários. Também pode ocorrer que a grandeza medida pelos sensores não seja exatamente a grandeza de interesse, de forma que é necessário derivar esta última através da integração (fusão) de dados de diversos sensores.

Quando o estado medido e o estado real são idênticos, fala-se de *sensores perfeitos*. Não sendo este o caso, é necessário então introduzir correções nos dados mensurados através de filtros e fazendo uso do conhecimento das características do veículo de forma a se estimar com o máximo de precisão o estado do veículo. Isso porque a rigor, o erro que serve de referência à lei de controle é a diferença não entre o estado real e o estado desejado, mas entre o estado estimado pelo observador e o estado desejado. Portanto, um bom observador é crucial para o

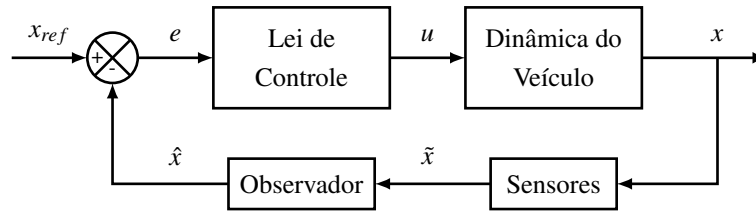


Figura 2.5: Diagrama de blocos básico de um sistema de Controle. Fonte: figura criada pelo autor.

cálculo do erro e para o desempenho do sistema de controle como um todo.

A Figura 2.5 sintetiza, através de um diagrama de blocos (OGATA, 2010, p. 18), a estrutura básica de um sistema de controle. Suponha-se que a grandeza a ser controlada seja um ângulo de atitude (x). Dado um valor desejado ou de referência (x_{ref}) para tal ângulo em um determinado instante, seu valor é comparado com o valor estimado pelo observador (\hat{x}), e um erro (e) é definido. A partir desse erro, uma ação de controle (u) é calculada pela lei de controle. Tal ação gera uma resposta dos atuadores que então alteram a dinâmica do veículo, e um novo estado do ângulo de atitude (x) é obtido. Os sensores, com todas as suas incertezas fornecem um valor (\tilde{x}) que será então processado pelo observador, e o ciclo se repete, produzindo uma resposta semelhante àquela da Figura 2.4. Note-se que no esquema simplificado da Figura 2.5 o sistema de atuadores está embutido no bloco da dinâmica do veículo. Além disso, o valor de referência x_{ref} pode ser tanto calculado *offline* quanto pode ser obtido de uma malha de guiagem em tempo real, como já discutido.

Para concluir essa seção, é oportuno apresentar os conceitos de *controle ótimo* e *controle robusto*. O controle ótimo é aquele em que um determinado parâmetro (ou um conjunto deles) é minimizado (ou maximizado) (OGATA, 2010, p. 793). Tal parâmetro pode ser uma grandeza direta, ou um índice composto de relações entre outras variáveis. Frequentemente, no caso de veículos de lançamento controlados por TVC é oportuno minimizar a atuação dos bocais. Com isso, maximiza-se o aproveitamento do empuxo em termos de ganho de velocidade pois os bocais permanecem maximamente alinhados ao eixo longitudinal do veículo. O controle robusto é aquele capaz de oferecer respostas apropriadas mesmo diante de incertezas (OGATA, 2010, p. 6), tais como o desconhecimento de certas características do veículo, ou ainda de perturbações externas tais como aquelas de origem atmosférica.

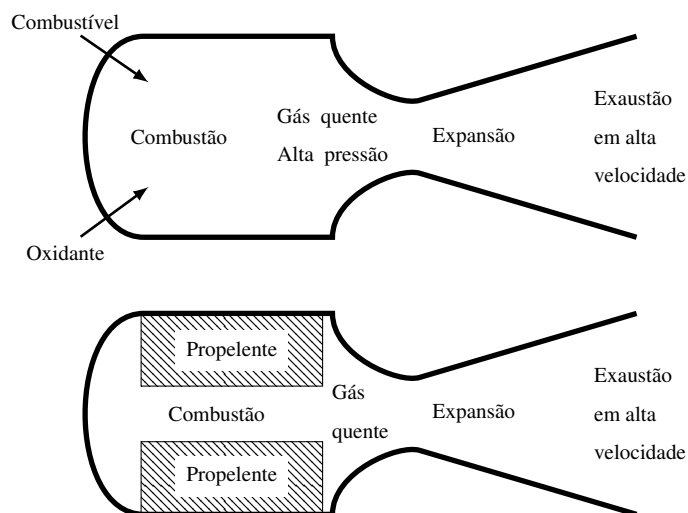


Figura 2.6: Esquema básico de motores a propelente líquido (acima) e sólido (abaixo). Adaptado pelo autor a partir do original em Turner (2005), p. 38.

2.1.3 Sistema Propulsivo

Os sistemas propulsivos de foguetes são seus componentes mais marcantes. Distinguem-se essencialmente dois grandes grupos: foguetes *químicos* e foguetes *elétricos*¹⁰. No que se refere a veículos de lançamento, somente os foguetes químicos se mostraram até hoje viáveis técnica e economicamente. Entre eles, distinguem-se ulteriormente os já mencionados foguetes a propelente sólido e os foguetes a propelente líquido¹¹. Em ambos os casos o sistema propulsivo é composto essencialmente da câmara de combustão e do bocal de expansão. No caso dos SRM's, o propelente é compactado na forma de um grão diretamente na câmara de combustão, enquanto nos LRE's um sistema de combustível dotado de tanques, bombas e etc. é responsável por injetar combustível e oxidante na câmara de combustão. Ambos os casos são esquematizado na Figura 2.6.

Seja como for, o objetivo do sistema propulsivo é o de imprimir no veículo a força de empuxo necessária ao seu movimento. A magnitude de tal força é dada por

$$T = \dot{m}V_e + A_e(p_e - p_{atm}), \quad (2.2)$$

sendo que \dot{m} , V_e , A_e e p_e são respectivamente a vazão de massa, a velocidade, a área e a pressão

¹⁰ Turner (2005) usa o termo “têrmicos” no lugar de “químicos”, preferido por El-Sayed (2016), Hill & Peterson (1965) e Sutton & Biblarz (2010). Entre os foguetes elétricos, incluem-se aqueles de propulsão iônica e nuclear.

¹¹ Atualmente, há um grande interesse não só no desenvolvimento, como na performance dos foguetes *híbridos* (HRM), que fazem uso simultâneo de propelentes sólidos e líquidos. Ver, por exemplo Pastrone & Casalino (2013).

na seção de saída do bocal, ao passo que p_{atm} é a pressão externa¹². Tais termos dependem em cada caso e entre outras coisas, da composição química dos propelentes, da temperatura e da pressão na câmara de combustão, das características geométricas do bocal e da altitude. As relações que ligam esses termos entre si e aos parâmetros dos quais dependem são relações termodinâmicas complexas, e aqui será feito apenas um apanhado sumário, limitado ao presente escopo.

Fixando-se o termo $\dot{m}V_e$, dois casos são dignos de nota. O primeiro ocorre no vácuo, quando $p_{atm} = 0\text{Pa}$, e o segundo quando $p_e = p_{atm}$:

$$T = \dot{m}V_e + A_e p_e, \quad (2.3a)$$

$$T = \dot{m}V_e. \quad (2.3b)$$

No primeiro caso (Equação 2.3a) o empuxo é máximo, enquanto no segundo (Equação 2.3b) fala-se de um *bocal adaptado*. Este último caso oferece a forma na qual se define um parâmetro muito frequentemente usado na descrição de foguetes, de modo que a Equação 2.2 possa ser escrita simplesmente como

$$T = \dot{m}V_{eq}, \quad (2.4)$$

sendo

$$V_{eq} = V_e + \left(\frac{p_e - p_{atm}}{\dot{m}} \right), \quad (2.5)$$

a *velocidade equivalente* ou *efetiva* (TURNER, 2005, p. 43). Tal parâmetro permite por sua vez a definição do *impulso específico*, indicador da eficiência de um determinado motor, ou mais precisamente de seu propelente (TURNER, 2005, p. 59):

$$I_{sp} = \frac{V_{eq}}{g}. \quad (2.6)$$

Na Equação 2.6, g é a aceleração gravitacional padrão. Retornando à Equação 2.2 e considerando o caso ideal em que as paredes do sistema são adiabáticas e os processos são isentrópicos,

¹² Para a derivação da Equação 2.2, ver por exemplo Hill & Peterson (1965), p. 320 e segs., El-Sayed (2016), p. 915, ou ainda Turner (2005), p. 39 e segs.

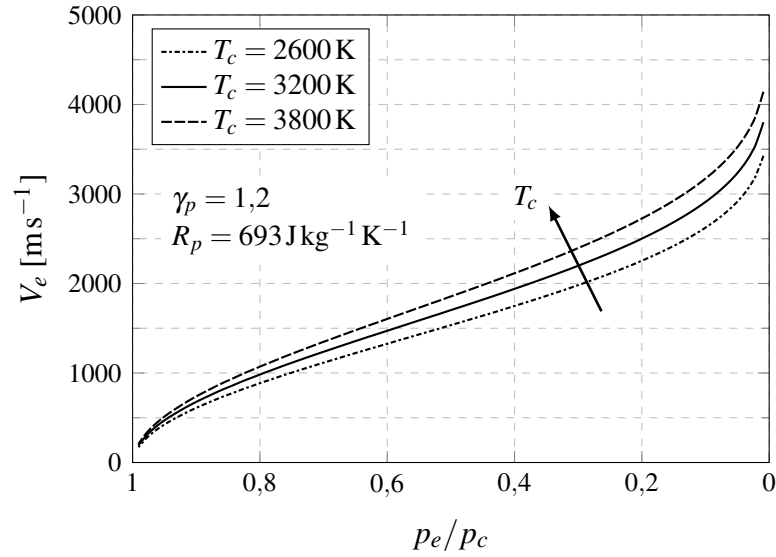


Figura 2.7: Relação entre temperatura de combustão, razão de pressão e a velocidade de exaustão dos gases. Ampliado pelo autor a partir de Turner (2005), p. 48.

então o ganho em energia cinética dos gases – isto é, em última instância, a velocidade V_e na saída – deve ser igual à variação de entalpia na combustão. Após algumas manipulações apoiadas em conhecidas relações termodinâmicas, Turner (2005) (p. 47 e segs.), fornece a seguinte expressão para a velocidade de exaustão V_e :

$$V_e = \sqrt{\frac{2\gamma_p}{\gamma_p - 1} R_p T_c \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma_p - 1}{\gamma_p}} \right]}. \quad (2.7)$$

Na Equação 2.7, os termos γ_p , R_p , T_c e p_c são respectivamente a razão entre os calores específicos a pressão e a volume constante dos gases produzidos na combustão, a constante específica do gás¹³, a temperatura de combustão, e a pressão na câmara de combustão. É razoável considerar γ_p e R_p constantes uma vez fixado o propelente, de forma que para uma determinada temperatura de combustão, a velocidade na saída depende apenas da razão entre as pressões na saída e na câmara, como se pode ver nos gráficos da Figura 2.7.

A vazão de massa é determinada em parte pelas condições na câmara de combustão, e em parte pelo desenho do bocal. No primeiro caso, trata-se da quantidade de massa de propelente gaseificada pela combustão, de sua temperatura e pressão. No segundo caso, trata-se essencialmente da área de secção do gargalo do bocal. Partindo do fato de que a vazão de massa deve ser constante ao longo de todo o motor, e usando as relações isentrópicas das leis dos gases, Turner

¹³ Isto é, a constante universal dividida pela massa molar do gás.

(2005) obtém a seguinte expressão (p. 52) para a vazão:

$$\dot{m} = p_c A^* \sqrt{\frac{\gamma_p}{R_p T_c} \left(\frac{2}{\gamma_p + 1} \right)^{\frac{\gamma_p + 1}{\gamma_p - 1}}}, \quad (2.8)$$

sendo A^* a área da secção do gargalo do bocal.

Um outro parâmetro frequentemente presente nas descrições dos foguetes é a *razão de expansão*. Trata-se aí simplesmente de um parâmetro geométrico:

$$\varepsilon_e = \frac{A_e}{A^*}. \quad (2.9)$$

Após algumas passagens e substituições, obtém-se (TURNER, 2005, p. 54)

$$\varepsilon_e = \left\{ \frac{\frac{\gamma_p - 1}{2} \left(\frac{2}{\gamma_p + 1} \right)^{\frac{\gamma_p + 1}{\gamma_p - 1}}}{\left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{2}{\gamma_p}} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma_p - 1}{\gamma_p}} \right]} \right\}^{1/2}, \quad (2.10)$$

que, após ulteriores manipulações resulta em:

$$\left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{2}{\gamma_p}} - \left(\frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma_p + 1}{\gamma_p}} = \frac{\frac{\gamma_p - 1}{2} \left(\frac{2}{\gamma_p + 1} \right)^{\frac{\gamma_p + 1}{\gamma_p - 1}}}{\varepsilon_e^2}. \quad (2.11)$$

A Equação 2.11 pode ser solucionada numericamente para se obter p_e . Tipicamente, duas soluções são encontradas. Uma delas é maior que o valor p^* da pressão no gargalo e pode ser descartada, uma vez que o escoamento é supersônico. Conhecida a razão de expansão, então a pressão de saída pode ser determinada, e com isso a velocidade de exaustão.

Com isso, supondo-se que sejam conhecidas as propriedades do propelente, assim como a pressão e a temperatura na câmara de combustão e os parâmetros geométricos do bocal, então todos os termos da Equação 2.2 foram calculados e é possível então determinar o empuxo. Porém a partir daqui há certos detalhes a serem levados em consideração concernentes ao tipo de propelente.

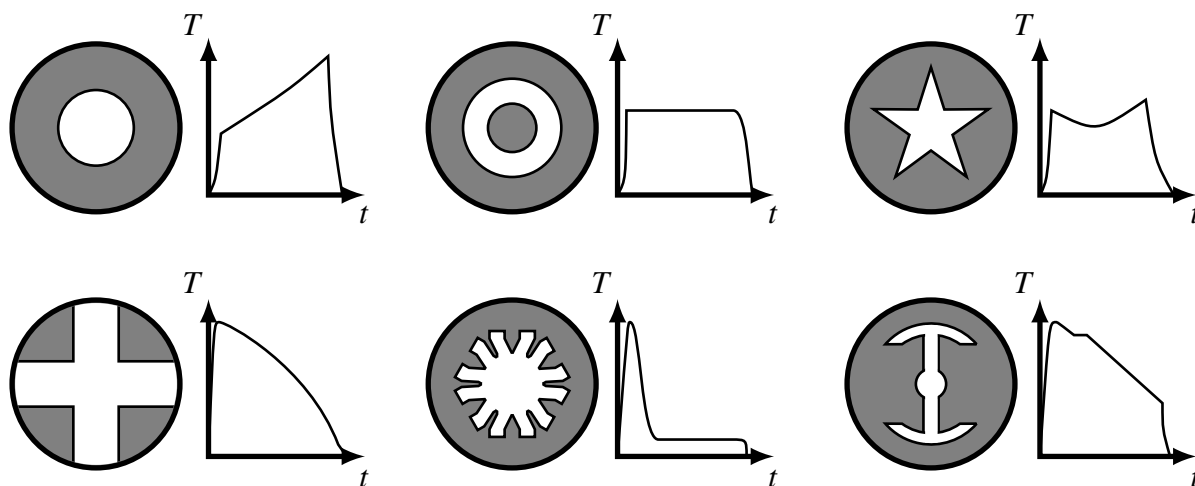


Figura 2.8: Relação entre a geometria da cavidade do grão e a evolução temporal (t) do empuxo (T). Adaptado pelo autor a partir do original em El-Sayed (2016), p. 950.

Motores a Propelente Sólido

Os SRM's são o tipo mais antigo de foguetes. Essencialmente, o combustível e o oxidante são consolidados em uma massa sólida – o grão – que é compactada nas paredes da câmara de combustão. Faz-se uma cavidade no interior do mesmo, e a queima ocorre de dentro para fora a partir da superfície exposta nesta cavidade. Uma vez iniciada, normalmente não há a possibilidade de se interromper ou controlar a queima. No entanto, um certo controle é possível: a evolução da área superficial da cavidade do grão é um dos principais fatores a determinar a vazão de massa, que por sua vez resulta em diferentes perfis da curva de empuxo ao longo do tempo, como se pode ver na Figura 2.8. Assim, diferentes perfis de queima podem ser obtidos a partir de uma geometria inicial.

Em cada uma das curvas de empuxo da Figura 2.8 pode-se distinguir três diferentes fases: o transiente inicial ou ignição do motor, a fase de regime quase estacionário e a “cauda” (*tail-off*) final, em que o propelente se exaure e o motor se apaga. A *velocidade de recessão* ou *taxa* ou *velocidade de queima* – isto é, quão rápido o grão é consumido – é dada pela relação empírica ou *lei de de-Vieille* (EL-SAYED, 2016, p. 950):

$$\dot{\beta} = a_v p_c^v, \quad (2.12)$$

sendo a_v e v constantes. A primeira (a_v) é comumente chamada de constante de temperatura, e se relaciona à temperatura inicial do grão, enquanto a segunda (v) é chamada de expoente

da pressão ou índice de combustão, e está relacionada aos efeitos da pressão na câmara de combustão. Assim, a vazão de massa pode ser escrita como

$$\dot{m} = \rho_p A_p \beta. \quad (2.13)$$

Na Equação 2.13, ρ_p e A_p são respectivamente a densidade e a área de superfície exposta do propelente. Igualando esta última à Equação 2.8 e após algumas manipulações, obtém-se:

$$p_c = \left[\rho_p a_v \left(\frac{A_p}{A^*} \right) \sqrt{\frac{R_p T_c}{\gamma_p} \left(\frac{2}{\gamma_p} \right)^{-\frac{\gamma_p+1}{\gamma_p-1}}} \right]^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (2.14)$$

Como se pode depreender das Equações 2.12 a 2.14, para uma determinada temperatura de combustão, um determinado propelente e um determinado bocal, a vazão de massa e em última instância o empuxo, depende unicamente da área da superfície de recessão (A_p), que varia de acordo com a geometria inicial do grão. Ao conjunto de fenômenos termofluidodinâmicos e mecânicos que ocorrem durante a queima dos SRM's se dá normalmente o nome de *balística interna*.

Motores a Propelente Líquido

Os LRE's representam um significativo avanço em relação aos SRM's, mas não sem um custo em complexidade. O caso mais típico é aquele em que combustível e oxidante são armazenados sob pressão, às vezes em condições criogênicas, em tanques distintos. Um complexo sistema de distribuição, que inclui (mas não é necessariamente redutível a) turbinas, compressores e válvulas, é responsável pela circulação dos propelentes nas linhas de distribuição e pela regulação da pressão nas mesmas. Além disso, frequentemente são os próprios propelentes os líquidos usados na refrigeração de componentes tais como a câmara de combustão e os bocais.

Um esquema muito básico de tal ciclo pode ser visto na Figura 2.9. Nestes casos, a vazão mássica (\dot{m}) passa a depender também da diferença de pressão entre a câmara de combustão e as linhas de distribuição, enquanto a velocidade de saída do escoamento (V_e) continua dependendo dos termos da Equação 2.7.

Uma das grandes vantagens dos LRE's é a possibilidade de se variar o empuxo gerado através de alguma forma de ajuste de potência. Há diversos mecanismos para tal, sendo que o

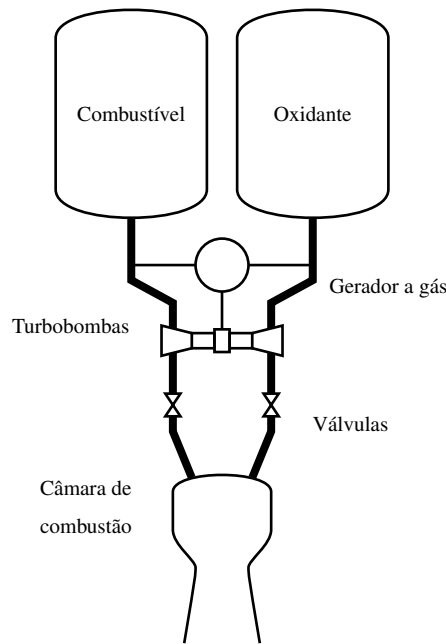


Figura 2.9: Esquema genérico do sistema propulsivo de um LRE. Ampliado e adaptado pelo autor a partir do original em Turner (2005), p. 68.

mais comum consiste na regulagem do fluxo de propelente para a câmara de combustão através de válvulas nas linhas de distribuição e injeção (CASIANO et al., 2009). No caso dos veículos lançadores modernos, tal é uma necessidade fundamental, visto que por razões estruturais, é necessário limitar a pressão dinâmica – portanto a velocidade – durante o voo atmosférico.

Assim, os LRE's não apresentam a complexidade dos SRM's, derivada da balística interna destes últimos. No entanto, as características do subsistema de alimentação e as propriedades do processo de combustão e do escoamento multifásico no interior da câmara de combustão estão longe de ser fisicamente simples. De fato, imprecisões e flutuações associados a esses processos não só tornam a regulagem dos LRE's uma tarefa delicada, como estão na origem de diversos tipos de fenômenos vibratórios cujo tratamento apresenta desafios significativos aos projetistas, sendo frequentemente fatores determinantes de algumas catástrofes.

2.2 Princípios Gerais da Modelagem Matemática

É possível distinguir duas abordagens extremas ao problema da modelagem matemática em geral. Usando os termos e a classificação de Velten (2009), os modelos podem ser *mecanicistas* ou *fenomenológicos*. No primeiro caso, o modelo se propõe a representar o fenômeno físico diretamente, em forma de sistemas de equações e da melhor forma que o estado atual do conhecimento permite. Em um tal caso, o tipo do modelo é chamado também “caixa branca”. No

segundo caso, procuram-se sistemas de equações que possam fornecer resultados compatíveis com os fenômenos físicos, mas sem representá-los diretamente. Tal abordagem se baseia frequentemente em dados experimentais e estatísticos, e tipicamente não requer o conhecimento daquilo que se passa no interior do sistema, sendo tais modelos por isso chamados de “caixa preta” (VELTEN, 2009, p. 35 e segs.).

Intuitivamente, a primeira abordagem pode parecer mais adequada, mas deve-se atentar para sua limitação, uma vez que a representação de *todos* os fenômenos físicos em seus minuciosos detalhes inevitavelmente se demonstraria uma tarefa hercúlea em praticamente qualquer caso, além de inviável do ponto de vista computacional¹⁴. Assim, o caso mais comum é sempre um compromisso entre as duas abordagens, de forma que em alguns aspectos, um modelo complexo pode conter partes que representam os fenômenos físicos diretamente, e partes que os representem fenomenologicamente – ou seja: uma “caixa cinza” (VELTEN, 2009, p. 35 e segs.)¹⁵.

No caso presente, um outro ponto a se considerar é o seguinte: a dinâmica de voo de foguetes constitui um sistema razoavelmente complexo. Há elementos e fenômenos de diversos tipos, associados aos sistemas propulsivo, ao campo gravitacional, às forças aerodinâmicas, ao controle e etc., de forma que cada parte dessas implica em si uma modelagem complexa, frequentemente no ponto de convergência de diversas disciplinas. Portanto, afigura-se uma situação na qual o desenvolvimento de um modelo da dinâmica de voo é também e antes de tudo a integração de diversos modelos menores. Isso se reflete também nas características e no nível de profundidade física dos mesmos. O modelo desenvolvido deve ser tão complexo quanto necessário para responder às perguntas a que se propõe (VELTEN, 2009, p. 17), de forma que há nenhuma ou pouca vantagem em se modelar detalhes cuja importância para o problema a ser resolvido é desprezível.

Que se considere, por exemplo, o caso do sistema propulsivo. Do ponto de vista da dinâmica de voo, aquilo que mais interessa desse sistema é a força de empuxo que ele produz. Os

¹⁴ Além disso, epistemologicamente a artificialidade de tal distinção diante dos problemas se faz notar rapidamente. Por exemplo, quando se aplica um conceito do tipo “centro de gravidade” não se está buscando uma representação fenomenologicamente compatível fisicamente a um fenômeno que se descreve como a força de atração exercida por um campo gravitacional *em cada partícula* de um corpo extenso? Se isso é verdadeiro, então é forçoso concluir que a própria teoria física, na qual se baseia qualquer modelagem mecanicista, é ela mesma fenomenológica.

¹⁵ Outras formas de se distinguir e classificar os tipos de modelo são possíveis, tais como a oposição entre *modelos baseados em dados* e *modelos baseados em sistemas*, ou entre modelos *heurísticos* e *analíticos/numéricos* (EDWARDS et al., 2015). Mas em geral, a formulação acima apresentada é suficiente para justificar as escolhas feitas.

detalhes sobre como ele produz tal força, tais como a cinética química da combustão em um motor de propelente sólido (SPRM) só são relevantes na medida em que, por exemplo, se esteja interessado em analisar seu impacto no desempenho de um determinado foguete. Assim sendo, o modelo do motor sólido pode ser consideravelmente simplificado se não for este o caso, como se verá mais adiante¹⁶.

Além de tudo, isso evidentemente se reflete na pesquisa e na literatura em geral, de forma que revisá-la requer a análise de propostas de modelagem de aspectos limitados de tal dinâmica, ao mesmo tempo em que propostas de modelos gerais, cada uma das quais mais ou menos do tipo caixa branca ou preta, e mais frequentemente cinza. Portanto, a revisão da literatura que segue será sumária e indicativa em se tratando de material cujo nível de profundidade ultrapassa aquilo que parece razoável do ponto de vista das presentes necessidades. Além disso, eventualmente o interesse será mais o de expor os detalhes físicos e/ou fenomenológicos do problema que o de explorar essa ou aquela técnica de modelagem.

2.3 Modelagem de Sistemas e Subsistemas

Nesta seção serão revistas as mais salientes estratégias de modelagem dos fenômenos associados aos sistemas componentes de foguetes, conforme os desenvolvimentos mais recentes na literatura especializada. Como já foi mencionado, o que se pretende desenvolver é um ambiente de simulação e análise generalizado para veículos de lançamento, de forma que tal desenvolvimento implica na integração de diversos submodelos no interior da representação matemática da dinâmica de voo. Assim, deseja-se uma familiarização com a natureza dos problemas dos quais se ocupa a comunidade científica, porém, o volume de literatura é formidável, de forma que o que será apresentado a seguir é uma pequena amostragem, pinçada com o objetivo de delinear algumas linhas de força.

2.3.1 Modelos Planetários

O modelo planetário caracteriza o ambiente no qual as simulações ocorrem. Mais precisamente, ele contempla os efeitos do ambiente externo no foguete durante as diversas fases de seu voo através da interação entre ambos.

Dos diversos tipos de interação conhecidos na natureza, interessam dois tipos fundamentais:

¹⁶ Um exemplo do caso contrário é o trabalho de Mota et al. (2015), baseado em Mota (2015), em que um modelo mais detalhado do sistema propulsivo é de importância capital.

as interações gravitacionais e aerodinâmicas. No primeiro caso, trata-se da força gravitacional que a massa do planeta exerce sobre o foguete e corpos correlatos, e no segundo do efeito da atmosfera planetária na geração de forças e momentos sobre o foguete¹⁷.

Modelo Gravitacionais

No caso ideal em que o planeta de massa M homogeneamente distribuída é considerado como sendo uma esfera perfeita de raio r_e , então para um corpo de massa m situado a uma distância $r > r_e$ do centro do planeta, a força gravitacional entre estes, a partir da física elementar (HALLIDAY et al., 2006, p. 331 e segs.), é amplamente conhecida e é dada por

$$\mathbf{F}_g = G \frac{Mm}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|}, \quad (2.15)$$

sendo G é a constante gravitacional universal. No entanto, um planeta em geral e a terra em particular não são esferas perfeitas e não possuem distribuição homogênea de massa. De fato, a distribuição de massa não é sequer regular (nem no tempo e nem no espaço), de forma a poder ser capturada em uma representação matemática simples. Variações geológicas, devidas à presença de montanhas, rochas de elevada densidade e estruturas tectônicas diversas introduzem anomalias gravitacionais locais que alteram a regularidade do campo. Disso resulta que somente de forma experimental este pode ser determinado com exatidão, em cada ponto em função da latitude e da longitude.

São diversas as iniciativas para se produzir um quadro fidedigno do campo gravitacional terrestre. Dentre estas, uma das mais conhecidas é o projeto GRACE (*Gravity Recovery and Climate Experiment*) da Agência Aeroespacial Americana (NASA, *National Aeronautics and Space Administration*) em parceria com a Agência Aeroespacial Alemã (DLR, *Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt*). O projeto consistiu de dois satélites orbitando (em órbita polar) a uma altitude de 500km, distantes aproximadamente 220km um do outro. O

¹⁷ Portanto estão sendo negligenciados os fenômenos ligados ao campo eletromagnético do planeta, à pressão de radiação e ventos solares, além de fenômenos aerotermodinâmicos e etc. Entre estes, os fenômenos eletromagnéticos seriam de particular importância ao se considerar o efeito deste campo sobre o funcionamento de equipamentos eletrônicos embarcados no foguete ou em relação ao funcionamento de sistemas propulsivos que se servem deste campo. A pressão de radiação e os ventos solares se tornariam relevantes se as simulações tratassem de longas viagens interplanetárias ou levassem em consideração longos períodos de vida de satélites, situações nas quais tais fenômenos produziram efeitos importantes. Os efeitos aerotermodinâmicos são particularmente interessantes ao se considerar o problema do dimensionamento estrutural e os materiais a serem usados no lançamento, mas em especial no caso da reentrada. Uma vez que nenhum desses casos e outros ainda menos importantes se aplicam aos presentes problemas, sua exclusão está justificada.

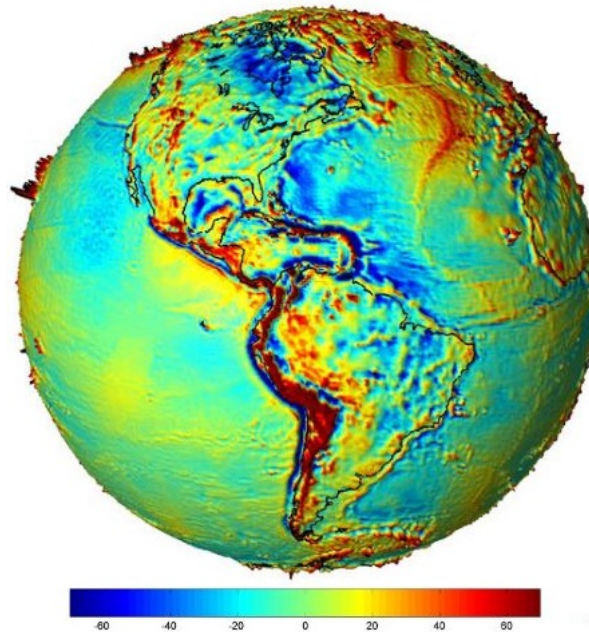


Figura 2.10: Anomalias do Campo Gravitacional Terrestre segundo o modelo GGM03C com dados do GRACE. Regiões em vermelho indicam aumento, enquanto regiões em azul indicam diminuição da magnitude do campo gravitacional. A legenda é dada em unidades de "miligal" (1 mGal equivale a $0,00001 \text{ ms}^{-2}$). Note-se o claro efeito da Cordilheira dos Andes. Fonte da imagem: Tapley et al. (2007, slide 9).

campo gravitacional é mapeado de forma acurada através de mensurações da distância entre os dois satélites, usando-se o Sistema de Posicionamento Global (GPS, *Global Positioning System*) e sistemas de microondas. As variações de distância entre os dois satélites refletem as variações no campo gravitacional sentido por cada um. Dados foram coletados entre 2002 e 2015¹⁸.

A partir dos dados obtidos com o projeto GRACE é possível construir modelos gravitacionais que resultam em uma distribuição como a da Figura 2.10 (TAPLEY et al., 2007). Como se pode perceber, as variações assim obtidas são pequenas (aproximadamente $0,00140 \text{ m s}^{-2}$).

Uma representação intermediária consiste no Sistema Geodético Mundial (WGS, de *World Geodetic System*), cuja última versão data de 1984 e é conhecido como WGS84 (NIMA, 2000). Trata-se de um modelo padrão e amplamente usado – inclusive no sistema de GPS –, que inclui sistemas de coordenadas, superfícies e altitudes de referência e, principalmente, uma superfície gravitacional equipotencial chamada *geóide*. Neste modelo, a forma do planeta é oblata, com raio equatorial maior que o raio polar, e sua massa é distribuída com simetria axial. Variações do campo gravitacional ocorrem não só em função da distância em relação ao centro do planeta,

¹⁸ Para maiores informações sobre o projeto GRACE, o leitor pode começar consultando os sites ligados à NASA (<https://www.nasa.gov/mission_pages/Grace/overview/index.html>, <<https://www.jpl.nasa.gov/missions/gravity-recovery-and-climate-experiment-grace/>>, <<https://grace.jpl.nasa.gov/mission/grace/>>) e à Universidade do Texas (<<http://www2.csr.utexas.edu/grace/gravity/>>).

mas também em relação à latitude. No Capítulo 3 será feita uma descrição mais detalhada do modelo WSG84, uma vez que ele será adotado como modelo planetário primário.

Modelos Atmosféricos

Modelos atmosféricos tem a função de representar as propriedades e fenômenos que ocorrem na atmosfera do planeta. No que se refere à mecânica do voo, modelos estáticos bastam, uma vez que modelos dinâmicos¹⁹ são mais complexos e apropriados para a previsão meteorológica.

Existem diversos modelos disponíveis, inclusive códigos computacionais em diversas linguagens plenamente desenvolvidos, muitos dos quais de licença livre (ANSI & AIAA, 2004). Para citar alguns, o NRLMSISE-00 é um modelo empírico baseado em dados de satélite, cujas entradas são grandezas tais como data e hora, latitude, longitude e altitude, e as saídas incluem as densidades dos componentes dos gases atmosféricos. O NRLMSISE-00 é primariamente usado no cálculo de decaimento de satélites (PICONE et al., 2012). O Modelo Atmosférico de Referência Global da Terra (Earth-GRAM, de *Earth Global Reference Atmospheric Model*) oferece o que é talvez o mais completo modelo estático da atmosfera do planeta. Dados obtidos de diversas fontes contribuem para a caracterização da atmosfera até a altitude de 2500km, incluindo variações sazonais e geográficas. O modelo oferece valores médios dos parâmetros atmosféricos, incluindo características de ventos, com dispersão estatística, em função tanto da data e hora, como da altitude, latitude e da longitude (LESLIE & JUSTUS, 2011)²⁰. Porém, embora livre, o código do Earth-GRAM só é disponibilizado para cidadãos estadunidenses.

De longe o modelo mais comum é a Atmosfera Padrão Internacional (ISA, *International Standard Atmosphere*), também conhecida como modelo COESA1976 (*Committee for the Extension to the U. S. Standard Atmosphere*). Trata-se de um modelo mais antigo que o Earth-GRAM, e limitado a 1000km de altitude. Além disso, os parâmetros atmosféricos são médios para a latitude de 45°, e não há modelagem de ventos nem de umidade (NOAA et al., 1976). Apesar de tais limitações, o modelo COESA1976 é amplamente usado e aceito. Sua descrição mais detalhada, porém, fica reservada ao Capítulo 3.

¹⁹ Tal como o *High Resolution Atmosphere Modeling* - (HiRAM), descrito em <<https://www.gfdl.noaa.gov/high-resolution-atmosphere-modeling/>>.

²⁰ Informações adicionais, incluindo um histórico de seu desenvolvimento podem ser acessadas em <<https://see.msfc.nasa.gov/model-gram>>.

2.3.2 Sistema Propulsivo

Motores a Propelente Sólido

Diversos métodos e códigos para a simulação numérica dos SRM's foram propostos nos últimos anos, alguns dos quais se converteram em verdadeiras plataformas comerciais de simulação multifísica e em padrão da indústria²¹. Pode-se distinguir três conjuntos de fenômenos ligados à balística interna dos SRM's cuja problemática se mostra mais relevante e adequada para modelos simplificados. São eles: os fenômenos termofluidodinâmicos da queima e o escoamento na cavidade, a recessão do grão, e as fases transientes.

Aspectos termofluidodinâmicos da queima e do escoamento: As linhas gerais dos fenômenos termofluidodinâmicos associados à queima do propelente foram dadas ou serviram de elo de ligação para o desenvolvimento das equações apresentadas na Seção 2.1.3. As equações ali obtidas assentam-se sob a hipótese de paredes adiabáticas e processos isentrópicos, de forma que toda a energia química liberada no processo de combustão se transforma em energia cinética dos gases na exaustão. No que se refere à modelagem realista dos motores, uma tal abordagem não pode ser mais que uma aproximação inicial.

Os modelos propostos na literatura variam em complexidade, seja em função da quantidade de dimensões em que os fenômenos são tratados, seja na própria quantidade ou profundidade com que os fenômenos são modelados. O caso mais simples é aquele apresentado na Seção 2.1.3, que pode ser chamado de zero-dimensional quase estacionário (0-DQS)²².

Tal modelo fora usado por Willcox et al. (2007) como referência de comparação, e por Cavallini et al. (2009) como referência para se determinar eficiências em relação a dados experimentais. Mais comuns são os modelos unidimensionais quase estacionários (1-DQS), que incluem a formulação Euleriana das equações de Navier-Stokes para conservação de massa, *momentum* e energia, possibilitando assim a introdução de elementos dinâmicos de flutuação de pressão e os efeitos erosivos na queima, graças ao conhecimento de propriedades locais (variação espacial). Ambos os autores mencionados usam alguma variação do modelo originalmente

²¹ É o caso do *Rocstar*, que partiu de uma iniciativa da Universidade de Illinois (USA) fomentada com recursos públicos no interesse estratégico de defesa (HEATH & DICK, 2000), e se transformou em uma complexa e avançada ferramenta de análise que requer supercomputação para representar inclusive e entre outras coisas, a cinética química da combustão, os efeitos (inclusive catastróficos) da presença de trincas no grão, elementos de estrutura e transferência de calor, etc. (BRANDYBERRY et al., 2012).

²² Zero dimensional se refere ao fato do escoamento propriamente dito não ser modelado, mas apenas um equilíbrio de massa entre os gases produzidos na combustão e os gases ejetados na exaustão. Quase estacionário se refere ao fato de apenas a região quase estacionária dos fenômenos serem modelados, sendo impossível em um tal modelo capturar os fenômenos transientes.

proposto por Lawrence et al. (1968 apud WILLCOX et al., 2007) para o efeitos do consumo erosivo de propelente.

No método de Willcox et al. (2007), o modelo estacionário é ativado quando os resultados do modelo não estacionário (comentado adiante) convergem para o mesmo resultado com uma margem de erro pequena. Tal estratégia – usar modelos diferentes para diferentes fases da queima – tem por objetivo poupar recursos computacionais, uma vez que o modelo dinâmico os requer em maior quantidade. Já o modelo desenvolvido por Cavallini (2009)²³ é em si uma evolução de um outro modelo (CAVALLINI et al., 2014) especificamente criado para capturar as fases transientes e, portanto, dinâmico. Assim, assume-se que o escoamento seja uma mistura não reativa de gases perfeitos com propriedades termofísicas que variam no tempo e no espaço durante toda a simulação. Além disso, o método permite que se tenha em conta o equilíbrio das reações exotérmicas como função da pressão local, e submódulos do ignitor e de transferência de calor (convecção e radiação), entre outros, são incluídos.

Mais recentemente, Gueyffier et al. (2015) desenvolveram métodos para a criação de uma malha tridimensional da cavidade do grão que pode ser atualizada e deformada elasticamente com funções de propagação à medida em que ocorre a recessão do mesmo. Com isso, evita-se a necessidade de se recriar a malha a cada iteração. Tal malha define e discretiza o domínio tridimensional variável onde simulações de escoamento compressível, turbulento e multifásico, acopladas ao código CEDRE (REFLOCH et al., 2011 apud GUEYFFIER et al., 2015), são realizadas. Trata-se de uma técnica avançada que combina a equação de De-Vieille (Equação 2.12) com uma sofisticada análise por CFD.

Recessão do Grão Na seção 2.1.3 viu-se que o empuxo gerado por motores sólidos depende diretamente da evolução da superfície de recessão, que é essencialmente um problema geométrico. Hwang & Chiang (2014) oferecem uma excelente síntese dos progressos recentes nessa área. Distinguem-se essencialmente três grupos de métodos: analíticos, lagrangianos e eulerianos, os últimos dois sendo numéricos. O método analítico se baseia em equações diretas e fechadas, sendo rápido mas de difícil generalização. Além disso, o método requer uma complexa parametrização da geometria do grão. Tal método foi usado em um dos trabalhos pioneiros na modelagem de SRM's²⁴, mas hoje está em desuso.

²³ Uma apresentação sumário do modelo e dos resultados é dada em Cavallini et al. (2009). Ele fora chamado pelos autores de SPINBALL, de *Solid Propellant INTERNAL BALListics*.

²⁴ Trata-se do SPP *Solid Propellant Program* inicialmente desenvolvido por Nickerson et al. (1992 apud HWANG & CHIANG, 2014), e que hoje, em sua 12ª versão, se transformou em um software comercial (ver

No método lagrangiano, definem-se marcadores ou pontos de controle sobre a superfície que são deslocados normalmente à superfície, definindo novos segmentos à medida em que o grão é consumido, e a cada iteração a área de superfície é calculada. No modelo proposto por Gueyffier et al. (2015), por exemplo, aplicou-se uma técnica baseada nesta ideia para determinar a evolução geométrica da superfície. Na direção radial, usou-se a técnica da Diferenciação Espectral e na direção axial usou-se uma técnica baseada em Continuação de Fourier. O método é matematicamente complexo e sua exposição escapa aos limites do presente objetivo, no entanto os resultados apresentados são excelentes para geometrias arbitrárias.

Os métodos mais comuns, no entanto, são aqueles eulerianos, em que a evolução da superfície não é explicitamente rastreada, mas deduzida a cada instante com base em variáveis de campo, tal como a função de distância. De longe a técnica mais difundida, usado por Willcox et al. (2007), Cavallini (2009), Tshokotsha (2016), entre outros, consiste em alguma variação do método de conjunto de níveis (*level set method*). Tal método se baseia em leis hiperbólicas de conservação e na teoria de evolução de curvas e superfícies dadas sobre frentes de propagação. É necessário que se crie uma grade (*grid*) definindo um domínio computacional, e uma função de distância é calculada nos pontos da grade à medida em que a superfície progride. A partir dos resultados mínimos de tal função se determina a evolução da superfície²⁵.

Hwang & Chiang (2014) desenvolvem e comparam três métodos distintos com o objetivo de simplificar as computações. Um método lagrangiano baseado no rastreamento da frente da superfície (*front-tracking method*), e dois métodos eulerianos, o primeiro chamado de “método dos raios imanes” (*emanating-ray method*) e o segundo chamado de “método da mínima distância” (*least distance method*). Os métodos são aplicados para perímetros bidimensionais com diversas geometrias iniciais. Seus resultados mostram um desempenho significativamente superior do último método, além dele poder ser facilmente extensível para geometrias tridimensionais. De fato, a representação tridimensional da geometria do grão é frequentemente necessária e levada a cabo nos trabalhos citados, uma vez que motores modernos tem geometria complexa na cavidade e secção variável ao longo do comprimento.

Os Transientes Para capturar os efeitos transientes o modelo precisa ser dinâmico e não mais estacionário. Willcox et al. (2007) por exemplo, mostram como um modelo estacionário é incapaz de capturar os fenômenos associados à ignição e ao fim da queima. Para representar as

<http://www.seainc.com/productsSPP.php>). O presente autor não conseguiu acesso ao documento original.

²⁵ Maiores detalhes sobre o método podem ser consultados na literatura referenciada.

fases dinâmicas, introduzem um modelo fenomenológico baseado no trabalho de Novozhilov (1967 apud WILLCOX et al., 2007) que altera a equação de De-Vieille (Equação 2.12) introduzindo termos que dependem da temperatura inicial e do histórico de temperatura do grão. Com isso, não só o incremento transiente de pressão mas também picos (*spikes*) são capturados com considerável precisão. Já no trabalho de Cavallini et al. (2009), que como já mencionado representa uma evolução de um modelo especificamente desenvolvido para a análise dos transientes, submodelos de ignitor e transferência de calor introduzem as flutuações necessárias para representar as fases transientes.

Os modelos acima citados, de uma forma geral, representam dois grandes grupos de desenvolvimento. O primeiro deles americano e associado à Universidade de Illinois, e o segundo europeu e associado à Universidade de Roma. Na maioria dos casos, apresentam resultados satisfatórios e às vezes excepcionais naquilo que se propõem: isto é, simular a queima de SRM's. No entanto, os modelos desenvolvidos pelos autores citados tem como objetivo principal a análise e o projeto de SRM's, e não a dinâmica de voo. Com isso, ainda que simplificados, são consideravelmente complexos para funcionarem como submodelos de um modelo da dinâmica de voo, por requererem tempo computacional considerável, especialmente no que tange à recessão do grão. No entanto, o método de (WILLCOX et al., 2007) parece promissor como alternativa de implementação futura. Além disso, pode servir a uma ulterior simplificação, que deverá ser discutida no Capítulo 3²⁶.

Motores a Propelente Líquido

Não parece haver em relação aos LRE's uma literatura significativa concernente à sua modelagem simplificada, como no caso do SRM's. Em sua maior parte, tratam-se dos mesmos problemas – combustão, propriedades do escoamento, transferência de calor, etc. –, porém de acordo com as especificidades próprias dos LRE's, e através de métodos razoavelmente avançados de computação e modelagem numérica.

A combustão, por exemplo, é frequentemente abordada de forma específica para um determinado tipo de combustível (KIM et al., 2012b), em relação aos efeitos de instabilidade que gera (GREY & VENKATESWARAN, 1993) ou em associação à dinâmica da mistura do propelente com o oxidante no interior da câmara de combustão após a injeção (LAROSILI-

²⁶ É interessante mencionar que recentemente parece ter surgido no Brasil um interesse pela modelagem matemática dos SRM's nos moldes da literatura descrita acima, como testemunham os trabalhos de Mejia et al. (2016) e Mejia et al. (2017).

ERE et al., 1990). O escoamento é na maioria das vezes modelado e estudado por técnicas tridimensionais de CFD, e frequentemente interessam mais suas propriedades no bocal de saída (CAI et al., 2007). Além disso, não é possível separar o desempenho dos LRE's do conjunto de subsistemas que o servem, tais como os subsistemas de alimentação de combustível e de resfriamento, de forma que em seu conjunto, toda a performance em regime e nas fases transientes e de ajuste de potência está associada à performance do conjunto de bombas, turbinas e válvulas que compõem o sistema de alimentação (LOZANO-TOVAR, 1998).

O tópico mais comum é o da combustão. Betelin et al. (2013), por exemplo, usaram recursos de supercomputação para implementar um rico modelo da cinética química do processo de combustão do hidrogênio nos LRE's. Eles investigaram especialmente os atrasos no tempo de ignição (*ignition time delay*), que se mostraram associados às características dinâmicas do campo de pressão. Tais atrasos se ligam ao problema das instabilidades no processo de combustão, sendo este um dos problemas mais investigados. Ramezani et al. (2008) desenvolveram um método numérico, baseado em funções de transferência, capaz de prever a ocorrência de instabilidades de alta frequência associadas tanto à combustão quanto à injeção dos propelentes. Zhiyong et al. (2005), tratando da reação entre hidrogênio e oxigênio, desenvolveram modelos da cinética da reação com diferentes níveis de detalhe e propuseram que para as reações que ocorrem em temperaturas mais baixas, modelos detalhados da reação devem ser usados, enquanto modelos mais simples podem ser usados para reações que ocorrem a temperaturas elevadas.

É muito difícil separar o problema da combustão daquele do escoamento na câmara, uma vez que o primeiro está associado às características da mistura e pulverização dos propelentes. Larosiliere et al. (1990) apresentaram um modelo preditivo aplicável a pequenos motores de combustível hipergólico²⁷, tais como aqueles tipicamente usados nos últimos estágios ou nos RCS's. O modelo integra as equações que governam a fase gasosa, um submodelo lagrangiano do borrifamento dos propelentes na forma de partículas discretas, e submodelos constitutivos da cinética da combustão, trocas interfásicas, e das interações associadas à colisão (*impingement*) entre os líquidos. O processo de gaseificação dos propelentes é modelado de forma fenomenológica. Os autores notam que a introdução das interações associadas à colisão dos líquidos aprimora o realismo do modelo, oferecendo melhores resultados. Também Harpal et al. (2010) abordaram o problema da colisão entre propelente e oxidante, além da mistura e da combus-

²⁷ Combustíveis hipergólicos são aqueles que não requerem uma fonte de calor para promover a combustão. Esta ocorre espontaneamente quando combustível e oxidante entram em contato.

tão, através de métodos lagrangianos de CFD. Modos de interação de sentido único e sentido duplo (*one-way* e *two-way*) foram comparadas, e os processo de evaporação e combustão das gotas (*droplets*) foi modelado com base no método de “quebra de turbilhão” (*Eddy Break-Up*). Segundo os autores, o método lagrangiano é limitado pela necessidade de se modelar todos os mecanismos de forma simultânea e interdependente, resultando em evaporação prematura das gotas. Eles então impõem uma distribuição de calor artificial que permite o atraso na evaporação prematura das mesmas, de forma que assim a combustão de gotas após a colisão possa ser modelada.

Mais recentemente, Xu & Duraisamy (2017) desenvolveram modelos de ordem reduzida para o estudo do processo de combustão em LRE's, com o que foi possível reproduzir de forma acurada a evolução das perturbações do campo de pressão em uma ampla região do espaço de parâmetros. O mais interessante do ponto de vista da simplificação, no entanto, foi o uso do modelo para obter amostragens de valores pontuais e reconstruir as soluções em todo o domínio através de interpolações. Usando diferentes técnicas, foi possível reconstruir todo o domínio com uma margem de erro significativamente pequena, a partir de um percentual pequeno de pontos de amostragem, confirmando a eficácia do modelo.

Deve-se notar que o que todos esses modelos e métodos sobre os LRE's acima mencionados têm em comum é o fato de que, independentemente dos parâmetros de entrada, o empuxo gerado *não* é o parâmetro de saída. São modelos especialmente desenvolvidos para estudar aspectos muito específicos e pontuais do funcionamento dos LRE's, o que é natural dada a complexidade dos processos em questão. Um modelo que forneça como saída o empuxo e o faça com baixo custo computacional deve necessariamente se distanciar dos detalhes dos processos internos e contemplar o conjunto do ciclo, tal como aquele desenvolvido por Freitas (2017), representando os sistemas de alimentação do J-2, motor usado no *Saturn V*. No entanto tal modelo sofre por ser estático e limitado a um único motor.

Um exemplo de modelo que se aproxima desse ideal é proposto por Santana Jr et al. (2000) para o estudo da estabilidade de um LRE. Submodelos linearizados dos diversos componentes do ciclo de um LRE – balão de gás, regulador de pressão, tanques, válvulas, linhas de alimentação, cabeçote de injeção e câmara de combustão – são construídos e integrados em um único sistema, depois do que um diagrama de blocos é criado e a transformada de Laplace é calculada. Em seguida, as características de estabilidade robusta são estudadas através da forma generalizada do teorema de Kharitonov. Embora o empuxo não seja o problema estudado pelos autores,

o método e o conjunto simplificado de equações por eles usados apontam uma direção plausível para um modelo passível de ser integrado em um sistema de simulação de voo. Este é também o caso do trabalho de Sierra et al. (2017), que desenvolveram uma biblioteca de submodelos dos sistemas que compõe o típico ciclo dos LRE's, baseada em expressões analíticas e eficiências, e que pode ser implementada em pacotes de simulação comercial para diversos tipos de análise.

Assim, uma representação genérica dos LRE's requer um procedimento modular e configurável em função da disposição de bombas, válvulas, etc. específica de cada sistema. Tal foi também a estratégia usada por Mota (2015), que servindo-se de técnicas de programação orientada a objetos, modelou os diversos componentes típicos dos ciclos como objetos independentes, que então podem se combinar em uma montagem para definir um ciclo específico. A diferença entre o procedimento de Mota (2015) e aquele de Sierra et al. (2017) reside fundamentalmente na escolha de ambiente de desenvolvimento. Enquanto o primeiro trabalhou com uma linguagem de “baixo nível” (C++), o último usou os recursos do ambiente MODELICA®. Além disso, o modelo de Mota (2015) é parte integrante de um modelo maior da dinâmica de voo em que se foca o estudo justamente dos efeitos da configuração do motor. Parece possível dizer que o método de Mota (2015) se aproxima do estado da arte em termos de aplicação à análise da dinâmica de voo.

A pluma

A pluma é a chama brilhante constituída pelos gases de escapamento em elevada temperatura e velocidade que saem dos bocais do foguete. A presença de ondas de choque demarca distinções de região em seu interior. Assim e além disso, as plumas não são homogêneas em termos de velocidade, composição, etc. Tais propriedades dependem de diversos fatores, entre eles as características do motor e dos propelentes, assim como as do ambiente circundante (SUTTON & BIBLARZ, 2010, p. 705).

Por outro lado, seus efeitos abrangem problemas que interessam diversas áreas: detectabilidade, ruído, toxicidade, contaminação, interferências eletromagnéticas (telecomunicação), transferência de calor, etc. No que se refere à dinâmica de voo em particular, o principal interesse na pluma está ligado às suas características e efeitos aerodinâmicos. Sua presença modifica o campo de escoamento em torno do foguete, alterando o campo de pressão e assim afetando as forças aerodinâmicas que agem no veículo (SUTTON & BIBLARZ, 2010, p. 706).

A Figura 2.11 mostra esquematicamente a “estrutura” de uma pluma. As ondas de choque

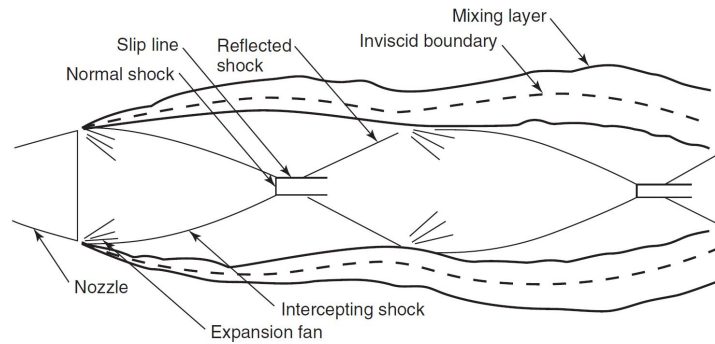


Figura 2.11: Diagrama esquemático da pluma em baixa altitude. Reproduzido de Sutton & Biblarz (2010), p. 705.

e seus reflexos produzem um padrão repetitivo em forma de diamante. É de se notar a região de mistura onde os gases de escape interagem diretamente com o ambiente. A abertura da pluma – isto é: a dispersão caracterizada pelo ângulo que sua região cônica limítrofe faz com o eixo do foguete – é influenciada pela pressão externa, e portanto pela altitude. O efeito típico da redução da pressão atmosférica está representado na Figura 2.12.

A separação do escoamento e o aquecimento da parede provocados pela pluma foi estudado numericamente por Kim et al. (2012a), onde se detectou a presença de recirculação em elevadas altitudes sob efeito da razão de pressão entre pluma e ambiente. Bauer et al. (2013) e também Cai (2014) desenvolveram modelos matemáticos completos da pluma, incluindo fenômenos térmicos. No primeiro caso o modelo foi verificado por técnicas de CFD.

Já os efeitos da pluma no desempenho aerodinâmico de veículos de lançamento foram estudados experimentalmente por Desikan et al. (2015). Através de uma engenhosa montagem de um modelo em túnel de vento, em que um forte jato foi feito passar por dentro do modelo e sair por trás como no caso das plumas, foi possível estudar qualitativa e quantitativamente os efeitos desta. O efeito da pluma foi avaliado quanto à sua presença ou não, e também quanto ao ângulo de abertura que esta formava com o eixo do foguete. Verificou-se uma complexa

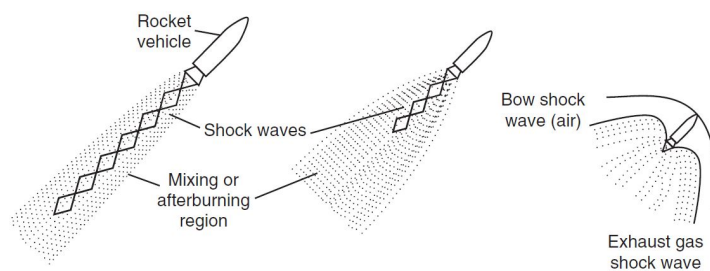


Figura 2.12: Diagrama esquemático da abertura da pluma. Reproduzido de Sutton & Biblarz (2010), p. 707.

relação que liga a razão de pressão entre a pluma e o ambiente, o ângulo de ataque e o ângulo de abertura da mesma. Em geral, ao crescer a razão de pressão, os coeficientes aerodinâmicos diminuem, independentemente do AoA . Ao atingir o valor de 158 (pressão na pluma/pressão ambiente), os coeficientes de força normal, axial e de momento (ver adiante) haviam caído cerca de 15, 30 e 22%, respectivamente. Além disso, observou-se o deslocamento do CoP para frente ao diminuir-se o AoA . Resultados qualitativamente análogos foram obtidos por Desikan et al. (2016) com um modelo diferente, sugerindo que os achados refletem uma tendência razoavelmente independente da geometria do veículo.

Os modelos desenvolvidos por Kim et al. (2012a), Bauer et al. (2013) e Cai (2014) poderiam fornecer os parâmetros necessários para, em combinação com os dados experimentais de Desikan et al. (2015) e Desikan et al. (2016), simular computacionalmente os efeitos aerodinâmicos da pluma. No entanto, também neste caso o nível de detalhes excede o necessário para os presentes objetivos, ficando reservado para trabalhos futuros.

2.3.3 Aerodinâmica

A função da modelagem aerodinâmica é, evidentemente, a de fornecer as forças e momentos aerodinâmicos que agem sobre o veículo. Para isso, ela primariamente requer informação sobre o campo de escoamento em torno ao mesmo, determinado em parte por seu estado cinemático e por suas características geométricas, e em parte pelas propriedades locais da atmosfera. Obter tais forças requer a integração do campo de pressão e dos esforços de cisalhamento que o escoamento determina sobre o corpo (ANDERSON, 2007, p. 19 e segs.).

Uma vez que tal integração é tarefa computacionalmente custosa e árdua, na modelagem da dinâmica de voo é comum e conveniente usar os tradicionais coeficientes aerodinâmicos (ANDERSON, 2007, p. 23 e segs.). Estes são normalmente obtidos através de experimentos em túnel de vento e/ou por de técnicas de CFD. Pode-se demonstrar que tais coeficientes dependem de certos parâmetros adimensionais, entre os quais o número de Reynolds (Re) e o número de Mach (Ma) (ANDERSON, 2007, p. 34 e segs.). Em se tratando de altitudes elevadas onde a atmosfera é rarefeita, também o número de Knudsen (Kn) se torna importante²⁸ (CHIOCCHIA & GERMANO, 2007, p. 4).

Tipicamente os coeficientes aerodinâmicos são os coeficientes de força normal, axial e de

²⁸ O número de Knudsen é a relação entre o caminho molecular médio e um comprimento característico do corpo. Quando $Kn \rightarrow 1$, então essas duas dimensões tem a mesma ordem de grandeza, de forma que a hipótese de meio contínuo que está na base da aerodinâmica geral não é mais válida, e com isso outros métodos de análise se fazem necessários.

momento, ou então os coeficientes de sustentação, arrasto e de momento, a escolha de um grupo ou de outro dependendo da conveniência. Seguindo a introdução em Anderson (2007) (ps. 24-40), se F é uma força genérica e a *pressão dinâmica* é

$$q_{\infty} = \frac{1}{2}\rho V^2, \quad (2.16)$$

então o coeficiente da força F é

$$C_F = \frac{F}{q_{\infty} S_{ref}}, \quad (2.17)$$

sendo S_{ref} uma área de referência. No que se refere às forças acima mencionadas, a partir dos respectivos coeficientes seus valores escalares são dados por

$$N = \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} C_N, \quad (2.18a)$$

$$A = \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} C_A, \quad (2.18b)$$

sendo C_N e C_A os coeficientes das forças normal e axial, e por

$$L = \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} C_L, \quad (2.19a)$$

$$D = \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} C_D. \quad (2.19b)$$

O momento aerodinâmico, por sua vez, pode ser calculado de duas formas. Na primeira delas, supõe-se que o ponto de aplicação das forças aerodinâmicas seja o centro de pressão e que este seja conhecido. Neste caso, o momento é facilmente calculado como

$$M_a = L_{CoP} N, \quad (2.20a)$$

$$M_a = L_{CoP} (L \cos \alpha + D \sin \alpha). \quad (2.20b)$$

Nas Equações 2.20, L_{CoP} é a distância axial do CoP ao CG . No caso da Equação 2.20a, a força axial, por definição, não produz momento, enquanto a força normal é toda ela perpendicular ao eixo do corpo. Já no caso da Equação 2.20b, também por definição somente os componentes perpendiculares das forças produzem momento, daí os termos trigonométricos em

função do ângulo de ataque (α).

Na segunda forma, supõe-se conhecido o momento aerodinâmico em termos de seu coeficiente (C_M). Sendo assim, tem-se

$$M_a = \frac{1}{2} \rho V^2 S_{ref} L_{ref} C_M. \quad (2.21)$$

Neste último caso, L_{ref} é um comprimento de referência. Como se pode perceber, todo o problema aerodinâmico assim se liga à obtenção de coeficientes de força e de momento (ou da posição do CoP) em função dos parâmetros que os controlam (geometria, atitude, Ma , Re e Kn). Além disso, a apresentação acima é simplificada na medida em que escalar. Na prática, as forças e momentos em questão são vetoriais, requerendo ulteriores análises do estado do veículo para determinar sua orientação (ver Capítulo 3).

No caso específico de veículos de lançamento, Hall et al. (2011) oferecem um relato abrangente do processo de levantamento das características aerodinâmicas do ARES I, que pode ser tomado como um modelo geral do processo. Ainda que o tempo de permanência de um veículo lançador na atmosfera seja curto, os autores destacam a importância da análise aerodinâmica, não só para o estudo da dinâmica do voo em si, mas também para as análises de estabilidade e controle e do carregamento estrutural, ilustrando com alguns exemplos trágicos os efeitos de um estudo aerodinâmico imperfeito.

Essa caracterização consiste essencialmente em se produzir bancos de dados em que os coeficientes aerodinâmicos, além de outras grandezas tais como derivadas de estabilidade, constem como função dos parâmetros adimensionais acima mencionados e das características geométricas do veículo em relação ao escoamento – incluindo a quantificação de incertezas (HALL et al., 2011). Além da base de dados, é também importante analisar propriedades pontuais dificilmente quantificáveis, tais como as interferências da torre de lançamento, oscilações de ondas de choque instáveis e o complexo campo de escoamento durante a separação de estágios – em especial dos *strap-on boosters*.

Os autores finalizam com importantes observações sobre as lições aprendidas no processo, destacando o aspecto complementar das técnicas experimentais e de CFD. Em especial, eles apontam aspectos críticos a serem observados, como a dinâmica da pluma e a separação de estágios, ambas difíceis de serem estudadas experimentalmente.

A observação que salta aos olhos diante dessa caracterização é a de que ela é essencialmente

única para um determinado veículo. Ou seja, só por coincidência o “modelo aerodinâmico”, entendido como a base de dados descrita acima, poderá ser apropriado para outro veículo sem que se assuma certos riscos. Em outras palavras, uma tal base de dados *a priori* não pode ser generalizada, sendo melhor definida como um conjunto de propriedades aerodinâmicas *do veículo* que como um modelo aerodinâmico propriamente dito.

Assim sendo, dados de origem experimental tais como aqueles compilados por Blackwell Jr (1966) e Springer & Pokora (1966) tem valor apenas ilustrativo e fenomenológico. O mesmo pode ser dito dos dados obtidos através de CFD para veículos específicos. Mais relevante é a ferramenta descrita por Kiris et al. (2016) e nomeada LAVA (*Launch, Ascent and Vehicle Aerodynamics*). Trata-se aí de um sofisticado pacote de CFD especialmente voltado para análise aerodinâmica de veículos de lançamento. Entre as capacidades da ferramenta inclui-se além do cálculo dos coeficientes de força, também a análise dos efeitos da pluma, análises acústicas, térmicas e de cargas. Além disso, acoplada à modelos da dinâmica, a ferramenta é capaz de prever os coeficientes em pontos determinados da trajetória. Certamente não se trata de uma implementação compatível com a ideia da simulação da dinâmica de voo em tempos razoáveis, mas é uma alternativa interessante para o processo de construção das bases de dados acima descritas.

Um modelo aerodinâmico capaz de obter os coeficientes – e portanto as forças e momentos – em tempo real durante a simulação da mecânica do voo deve necessariamente ser mais simples que os códigos de CFD modernos, voltados em sua maioria para a previsão das forças e coeficientes com notável acurácia. Nesse sentido, Lobbia (2017) desenvolveu um engenhoso algoritmo baseado em métodos de painéis em três dimensões para geometrias arbitrárias. Implementado em C/C++, o algoritmo de Lobbia combina os métodos do quadrado do seno de Newton, do cone tangente e das ondas de choque e expansão. Ele oferece resultados suficientemente bons e extremamente rápidos (poucos segundos para uma geometria razoavelmente complexa em um microcomputador comercial). A grande desvantagem do algoritmo, no entanto, reside no fato dele ser válido apenas para velocidades super e hipersônicas, quando as hipóteses de base das teorias de fundo são válidas.

2.3.4 Guiagem, Navegação e Controle

A efervescência dos estudos sobre a aplicação de leis e algoritmos de navegação, controle e guiagem a veículos de lançamento datam da década de 60 do século passado, e atingiu um

clímax no design do sistema de controle do *Saturn V*, conforme descrito por Haeussermann (1964). Embora, como já mencionado, os controladores mais comuns ainda sejam de tipo PID e os dados de guiagem sejam produzidos *offline*, são diversas as propostas de novos controladores – ou versões modificadas do PID, associação de filtros, etc. – e de algoritmos de guiagem *online*. Aqui convém tratar em separado os assuntos relativos a guiagem e os assuntos relativos ao controle de atitude.

Controle de Atitude

Os fundamentos básicos do controle de atitude através da lei PID foram introduzidos na Seção 2.1.2. Choi & Bang (2000) associam ao controlador PID um filtro de nível (*notch filter*) para compensar a flexão e vibração associadas ao controle da atitude de um foguete de sondagem de dois estágios. A deformação do corpo delgado do foguete e as ulteriores oscilações ocorrem em função da atuação aerodinâmica dos mecanismos de controle. As mensurações dos sensores no interior do veículo são afetadas por essas oscilações, e acabam por alimentar o algoritmo de controle com informações distorcidas que, em última instância, podem levar à desestabilização do veículo. Um filtro de nível convencional requer o conhecimento das propriedades vibratórias do foguete. A proposta de Choi & Bang (2000) dispensa esse conhecimento, pois o filtro é desenvolvido de forma a se auto-ajustar de acordo com a frequência de vibração. A proposta dos autores é consideravelmente simples, requerendo o ajuste de apenas um parâmetro, e oferece excelente desempenho computacional.

Também Abdallah (2005) se ocupou do aprimoramento de um controlador PID. No seu caso, porém, desenvolveu para o controlador um método adaptativo de ajuste de ganhos baseado em um modelo de referência, em que a proposta adaptativa inclui um termo integral e um termo proporcional. O modelo de referência é um modelo ideal do sistema cuja saída é comparada com a saída do sistema real. O mecanismo adaptativo tem por função zerar a diferença entre o modelo de referência e o modelo ideal, tipicamente associado aos requisitos do sistema. Na proposta de Abdallah (2005), o mecanismo de adaptação é constituído de um conjunto de funções que corrigem os ganhos do controlador PID de acordo com leis proporcionais e integrais de adaptação (ABDALLAH, 2005, p. 73).

Das et al. (2007) apresentam um engenhoso controlador de atitude robusto e tolerante a falhas para um lançador de satélites. Em seu trabalho, o quarto estágio de um veículo fora da atmosfera é modelado, incluindo a dinâmica dos atuadores, *sloshing*, e perturbações de deslo-

camento do centro de gravidade e do eixo de ação das forças de empuxo. Dois controladores são desenvolvidos, um deles devendo operar em condições nominais, e o outro devendo operar quando detectada a falha de um dos quatro atuadores.

Através da técnica da *Desigualdade de Matrizes Lineares*, controladores robustos H_∞ foram projetados com estrutura PID tanto para o caso nominal quanto para o caso de falha. Observou-se que as matrizes diagonais de ganho apropriadas para o caso nominal perdiam sua diagonalidade e simetria no caso de falha de um atuador. No que se refere aos resultados, além da capacidade de atingir condições estacionárias com modesta ultrapassagem (*overshoorting*) na condição nominal, a resposta à falha, ainda que degradada em relação à primeira, permitiu o retorno à condição estacionária, evidenciando a eficácia do sistema.

Levando em consideração os diferentes e conflitantes objetivos que se impõem a um sistema de controle de atitude (estabilizar o foguete, seguir uma sequência de atitudes, minimizar o ângulo de ataque diante de perturbações atmosféricas, minimizar a derrapagem lateral) e a variação de prioridades em função da atual fase do lançamento (decolagem, fase de máxima pressão, destacamento de estágios), Saunois (2009) propôs um desenho em que o circuito de controle de atitude é desacoplado do circuito de controle de derrapagem, ambos agindo simultaneamente no ângulo de vetorização. O primeiro se serve de um controlador proporcional e derivativo (PD) clássico seguido de um termo que introduz um avanço de fase de 180° , tornando instável o controlador, enquanto o segundo se serve de um controlador proporcional e integrativo (PI).

Comparando diferentes estratégias de ajuste dos ganhos, o autor consegue desenvolver um controlador suficientemente robusto e bastante simples, capaz de lidar com os diversos objetivos e fases atmosféricas do lançamento. Deve-se notar porém que para tal o autor utilizou um modelo bastante simplificado e linearizado da dinâmica de voo dos veículos lançadores. As análises apresentadas são limitadas a um período de 10s, e os parâmetros do modelo são ajustados para cada caso pontual. Assim, as perturbações de interesse foram variadas através do ajuste de parâmetros do modelo em função da fase de voo em estudo.

As propriedades dos controladores PID aplicadas ao Veículo Lançador de Satélites (VLS) brasileiro foram amplamente estudadas por Silva (2014)²⁹ em diversas configurações. Em primeiro lugar, uma série de requisitos para controlador e filtros é definida, e em seguida variações da estrutura PID são projetadas e seus desempenhos analisados. O modelo do foguete é line-

²⁹ De forma resumida em Silva et al. (2013).

arizado em pontos significativos da trajetória, e usando técnicas de escalonamento de ganhos e otimização quadrática, diversas estruturas são comparadas e os resultados, especialmente em termos de margem de estabilidade – um indicador da robustez do controlador –, são avaliados. Uma observação importante do autor é a de que se a trajetória for projetada para coincidir com uma curva gravitacional, então a atuação dos bocais é mínima, reduzindo-se à eliminação de perturbações tais como os ventos e pequenos desvios de trajetória (SILVA, 2014, p. 180). Silva (2014) conclui positivamente quanto à aplicação do controlador PID, sem deixar de fazer reservas quanto ao fato de que somente condições nominais terem sido analisadas.

Orr et al. (2014) propuseram uma sofisticada arquitetura do sistema de controle, em torno a uma lei PID, para ser considerada no desenvolvimento da família de lançadores *Sistema de Lançamento Espacial* (SLS, *Space Launch System*). A arquitetura combina um piloto automático em três eixos com filtros de flexão tradicionais, passivos e ativos, provendo correção à dinâmica de *sloshing* e deformação do veículo e aprimorando sua estabilidade. Além disso, o algoritmo inclui a alocação pseudo-ótima do esquema de controle para maximizar a performance de múltiplos bocais ao mesmo tempo em que acomoda variação de potência e falhas eventuais. Observadores não lineares, alimentados por acelerômetros, ajudam a compensar as perturbações em voo. Por fim, uma modulação de ganhos baseada em modelo de referência caracteriza o aspecto adaptativo da lei de controle.

Por fim, Nair et al. (2016) desenvolveram um sistema semelhante em princípio àquele de Abdallah (2005). No entanto, como mecanismo de adaptação propuseram uma função de Liapunov, tanto para controladores PD quanto PID. Além disso, compararam seus resultados com aqueles obtidos com um controlador PD/PID baseado em escalonamento de ganhos. Os autores demonstram que o controle adaptativo por eles proposto tem desempenho superior àquele baseado no escalonamento de ganhos somente.

Uma outra estrutura de controle que vem ganhando força se baseia na técnica dos *modos* ou *superfícies deslizantes* (SMC, *Sliding Mode Control*), amplamente descrita em Shtessel et al. (2014) e Spurgeon (2014). Grosso modo, o princípio básico da técnica consiste em se desenhar uma *superfície de atração* σ para a qual uma lei de controle deve direcionar o estado do sistema. Geralmente, uma superfície de atração é uma função do tipo

$$\sigma = e^{(k)} + \sum_{i=0}^{k-1} K_i e^{(i)}, \quad (2.22)$$

sendo e^i a i -ésima derivada do erro até a ordem k , e K_i o i -ésimo ganho associado ao erro em questão. Depois de definida a superfície, projeta-se então uma lei de controle em função de σ , cujo objetivo é conduzir σ a zero. O caso mais elementar de tal lei de controle é da forma

$$u = -U \operatorname{sign} \sigma. \quad (2.23)$$

A combinação de superfície e lei de controle apresentada nas Equações 2.22 e 2.23 representam o caso mais simples de controle por superfícies deslizantes. No caso clássico, a quantidade (k) de derivadas do erro a ser incluída na formulação da superfície é chamada de *grau relativo*, que se define como a quantidade de vezes que é necessário derivar o sinal de saída para que apareça o sinal de entrada.

Uma das principais desvantagens do SMC é associada ao caráter descontínuo da lei de controle, que promove o aparecimento de oscilações permanentes (*chattering*) em estado estacionário. Algumas soluções para este problema incluem a suavização da lei de controle, que implica na degradação da resposta estacionária. Soluções mais sofisticadas implicam no aumento da ordem do SMC, evitando assim o prejuízo à robustez. Algumas aplicações do SMC ao controle de atitude de veículos aeroespaciais são brevemente sumarizadas a seguir.

Aproveitando das propriedades descontínuas dos RCS, Tournes et al. (2014) propuseram um esquema de controle para o último estágio de um foguete baseado na técnica de superfícies deslizantes com rastreamento de saída. Tal proposta substituiu o tradicional relé de alta frequência (Equação 2.23) por um controlador “suave”. Para isso, uma lei de saturação substituiu a função sinal, onde a amplitude do controle modula a duração dos pulsos dos propulsores RACS. Seus resultados demonstram que o controlador proposto oferece um rastreamento robusto e preciso da atitude e da velocidade da espaçonave.

Shtessel et al. (2000) desenvolveram um controlador baseado em superfícies deslizantes para aplicação em veículos reutilizáveis, mais notadamente na fase de subida do X-33³⁰. A proposta dos autores se caracteriza por um controle contínuo com múltiplas escalas de tempo, utilizando-se de uma estrutura de malha dupla capaz de oferecer um rastreamento robusto e desacoplado tanto da atitude quanto das velocidades angulares na presença de perturbações e incertezas. A malha interna é responsável pelo controle das velocidades angulares, enquanto a malha externa opera sobre a atitude. O efeito do controlador é o de fazer com que a dinâmica

³⁰ Ver <https://www.nasa.gov/centers/armstrong/history/experimental_aircraft/X-33.html>.

de rastreamento de erro da atitude e das velocidades angulares seja restringida a equações diferenciais vetoriais lineares, desacopladas e homogêneas, simplificando assim a atuação. Mais uma vez, resultados promissores em termos de robustez e desempenho são obtidos. Expandindo este trabalho, Shtessel et al. (2002) propõem uma técnica de superfícies deslizantes variante no tempo para lidar com as saturações de comando provocadas seja por falha de efetores, seja por perturbações gerais.

Ainda em relação a lançadores reutilizáveis (notadamente o X-33) Hall & Shtessel (2006) propõem um controlador de superfícies deslizantes alimentado por observadores, também de superfícies deslizantes, com adaptação de ganhos. O desenho, baseado nos trabalhos apresentados nos parágrafos precedentes, é aplicado aos procedimentos de aproximação e pouso. O observador se baseia apenas no conhecimento dos limites de incertezas. O algoritmo de adaptação de ganho provê o mínimo ganho necessário para a existência da superfície deslizante. Simulações em condições nominais e de rajadas severas demonstram um desempenho superior ao de sistemas de controle clássicos.

Aprimorando a aplicação de controladores baseados em superfícies deslizantes, Stott & Shtessel (2012) propuseram um desenho baseado em superfícies deslizantes de ordem elevada (HOSM, *High Order Sliding Mode*), ainda mais eficaz que os SMC's clássicos em termos de robustez e, principalmente, capazes de lidar com sistemas de grau relativo arbitrário. Os autores comparam o caso do SMC clássico alimentado por um observador e o HOSM com múltiplas malhas. Simulações são efetuadas referentes ao Veículo Lançador de Satélites X (SLV-X, *Satellite Launch Vehicle X*). Os autores destacam que as respostas do HOSM são mais agressivas, enquanto o caso do SMC clássico com observador apresenta respostas mais suaves. Com esse resultado, sugerem que o primeiro tipo seja mais adequado a veículos não tripulados.

Por fim, Tiwari et al. (2016) propõem um HOSM global e robusto, isento de oscilações (*chatter*) para o controle de atitude de uma espaçonave rígida. A ordem do modo de deslizamento é maior que o grau relativo do sistema, garantido assim a eliminação das oscilações. Simulações na presença de perturbações e incertezas quanto aos momentos de inércia são efetuadas para verificar a eficácia do método. O controlador proposto rejeita com sucesso as perturbações e incertezas, com boa precisão em estado estacionário e alta velocidade de convergência.

Guiagem

Como já mencionado, tipicamente a guiagem controlada em malha fechada é reservada às fases não atmosféricas do lançamento, onde os efeitos aerodinâmicos podem ser desprezados e a dinâmica do veículo é consideravelmente mais simples. Dukeman (2002) desenvolveu um algoritmo de guiagem de malha fechada capaz de otimizar a trajetória em tempo real também na fase de subida, que inclui os efeitos aerodinâmicos. O algoritmo desenvolvido pelo autor opera re-otimizando a trajetória de subida a cada segundo, desde a decolagem (*lift-off*) até o desligamento dos motores.

Para isso, Dukeman trabalhou com princípios da teoria de *controle ótimo*, em que aplicado ao cálculo de trajetórias, a função do algoritmo é resolver o problema de valor de contorno em dois pontos (*two-point boundary value problem*), sendo estes o ponto inicial (a posição instantânea) e o ponto final (o estado desejado do veículo ao final da trajetória). A formulação matemática do método é complexa, e basta aqui apontar seus aspectos mais relevantes.

Definem-se funções de restrição relativas ao estado terminal do veículo e a sua trajetória, de forma que o problema de otimização consiste em se estimar uma história de orientações para um eixo do sistema corpo que possa maximizar a massa final do veículo (o que implica em menor consumo), dadas as restrições. Para isso, as equações de co-estado baseadas na matriz Hamiltoniana são definidas, obtendo-se um sistema de equações diferenciais de estado e de co-estado. O sistema é solucionado numericamente através de um esquema de integração de Runge-Kutta de 2ª ordem, a partir do que o problema de otimização pode ser resolvido através do método da seção áurea.

De fato, Dukeman elabora dois algoritmos. O primeiro inclui os efeitos aerodinâmicos, enquanto o segundo os exclui. Este último é usado na fase não-atmosférica do lançamento. Para introduzir as grandezas aerodinâmicas nas equações, os coeficientes aerodinâmicos são modelados usando-se uma função de interpolação baseada em *splines* cúbicas em função do número de Mach. Embora o modelo criado para avaliar o algoritmo tenha sido consideravelmente simples, os resultados numéricos obtidos apresentaram resultados muito bons, se confrontados com resultados obtidos por outros métodos.

O autor fez três estudos de caso: um lançamento suborbital, um lançamento orbital com injeção da carga paga em uma órbita definida, e um lançamento abortado em função de falha no motor. Os dois primeiros casos foram comparados com os resultados do *Program to Optimize Simulated Trajectories* (POST) da NASA, e verificou-se uma correspondência significativa. A

grande diferença reside no fato de que o consagrado código da NASA calcula e otimiza uma trajetória *off-line*, que então servirá como referência em um sistema de malha aberta. Já o algoritmo de Dukeman faz a atualização da trajetória em tempo real, permitindo a correção e portanto a otimização da trajetória em função do estado instantâneo do veículo. No terceiro estudo de caso, o veículo foi capaz de calcular uma trajetória de reentrada a partir do ponto em que a missão foi abortada através de um algoritmo de aborto de missão previamente elaborado.

Por outro lado, Xu & Chen (2011) se ocuparam da guiagem de veículos de lançamento de propelente sólido sujeitos às condições terminais de velocidade, ângulo de trajetória local e ângulo de ataque. Para isso, trabalharam com um método de gerenciamento de energia, cuja ideia básica é a de controlar o ângulo entre o empuxo e a velocidade, de modo a exaurir o excesso de energia. Assim, uma curva de capacidade de velocidade é construída no sistema de referências de velocidade local. Baseado em trabalhos anteriores de gerenciamento de energia de controle de atitude e de gerenciamento geral de energia, os autores propõem um algoritmo de guiagem baseado em gerenciamento de energia por *spline* (*spline energy management*), cuja curva de capacidade de velocidade é uma *spline*. Os coeficientes de tal curva são atualizados a cada 0,1 s, e o comando de arfagem local é gerado em malha fechada. Os autores avaliam o algoritmo em uma simulação de um lançador sólido de três estágios, e verificam que as restrições são satisfeitas de forma superior aos outros métodos energéticos considerados.

Jeshvaghany et al. (2015) se propõem o problema de determinar a trajetória ótima para um lançador de múltiplos estágios usando *wavelets* de Chebyshev. O objetivo é o de manobrar o lançador do solo até a órbita desejada de forma a maximizar o combustível do último estágio. O método consiste em reduzir o problema de controle ótimo a um sistema de equações algébricas através da expansão dos vetores de controle e da taxa de variação do estado na forma de *wavelets* de Chebyshev com coeficientes indeterminados. Inicialmente, um índice de performance é avaliado através de uma matriz de integração e da fórmula de integração de Gauss, e as restrições de tipo desigualdade são convertidas em um conjunto de igualdades algébricas. Com isso, um sistema numericamente complexo e diferencial é convertido em um sistema algébrico, permitindo a rápida convergência. No entanto, com base unicamente nos dados apresentados pelos autores não é possível dizer se tal convergência é suficientemente rápida para aplicação em tempo real.

Como se pode intuir, o problema da guiagem é significativamente mais complexo. Independentemente do método, ele requer sempre uma solução numérica que depende da convergência

de um algoritmo. Sua aplicabilidade em tempo real, portanto, requer não só *hardware* suficientemente potente, mas também modelos que simplifiquem o processo numérico.

Diversas outras propostas, tanto de controle de atitude quanto de guiagem, podem ser encontradas na literatura. Além dos procedimentos numéricos associados à solução do problema de contorno de dois pontos e dos métodos de energia para guiagem, e além dos controladores PID e SMC/HOSM para o controle de atitude, em geral estas incluem elementos de inteligência artificial, principalmente redes neurais. A título de ilustração, um dos casos mais notáveis é aquele proposto por Mehrabian et al. (2006), em que o controlador é baseado na emulação da fisiologia do encéfalo de mamíferos, mais precisamente nos seus mecanismos de busca e recompensa³¹. A capacidade de aprendizagem em tempo real confere a tais arquiteturas sua robustez.

2.3.5 Estagiamento

Para Rao et al. (2006), a separação de estágios é o evento mais importante no lançamento de um foguete de múltiplos estágios. Em um amplo artigo, os autores passam em revista toda a problemática ligada à tarefa, além de apresentarem uma ferramenta para sua análise. Trata-se de um evento crítico justamente por expor a missão a uma grande quantidade de riscos e incertezas, especialmente quando se trata de uma separação de estágios com elevada pressão dinâmica. Colisões com detritos ou com o estágio separado, contaminação, impacto de ondas de choque e outros fenômenos estão entre as possibilidades cuja probabilidade deve ser minimizada através de uma cuidadosa análise e planejamento dos sistemas e da missão.

De uma maneira geral, um processo de separação ocorre em três etapas: um atuador para iniciar o evento (normalmente elétrico ou pirotécnico), um sistema de solda para obter a separação física, e um sistema de afastamento para imprimir suficiente velocidade relativa. São diversos os tipos de mecanismos e dispositivos usados frequentemente para o processo, que devem ser definidos de acordo com o tipo de separação (estágio, carga paga, etc.) e a missão: parafusos explosivos, molas, *zipers*, cargas pirotécnicas, retro-foguetes, etc. (RAO et al., 2006).

Um caso especialmente crítico é aquele em que o estágio a ser separado é um SRM. A separação ocorre quando o estágio se exaure. No entanto, sua exaustão não é instantânea,

³¹ Curiosamente, durante a 2ª Guerra Mundial o famoso psicólogo americano B. F. Skinner, criador do *behaviorismo radical*, a convite do governo desenvolveu um engenhoso método para controlar bombas em queda livre, aumentando a probabilidade de atingirem navios inimigos. O método consistia em treinar pombos que, colocados no interior das bombas, “bicavam” controles de guiagem. O projeto ficou conhecido como ORCON, de *Organic Control*. Para maiores detalhes, ver Skinner (1960).

permanecendo um período “caudal” (*tail-off*) em que o motor ainda não parou completamente, mas que também não produz empuxo suficiente para garantir a controlabilidade. Em uma tal situação, é necessário destacar o estágio o quanto antes para readquirir controle com a ignição do próximo estágio. Porém, no intervalo entre a separação e a ignição do próximo estágio, o estágio separado ainda produz um empuxo que no instante inicial da separação o orienta na direção do veículo, aumentando o risco de colisão (RAO et al., 2006). Por essa e outras razões, a possibilidade de simular com acurácia o processo de separação de estágios pode ser uma função importante na análise da dinâmica de voo.

Com o objetivo de avaliar a performance dos sistemas de separação de estágios, mais precisamente para avaliar a probabilidade de colisão e estabelecer requisitos apropriados para o projeto dos mesmos, Jeyakumar et al. (2005)³² desenvolveram um modelo razoavelmente detalhado da dinâmica de voo³³ e dos mecanismos de separação que aplicaram em um caso simples de separação no vácuo.

No que se refere aos mecanismos de separação, os autores incluíram modelos de sistemas de molas e de retro-foguetes, além de introduzirem os momentos de amortecimento devidos à exaustão dos gases. Tais modelos são basicamente somatórias de forças e parâmetros geométricos (tais como posição e orientação das molas) e funcionais (tais como rigidez das mesmas). Para identificar colisões, foram definidos pontos em posições estratégicas dos corpos (o estágio a ser separado e o estágio seguinte). Um software foi criado em C++ usando técnicas de programação orientada a objeto, em que os diversos componentes de interesse foram definidos como classes, com suas propriedades e métodos. Além disso, elementos estatísticos baseados no método de Monte Carlo introduziram incertezas nos parâmetros de entrada, representando as incertezas de projeto e estado.

Os resultados obtidos permitiram avaliar posição e velocidade relativas entre os dois estágios, com o que o procedimento de separação pôde ser estudado. Com isso, o modelo desenvolvido torna possível avaliar diferentes cenários rapidamente, inclusive e especialmente os piores cenários, de modo a se definir os intervalos de tolerância e os instantes limite para certas ações.

Na mesma linha e com os mesmos objetivos, Roshanian & Talebi (2008) introduziram, em um modelo ligeiramente mais sofisticado, a simulação do que chamaram “separação quente”

³² De fato, Rao et al. (2006) e Jeyakumar et al. (2005) são essencialmente o mesmo trabalho, com os mesmos autores. A única diferença reside no fato que em Rao et al. (2006) os autores se detêm de forma mais detalhada na teoria e na descrição mecânica e física dos sistemas.

³³ Isso se comparado com outros modelos aqui mencionados, desenvolvidos para fins específicos, diferentes da dinâmica do voo em si.

(*hot separation*): neste caso, o estágio subsequente entra em ignição no instante mesmo da separação, de forma que a pluma não só colide com o estágio separado, como também retorna ao veículo. Para isso, uma modelagem simplificada do campo de escoamento da pluma foi necessária para garantir capacidade computacional compatível, com o que uma estimativa das forças de colisão da pluma foi possível.

Os mecanismos de separação modelados e estudados pelos autores foram os retro-foguetes e os parafusos pirotécnicos, cuja força foi representada como funções do tempo. Como nos casos precedentes, incertezas de desenho e de estado foram estatisticamente introduzidas pelo método de Monte Carlo. Além das características cinemáticas e dinâmicas típicas, o “*ângulo de conicidade*” (*coning angle*)³⁴ foi estudado. Por fim, limites estatísticos para os parâmetros do caso estudado puderam ser definidos.

Albertson et al. (2012) desenvolveram uma metodologia, chamada Equação de Restrição de Força (*Constraint Force Equation*), que pôde ser agregada ao já citado POST da NASA. Com isso, foi possível simular um missão de ponta a ponta, em especial estudar a dinâmica da separação. Os autores aplicaram a metodologia ao estudo de um lançador de dois estágios com configuração “bimesa” (*bimese*)³⁵. Bases de dados aerodinâmicas foram construídas experimentalmente. Os resultados foram comparados àqueles de pacotes comerciais projetados para resolver a dinâmica de múltiplos corpos, validando os resultados.

Por fim, Acquatella (2016) usou a mesma metodologia da Equação de Restrição de Força, porém implementando as simulações em ambiente MODELICA®. Suas simulações foram referentes à separação dos últimos estágios e da carga paga, incluindo dinâmica de múltiplos corpos rígidos interconectados por articulações. Sua preocupação principal, mais que o estudo de caso específico, foi demonstrar as capacidades do ambiente em questão para a rápida e intuitiva construção de modelos.

2.3.6 Massa e Inércia

Como já mencionado, a maior parte da massa de um veículo lançador no início da missão é massa de propelente. O consumo do propelente, portanto, determina variações não desprezíveis

³⁴ Fenômeno típico nos veículos estabilizados por rotação. Aparentemente, uma das extremidades do estágio separado, ainda girando em torno ao próprio eixo, começa a distanciar-se periodicamente do eixo de rotação, de forma que o estágio parece descrever a superfície de um cone.

³⁵ Dois veículos idênticos acoplados um ao outro pelo ventre. Os veículos são dotados de superfícies de sustentação. No lançamento, apenas o combustível de um deles é consumido inicialmente. Após a separação, o primeiro retorna em planeio e pousa normalmente, enquanto o segundo é iniciado e continua a missão até a órbita (ALBERTSON et al., 2012).

de massa. Além disso, o descarte de estágios consumidos implicam em variações não contínuas da mesma. Ao mesmo tempo, é de se esperar não só a variação da posição do *CG* como também dos momentos de inércia. Por fim, especialmente nos casos de veículos a propelente líquido, a massa está sujeita a movimentar-se no interior dos tanques, imprimindo no veículo instabilidades e variações dos momentos de inércia – fenômeno já indicado e conhecido como *sloshing*.

A rigor, a distribuição de massa de veículos de lançamento (ou de qualquer objeto minimamente complexo) depende dos materiais de que é feito, do desenho estrutural, do posicionamento de componentes, acessórios e carga. Um modelo que parta dessa distribuição até a determinação da posição do centro de massa e dos momentos de inércia a cada instante não pode prescindir do conhecimento explícito dos detalhes de tal distribuição, o que é evidentemente inviável.

Uma solução e aproximação intermediária, já adotada por Chowdhury et al. (2011), consiste em se trabalhar com a ideia de que o veículo é um conjugado de corpos com distribuição de massa homogênea, onde a posição do *CG* de cada corpo é conhecida de antemão. Além disso, cada corpo pode ser representado – também de forma aproximada – por geometrias simples, de forma que o cálculo dos momentos de inércia é simplificado. Os detalhes desse procedimento, aliás bastante básico, são apresentados no Capítulo 3.

Mais problemática é a modelagem do *sloshing*. Trata-se aí de um formidável fenômeno fluidodinâmico, cuja acurácia no tratamento computacional exige complexas formulações por CFD (ver Ibrahim (2005)). Não só a alteração dinâmica da distribuição de massa do veículo, mas também e por causa disso, o *sloshing* pode induzir oscilações que entram em ressonância com a estrutura e/ou com oscilações de pressão na câmara de combustão, o que é uma fonte constante de preocupação no projeto, desempenho e estabilidade de veículos de lançamento.

A alternativa mais comum para a representação do *sloshing* na dinâmica dos veículos consiste em se modelar seu equivalente mecânico em termos de molas, amortecedores e pêndulos (IBRAHIM, 2005, p. 296 e segs.). Tal é a estratégia adotada desde a década de 60 (CUI et al., 2014) no estudo dos efeitos dinâmicos do *sloshing* em veículos lançadores. Estudando os efeitos de ressonância associados, Cui et al. (2014) oferece uma ampla revisão dos trabalhos em questão.

Essencialmente, tal modelagem se subdivide em planar e tridimensional, de acordo com os requisitos do estudo. Uma ulterior subdivisão é entre modelos lineares e não lineares, onde os

dispositivos mecânicos, especialmente as molas, são tratados como tais³⁶. Além disso, deve-se levar em conta aspectos construtivos dos tanques: sua forma geométrica e a presença de dispositivos atenuadores do *sloshing*, que determinam a fração da massa do combustível submetida a ele. Uma boa revisão de diversas alternativas é dada no trabalho clássico de Dodge (2000).

2.3.7 Estrutura

Veículos lançadores são delicados. Devido ao alto custo envolvido nas missões e ao fato desse custo ser diretamente proporcional à massa, todo esforço é feito para reduzi-la, o que até certo ponto prejudica o desempenho estrutural dos mesmos. Como já observado, isso tem implicações importantes quanto aos requisitos de trajetória em relação com a aerodinâmica, e aos sistemas de controle, que são significativamente afetados pela deformação estrutural.

No que se refere à modelagem da estrutura, a grande distinção é entre modelos de corpo rígido e modelos de corpo flexível. Um modelo de corpo rígido é simples, uma vez que cada par de pontos do corpo permanece sempre na mesma posição relativa um ao outro. Já a modelagem de corpos flexíveis assume características complexas, e exigem sofisticados estudos empíricos e de elementos finitos.

A forma mais comum de se modelar tal dinâmica estrutural consiste em se considerar o corpo do veículo como uma viga ao longo de seu eixo longitudinal, e servir-se da teoria básica da elasticidade e vibrações. Tal viga está sujeita a excitações de diversos tipos, notadamente a excitação pela base. Tipicamente, os modos e frequências de vibração e deformação são determinados *a priori* e acoplados à equação da dinâmica (BETTS et al., 2007). Su et al. (2017) apresentou um interessante estudo onde o corpo do veículo é discretizado e as posições dos sensores são ajustadas de forma a alimentar um submodelo paralelo de deformação que, em conjunção com outros sistemas do veículo, permite a correção de dados de controle e outros parâmetros em tempo real.

2.3.8 Considerações

Os temas tratados na presente seção variam em complexidade e profundidade, tanto em si quanto no tratamento a eles dado. O objetivo aqui foi o de expor de forma sumária e indicativa os principais fenômenos ligados à dinâmica dos veículos lançadores no que se refere à seu de voo. Nem todos eles estarão presentes nas ferramentas descritas a seguir, e raramente

³⁶ Por exemplo, uma mola linear é aquele em que sua rigidez é constante, independentemente da sua deformação. Em uma mola não linear, a rigidez é função da deformação.

o estarão no nível de profundidade que podem atingir quando estudados como fenômenos isolados. Isso também é verdadeiro quanto à ferramenta que se descreverá no próximo capítulo. No entanto, ter uma ideia do estado e da direção da pesquisa em cada caso parece um requisito importante para se equacionar os compromissos assumidos.

2.4 Ferramentas de Simulação da Dinâmica de Voo

Como já mencionado, as técnicas e estratégias de modelagem dos sistemas e subsistemas de um veículo de lançamento devem ser integradas para criar ferramentas computacionais de simulação da dinâmica de voo. Tais ferramentas podem ser genéricas em um ou mais sentidos, ou então podem ser específicas para um conjunto restrito de finalidades. Além disso, em cada caso o nível de profundidade física com que cada aspecto da realidade é representado varia de acordo com as necessidades e capacidades. A seguir, faz-se uma breve revisão das ferramentas recentes mais relevantes.

2.4.1 Dynamics and Control Analysis Package (DCAP)

Uma das mais potentes ferramentas desse gênero é também uma das mais antigas. O *Dynamics and Control Analysis Package* (DCAP) da Agência Espacial Europeia (ESA) é o resultado de mais de 30 anos de contínuo desenvolvimento, e é atualmente usada para diversas tarefas, desde os estudos iniciais no projeto do veículo, passando pela análise de sua performance e de seus sistemas, até o estudo e análise de inteiras missões (BALDESI et al., 2006; BALDESI & TOSO, 2012).

O DCAP se destaca de diversas formas. A mais saliente delas é a implementação de um sofisticado modelo de múltiplos corpos. Cada componente do foguete pode ser representado como um corpo elástico onde são definidos pontos de articulação em que se ligam outros corpos elásticos. Além dos seis graus de liberdade cinemáticos, também seis graus de liberdade elásticos são associados a cada ponto de articulação, onde movimento e forças são transmitidos. Assim, cada estágio ou componente (tal como tanques de propelente, carenagens, bocais, etc.) pode ser modelado como um corpo conectado a outros corpos, cuja montagem constitui o veículo.

Tal solução oferece a possibilidade de sofisticadas análises de deformação estrutural e da ação de mecanismos tais como aqueles envolvidos no processo de separação de estágios. Para reduzir o custo computacional associado ao crescente número de graus de liberdade, um algo-

rítimo matemático que poupa a necessidade de inversão da matriz de massa é implementado. Os dados produzidos – por exemplo, as cargas e deformações durante o lançamento – podem ser facilmente comunicados para outros pacotes, tais como NASTRAN® e MATLAB®, onde ulteriores estudos podem ser conduzidos.

Um outro aspecto relevante é o modelo aerodinâmico. Diferentemente da maioria das outras ferramentas aqui descritas, que via de regra se baseiam em tabelas de dados, o DCAP analisa a geometria do veículo, segmentando-o em superfícies onde a contribuição de cada superfície aos coeficientes aerodinâmicos é estimada. Assim, uma mudança de geometria, seja devida à deformação, seja devida ao descarte de estágios consumidos, não exige um novo conjunto de dados para o “novo” foguete, mas é resolvida internamente na integração dos coeficientes aerodinâmicos. Embora os valores assim obtidos não sejam precisos, o procedimento oferece resultados razoáveis e, principalmente, o fazem no interior de uma dinâmica independente e autônoma.

O DCAP também é capaz de processamento simbólico. De fato, o pacote visa aplicação genérica, de forma que uma vez que o modelo do veículo é definido, equações específicas para aquele veículo são obtidas automaticamente. A partir daí, um código em linguagem C é gerado e compilado especificamente para o veículo em questão. Com isso, se maximiza o desempenho do código, eliminando a necessidade de se usar sistemas de equações e algoritmos suficientemente genéricos em tempo de execução.

Os submodelos ambientais (gravidade e atmosfera) do DCAP incluem perturbações de ventos e rajadas, além do gradiente de gravidade. Também é possível realizar estudos de sensibilidade através do método de Monte Carlo, onde variações de parâmetros de diversos tipos podem ser avaliados quanto a seu impacto na performance geral.

O DCAP foi e tem sido usado para diversos tipos de análise, que incluem as missões SWARM e Galileo da ESA, a atuação de mecanismos de controle, a separação de estágios e carga paga, e detalhes da decolagem ligados à presença da torre de lançamento. Vale destacar que o pacote foi amplamente usado também no desenvolvimento do foguete VEGA, que é tomado como referência na presente dissertação.

Por fim, como já mencionado, o DCAP é facilmente interligado a outros softwares, tal como o Matlab®. Com isso, pode-se por exemplo implementar leis de controle externamente, tornado mais simples o estudo de diferentes algoritmos. Em geral, o DCAP é um pacote completo e maduro, capaz de contribuir para as diversas fases do desenvolvimento de um programa espa-

cial.

2.4.2 *Stability Aerospace Vehicle Analysis Tool (SAVANT)*

O *Stability Aerospace Vehicle Analysis Tool (SAVANT)* foi desenvolvido por Betts et al. (2007) com o objetivo de dispor de uma ferramenta de simulação com 6DoF capaz de avaliar a performance do *Crew Launch Vehicle (CLV)* da NASA³⁷ e de seus sistemas. Embora específico do veículo ARES I, o SAVANT apresenta uma boa versatilidade, permitindo a variação da configuração do veículo em torno a uma configuração nominal, e a fácil análise de alternativas e evoluções no projeto do veículo.

Desenvolvido em ambiente MATLAB/SIMULINK®, um dos objetivos principais do uso da ferramenta é justamente o de simular o desempenho dos sistemas de controle. Com isso, o SAVANT se baseia em um sistema de equações diferenciais de movimento, não lineares e completamente acopladas, com o que simulações de inteiras missões no domínio do tempo são efetuadas, enquanto análises no domínio da frequência do sistema linearizado – obtido através de funções nativas do SIMULINK® – são feitas em pontos específicos de uma missão. A ferramenta é capaz de fornecer dados de análise em diversas fases de desenvolvimento do projeto, sendo também capaz de rapidamente simular os efeitos de modificações tanto de componentes quanto de algoritmos em termos de performance de voo e requerimentos de robustez. Além disso, o SAVANT é capaz de analisar dados de dispersão através do método de Monte Carlo. Dados de comando de guiagem são obtidos de fonte externa, não sendo o cálculo nem a otimização de trajetórias sua função.

Seguindo a estratégia de modelar a dinâmica de voo através da integração de submodelos de cada conjunto de fenômenos que afetam essa dinâmica, o SAVANT é composto de diversos submodelos: o submodelo aerodinâmico é baseado na leitura e interpolação de tabelas contendo os coeficientes aerodinâmicos em função da configuração (conjunto de estágios), atitude e do número de Mach. Tal modelo inclui também um modelo atmosférico e de ventos – este baseado em dados médios anuais –, além dos algoritmos para cálculo das forças e momentos de origem aerodinâmica.

Também o submodelo de massa e inércia é baseado na leitura e interpolação de dados tabelados. Já a parte da massa sujeita a *sloshing* – parte dos propelentes líquidos – é modelada através de uma estrutura mecânica que inclui molas e amortecimentos ligados tanto ao veículo

³⁷ Que mais tarde se tornaria o projeto ARES I.

quanto a uma massa pontual, de forma que esta última tanto recebe quanto transmite forças ao veículo. O submodelo dos atuadores é composto de um modelo de 3ª ordem e um modelo *simplex*, representado dois atuadores *cardan* (*gimbal*). O submodelo dos RCS's é uma função cujos transientes resultam em empuxo em rampa até um máximo durante a ignição e em rampa até zero durante o desligamento, sendo constante (máximo) entre um e outro.

Os dados de guiagem são relativos à velocidade angular comandada, gerados a uma frequência de 1 Hz e suavizados entre os pontos de referência. O subsistema de controle de atitude inclui um controlador do tipo PID. Os dados de entrada incluem dados comandados pelo algoritmo de guiagem (baseado em tabelas), dados de sensores e erros. Além disso, uma vez que no SAVANT o veículo não é um corpo rígido, dados de estimativa de deformação, associados às posições relativas dos sensores são combinados corretivamente ao conjunto de dados de entrada. A separação de estágios é modelada como simples redução instantânea de massa do veículo principal, e os sensores de navegação são modelados como sensores perfeitos.

No SAVANT, o submodelo de corpo flexível é baseado em dados modais contendo formas e frequências de cada modo. Deslocamentos e rotações modais são dadas em alguns pontos nodais estrategicamente situados ao longo do eixo do veículo. As linearizações e hipóteses de base no submodelo de corpo flexível incluem a suposição de pequenas deformações e pequenas velocidades e acelerações angulares. O modelo inclui também um submodelo dos efeitos de inércia dos bocais (*tail-wags-dog*)³⁸, associados às reações aos torques que causam a movimentação angular dos mesmos.

O estudo de caso dos autores mostrou, entre outras coisas, que as frequências associadas à flexão do corpo do veículo são de grande importância para a controlabilidade. O trabalho de Betts et al. (2007) é particularmente relevante por representar de forma abrangente os requisitos para o desenvolvimento de um sistema de simulação e análise, ilustrando alternativas viáveis do ponto de vista computacional para a representação dos submodelos mais complexos fisicamente.

O SAVANT também serviu de base para o trabalho de Du et al. (2008), em que um programa em ambiente MATLAB® foi implementado para a simulação da dinâmica e do controle do ARES I. A modelagem matemática é essencialmente a mesma do caso precedente, mas Du et al. tem o cuidado de explicitar em maiores detalhes os conjuntos de equações e os valores numéricos usados, permitindo assim uma melhor compreensão do modelo e dos resultados.

Há que se destacar que, assim como no SAVANT, a atitude do veículo é calculada em re-

³⁸ Literalmente: “rabo-abana-cachorro”.

lação a um sistema inercial com origem no centro do planeta. Por isso, em ambos os casos precedentes, os erros de atitude que constituem entradas do sistema de controle são obtidos na forma de quatérnios, sobre os quais as leis de controle operam. Na versão de Du et al., os controles de rolagem e de guinada (*roll* e *yaw*) são feitos por leis de tipo PD, enquanto o controle de arfagem (*pitch*) é do tipo PID, e operam sobre erros de atitude, e não sobre erros de velocidade angular, como no caso implementado por Betts et al. (2007). Um ponto específico da trajetória de lançamento é escolhido pelo autor para ilustrar o procedimento de linearização. Após a obtenção da função de transferência para a arfagem, uma breve análise com base no método do lugar das raízes é efetuado.

Pode-se dizer que os trabalhos de Betts et al. (2007) e de Du et al. (2008) estão em continuidade um com o outro. Enquanto no primeiro caso a estrutura do modelo é delineada de forma mais panorâmica e completa, no segundo caso tem-se uma descrição mais matematicamente detalhada dos aspetos mais relevantes do mesmo. Além disso, em Du et al. o estudo pontual de uma determinada configuração é explicitamente dado. Em comparação com o DCAP, o SAVANT é mais limitado em sua capacidade, especificamente em função das vantagens que a modelagem de múltiplos corpos do DCAP oferece. No entanto, o tempo de desenvolvimento e a complexidade da ferramenta é certamente menor. Além disso, nos artigos citados, a descrição dos processos internos do SAVANT é mais detalhada que no caso do DCAP.

2.4.3 Six Degrees-of-Freedom Performance Simulator (SDPS)

Chowdhury et al. (2011) desenvolveram uma ferramenta de simulação de trajetórias com 6DoF cujo objetivo é prever a performance de foguetes de sondagem híbridos. Os autores também seguiram a estratégia de integração de diversos modelos matemáticos na ferramenta, chamada por eles de *Six Degrees-of-Freedom Performance Simulator (SDPS)*. No que se refere ao modelo planetário e atmosférico, usaram os já referidos WSG84 e COESA1974, respectivamente. Também foi implementado um modelo físico para o foguete, em que um arranjo de componentes de densidade constante definem o mesmo. Assim foi possível avaliar grandezas relevantes de forma simples, tais como massa, centro de massa, momentos de inércia e etc. Os coeficientes aerodinâmicos foram obtidos externamente por um conjunto de procedimentos de CFD, a partir do que tabelas foram construídas. A partir dos dados tabelados, os valores instantâneos dos coeficientes são calculados por interpolação.

O modelo do sistema propulsivo foi baseado no trabalho de Geneviève et al. (2011 apud

CHOWDHURY et al., 2011), e incluiu os efeitos aerodinâmicos da pluma. Um vetor constante define o modelo de ventos, e as variáveis de estado do modelo são as grandezas cinemáticas de posição e suas derivadas, ângulos aerodinâmicos e a geometria da massa de combustível. A ferramenta foi implementada com interface gráfica para Windows® em C++, incluindo sofisticadas visualizações em 3D com dados de Sistemas de Informação Geográfica (GIS). Além disso, a variação estatística das grandezas de entrada foi obtida implementando um modelo de Monte Carlo, que distorce as variáveis de entrada normalmente com desvio padrão definido.

O SDPS foi testado em diferentes condições de vento, oferecendo resultados coerentes. Por fim, ele foi validado por comparação com softwares semelhantes. Os autores se mostraram particularmente satisfeitos com os resultados, destacando a confiabilidade e acurácia em se desenvolver a ferramenta por integração de submodelos. É importante destacar os efeitos do passo temporal (dt). Os resultados obtidos foram virtualmente independentes do passo temporal quando $dt < 0,002$ s usando-se um integrador explícito de Euler, e quando $dt < 0,02$ s usando-se um integrador de Runge-Kutta de 4ª ordem.

2.4.4 Rocket Trajectory Simulator (RTS)

Também Silveira & Carrara (2015)³⁹ desenvolveram, em ambiente MATLAB®, uma ferramenta de simulação de voo de veículos lançadores, à qual deram o nome de *Rocket Trajectory Simulator* (RTS). A estratégia fundamental do RTS consiste no uso de bibliotecas de modelos. Assim, em cada caso um conjunto específico de modelos pode ser usado para a análise. Um módulo principal é responsável pela interligação dos modelos ativos da biblioteca, que em seu conjunto definem o modelo da dinâmica de voo.

No que diz respeito à dinâmica, o RTS conta com um modelo completo com 6DoF que implementa as devidas equações dinâmicas e cinemáticas em variados sistemas de coordenadas. Além disso, dois modelos adicionais estão disponíveis: uma para lançamento a partir de trilhos (*rail launching*), em que o veículo possui um grau de liberdade enquanto em contato com os trilhos, e um modelo de plataforma de lançamento (*launch pad*), em que a velocidade relativa do veículo é nula enquanto em contato com a plataforma.

Modelos para os subsistemas do veículo também são implementados. No que se refere aos submodelos de massa, as bibliotecas do RTS dispõem de um modelo de massa variável e um modelo de massa constante, responsáveis pela determinação das propriedades de massa e

³⁹ Baseado em Silveira (2014).

inércia do veículo.

No que se refere aos submodelos do sistema propulsivo, a biblioteca contém modelos baseados na leitura de tabelas, que informam a força propulsiva por interpolação em função do tempo, e modelos de motores com bocais fixos ou móveis. Além disso, motores para controle de rolagem são incluídos.

O submodelo aerodinâmico é baseado no uso de coeficientes aerodinâmicos válidos na região linear, e o corpo do foguete é considerado axialmente simétrico. No que se refere ao controle, o RTS implementa um controlador de tipo PID.

Além disso, ferramentas auxiliares estão disponíveis para a execução de tarefas não previstas pelos outros submodelos, tais como a estimativa de ponto de impacto de estágios descartados, a estimativa da posição do veículo relativamente a sistemas de radar, e o cálculo de parâmetros orbitais.

Os submodelos ambientais incluem um submodelo de terra esférica com distribuição homogênea de massa e um submodelo de terra esferoidal com distribuição axialmente simétrica de massa. O submodelo atmosférico implementa a atmosfera padrão segundo o modelo COESA1976. O submodelo de ventos do RTS representa os ventos como um vetor horizontal de intensidade e direção variável em função da altitude.

A configuração do RTS envolve, portanto, a seleção do conjunto de modelos a ser usado. Também é necessário estabelecer uma sequência de eventos que definem fases do voo. Em cada fase, diferentes modelos e diferentes conjuntos de dados podem ser usados. Tipicamente, as fases estão associadas ao estagiamento.

O RTS foi usado para analisar a trajetória dos foguetes brasileiros VSB-30 e VLM-1, e os resultados foram comparados com aqueles obtidos com outros softwares comerciais. Observou-se notável concordância entre os resultados na maioria das vezes. De fato, onde a diferença foi mais marcante, elaborou-se a hipótese de que as simplificações adotadas no software comercial era a causa responsável.

2.4.5 Considerações

As ferramentas discutidas nessa seção estão longe de exaurir as possibilidades. No entanto, elas ilustram de forma significativa o “estado da arte” no processo de modelagem e simulação de veículos lançadores. A partir disso, é possível não só compará-las entre si de forma rápida, mas ter um ponto de partida quanto às possibilidades e necessidades associadas a tais ferramen-

tas. Além disso, servem de pano de fundo para o desenvolvimento da ferramenta proposta no próximo capítulo.

As funcionalidades de cada uma delas são apresentadas de forma sintética e comparativa na Tabela 2.1. Para caracterizar o grau de “profundidade” – entendendo como tal o quão “fisicamente” os fenômenos são representados ou quão funcionais o são – com que certas funcionalidades são implementadas em cada ferramenta, uma “nota” arbitrária de 0 a 2 foi atribuída em alguns casos, sendo 0 a não implementação e 2 a profundidade máxima relativa entre as ferramentas. Quando a descrição da ferramenta nos artigos citados não especifica com clareza os detalhes de uma funcionalidade, o símbolo “*” foi usado. Nos casos em que mais de uma forma de uma funcionalidade é possível, aquela mais sofisticada é indicada.

Tabela 2.1: Tabela comparativa das ferramentas de simulação de veículos lançadores.

Recursos	DCAP	SAVANT	SDPS	RTS
Generalidade	2	0	1	2
Planeta	*	WGS84	WGS84	WGS84
Atmosfera	*	COESA1976	COESA1976	COESA1976
Estrutura	Flexível	Flexível	Rígido	Rígido
Multicorpo	2	0	0	0
Inércia	Simulado	Tabelado	Simulado	Tabelado
Sloshing	*	1	0	0
Aerodinâmica	Simulado	Tabelado	Tabelado	Tabelado
Pluma	*	*	0	0
Tail-wags-dog	2	1	0	0
Controle	Externo	PID e filtros	0	PID
Propulsão	1	1	1	1
Missão	2	1	1	1
Incertezas	Monte Carlo	Monte Carlo	Monte Carlo	Monte Carlo
Outros	2	1	0	1
Implementação	FORTRAN/C	MATLAB/SIMULINK®	C++	MATLAB®

O item “generalidade” se refere a quão flexível uma ferramenta é para representar variados tipos de veículos. O item “missão” se refere a quão complexa e completa pode ser a missão simulada. E o item “outros” se refere a presença de outras funcionalidades não explicitamente listadas. É importante ressaltar, por fim, que em alguns aspectos tal “avaliação” não pode ser considerada absolutamente objetiva. No capítulo seguinte será descrita a ferramenta aqui proposta no seu atual estágio de desenvolvimento, e se voltará a essa tabela a título de comparação.

CAPÍTULO 3 - CONSTRUÇÃO DA FERRAMENTA DE SIMULAÇÃO

Este capítulo descreve a construção da ferramenta de simulação de voo de veículos de lançamento ao qual se dará o nome BUSCAPE. Em seu atual estágio de desenvolvimento, somente uma parcela da fenomenologia descrita do capítulo precedente foi efetivamente modelada e implementada. Grosso modo, a modelagem inclui os modelos matemáticos do foguete, seus componentes e sistemas, seu ambiente e a dinâmica de seu voo.

O foguete é a cada instante o resultado do acoplamento de um certo número de corpos, variável e normalmente decrescente, cada um dos quais cumprindo uma função específica e portanto de um tipo específico e com propriedades diferentes. O termo *corpo* se aplicará a todos e a cada componente do foguete. De fato, não há foguete se não há ao menos um corpo presente. Assim, os estágios são corpos, as carenagens e a carga pagante são corpos, a massa de propelente é corpo, e assim sucessivamente. O foguete permanece sendo sempre *o conjunto de corpos que ainda não foi ejetado*.

Usa-se assim o termo *estagiamento* (do inglês *staging*) para caracterizar o ato de se alterar a configuração do foguete em voo ejetando corpos não mais necessários, incluindo as carenagens e cargas, ainda que a rigor o termo se aplique somente ao alijamento de estágios propriamente ditos. Isso se deve apenas a uma comodidade literária, associada à forma como a implementação computacional foi efetuada. Também a expressão *estágio ativo* se refere ao estágio que em um determinado instante está com os motores ativos. Tipicamente, dois ou mais estágios não estão ativos ao mesmo tempo, a menos que um deles pertença ao núcleo do foguete e os restantes sejam foguetes auxiliares laterais, o que ocorre normalmente nas fases iniciais do lançamento.

Espera-se que o leitor possa distinguir os casos especiais e, quando parecer necessário, serão feitas observações nesse sentido. Outras observações preliminares importantes são:

- Tipicamente, ângulos são indicados em graus no texto e em gráficos e figuras, por entender-se que tal indicação é mais intuitiva. Porém, em todos os casos o uso de ângulos em equações é sempre feito em radianos;
- Frequentemente a notação dos autores citados é modificada para que seja ajustada ao padrão aqui adotado.

3.1 Sistemas de Referência e Transformações de Coordenadas

Para representar o voo do foguete, seus estágios e satélites, são definidos quatro sistemas de referência. O primeiro deles é chamado sistema *Inercial no Centro da Terra* (ECI). Trata-se de um sistema ortogonal comum com origem O_{eci} no centro do planeta. O eixo OZ_{eci} coincide com seu eixo de rotação, e é positivo na direção do polo norte. Já o eixo OX_{eci} é perpendicular ao primeiro e aponta em uma direção arbitrária que, no presente caso, coincide com a direção de longitude $\lambda = 0^\circ$ no instante em que se iniciam as simulações¹. O eixo OY_{eci} por sua vez é perpendicular a ambos, segundo a "regra da mão direita".

Sendo inercial, então por definição o sistema ECI é fixo no espaço. Um segundo sistema, que será chamado de *Rotatório no Centro da Terra* (ECR) tem sua origem coincidente com a origem do sistema ECI. No entanto, como o próprio nome indica, está girando junto com o planeta à velocidade angular Ω e portanto tem sempre o eixo OX_{ecr} apontando na direção de longitude $\lambda = 0^\circ$. Note-se a diferença: no instante inicial $t = t_0$ os eixos OX de ambos os sistemas ECI e ECR coincidem. Mas para $t > t_0$, o eixo OX_{ecr} terá sofrido um deslocamento angular em relação ao mesmo eixo no sistema ECI. Este último "congelou" sua posição no instante inicial, ao passo que o primeiro continuou seu movimento angular solidário à rotação do planeta. Os eixos OZ_{ecr} e OY_{ecr} são definidos de forma análoga ao sistema ECI.

Em cada um desses sistemas a posição de um ponto qualquer no espaço pode ser dada na forma do raio vetor $\mathbf{r} = [r_x \ r_y \ r_z]^T$ ou de um vetor de coordenadas esféricas $\mathbf{\Gamma} = [\phi \ \lambda \ r]^T$, sendo os componentes nesse último caso a latitude, a longitude e a norma euclidiana do raio vetor ($r = \|\mathbf{r}\|$)². Observe-se que as coordenadas em questão são *geocêntricas* e não *geodésicas*. Isto significa que no caso da latitude, não se trata da latitude que comumente se vê em mapas geográficos, mas do ângulo formado entre o raio vetor e o plano OXY , seja do sistema ECI ou do sistema ECR. Tal ângulo é ligeiramente diferente daquele dado pelas coordenadas geodésicas (ver observações à frente, pág. 70).

O terceiro sistema de referências é chamado *Sistema Horizonte* (HS). Trata-se de um sistema com origem coincidente com o CG do corpo ou foguete a cada instante. Seu eixo ox_{hs} aponta sempre na direção norte, enquanto o eixo oy_{hs} aponta sempre para o leste. Resulta então que o

¹ A rigor, a definição formal do sistema ECI implica que o eixo OX_{eci} aponte na direção do equinócio vernal (TEWARI, 2007, p. 118). Mas para os presentes objetivos esse detalhe não é importante.

² Subscritos são adicionados para indicar os sistemas de coordenadas, tal como por exemplo: r_{eci} . Na ausência de um subscrito, o sistema em questão estará claro pelo contexto ou então tratar-se-á de uma referência genérica, como no presente caso.

eixo oz_{hs} aponta sempre na direção do centro da terra – ou seja: é coincidente com o raio vetor \mathbf{r} , porém seu sentido positivo é inverso. Em tal sistema, o plano oxy_{hs} é sempre normal ao raio vetor, e portanto tangente a uma superfície esférica de raio r . Sendo assim, exceto pelo pequeno desvio devido à elipticidade do planeta, que é máximo aos 45° de latitude, tal plano é paralelo a um plano horizontal visto por um observador na superfície do planeta, equivalente a um sistema de terra plana *local*.

Por fim, o quarto sistema de referências é o *Sistema Corpo* (BS). Neste, a origem também é coincidente com o CG do corpo ou foguete. O eixo ox_{bs} aponta na direção do eixo longitudinal do mesmo (positivo para frente), enquanto os eixos oy_{bs} e oz_{bs} tem direções positivas, respectivamente para a direita e para baixo, de forma que se o sistema corpo não apresenta qualquer rotação relativamente ao sistema horizonte, então seus eixos coincidem.

Como se pode ver na Figura 3.1, os sistemas ECI e ECR estão relacionados pelo ângulo Λ , representando a rotação do planeta em relação ao instante inicial da simulação. Uma vez que tal velocidade angular é constante, o ângulo em questão é dado simplesmente por:

$$\Lambda = \begin{cases} \Omega t & \Omega t \leq \pi \\ \Omega t - 2\pi & \Omega t > \pi \end{cases} \quad (3.1)$$

A formulação em partes da Equação 3.1 garante que $-\pi < \Lambda < \pi$. Na figura vê-se também o vetor \mathbf{r} representando a posição do CG de um corpo no ponto o_{hs} que é, ao mesmo tempo, a origem do sistema horizonte. Tal vetor forma com o plano equatorial (OXY) o ângulo ϕ da

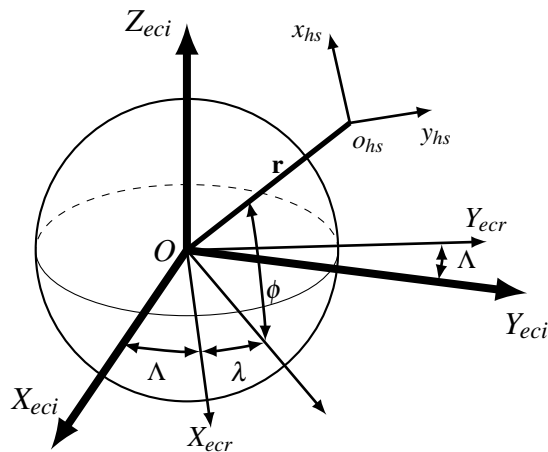


Figura 3.1: Sistemas de Referência ECI, ECR, Horizonte, e suas relações. Fonte: figura criada pelo autor.

latitude, ao mesmo tempo em que sua projeção em tal plano forma com o eixo OX_{ecr} o ângulo λ da longitude (no sistema ECR). O sistema horizonte está representado pelos seus eixos ox_{hs} e oy_{hs} . O eixo oz_{hs} não foi representado por simplicidade.

As transformações de coordenadas de um vetor entre os sistemas são feitas através do produto entre uma matriz de transformação e o vetor. A matriz é definida a cada instante para cada transformação e depende dos ângulos relativos entre os sistemas. Tal matriz é em si um produto de matrizes, sendo cada uma delas a representação de uma rotação em torno a um eixo. Seguindo a formalização de Diebel (2006), dados três ângulos genéricos α_{ox} , α_{oy} e α_{oz} , as matrizes de rotação em torno aos eixos ox , oy , e oz genéricos de qualquer sistema ortogonal são respectivamente:

$$\mathbf{R}_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha_{ox} & \sin \alpha_{ox} \\ 0 & -\sin \alpha_{ox} & \cos \alpha_{ox} \end{bmatrix}, \quad (3.2a)$$

$$\mathbf{R}_y = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{oy} & 0 & -\sin \alpha_{oy} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha_{oy} & 0 & \cos \alpha_{oy} \end{bmatrix}, \quad (3.2b)$$

$$\mathbf{R}_z = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{oz} & \sin \alpha_{oz} & 0 \\ -\sin \alpha_{oz} & \cos \alpha_{oz} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.2c)$$

Assim sendo, no caso da passagem do sistema ECI para o sistema ECR tem-se apenas uma rotação Λ em torno ao eixo OZ , e substituindo α_{oz} por Λ na Equação 3.2c, a matriz de transformação de coordenadas entre os dois sistemas é, simplesmente:

$$\mathbf{R}_{i2r} = \begin{bmatrix} \cos \Lambda & \sin \Lambda & 0 \\ -\sin \Lambda & \cos \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.3)$$

Portanto, para qualquer vetor genérico \mathbf{v}_{eci} no sistema ECI, pode-se obter sua transformação no sistema ECR e vice versa segundo³:

³ O subscrito *i2r* significa “inertial to rotational” e mais à frente *b2h* significa “body to horizon”, enquanto *h2i* significa “horizon to inertial”, o que se espera que seja útil do ponto de vista mnemônico. Note-se ainda que a transformação inversa se obtém usando-se a matriz transposta.

$$\mathbf{v}_{ecr} = \mathbf{R}_{i2r} \mathbf{v}_{eci}, \quad (3.4a)$$

$$\mathbf{v}_{eci} = \mathbf{R}_{i2r}^T \mathbf{v}_{ecr}. \quad (3.4b)$$

No caso do sistema horizonte, a matriz de transformação é um pouco mais complexa. Para que a relação de tal sistema com o sistema ECI seja como definida acima, são necessárias três rotações. Imagine-se que a origem do sistema horizonte esteja inicialmente localizada no ponto $\mathbf{r} = [r_e \ 0 \ 0]^T$, ou seja, na superfície do planeta, com latitude e longitude iguais a zero – r_e sendo o raio equatorial –, e com seus eixos alinhados de forma paralela ao sistema ECI. Uma das possibilidades é como segue: para posicionar o eixo oz_{hs} na direção do centro da terra, é necessária uma rotação de $-\frac{\pi}{2}$ em torno ao eixo oy_{hs} . Se agora a origem se move ao longo da superfície mantendo a latitude nula, então para garantir o alinhamento correto do eixo oz_{hs} é necessário que o sistema horizonte sofra rotações de λ em torno ao seu eixo ox_{hs} . Por fim, se agora é fixada a longitude e a origem do sistema horizonte passa a se mover na direção da latitude, então novamente para garantir o alinhamento como definido, é necessário que o sistema seja mais uma vez rotacionado em torno ao eixo oy_{hs} , porém dessa vez de um ângulo $-\phi$, correspondente ao deslocamento latitudinal (Figura 3.2).

Assim, tem-se três rotações definidas pelo produto matricial

$$\mathbf{R}_{h2i}^T = \begin{bmatrix} \cos -\phi & 0 & -\sin -\phi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin -\phi & 0 & \cos -\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \lambda & \sin \lambda \\ 0 & -\sin \lambda & \cos \lambda \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$

do que resulta:

$$\mathbf{R}_{h2i} = \begin{bmatrix} -\sin \phi \cos \lambda & -\sin \phi \sin \lambda & \cos \phi \\ -\sin \lambda & \cos \lambda & 0 \\ -\cos \phi \cos \lambda & -\sin \lambda \cos \phi & -\sin \phi \end{bmatrix}^T. \quad (3.6)$$

Tal matriz define uma transformação de um vetor dado no sistema horizonte para outro vetor equivalente com coordenadas no sistema ECI. Observe-se a ordem do produto matricial, em que a última rotação equivale ao primeiro membro e vice-versa. Assim, analogamente ao caso precedente, tem-se:

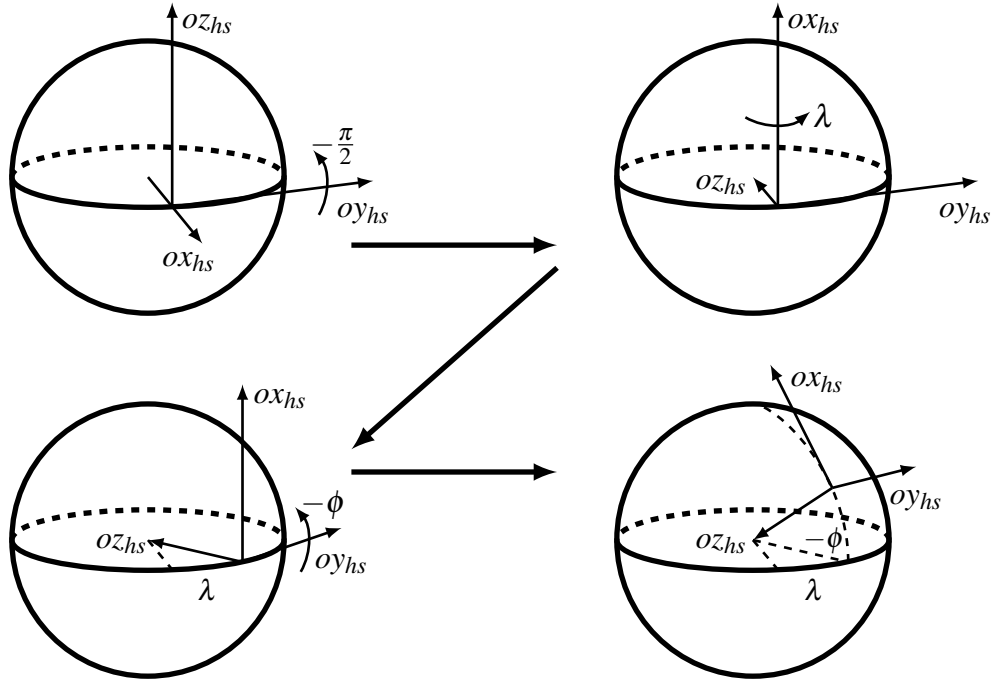


Figura 3.2: Transformação do sistema ECI ao HS. Fonte: figura criada pelo autor.

$$\mathbf{v}_{eci} = \mathbf{R}_{h2i} \mathbf{v}_{h2i}, \quad (3.7a)$$

$$\mathbf{v}_{h2i} = \mathbf{R}_{h2i}^T \mathbf{v}_{eci}. \quad (3.7b)$$

Deve-se agora considerar o caso da relação entre o Sistema Corpo e o Sistema Horizonte – em outras palavras: a atitude do foguete. A Figura 3.3 mostra que tal atitude é definida por três ângulos correspondentes a três rotações coordenadas do sistema corpo. Tais ângulos são os tradicionais *ângulos de Euler*, e as três rotações são: rotação de Ψ em torno ao eixo oz_{bs} , rotação de Θ em torno ao eixo oy_{bs} e, por fim, rotação de Φ em torno ao eixo ox_{bs} ⁴.

Substituindo α_{oz} , α_{oy} e α_{ox} respectivamente por Ψ , Θ e Φ nas Equações 3.2c, 3.2b e 3.2a, e fazendo o produto entre as três na ordem inversa (isto é: $\mathbf{R}_x \mathbf{R}_y \mathbf{R}_z$), tem-se:

$$\mathbf{R}_{b2h} = \begin{bmatrix} \cos \Psi \cos \Theta & \cos \Theta \sin \Psi & -\sin \Theta \\ \cos \Psi \sin \Theta \sin \Phi - \cos \Phi \sin \Psi & \sin \Phi \sin \Theta \sin \Psi + \cos \Phi \cos \Psi & \cos \Theta \sin \Phi \\ \cos \Phi \cos \Psi \sin \Theta + \sin \Phi \sin \Psi & \cos \Phi \sin \Theta \sin \Psi - \cos \Psi \sin \Phi & \cos \Phi \cos \Theta \end{bmatrix}^T. \quad (3.8)$$

⁴ Tais ângulos são também chamados de *ângulos de Cardano*, *ângulos de Tait-Bryan* ou ainda *ângulos náuticos*, e correspondem respectivamente à direção (*heading*), arfagem (*pitch*) e rolagem (*roll*) do veículo. Quanto à sequência das rotações, há 27 possíveis combinações. A tradição aeroespacial com frequência se serve da sequência indicada como (1, 2, 3) por Diebel (2006), e por isso foi aqui adotada.

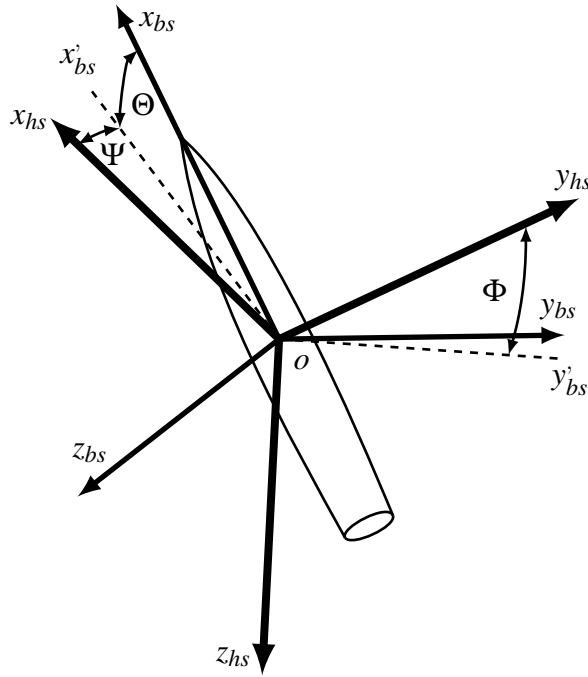


Figura 3.3: Sistemas de Referência Horizonte e Corpo, e suas relações. Fonte: figura criada pelo autor.

Assim, de forma perfeitamente análoga aos casos precedentes, um vetor genérico no sistema corpo pode ser representado no sistema horizonte através do produto entre a matriz de transformação dada na Equação 3.8 acima, ou sua transposta, dependendo da direção da transformação. Além disso, através de produtos de matrizes é possível converter as coordenadas de um vetor de qualquer um dos sistemas referidos para qualquer outro entre eles, bastando para isso encadear o produto de matrizes necessário. Por exemplo, se o vetor genérico \mathbf{v}_{bs} é dado no sistema corpo e se deseja obter o vetor \mathbf{v}_{eci} em coordenadas inerciais equivalentes, basta fazer

$$\mathbf{v}_{eci} = \mathbf{R}_{h2i} \mathbf{R}_{b2h} \mathbf{v}_{bs}. \quad (3.9)$$

Uma vez estabelecidas as matrizes de transformação, certas grandezas e operações podem ser representadas e efetuadas no sistema mais cômodo, e os resultados podem então ser convertidos facilmente para outros sistemas sempre que necessário. Observe-se o uso das transpostas nas equações precedentes. Preferiu-se uma representação das matrizes que partisse do corpo para o sistema inercial e deste para o sistema rotacional por razões intuitivas, o que fez necessário definir algumas das matrizes de transformação na forma de suas transpostas, por comodidade.

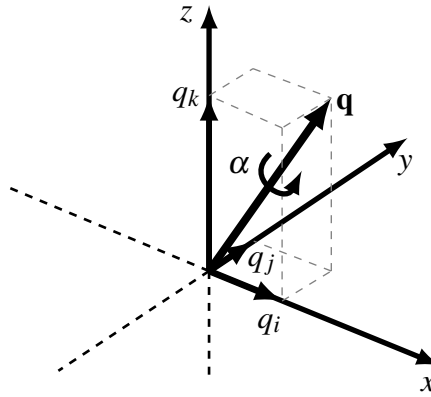


Figura 3.4: Representação espacial de um quatérnio. Fonte: figura criada pelo autor.

É conhecido o fato de que a representação direta dos ângulos de Euler e em especial as operações que os envolvem, especialmente as atitudes extremas tais como $\Theta = 90^\circ$ na convenção adotada, podem produzir singularidades, tipicamente chamadas em inglês de *Gimbal Lock* (DIEBEL, 2006, p. 4, por exemplo). Tal problema pode frequentemente ser desprezado se não se espera que atitudes radicais sejam encontradas, o que não é verdadeiro para o caso de um foguete. A forma mais popular de se contornar tal problema consiste na adoção de quatérnios para a representação da atitude.

Um quatérnio é um objeto matemático com diversas aplicações. No caso específico, os ângulos de Euler podem ser codificados em seus quatro componentes, e as operações sobre os ângulos são feitas na forma de operações sobre os quatérnios, evitando as singularidades acima mencionadas (TEWARI, 2007, p. 19 a 23)⁵. Seja então definido um quatérnio

$$\mathbf{q} = [q_0 \quad q_1 \quad q_2 \quad q_3]^T. \quad (3.10)$$

Considerando agora um vetor no espaço tridimensional tal como aquele dado na Figura 3.4, chamado *Vetor de Euler* ou *Eixo de Rotação* sujeito a uma rotação α , então os componentes do quatérnio acima definidos são tais que (TEWARI, 2007, p. 23)

$$\mathbf{q} = \left[\cos \frac{\alpha}{2} \quad q_i \sin \frac{\alpha}{2} \quad q_j \sin \frac{\alpha}{2} \quad q_k \sin \frac{\alpha}{2} \right]^T. \quad (3.11)$$

Percebe-se assim a relação geométrica entre a representação por quatérnios e a atitude de um

⁵ Há outras formas de se fazê-lo, mas os quatérnios são de longe a mais comum.

corpo no espaço. A conversão entre quatérnios e ângulos de Euler⁶ para a convenção adotada, é dada por (DIEBEL, 2006, p. 24)⁷

$$\begin{bmatrix} \Phi \\ \Theta \\ \Psi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \arctan \frac{2q_2q_3 + 2q_0q_1}{q_3^2 - q_2^2 - q_1^2 + q_0^2} \\ -\arcsin(2q_1q_3 - 2q_0q_2) \\ \arctan \frac{2q_1q_2 + 2q_0q_3}{q_1^2 + q_0^2 - q_3^2 - q_2^2} \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

Inversamente, o quatérnio que representa a atitude a partir dos ângulos de Euler pode ser obtido por (DIEBEL, 2006, p. 24)

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Theta}{2} \cos \frac{\Psi}{2} + \sin \frac{\Phi}{2} \sin \frac{\Theta}{2} \sin \frac{\Psi}{2} \\ -\cos \frac{\Phi}{2} \sin \frac{\Theta}{2} \sin \frac{\Psi}{2} + \cos \frac{\Theta}{2} \cos \frac{\Psi}{2} \sin \frac{\Phi}{2} \\ \cos \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Psi}{2} \sin \frac{\Theta}{2} + \sin \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Theta}{2} \sin \frac{\Psi}{2} \\ \cos \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Theta}{2} \sin \frac{\Psi}{2} - \sin \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Psi}{2} \sin \frac{\Theta}{2} \end{bmatrix}. \quad (3.13)$$

Além de se evitar as singularidades, uma outra motivação para o uso dos quatérnios está relacionada à simplicidade e economia das operações matemáticas necessárias. Se a velocidade angular do corpo $\boldsymbol{\omega}_{bs}$ é conhecida, então pode-se definir um vetor de quatro elementos $\boldsymbol{\omega}_{bs}^* = \begin{bmatrix} 0 & \boldsymbol{\omega}_{bs} \end{bmatrix}^T$, de forma que a derivada do quatérnio de atitude é (DIEBEL, 2006, p. 16)

$$\dot{\mathbf{q}} = \frac{1}{2} \mathbf{q} \otimes \boldsymbol{\omega}_{bs}^*. \quad (3.14)$$

Esta última equação representa o quatérnio das velocidades angulares em coordenadas corpo, sendo \otimes o operador do produto entre quatérnios [ver Diebel (2006, p. 14)]. Assim, o quatérnio de atitudes é obtido pela integração de $\dot{\mathbf{q}}$, de onde subsequentemente se extrai os ângulos de Euler segundo a Equação 3.12. É importante ressaltar que nas operações, os quatérnios devem ser antes normalizados, evitando assim o acúmulo de erros numéricos.

⁶ Alguns autores, tais como Tewari (2007) invertem a representação do quatérnio, colocando o primeiro termo como sendo o último. Isso altera a forma das equações mas não os resultados finais. Escolheu-se a convenção aqui usada por parecer mais comum.

⁷ Convém lembrar que em termos computacionais, é importante usar a função `atan2`, disponível nas bibliotecas das principais linguagens de programação, e que evita a necessidade de análise de quadrantes.

3.2 Modelo Planetário

Os modelos planetários já foram discutidos sumariamente na seção 2.3.1, onde o campo gravitacional e a atmosfera foram destacados como fenômenos mais relevantes a serem representados.

3.2.1 Modelo Gravitacional

Decidiu-se pela implementação de um modelo intermediário em complexidade e suficientemente maduro e aceito para modelar o campo gravitacional terrestre, o WGS84. Segundo tal modelo, qualquer seção em um plano perpendicular ao plano equatorial que contenha o eixo do planeta tem uma forma elipsóide idêntica, e assim é possível não só definir sua superfície, mas também resgatar de forma considerável a variação do campo gravitacional em função da latitude, a partir de parâmetros chamados de *harmônicas esféricas* ou *constantes de Jeffery*⁸.

Tais parâmetros são únicos para cada planeta. No caso da terra, a harmônica de maior peso é a elipticidade J_2 , que representa a diferença não-dimensional entre os momentos de inércia do eixo polar e do eixo equatorial do planeta. Normalmente consideram-se também termos de ordem superior, tais como a harmônica de triangularidade (J_3) e a harmônica quadrada (J_4).

Definindo agora a razão $R = \frac{r_e}{r}$ entre o raio equatorial e a distância entre o corpo e o centro do planeta, então para cada latitude ϕ e distância r , o vetor de aceleração gravitacional \mathbf{g}_{hs} é dado por (TEWARI, 2007, p. 52)

$$\mathbf{g}_{hs} = \begin{bmatrix} \frac{3GM}{r^2} R^2 \sin \phi \cos \phi \left[J_2 + \frac{1}{2} J_3 R \sec \phi (5 \cos^2 \phi - 1) + \frac{5}{6} J_4 R^2 (7 \cos^2 \phi - 1) \right] \\ 0 \\ \frac{GM}{r^2} \left[1 - 3J_2 R^2 P_2(\cos \phi) - 4J_3 R^3 P_3(\cos \phi) - 5J_4 R^4 P_4(\cos \phi) \right] \end{bmatrix}. \quad (3.15)$$

Os termos $P_i(x)$ que aparecem na Equação 3.15 acima são funções da variável genérica x chamados *polinômios de Legendre*, de forma que (TEWARI, 2007, p. 49.)

$$P_i(x) = \frac{(2i-1)xP_{i-1}(x) - (i-1)P_{i-2}(x)}{i}. \quad (3.16)$$

Para $x = \cos \phi$, tem-se portanto

⁸ A determinação dessas constantes implica na resolução de séries infinitas do potencial gravitacional do planeta (TEWARI, 2007, p. 51 e segs.), além dos polinômios de Legendre (a seguir). Via de regra, são determinadas experimentalmente através de satélites especialmente dotados para esse objetivo.

Tabela 3.1: Parâmetros do modelo planetário para a terra (TEWARI, 2007, p. 46 e segs.).

Grandeza	Valor
r_e	$6,378\,137 \times 10^3 \text{ km}$
GM	$3,986\,004\,418 \times 10^{14} \text{ km}^3 \text{ s}^{-2}$
J_2	$1,082\,63 \times 10^{-3}$
J_3	$-2,54 \times 10^{-6}$
J_4	$-1,61 \times 10^{-6}$

$$P_2(\cos \phi) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \phi - 1), \quad (3.17a)$$

$$P_3(\cos \phi) = \frac{1}{2} (5 \cos^3 \phi - 3 \cos \phi), \quad (3.17b)$$

$$P_4(\cos \phi) = \frac{1}{8} (35 \cos^4 \phi - 70 \cos^3 \phi + 15 \cos \phi). \quad (3.17c)$$

No caso da terra, as constantes do modelo descrito são conhecidas e são dadas na Tabela 3.1. Os gráficos da Figura 3.5 mostram a variação dos componentes radial (positivo apontando para o centro do planeta) e tangencial (positivo apontando para o norte) em função da variação de latitude – para o caso de $r = r_e$ constante ao longo de um meridiano qualquer, do polo sul ao polo norte. Como se pode ver dos gráficos, a atração gravitacional é ligeiramente mais forte nos polos com um mínimo no equador (Figura 3.5a), e ao mesmo tempo há uma pequena atração na direção do equador com máximos absolutos em $\pm 45^\circ$ de latitude.

Outra informação relevante é a posição radial de um ponto da superfície da geóide em

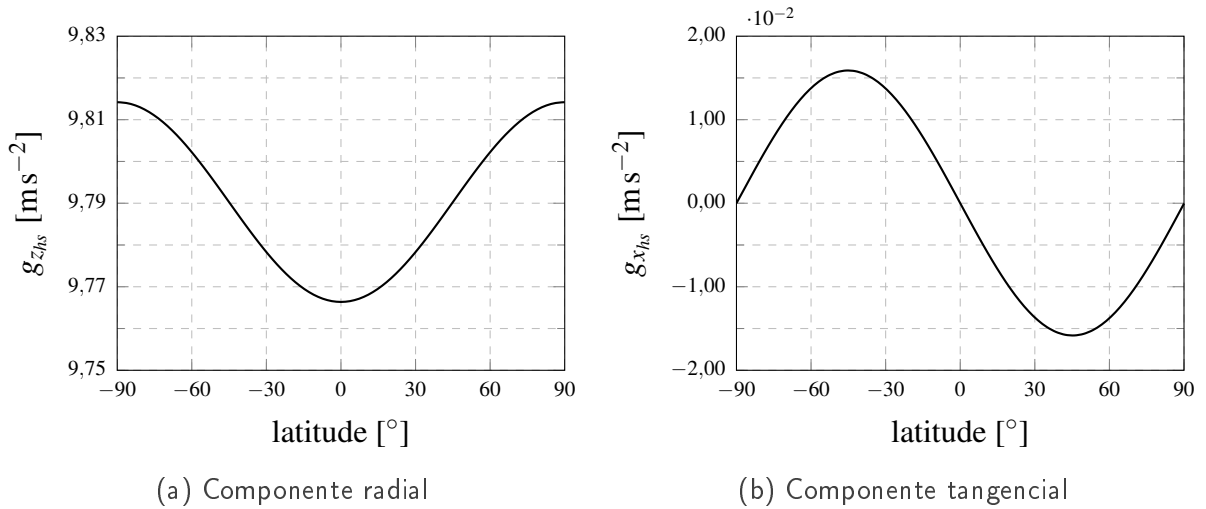


Figura 3.5: Componentes radial e tangencial do vetor de aceleração gravitacional em função da latitude no sistema horizontal. Fonte: figura criado pelo autor.

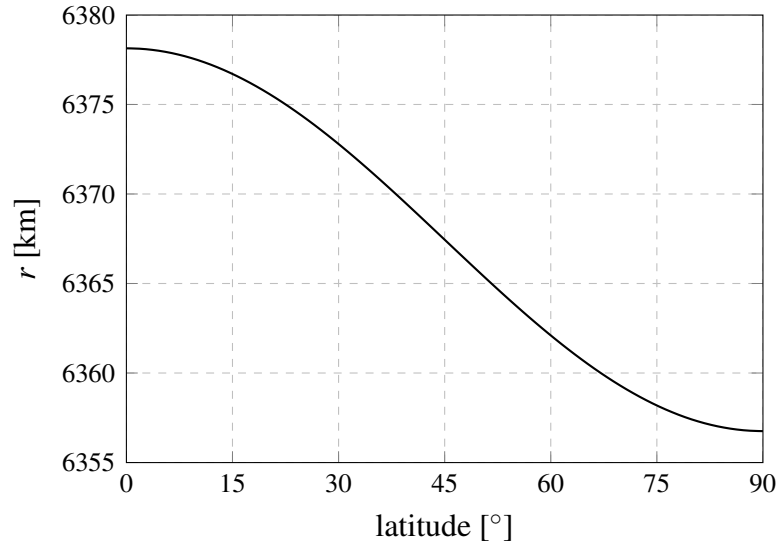


Figura 3.6: Raio da Terra em função da latitude. Fonte: figura criada pelo autor.

função da latitude. Tal informação é necessária para se determinar a altitude local, através da qual são derivados os parâmetros atmosféricos e a detecção de queda. Neste caso, define-se a elipticidade do planeta⁹ como (TEWARI, 2007, p. 55)

$$\varepsilon = 1 - \frac{r_p}{r_e}. \quad (3.18)$$

Na Equação 3.18 r_p é o raio polar, de forma que $\varepsilon = \frac{1}{298,257}$. Para cada latitude, pode-se então aproximar o raio da superfície r_s como

$$r_s \approx r_e (1 - \varepsilon \sin^2 \phi). \quad (3.19)$$

O gráfico da Figura 3.6 mostra a variação de r_s em função da latitude. Note-se, no entanto, que devido à forma elipsóide do planeta, a direção radial em qualquer ponto da superfície diferente do equador e dos polos desvia de um certo ângulo em relação à direção normal à superfície. Esse ângulo é máximo ($0,192^\circ$) quando $\phi = 45^\circ$. Sendo muito pequeno, seus efeitos no cálculo da altitude são desprezados. No entanto, ele deve ser levado em consideração ao se converter entre coordenadas geocêntricas e geodésicas quando se pretende maior precisão nesse sentido.

⁹ Apesar do mesmo nome, o sentido é diferente daquele da constante de Jeffery J_2

3.2.2 Modelo Atmosférico

O modelo atmosférico usado, mencionado na Seção 2.3.1, segue a forma estabelecida pela assim chamada “atmosfera padrão” (NOAA et al., 1976). Neste modelo, que representa uma média anual para a latitude de 45° , a atmosfera é dividida em dois grandes segmentos. O primeiro deles descreve a variação das propriedades atmosféricas até a altitude aproximada de 86 km, ao passo que o segundo segmento parte dessa altitude até aproximadamente 1000 km.

O primeiro segmento é amplamente conhecido e usado no campo aeronáutico. Divide-se o segmento em sete camadas, em cada uma das quais é definido um gradiente de temperatura. A pressão é dada para os extremos de cada camada e a densidade é obtida a partir da pressão através da equação dos gases perfeitos. Assim, para cada camada i , a temperatura varia linearmente segundo (NOAA et al., 1976, p. 10)

$$T = T_i + dT_i(h - h_i). \quad (3.20)$$

A pressão é calculada de forma diferente nos casos em que o gradiente de temperatura é nulo ou não. Tem-se (NOAA et al., 1976, p. 12)

$$p = \begin{cases} p_i e^{-g \frac{h-h_i}{RT}} & dT_i = 0 \\ p_i \left(\frac{T_i}{T_i + dT_i(h-h_i)} \right)^{\frac{g}{R dT_i}} & dT_i \neq 0 \end{cases}. \quad (3.21)$$

A densidade é (NOAA et al., 1976, p. 6 e 15)

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad (3.22)$$

e a velocidade do som é dada por (NOAA et al., 1976, p. 18)

$$V_s = \sqrt{\gamma RT}. \quad (3.23)$$

Os valores dos i componentes, divididos em sete camadas, nas equações acima, são dados na Tabela 3.2, reproduzidos com pequenas alterações de NOAA et al. (1976, Tabela 4, p. 3). Os valores de γ e R são os valores padrão ($\gamma = 1,4$, $R = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

No que se refere à parte alta da atmosfera, a modelagem é ligeiramente mais complexa

Tabela 3.2: Parâmetros da baixa atmosfera. Reproduzido com pequenas modificações a partir de NOAA et al. (1976).

Grandeza	1	2	3	4	5	6	7
dT_i [K m ⁻¹]	-0,0065	0,0000	-0,001	0,0028	0	-0,0028	-0,002
h_i [m]	0	11019	20063	32162	47350	51413	71802
T_i [K]	288,15	216,533	216,533	228,632	271,156	271,156	214,07
p_i [Pa]	101325	22631,7	5474,7	868	110,9	66,9	4

(NOAA et al., 1976, p. 27 e segs), pois leva em conta a variação na composição dos gases. Tal variação de composição – e conseqüente variação de massa molar, caminho molecular médio e outros parâmetros – resulta na definição de um parâmetro η cuja obtenção é iterativa e, portanto, computacionalmente custosa¹⁰.

Optou-se assim por usar os valores de η tabelados ao final do documento citado (NOAA et al., 1976, Tabela II, pags. 92 a 97) em alguns pontos e ajustar uma curva “suficientemente boa” para representar a variação de η . Tal ajuste resulta em uma equação do tipo:

$$\eta = \kappa_{\eta_1} h^{\kappa_{\eta_2}} + (h - \kappa_{\eta_3})^2 + \kappa_{\eta_4} e^{\kappa_{\eta_5} (h - \kappa_{\eta_6})}. \quad (3.24)$$

Os coeficientes $\kappa_{\eta} = [\kappa_{\eta_1} \dots \kappa_{\eta_6}]^T$ são dados na Tabela 3.3, e uma comparação entre a curva de ajuste e os dados tabelados podem ser vistos nos gráficos da Figura 3.7. A partir daí, a temperatura é calculada para diferentes camadas segundo as fórmulas empíricas:

Tabela 3.3: Parâmetros da alta atmosfera. Coeficientes da Equação 3.24 que ajustam os dados do coeficiente η em NOAA et al. (1976).

Coeficiente	Valor
κ_{η_1}	$4,46741894678037 \times 10^{53}$
κ_{η_2}	$-7,07162463160855$
κ_{η_3}	$4,0 \times 10^5$
κ_{η_4}	$1,39009690461376 \times 10^{20}$
κ_{η_5}	-3×10^{-4}
κ_{η_6}	$8,6 \times 10^4$

¹⁰ Em NOAA et al. (1976) o parâmetro é chamado *densidade numérica total* (p. 12), indicado por n ou N e tem dimensão m³. Representa a somatória das densidades numéricas de cada componente do gás a cada altitude (p. 15).

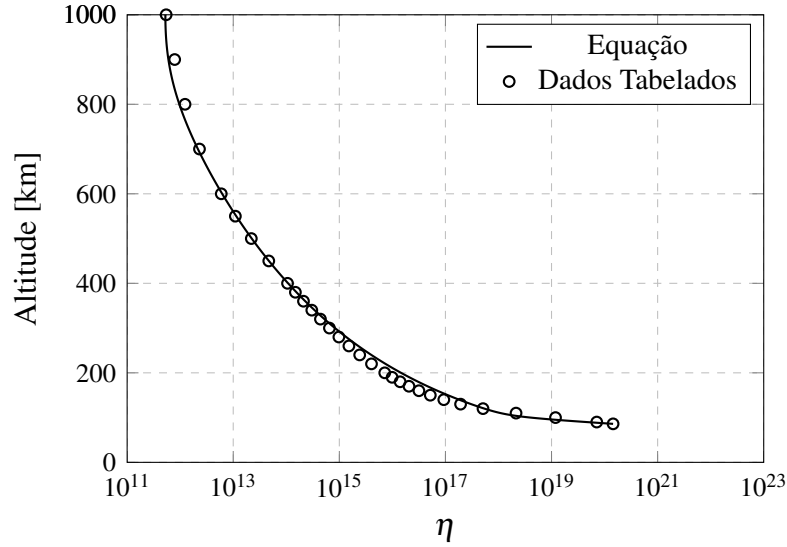


Figura 3.7: Parâmetro η da alta atmosfera, comparando os resultados da Equação 3.24 e os dados tabelados em NOAA et al. (1976). Fonte: figura criada pelo autor.

$$T = \begin{cases} 186,8673 \text{ K} & 86 \text{ km} \leq h < 91 \text{ km} \\ 263,1905 \text{ K} - 76,3232 \text{ K} \sqrt{1 - \left(\frac{h-91000 \text{ m}}{19942,9 \text{ m}} \right)^2} & 91 \text{ km} \leq h < 110 \text{ km} \\ 240 \text{ K} + 0,012 \text{ K m}^{-1} (h - 110000 \text{ m}) & 110 \text{ km} \leq h < 120 \text{ km} \\ 1000 \text{ K} - 640 \text{ K} e^{\left(\frac{121,4393625}{6356,766 + \frac{h}{1000 \text{ m}}} \left(\frac{h}{1000000 \text{ m}} - 120 \right) \right)} & 120 \text{ km} \leq h < 1000 \text{ km} \end{cases} \quad (3.25)$$

E então com base na temperatura calculada com a Equação 3.25 e no valor de η , pode-se determinar a pressão:

$$p = (1,380622 \times 10^{-23} \text{ Pa K}^{-1}) \eta T. \quad (3.26)$$

Para a densidade e a velocidade do som, volta-se a aplicar as Equações 3.22 e 3.23. Deve-se observar porém que haverá erros nestes casos, tanto pela variação de R quanto de γ em função da modificação na composição dos gases. Uma vez porém que nestes casos a densidade já é praticamente nula, seus efeitos são muito pequenos e menores ainda serão os efeitos dos erros em questão. No caso de altitudes superiores a 1000km o padrão COESA não oferece dados ou equações. Para tal, após experimentos numéricos definiu-se arbitrariamente as seguintes equações, que mantém a tendência e a continuidade com as camadas inferiores:

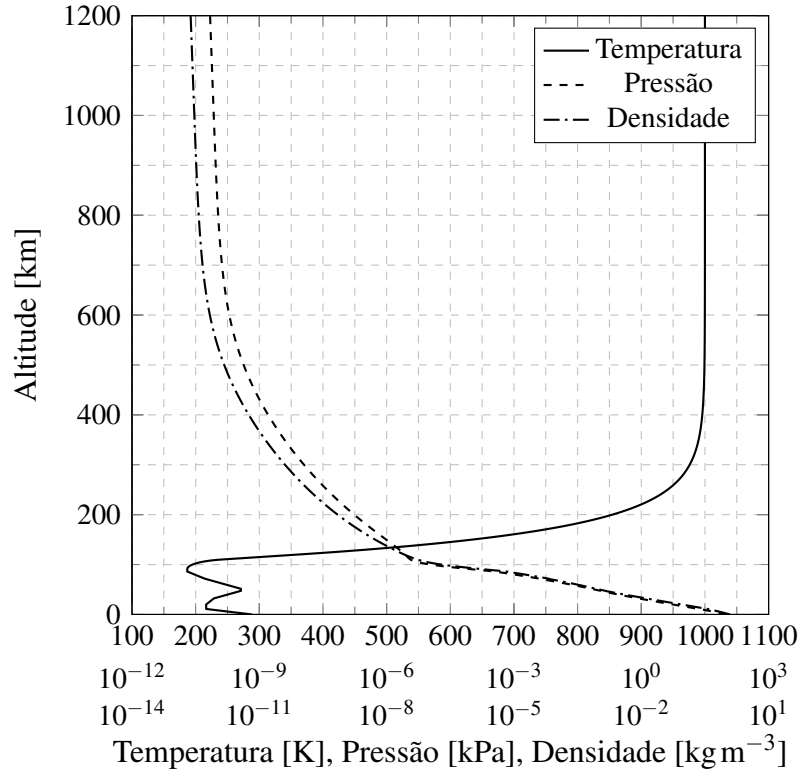


Figura 3.8: Variação das grandezas atmosféricas. Fonte: figura criada pelo autor.

$$\rho = 2,9434 \times 10^{-13} \text{ kg m}^{-3} e^{-1 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1} (h-1 \times 10^6 \text{ m})}, \quad (3.27a)$$

$$p = 8,449 \times 10^{-8} \text{ Pa } e^{-1 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1} (h-1 \times 10^6 \text{ m})}, \quad (3.27b)$$

$$T = 1000 \text{ K}, \quad (3.27c)$$

$$V_s = 633,93 \text{ ms}^{-1}. \quad (3.27d)$$

A variação das grandezas atmosféricas até a altitude de 1200km é mostrado nos gráficos da Figura 3.8. A pressão e a densidade são mostradas em escala logarítmica. Além disso, a velocidade do som é omitida por ser diretamente proporcional à raiz quadrada da temperatura.

Para completar o modelo atmosférico, é necessário agora introduzir as perturbações às quais a atmosfera está sujeita na forma de ventos, rajadas e turbulências. Como já notado, o modelo COESA1976 não inclui ventos. Modelos matemáticos que representam esses fenômenos de forma bem desenvolvida, tais como Drob et al. (2008) e Jursa (1985), entre outros¹¹, são demasiado complexos em face dos presentes objetivos.

¹¹ Tais documentos oferecem ainda modelos mais completos da atmosfera levando em conta as variações anuais dos parâmetros básicos nas diversas latitudes.

Tabela 3.4: Exemplos de camadas de vento. Dados arbitrários elaborados pelo autor.

Camada	Altitude [m]	Velocidade [m s ⁻¹]	Direção [°]
1	0	5	-20
2	2000	12	-30
3	20000	25	10
4	50000	0	30

Assim, por simplicidade e versatilidade, preferiu-se adotar uma abordagem diferente: ao invés de um modelo genérico e universal para representar tais fenômenos, os dados a respeito dos ventos são configurados como entradas do usuário na implementação computacional do modelo. Assim, definem-se N_w camadas de vento, em cada uma das quais é determinada a altitude inferior da camada, a velocidade e a direção nominais do vento, e um fator de perturbação cuja função é determinar a escala das perturbações¹².

A perturbação propriamente dita (\mathbf{W}_d) está ligada a fenômenos de diferentes amplitudes e frequências, sendo tipicamente as rajadas de maior amplitude e menor frequência, e as turbulências de menor amplitude e maior frequência. Isso sugere periodicidade dos fenômenos, e assim a perturbação é definida como uma somatória de funções periódicas do tipo

$$\mathbf{W}_d = \sum_{i=0}^{N_{\kappa_w}} \left\{ \kappa_{w_{i,1}} \sin \left[\kappa_{w_{i,2}} \pi \frac{(h - h_i) + \kappa_{w_{i,3}} \pi}{h_{i+1} - h_i} \right] \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (3.28)$$

Nesta última, κ_w é uma matriz $N_{\kappa_w} \times 3$ que contém os coeficientes da equação. Seus valores e a dimensão N_{κ_w} da matriz são arbitrários e devem ser numericamente experimentados até que se obtenha uma flutuação razoavelmente boa. A velocidade nominal, a direção nominal e o

Tabela 3.5: Exemplo de coeficientes de perturbação do vento. Dados arbitrários elaborados pelo autor.

Coefficiente	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 4$	$i = 5$
$\kappa_{w_{i,1}}$	-0,5	0,5	-0,2	0,4	0,02
$\kappa_{w_{i,2}}$	8	11	32	55	913
$\kappa_{w_{i,3}}$	0	0,9	1,3	4,63	5,63

¹² O usuário pode, evidentemente, se basear dos dados presentes nas referências mencionadas para introduzir um padrão de ventos.

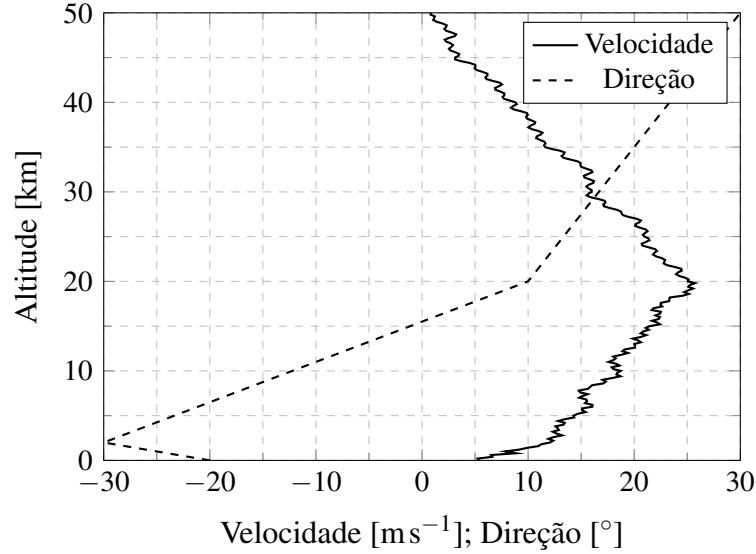


Figura 3.9: Exemplo de variação da magnitude do vento e de sua direção em função da altitude. Fonte: figura criada pelo autor.

fator de perturbação do vento são linearmente interpoladas entre as camadas i e $i + 1$, de forma que se \mathbf{V}_{w_i} é o vetor de velocidade do vento (já definido como tal em função da direção) no limite baixo da camada i , sendo h_i a altitude que define esse limite baixo, e f_{turb_i} é o fator de perturbação, então em qualquer ponto entre as camadas i e $i + 1$ a velocidade nominal do vento é

$$\mathbf{V}_w = \mathbf{V}_{w_i} + \frac{h - h_i}{h_{i+1} - h_i} [(\mathbf{V}_{w_{i+1}} - \mathbf{V}_{w_i}) + (f_{turb_{i+1}} - f_{turb_i}) \mathbf{W}_d]. \quad (3.29)$$

Para ilustrar o comportamento desse modelo, suponha-se um caso em que os ventos e as perturbações são definidos como nas Tabelas 3.4 e 3.5. Aplicando as Equações 3.28 e 3.29 nos limites dados, obtém-se os resultados plotados nos gráficos da Figura 3.9, onde, para simplificar a exposição, foi usada a magnitude da velocidade do vento, ao invés de seus componentes, com fator de perturbação unitário constante.

Os ventos e perturbações assim constituídos, mais que representar com fidedignidade os fenômenos atmosféricos em questão, servem para introduzir instabilidades que vão, por sua vez, requerer a atuação do sistema de controle e permitir assim uma melhor avaliação de seu desempenho¹³. Conclui-se assim a descrição do modelo matemático do ambiente nos quais o

¹³ No entanto, compare-se o padrão de ventos possíveis de serem produzidos com o presente modelo com aqueles produzidos pelo modelo GRAM (ver Secção 2.3.1) segundo Leslie & Justus (2008) ou White (2017). Ver-se-á que o presente modelo, ainda que estático, se aproxima com boa fidedignidade àquele que se obtém de um modelo mais complexo.

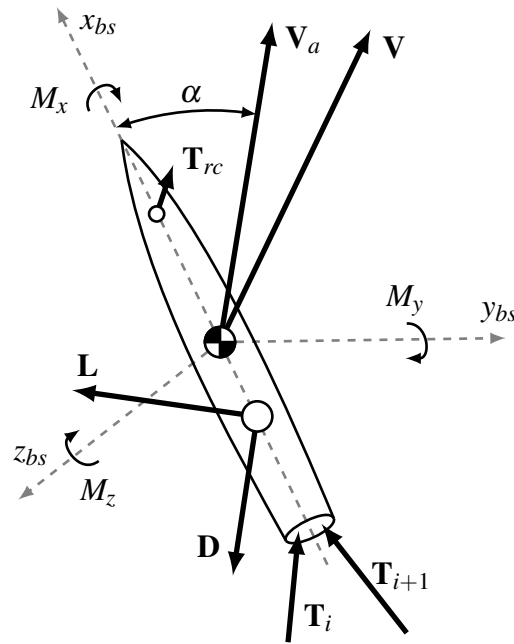


Figura 3.10: Diagrama de corpo livre do foguete. Fonte: figura criada pelo autor.

voo ocorre.

3.3 O Foguete

3.3.1 Dinâmica de Voo

A dinâmica de voo do foguete é a parte nodal do modelo. Em última instância, sua função básica consiste em determinar a cada instante as acelerações lineares e angulares às quais o foguete está submetido, e que derivam das diversas forças e momentos que ele experimenta na sua interação com o ambiente externo e em função de suas propriedades e dos seus sistemas internos.

A Figura 3.10 é um diagrama de corpo livre do foguete genérico, que estende a Figura 3.3 anterior. Ela inclui uma representação das principais grandezas dinâmicas e cinemáticas a serem determinadas. Por simplicidade, alguns elementos – tais como as acelerações – não foram indicados. Além disso, não se está indicando um sistema de referências específico, embora os eixos do sistema corpo estejam indicados e sejam preferenciais para dinâmica angular em geral.

Deve-se frisar a importância de se distinguir da velocidade inercial (\mathbf{V} : isto é, aquela medida em relação ao sistema ECI), e a *velocidade aerodinâmica* (\mathbf{V}_a , isto é: aquela medida em relação à massa de ar que circunda o foguete). Tal distinção ficará mais clara adiante. Basta agora manter em mente que as forças aerodinâmicas indicadas (\mathbf{L} e \mathbf{D}) – sustentação e arrasto,

respectivamente – e os momentos que delas derivam, estão relacionadas à velocidade aerodinâmica.

O ângulo de ataque α é aqui definido como o ângulo formado entre o vetor velocidade (aerodinâmica) e o eixo ox_{bs} do corpo do foguete. Não é feita distinção entre ângulo de ataque e ângulo de derrapagem, como é comum de se fazer no caso de aeronaves. Isso é devido à simetria suposta dos foguetes, o que tornaria tal decomposição irrelevante, dado que em qualquer caso, os efeitos aerodinâmicos seriam os mesmos¹⁴.

São indicados dois vetores de empuxo (\mathbf{T}_i e \mathbf{T}_{i+1}), cada um dos quais representando o empuxo produzido em um bocal. No entanto, o ambiente desenvolvido e implementado não determina ou limita a quantidade de bocais, que pode inclusive ser distinta em cada estágio. Além disso, a orientação de cada vetor de empuxo é determinada pelas particularidades e necessidades de controle a cada instante, de forma que se \mathbf{r}_{T_i} é o ponto de aplicação do empuxo \mathbf{T}_i produzido pelo bocal i , então

$$\mathbf{M}_T = \sum_{i=1}^{N_T} (\mathbf{r}_{T_i} - \mathbf{r}_{CG}) \times \mathbf{T}_i \quad (3.30)$$

é o momento resultante das forças de empuxo produzidas pelo sistema propulsivo.

O elemento indicado por \mathbf{T}_{rc} é a força de empuxo lateral produzida pelos propulsores do RCS. Na Figura 3.10 fez-se uma representação consideravelmente simplificada para evitar poluir a imagem em demasia. A rigor, como já foi dito, tais propulsores de reação se distribuem ao longo da circunferência do corpo do foguete, tipicamente fazendo parte dos últimos estágios, e tem como função principal viabilizar o controle do foguete nas fases balísticas do voo. Na figura representou-se apenas uma força resultante dessa distribuição. No entanto, a formalização de seus efeitos é semelhante ao caso dos propulsores principais, de forma que se \mathbf{r}_{rc_i} é a posição do ponto de aplicação do empuxo do i -ésimo propulsor do RACS, dado por \mathbf{T}_{rc_i} , então

$$\mathbf{M}_{rc} = \sum_{i=1}^{N_{rc}} (\mathbf{r}_{rc_i} - \mathbf{r}_{CG}) \times \mathbf{T}_{rc_i} \quad (3.31)$$

é o momento resultante das forças de empuxo produzidas pelo motores de reação.

De forma análoga são determinados os momentos produzidos pelas forças aerodinâmicas.

¹⁴ Foguetes assimétricos existem. O próprio lançador dos Ônibus Espacial é um exemplo. Portanto, a simetria do foguete é um requisito e um limite da ferramenta proposta. Vale dizer que em grande parte, os foguetes são simétricos axialmente.

Definindo \mathbf{r}_{CoP} o vetor da posição instantânea do *CoP* do foguete, então o momento produzido pelas forças aerodinâmicas¹⁵ é

$$\mathbf{M}_a = (\mathbf{r}_{CoP} - \mathbf{r}_{CG}) \times (\mathbf{L} + \mathbf{D}) . \quad (3.32)$$

O momento total do foguete é dado pela soma dos momentos acima calculados:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_T + \mathbf{M}_{rc} + \mathbf{M}_a . \quad (3.33)$$

Como já mencionado, é conveniente e mais simples que a mecânica angular seja calculada no sistema corpo. No caso da aceleração linear, é mais conveniente trabalhar sempre no sistema ECI, evitando assim os termos cinemáticos aparentes. Assim, dadas as forças neste sistema, pode-se determinar a aceleração linear do foguete como

$$\mathbf{a}_{eci} = \frac{d\mathbf{V}_{eci}}{dt} = \frac{1}{m} (\mathbf{T}_{eci} + \mathbf{T}_{rc_{eci}} + \mathbf{L}_{eci} + \mathbf{D}_{eci}) + \mathbf{g}_{eci} . \quad (3.34)$$

Na Equação 3.34 acima, m é a massa total instantânea de todo o foguete¹⁶, enquanto \mathbf{T}_{eci} e $\mathbf{T}_{rc_{eci}}$ são forças resultantes e, portanto, somatórias vetoriais de seus i termos. Note-se também que ali a velocidade é inercial.

No caso da aceleração angular, parte-se da equação do momento,

$$\mathbf{M}_{bs} = \mathbf{J} \frac{d\boldsymbol{\omega}_{bs}}{dt} + \boldsymbol{\omega}_{bs} \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}_{bs}) , \quad (3.35)$$

que após algumas manipulações resulta em

$$\dot{\boldsymbol{\omega}}_{bs} = \frac{d\boldsymbol{\omega}_{bs}}{dt} = \mathbf{J}^{-1} [\mathbf{M}_{bs} - \boldsymbol{\omega}_{bs} \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}_{bs})] . \quad (3.36)$$

Na Equação 3.36 o termo \mathbf{J} é o tensor de inércia, cujos componentes são os momentos e produtos de inércia do foguete:

¹⁵ Lembrando que as forças de sustentação (\mathbf{L}) e arrasto (\mathbf{D}) são grandezas vetoriais.

¹⁶ Supõe-se que aquelas grandezas que não tenham sido diretamente determinadas no sistema ECI sejam previamente convertidas para tal segundo as equações apropriadas.

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} & J_{xz} \\ J_{yx} & J_{yy} & J_{yz} \\ J_{zx} & J_{zy} & J_{zz} \end{bmatrix}. \quad (3.37)$$

Tal é o núcleo do modelo e sua implementação. Tudo o mais converge para essas equações, a partir das quais é possível por integração determinar velocidade e posição, lineares e angulares. No entanto, apesar da simplicidade e importância destas, o cálculo das diversas grandezas que nelas aparecem é o que de fato consome a maior parte dos esforços.

3.3.2 Aerodinâmica

Apesar da fase atmosférica do voo de um foguete de maior porte ocorrer em uma fração pequena do tempo de uma típica missão de lançamento, de forma que em primeiríssimas aproximações as forças aerodinâmicas sejam desprezadas¹⁷, fazê-lo em análises mais refinadas, especialmente quando problemas de estabilidade e controle são colocados, pode certamente implicar em erros significativos.

São basicamente três os efeitos de origem aerodinâmica importantes no voo de um veículo de lançamento: o aquecimento superficial devido às altas velocidades, as solicitações estruturais devidas à produção de forças transversais ao eixo longitudinal do corpo, e o arrasto que impede maior ganho de velocidade. No presente trabalho, o primeiro efeito está sendo desconsiderado. Já as forças transversais e o arrasto são representados, mas não os esforços estruturais que decorrem das primeiras.

O problema dos métodos de caracterização aerodinâmica de um veículo de lançamento foram apontados no capítulo precedente, onde se viu que tudo gira em torno da necessidade de se determinar os coeficientes aerodinâmicos. Além disso, viu-se que essencialmente duas abordagens se fazem presentes em se tratando de introduzir um modelo aerodinâmico no sistema geral da dinâmica do voo: o uso de tabelas de dados, ou a estimativa numérica direta dos coeficientes através de algum método simplificado.

O primeiro procedimento exige uma caracterização aerodinâmica refinada, apoiada em dados empíricos e estudos de CFD. No entanto, sua implementação computacional é consideravelmente simples: ler os dados em um arquivo tabelado e interpolar o valor dos coeficientes a partir de certos parâmetros. O segundo caso dispensa a caracterização refinada, mas exige

¹⁷ Como é o caso na equação de Tsiolkovsky – ver, p. e., Hill & Peterson (1965, p. 322 e segs.).

uma implementação mais complexa do modelo computacional para estimar os coeficientes, e é certamente menos exato.

Por hora, devido à sua simplicidade, o método baseado na leitura de dados tabelados não será implementado. Portanto, trata-se de determinar as tradicionais forças de sustentação e arrasto e os momentos delas resultantes a partir dos coeficientes de força a serem estimados internamente¹⁸.

Mais exatamente, curvas dos coeficientes serão produzidas a partir da entrada do usuário de parâmetros que permitem uma aproximação razoável do comportamento desses coeficientes em todo o alcance de ângulos de ataque e em função do número de Mach. Pode-se dizer que tal método é uma solução intermediária entre o método dos dados tabelados e aquele proposto na ferramenta DCAP (ver Seção 2.4.1)

A definição das forças aerodinâmicas através dos coeficientes foi dada na Seção 2.3.3, e aqui terá sua notação atualizada. Os módulos das forças de sustentação e arrasto são

$$L = \frac{1}{2} \rho S_{ref} V_a^2 C_L, \quad (3.38a)$$

$$D = \frac{1}{2} \rho S_{ref} V_a^2 C_D. \quad (3.38b)$$

O termo S_{ref} nas Equações 3.38 é uma área de referência, que no caso de foguetes é tipicamente a área frontal máxima projetada em um plano normal ao eixo longitudinal do corpo. A velocidade V_a nelas indicada é o módulo da velocidade aerodinâmica, que em breve será melhor definida. Resta ainda a determinação da orientação de tais forças, dos coeficientes aerodinâmicos, e do vetor \mathbf{r}_{CoP} da posição do CoP , a partir do que também os momentos aerodinâmicos podem ser calculados.

O fato do foguete apresentar uma geometria variável em função do estagiamento implica que também a área de referência é variável. Distinguindo os estágios pertencentes ao núcleo do foguete e os foguetes auxiliares externos (*strap-on boosters*), e considerando que tal área é a área frontal máxima, pode-se defini-la como

¹⁸ A modelagem aerodinâmica aqui apresentada segue em linhas gerais o trabalho desenvolvido em Zanatta (2016) e apresentado em Zanatta et al. (2017), embora mais sofisticado em certos aspectos, tais como a não limitação a intervalos próximos de $AoA = 0^\circ$. Embora o autor não reclame originalidade alguma sobre ela, não se trata em seu conjunto de um método diretamente extraído da literatura, mas composto a partir do conhecimento básico de aerodinâmica. Trata-se de uma modelagem limitada em muitos sentidos. O tema em questão é *per se* digno de estudos mais aprofundados.

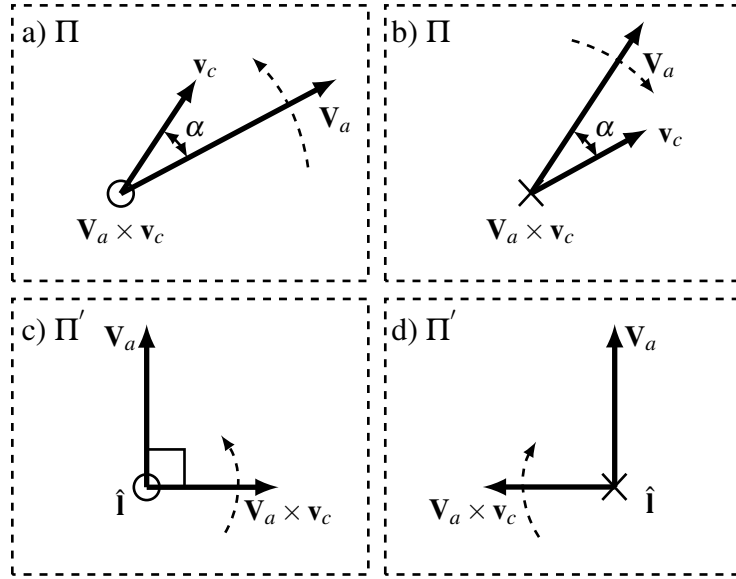


Figura 3.11: Representação geométrica das etapas do cálculo do vetor unitário na direção da sustentação. Fonte: figura criada pelo autor.

$$S_{ref} = \max \left(S_{ref_{s,1}}, \dots, S_{ref_{s,N_s}} \right) + \sum_{j=1}^{N_{bst}} \left(S_{ref_{bst,j}} \right) \quad i = 1, \dots, N_s, j = 1, \dots, N_{bst}, \quad (3.39)$$

sendo N_s e N_{bst} , respectivamente a quantidade de estágios e a quantidade de *strap-on boosters* acoplados ao núcleo do foguete, e $S_{ref_{s,i}}$ e $S_{ref_{bst,j}}$ as áreas de referência do i -ésimo estágio e as áreas de referência do j -ésimo foguete auxiliar.¹⁹

No que se refere à orientação das forças aerodinâmicas, seja \mathbf{V}_a a velocidade aerodinâmica. Por definição, o arrasto é a componente da força produzida na direção da velocidade, porém em sentido contrário. Assim sendo, um vetor unitário na direção do arrasto $\hat{\mathbf{d}}$ pode ser facilmente determinado a partir da velocidade aerodinâmica como:

$$\hat{\mathbf{d}} = -\frac{\mathbf{V}_a}{\|\mathbf{V}_a\|}. \quad (3.40)$$

A determinação do vetor unitário na direção da sustentação requer um pouco mais de reflexão em termos de geometria analítica, ao que pode servir de auxílio a Figura 3.11. Seja agora \mathbf{v}_c um vetor unitário na direção do eixo ox_{bs} , e se considere um plano Π que contenha ambos os vetores quando aplicados no mesmo ponto, tal como o *CG* do foguete. O produto vetorial $\mathbf{V}_a \times \mathbf{v}_c$ resulta em um vetor perpendicular a ambos, saindo da página (caso *a* na figura) ou

¹⁹ Frequentemente os *boosters* têm geometria idêntica, de forma que a somatória na Equação 3.39 poderia ser, na maioria dos casos, substituída por um produto.

entrante na página (caso *b*), dependendo das posições relativas de ambos em relação ao AoA (positivo no primeiro caso, e negativo no segundo).

Fazendo novamente o produto vetorial entre tal vetor e a velocidade aerodinâmica, que agora definem um plano Π' , resultam vetores perpendiculares à velocidade (em uma direção ou na outra, os casos *c* e *d* na figura), em função do AoA . Tais vetores ainda não são unitários, para o que basta normalizá-los. Porém, são orientados na direção da sustentação conforme o ângulo de ataque, e são contidos no plano que contém tanto a velocidade aerodinâmica quando o eixo ox_{bs} do foguete, satisfazendo assim a definição geométrica da sustentação. Portanto, um vetor unitário na direção da sustentação é dado por:

$$\hat{\mathbf{I}} = \frac{(\mathbf{V}_a \times \mathbf{v}_c) \times \mathbf{V}_a}{\|(\mathbf{V}_a \times \mathbf{v}_c) \times \mathbf{V}_a\|}. \quad (3.41)$$

Convém recordar a importância de se fazer tais operações em um sistema de referências consistente. Uma vez obtidos os módulos das forças, basta portanto multiplicá-los pelos vetores unitários obtidos para se ter os vetores de força.

No que se refere à velocidade aerodinâmica, no sistema inercial sua formulação é

$$\mathbf{V}_{a_{eci}} = \mathbf{V}_{eci} - \mathbf{V}_{atm_{eci}} - \mathbf{V}_{w_{eci}}. \quad (3.42)$$

Na Equação 3.42 acima, \mathbf{V}_{eci} é a velocidade inercial, $\mathbf{V}_{atm_{eci}}$ é a velocidade da atmosfera e $\mathbf{V}_{w_{eci}}$ é a velocidade do vento. Esta última já foi abordada (Seção 3.2.2, p. 74), sendo essencialmente uma entrada do usuário. É oportuno, no entanto, tecer alguns comentários sobre a velocidade da atmosfera.

A atmosfera de um planeta em rotação está em rotação junto com o mesmo. Para um corpo rigidamente vinculado ao planeta, tal como um foguete no instante imediatamente antes do lançamento e da liberação da plataforma, a velocidade relativa da atmosfera é nula, pois tal corpo está também ele girando em torno ao eixo do planeta na mesma velocidade angular. No entanto, no instante seguinte, o vínculo rígido com o planeta é perdido, e o único vínculo existente além do campo gravitacional é um “vínculo fluido”.

Para uma aeronave cujas velocidades e distâncias são relativamente pequenas, tal efeito pode normalmente ser desprezado e pode-se considerar que em qualquer instante tal velocidade relativa é nula. Porém isso não é verdadeiro no caso de um foguete ou de uma espaçonave

qualquer. Ao desvincular-se rigidamente do planeta, um foguete rapidamente ganha altitude e velocidade. Em uma trajetória estritamente ascendente, por exemplo, a velocidade da massa de ar atmosférico cresce de forma diretamente proporcionalmente à distância até o centro do planeta. Isso tem um efeito sobre o vetor de velocidade aerodinâmica, cujo resultado é um pequeno mas persistente incremento no AoA que, por sua vez, conduz à geração de forças que aceleram o foguete *na direção em que se move a massa atmosférica*, de forma que se a altitude for mantida por um certo tempo, as velocidades se igualam. Tal é a razão pela qual tal efeito não é sentido por aeronaves em geral, onde as variações de altitude e velocidade são pequenas ou lentas. Portanto, em poucas palavras, a massa atmosférica se apresenta para o foguete como um *grande vento* de velocidade proporcional a altitude. Assim, a velocidade da massa atmosférica é dada por:

$$\mathbf{V}_{atm_{hs}} = \left[0 \quad \|\mathbf{r}\| \Omega \cos(\phi) \quad 0 \right]^T. \quad (3.43)$$

Na Equação 3.43, dada no sistema horizonte, tem-se a magnitude da velocidade angular do planeta (Ω) e o vetor de posição do foguete (\mathbf{r}). O termo trigonométrico varia em função da latitude (ϕ), de forma que tal velocidade é evidentemente nula nos polos e máxima no equador. Somente o componente oy_{hs} da velocidade não é nulo, pois ela se orienta totalmente para o leste em qualquer ponto.

No que se refere aos coeficientes aerodinâmicos é importante contabilizar no modelo os efeitos dos parâmetros mais importantes, sendo estes o número de Mach e o AoA .

O número de Mach é definido como a razão entre a velocidade aerodinâmica instantânea e a velocidade local do som,

$$Ma = \frac{\|\mathbf{V}_a\|}{V_s}, \quad (3.44)$$

e sabe-se (ver p. e. Anderson (2007), Hill & Peterson (1965), entre outros) que seus efeitos estão relacionados a um aumento no valor dos coeficientes nas proximidades de $Ma = 1$, e sucessiva diminuição. Para produzir uma curva que capture os aspectos formais de tal efeito, aqui denominada “Mach Efetivo” (Ma_e) definiu-se um vetor de parâmetros $\kappa_\mu = \left[\kappa_{\mu_1} \quad \dots \quad \kappa_{\mu_5} \right]^T$, cujos componentes são:

- κ_{μ_1} : o número de Mach no qual Ma_e é máximo;

Tabela 3.6: Parâmetros para curvas de Ma_e nos gráficos da Figura 3.12. Dados arbitrários para demonstrar o comportamento das funções.

Caso	κ_{μ_1}	κ_{μ_2}	κ_{μ_3}	κ_{μ_4}	κ_{μ_5}
1	1,2	0,3	1,2	0,8	5,0
2	1,0	0,8	1,5	1,0	10,0
3	1,5	2,0	1,0	2,0	1,0

- κ_{μ_2} : o quão suave deve ser o aumento de Ma_e nas proximidades de κ_{μ_1} ;
- κ_{μ_3} : o quanto deve crescer Ma_e nas proximidades de κ_{μ_1} ;
- κ_{μ_4} : a inclinação inicial da tendência da curva ao crescer o número de Mach;
- κ_{μ_5} : o quão rápido Ma_e deve retornar ao patamar inicial.

Para construir a curva, é necessário considerar duas possibilidades. A primeira, se $Ma < \kappa_{\mu_1}$, caso no qual definem-se os parâmetros derivados:

$$Ma_{e_{max}} = 1 + \kappa_{\mu_3} e^{-\left(\frac{Ma - \kappa_{\mu_1}}{\kappa_{\mu_1} - 1} \kappa_{\mu_2}\right)^2}, \quad (3.45a)$$

$$Ma_{e_{min}} = 1 - \kappa_{\mu_4} Ma^2. \quad (3.45b)$$

Calculados os parâmetros das Equações 3.45, ainda no caso em que $Ma < \kappa_{\mu_1}$, pode-se determinar Ma_e segundo:

$$Ma_e = \begin{cases} \frac{Ma}{0,95\kappa_{\mu_1}} Ma_{e_{max}} + \left(1 - \frac{Ma}{0,95\kappa_{\mu_1}}\right) Ma_{e_{min}} & 0 < Ma < 0,95\kappa_{\mu_1} \\ Ma_{e_{max}} & \kappa_{\mu_1} > Ma \geq 0,95\kappa_{\mu_1} \end{cases}. \quad (3.46)$$

A segunda possibilidade ocorre se $Ma \geq \kappa_{\mu_1}$. Neste caso, tem-se simplesmente:

$$Ma_e = 1 + \kappa_{\mu_3} e^{-\left(\frac{Ma - \kappa_{\mu_1}}{\kappa_{\mu_5}} \kappa_{\mu_2}\right)^2}. \quad (3.47)$$

Os gráficos da Figura 3.12 mostram o valor de Ma_e para três diferentes configurações dos parâmetros, segundo a Tabela 3.6. Os coeficiente aerodinâmicos podem agora ser determinados unicamente em função do AoA , e os seus valores multiplicados por Ma_e para capturar os efeitos do número de Mach.

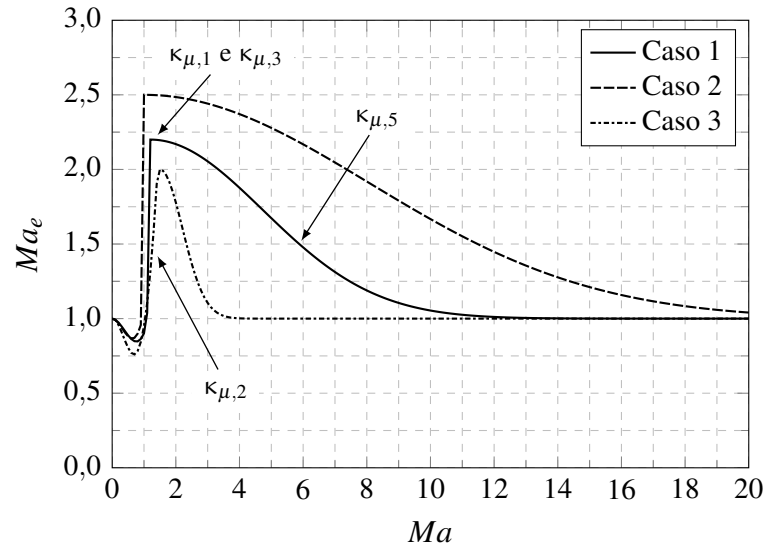


Figura 3.12: Efeito do número de Mach nos coeficientes aerodinâmicos em três casos exemplares de configuração dos parâmetros. A associação entre os parâmetros e as regiões da curva por eles afetada é indicada no Caso 1. Fonte: figura criada pelo autor.

A sustentação, associada às forças transversais, é frequentemente ignorada nos modelos mais simples da literatura, uma vez que é esperado que na fase atmosférica do lançamento o veículo mantenha o ângulo de ataque o mais próximo de zero possível e que, por isso e pela simetria geométrica, a sustentação seja também nula. Mas uma vez que se pretende o desenvolvimento de um ambiente de simulação que no futuro possa gerar dados para diversos tipos de análise, e que no caso da controlabilidade os efeitos de perturbação e a consequente capacidade dos sistemas de controle de minimizá-las é de sumo interesse, tais efeitos não devem ser desprezados. Além disso e por causa disso, deseja-se obter valores para os coeficientes em toda a amplitude de AoA possíveis, e não somente na pequena faixa típica em que sua variação é linear.

Dados para os coeficientes aerodinâmicos em toda a faixa entre -180° e 180° não são comuns. Frequentemente, a título de dinâmica de voo, somente a faixa linear do C_L é considerada. No entanto, especialmente para poder representar de forma aceitável a queda dos estágios descartados e eventuais reentradas, tais dados são necessários. Por hora, será suficiente uma aproximação baseada em dados para aerofólios, conforme produzida nos estudos de Sheldahl & Klimas (1981), Morgado et al. (2013) e de Bianchini et al. (2015). Os autores citados apresentam polares para os coeficientes de sustentação e arrasto para diversos aerofólios, de onde um certo padrão de comportamento pode ser inferido e parametrizado.

Assim, da mesma forma que no caso dos efeitos do número de Mach, porém de forma um

pouco mais complexa, foram definidos parâmetros para construir uma curva de C_L em função de α . Seja $i = \{1, 2\}$, sendo $i = 1$ o índice referente à parte da curva próxima ao eixo $\alpha = 0^\circ$, e $i = 2$ o índice referente à parte próxima ao eixo $\alpha = 180^\circ$. Os parâmetros são como segue:

- $\alpha_{lin,i}$: a faixa do AoA em que a variação de C_L é linear;
- $C_{L\alpha}$: o coeficiente angular de C_L na faixa linear;
- $C_{L\alpha=0}$: C_L quando $\alpha = 0$ (normalmente zero, para corpos simétricos);
- $C_{Lmax,i}$: O valor máximo do C_L – isto é: seu valor de estol;
- C_{Ldp} : quão fortemente o C_L deve diminuir no estol;
- $\alpha_{stall,i}$: o AoA no qual ocorre o estol;
- $\kappa_{C_L,i}$: um vetor contendo 4 coeficientes da solução de um sistema linear previamente resolvido para suavizar as curvas;
- $\alpha_{lim,i}$: ângulo de ataque no qual o estol cessa e o C_L volta a subir;

Para se calcular o C_L propriamente dito, considera-se três grandes casos, levando-se em conta o módulo do AoA . No primeiro, se $0^\circ < \alpha \leq \alpha_{lim,1}$, pode-se escrever:

$$C_L = \begin{cases} C_{L\alpha=0} + C_{L\alpha} \alpha & 0 < \alpha \leq \alpha_{lin1} \\ \kappa_{C_{L1,1}} + \kappa_{C_{L1,2}} \alpha + \kappa_{C_{L1,3}} \alpha^2 + \kappa_{C_{L1,4}} \alpha^3 & \alpha_{lin,1} < \alpha \leq \alpha_{stall,1} \\ C_{Lmax,1} e^{-C_{Ldp} (\alpha - \alpha_{stall,1})^2} & \alpha_{stall,1} < \alpha \leq \alpha_{lim,1} \end{cases} \quad (3.48)$$

Nos casos em que $\alpha_{lim,1} < \alpha \leq \alpha_{lim,2}$, tem-se:

$$C_L = \begin{cases} C_{Lmax,2} \sin(2\alpha) & \alpha_{lim,1} < \alpha \leq \frac{\pi}{4} \\ C_{Lmax,2} \sin(2\alpha) \left(1 - \frac{2}{5} \frac{\alpha - \frac{\pi}{4}}{\pi}\right) & \frac{\pi}{4} < \alpha \leq \frac{3\pi}{4} \\ \frac{4}{5} C_{Lmax,2} \sin(2\alpha) & \alpha > \frac{3\pi}{4} \end{cases} \quad (3.49)$$

Por fim, nos casos em que $\alpha_{lim,2} < \alpha \leq \pi$, tem-se:

$$C_L = \begin{cases} -C_{Lmax,2} e^{-C_{Ldp} (\alpha - \alpha_{stall,2})^2} & \alpha_{lim,2} < \alpha \leq \alpha_{stall,2} \\ -(\kappa_{C_{L2,1}} + \kappa_{C_{L2,2}} \alpha + \kappa_{C_{L2,2}} \alpha^2 + \kappa_{C_{L2,3}} \alpha^3) & \alpha_{stall,2} < \alpha \leq \alpha_{lin,2} \\ -[C_{L\alpha=0} + C_{L\alpha} (\pi - \alpha)] & \alpha_{lin,2} < \alpha < \pi \end{cases} \quad (3.50)$$

Os coeficientes $\kappa_{C_{L_i,j}}$ ($i = 1, 2, j = 1, \dots, 4$) que aparecem nessas equações são a solução de sistemas lineares, como já mencionado. Tais sistemas precisam ser solucionados *antes* de alimentar a simulação, e tem a forma

$$\begin{bmatrix} 1 & \alpha_{lin,i} & \alpha_{lin,i}^2 & \alpha_{lin,i}^3 \\ 1 & \alpha_{stall,i} & \alpha_{stall,i}^2 & \alpha_{stall,i}^3 \\ 0 & 1 & 2\alpha_{lin,i}^2 & 3\alpha_{lin,i}^3 \\ 0 & 1 & 2\alpha_{stall,i}^2 & 3\alpha_{stall,i}^3 \end{bmatrix} \kappa_{C_{L,i}} = \begin{bmatrix} C_{L_{\alpha=0}} + C_{L_{\alpha}} \alpha_{lin,i} \\ C_{L_{max,i}} \\ C_{L_{\alpha}} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.51)$$

onde o índice i se aplica ao primeiro ou segundo casos.

A Figura 3.13²⁰ mostra que, como era de se esperar, há uma anti-simetria dos resultados, que deriva da simetria do corpo. Considerando o trecho entre 0° e 180° , tem-se uma primeira região linear entre 0° e $\alpha_{lin,1} = 3^\circ$, com $C_{L_{\alpha}} = 0,15708$ correspondente à primeira parte da Equação 3.48, a partir do que, até $\alpha = \alpha_{stall,1} = 6^\circ$, onde $C_{L_{max,1}} = 0,8$, segue-se a segunda parte da equação. Os coeficientes $\kappa_{C_{L1}} = 1 \times 10^3 \begin{bmatrix} 0,00023 & -0,00335 & 0,21982 & -1,29771 \end{bmatrix}^T$ são obtidos solucionando-se o sistema linear da Equação 3.51. $C_{L_{dp}}$ é uma entrada arbitrária que determina o quão fortemente a curva cai após o estol (No caso da figura, $C_{L_{dp}} = 50$). O valor de $\alpha_{lin,1}$ se obtém encontrando a intersecção da curva dada pela terceira parte da Equação 3.48 com a primeira parte da Equação 3.49 em um intervalo apropriado de α . A Equação 3.49 representa uma região de interpolação senoidal do C_L , em que o $C_{L_{max,2}} = 0,48$ é ligeiramente reduzido e é máximo em $\alpha = 45^\circ$. A partir de $\alpha = 90^\circ$ a curva espelha a primeira parte, com valores ligeiramente diferentes dos parâmetros ($\alpha_{lin,2} = 178,2^\circ$, $\alpha_{stall,2} = 176,4^\circ$, $\kappa_{C_{L2}} = 1 \times 10^2 \begin{bmatrix} -0,00145 & 0,23654 & -2,78207 & 9,54700 \end{bmatrix}^T$).

No caso do C_D a situação é bem mais simples. São definidos apenas três parâmetros:

- $C_{D_{max}}$: o máximo C_D , quando $\alpha = 90^\circ$;
- $C_{D_{min1}}$: o mínimo C_D , quando $\alpha = 0^\circ$;
- $C_{D_{min2}}$: o mínimo C_D , quando $\alpha = 180^\circ$;

E se constroem equações de variação senoidal:

²⁰ Também neste caso valores dos parâmetros são abitrários, servindo apenas para ilustrar o comportamento das funções desenvolvidas.

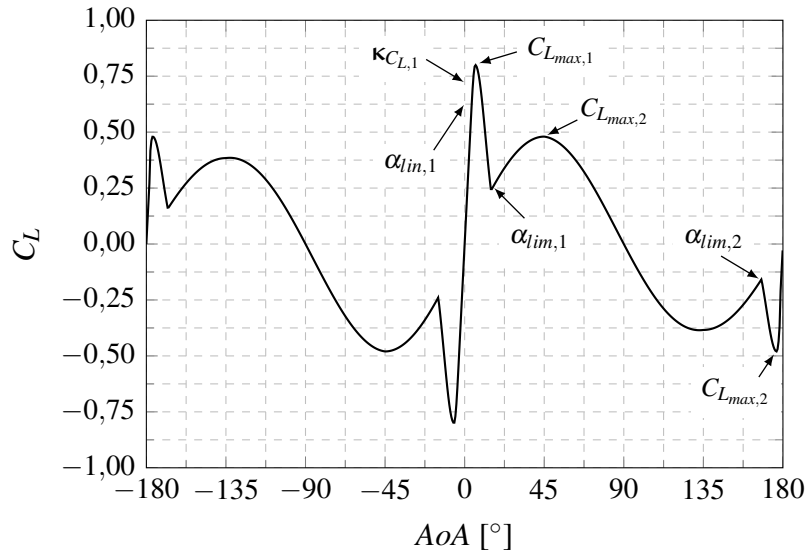


Figura 3.13: Modelo típico da curva $C_L \times AoA$. As anotações indicam as regiões associadas aos parâmetros indicados. Fonte: figura criada pelo autor.

$$C_D = \begin{cases} C_{D_{min1}} + (C_{D_{max}} - C_{D_{min1}}) \sin^2 |\alpha| & |\alpha| \geq \frac{\pi}{2} \\ C_{D_{min2}} + (C_{D_{max}} - C_{D_{min2}}) \sin^2 \alpha & |\alpha| < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (3.52)$$

Da Equação 3.52 resultam curvas do tipo dado na Figura 3.14, com $C_{D_{max}} = 5,0$, $C_{D_{min1}} = 0,6$ e $C_{D_{min2}} = 1,0$.

Resta ainda determinar a posição do CoP , visto ser este o ponto de aplicação das forças

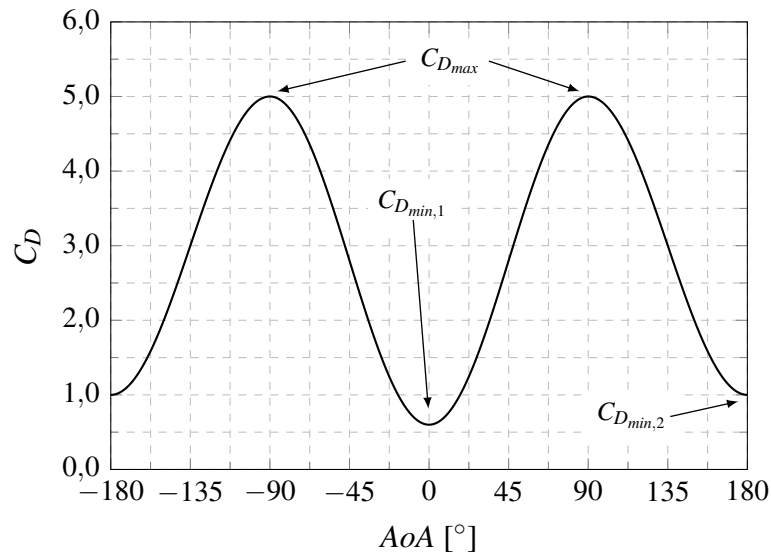


Figura 3.14: Modelo típico da curva $C_D \times AoA$. Os parâmetros e as regiões por eles afetadas nas curvas são indicados. Fonte: figura criada pelo autor.

Tabela 3.7: Parâmetros para curvas de Ma_{CoP} nos gráficos da Figura 3.15. Dados arbitrários para ilustrar o comportamento das funções.

Caso	κ_{CoP_1}	κ_{CoP_2}	κ_{CoP_3}	κ_{CoP_4}	κ_{CoP_5}
1	0,4	0,16	0,8	1,2	10,0
2	0,5	0,30	0,5	1,1	8,0
3	0,6	1,00	1,0	1,3	20,0

aerodinâmicas e de sua diferença em relação ao CG derivar o braço que causa o momento aerodinâmico. Antes porém é necessário considerar os efeitos do número de Mach sobre sua posição, que não são idênticos aos efeitos sobre os coeficientes aerodinâmicos, e portanto requerem um conjunto diferente de coeficientes para serem parametrizados. Tipicamente, ao se aproximar a velocidade do som, ocorre um considerável deslocamento do CoP para trás em função dos diversos fenômenos ligados à formação de ondas de choque que resultam da interação do corpo com o meio fluido a tais velocidades. Ao ultrapassar tal ponto, porém, o CoP se desloca novamente para frente, porém não até o ponto original. Para capturar tal fenomenologia, que é semelhante mas não a mesma que no caso dos coeficientes, define-se o termo Ma_{CoP} e o vetor $\kappa_{CoP} = [\kappa_{CoP_1} \dots \kappa_{CoP_6}]^T$ com os seguintes componentes:

- κ_{CoP_1} : o quanto o CoP irá se deslocar inicialmente;
- κ_{CoP_2} : o quanto o CoP tende a retornar após o passagem pela região transônica;
- κ_{CoP_3} : o número de Mach no qual ele começa a se deslocar;
- κ_{CoP_4} : o número de Mach de máximo deslocamento;
- κ_{CoP_5} : o número de Mach de retorno;
- κ_{CoP_6} : quão rápido a posição do CoP se aproxima ou se afasta do valor assintótico.

Identicamente a quanto feito em relação aos efeitos do número de Mach nos coeficientes aerodinâmicos, a Tabela 3.7 e a Figura 3.15 apresentam três casos exemplares de configuração dos parâmetros e as curvas correspondentes, respectivamente.

Para cada estágio, é definido (como parâmetro de entrada do usuário) a *posição assintótica* do CoP ao longo de ox_{sbs} em termos de fração do comprimento do estágio²¹. Tal posição

²¹ O subscrito s na indicação do eixo se refere ao sistema corpo *do estágio*.

é aquela para a qual tende o CoP quando o AoA tende a 90° . Tipicamente, pode-se assumir a hipótese de que o centro de pressão se desloca de uma posição no infinito, para trás ou para frente, quando $\alpha = 0^\circ$ ou quando $\alpha = 180^\circ$ em direção a essa posição assintótica. Para simplificar a modelagem, apenas a posição ao longo de ox do CoP é considerada.

Uma vez que o CoP está intrinsecamente relacionado à área exposta do corpo, pareceu apropriado, ainda que não exato, representar sua posição assintótica *no foguete* como uma média pesada de sua posição em cada estágio. Assim se $\chi_{CoP_{s,i}}$ é a fração da posição ao longo de ox do CoP no i -ésimo estágio, $D_{max_{s,i}}$ é seu diâmetro máximo e $L_{s,i}$ seu comprimento,

$$\chi_{CoP_{as}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} (L_{s,i} D_{max_{s,i}} \chi_{CoP_{s,i}})}{\sum_{i=1}^{N_s} (L_{s,i} D_{max_{s,i}})}, \quad (3.53)$$

onde o termo de “peso” usado foi o produto entre o comprimento e o diâmetro máximo, de forma que a contribuição dos maiores estágios seja também maior.

Uma vez obtido o valor assintótico para o foguete, a variação da posição do CoP para o mesmo em função do AoA é dada por:

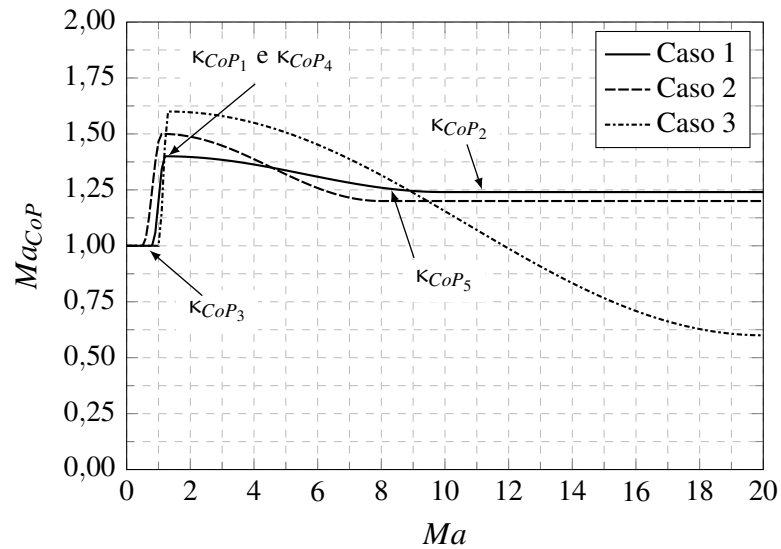


Figura 3.15: Efeito do número de Mach no CoP em três casos exemplares de configuração dos parâmetros. Os parâmetros e as regiões por eles afetadas nas curvas são indicados. Fonte: figura criada pelo autor.

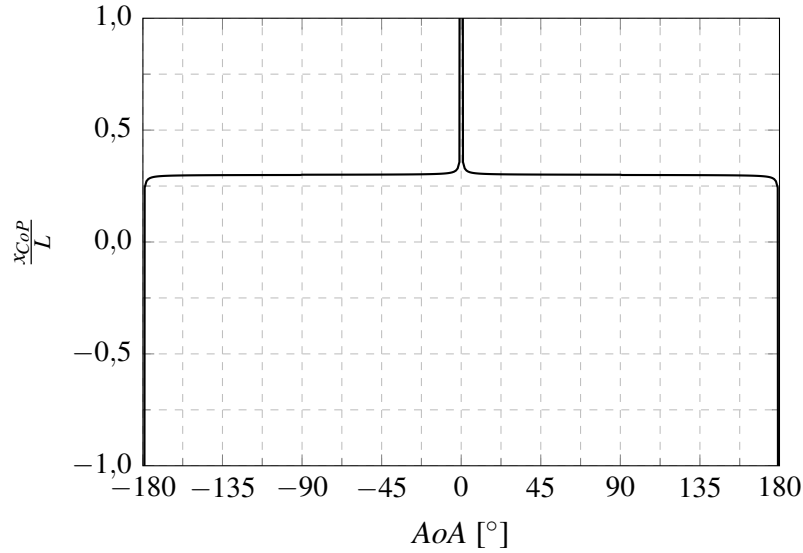


Figura 3.16: Modelo típico da curva da posição do CoP em função do AoA . Fonte: figura criada pelo autor.

$$\chi_{CoP} = \frac{r_{CoP_x}}{L} = \begin{cases} 9999,99 & |\alpha| \leq 1 \times 10^{-8} \\ \chi_{CoP_{as}} + \left| \frac{1}{\kappa_{CoP_6} \alpha} \right| & |\alpha| \leq \frac{\pi}{2} \\ \chi_{CoP_{as}} - \left| \frac{1}{\kappa_{CoP_6} (\pi - \alpha)} \right| & \alpha > \frac{\pi}{2} \\ \chi_{CoP_{as}} - \left| \frac{1}{\kappa_{CoP_6} (-\pi - \alpha)} \right| & \alpha < -\frac{\pi}{2} \\ -9999,99 & |\alpha| < \pi + 1 \times 10^{-8} \end{cases} \quad (3.54)$$

Repara-se o cuidado – essencial em uma implementação computacional – de se tratar das singularidades que surgem em ângulos muito pequenos, nos extremos quando a posição tende a infinito. Deve-se escolher para tal um valor relativamente grande, porém finito.

Assim, para $\chi_{CoP_{as}} = 0,3$ e $\kappa_{CoP_6} = 10000$, resulta uma curva como aquela da Figura 3.16. Note-se como é rápido o deslocamento do infinito até um valor já bem próximo de $\chi_{CoP_{as}}$, a partir do que o deslocamento se torna bem mais lento.

É importante dizer que as Equações 3.45 a 3.54 e os parâmetros a ela associados, em sua maioria, não derivam diretamente de nenhum fenômeno físico ou da literatura conhecida. Foram produzidas a partir da análise de funções e de experimentos numéricos de forma a se poder obter curvas que representassem os efeitos conhecidos do número de Mach nos coeficientes aerodinâmicos, e que pudesse ser razoavelmente parametrizada de forma a se alterá-la de acordo com as necessidades. Certamente não são elegantes, mas são satisfatoriamente funcionais.

Conhecendo-se a posição instantânea \mathbf{r}_{CG} do CG do foguete, e construindo o vetor $\mathbf{r}_{CoP} =$

$\begin{bmatrix} r_{CoP_x} Ma_{CoP} L & 0 & 0 \end{bmatrix}^T$ da posição do *CoP* no foguete, calculam-se todas as grandezas aerodinâmicas necessárias:

$$\mathbf{L} = \frac{1}{2} \rho S_{ref} V_a^2 C_L(\alpha) Ma_e \hat{\mathbf{I}} \quad (3.55a)$$

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \rho S_{ref} V_a^2 C_D(\alpha) Ma_e \hat{\mathbf{d}} \quad (3.55b)$$

$$\mathbf{M}_a = (\mathbf{r}_{CoP} - \mathbf{r}_{CG}) \times (\mathbf{L} + \mathbf{D}) \quad (3.55c)$$

Com isso estão determinadas as grandezas de origem aerodinâmica. Convém sempre recordar a necessidade de se operar em sistemas de referência consistentes e convenientes. O momento aerodinâmico é mais convenientemente calculado no sistema corpo, de forma que as forças devem ser apropriadamente convertidas neste sistema antes de aplicadas para tal.

3.3.3 Forças Propulsivas

Os parâmetros que governam as forças de origem propulsiva e algumas estratégias para sua modelagem foram discutidos e apresentadas nas seções 2.1.3 e 2.3.2. Tais forças são divididas em dois grupos: aquelas que derivam do sistema principal de propulsão, e aquelas que são produzidas exclusivamente pelo RACS com o objetivo de orientar a atitude do foguete. As primeiras se localizam tipicamente na base do foguete e são muito maiores que as segundas em magnitude, que tipicamente se localizam nas proximidades do nariz do veículo, já que sua função não é produzir empuxo, mas apenas momento. Na Figura 3.10 as primeiras são representadas pelos símbolos \mathbf{T}_i e \mathbf{T}_{i+1} , enquanto a resultante das segundas é representada pelo símbolo \mathbf{T}_{rc} . Além disso, entre as forças propulsivas principais, deve-se distinguir o caso de motores a propelente sólido e motores a propelente líquido. Convém, portanto, abordar cada tipo em separado.

Motores a Propelente Sólido

Dentre as estratégias de modelagem de motores de propelente sólido apresentadas no capítulo precedente, aquelas associadas aos trabalhos de Willcox et al. (2007) são as mais simples. Convém no entanto reafirmar que mesmo neste caso, o foco do estudo é o desempenho do motor em si, e não o conjunto da dinâmica do voo do qual tal desempenho é um fator não pouco importante.

Assim sendo, a introdução de um modelo com nível de profundidade comparável àquele deve ser reservada a ulteriores desenvolvimentos da presente ferramenta, quando então ela po-

derá servir para análise preliminar de parâmetros internos do sistema propulsivo no conjunto da dinâmica de voo. Por hora, o desempenho do motor será suposto *conhecido*, de forma que é possível uma estratégia mais simples, mas que em nada será devedora daquelas presentes nas ferramentas reunidas na Tabela 2.1.

No que se refere à dinâmica de voo, o aspecto mais relevante no desempenho de tais motores é precisamente a variação do empuxo no tempo em função da área de superfície instantânea do grão durante a queima, como ilustrado na Figura 2.8. Viu-se que a evolução de tal área depende sobremaneira da geometria inicial da cavidade interior do grão, sendo seu efeito ligado diretamente à vazão de massa a cada instante.

Portanto, para se chegar aos termos da Equação 2.2 pode-se saltar a problemática ligada à equação de De-Vieille (Equação 2.12) partindo-se diretamente da vazão de massa, cuja variação no tempo deve ser dada como entrada à simulação. Para representá-la – de forma bem simplificada –, adotou-se aqui dois parâmetros. Além do que, tentou-se capturar os transientes de início e fim de queima em função da quantidade remanescente de propelente, definindo frações de referência. Os parâmetros em questão são:

- \dot{m}_m : a vazão média ou de referência;
- \dot{m}_δ : um “delta” em relação à vazão média em função da qual se pode impôr uma inclinação à curva de vazão.
- m_{fmax} : a fração máxima de propelente a partir da qual a queima ocorre em regime estacionário.
- m_{fmin} : a fração mínima de propelente além da qual cessa o regime estacionário e inicia-se o final da queima.

Com base nestes parâmetros e definindo os parâmetros auxiliares $\dot{m}_{ini} = \dot{m}_m (1 - \dot{m}_\delta)$, $\dot{m}_{fin} = \dot{m}_m (1 + \dot{m}_\delta)$, a vazão de massa nos três regimes é dada por:

$$\dot{m} = \begin{cases} \dot{m}_{ini} \frac{(m_{pini} - m_p)}{(1 - m_{fmax}) m_{pini}} & m_p > m_{fmax} m_{pini} \\ \dot{m}_{fin} \frac{m_p}{m_{fmin} m_{pini}} & m_p < m_{fmin} m_{pini} \\ \frac{m_{pini} - m_p}{(m_{fmax} - m_{fmin}) m_p} (\dot{m}_{ini} + \dot{m}_{fin} m_{fmax}) & \text{outros casos} \end{cases} \quad (3.56)$$

Tabela 3.8: Parâmetros para curvas de \dot{m} nos gráficos da Figura 3.17. Dados arbitrários para ilustrar o comportamento das funções.

Caso	m_{pini} [kg]	\dot{m}_m [kg s ⁻¹]	\dot{m}_δ	m_{fmin}	m_{fmax}
1	1000	10	0,20	0,10	0,99
2	1000	10	-0,30	0,05	0,95
3	1000	10	0,01	0,05	0,99

A Equação 3.56 faz com que a vazão instantânea de massa dependa, essencialmente, da massa remanescente, e suas três partes representam respectivamente a inicialização, a finalização e o regime quase estacionário da queima. Os termos m_p e m_{pini} são a massa instantânea de propelente remanescente e a massa inicial do mesmo. Deve-se atentar para o fato de que a primeira parte da equação é sempre nula pois o numerador da fração, no instante inicial, é nulo. Assim, jamais haveria consumo de propelente e o motor não seria acionado. Para contornar esse problema, é necessário adicionar uma condição para dar “partida” no motor, que se traduz no seguinte: se $m_p > m_{fmax}m_{pini}$ e o valor calculado de $\dot{m} = 0 \text{ kg s}^{-1}$, então $\dot{m} = \dot{m}_0$, onde \dot{m}_0 é uma pequena e arbitrária vazão instantânea inicial, o que garante que a partir daí o numerador acima referido não seja mais nulo.

Os gráficos da Figura 3.17 representam três exemplos do efeito dos parâmetros (dados na Tabela 3.8) nas curvas de vazão em função do tempo. Note-se que embora na parte estacionária tais curvas sejam lineares em função da quantidade remanescente de propelente, elas não o

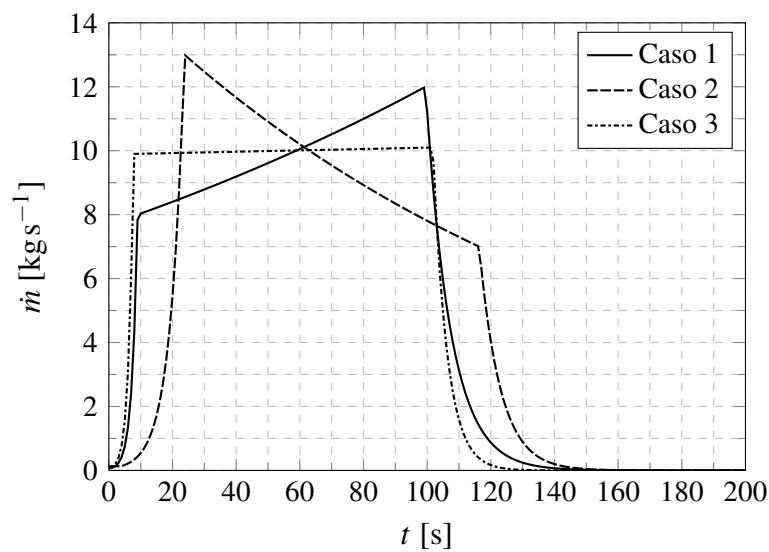


Figura 3.17: Exemplos parametrizados de vazão de motores sólidos. Fonte: figura criada pelo autor.

são em função do tempo. Além disso, os parâmetros escolhidos para ilustrá-las são tais a se exagerar a duração dos transientes de partida e extinção da queima, de forma a torná-los mais perceptíveis nos gráficos. Vê-se assim que embora a Equação 3.56 não possa reproduzir com exatidão as particularidades que toda e cada geometria da cavidade do grão imprime no andamento da queima, ela pode ao menos captar uma tendência geral.

Os outros termos que afetam o empuxo são a área de saída do bocal – que raramente não é constante –, e a velocidade e a pressão dos gases na seção de saída. Estas duas últimas são estreitamente interconectadas (ver Eqs. 2.7 e 2.11). Esta interconexão depende da temperatura e da pressão na câmara de combustão que, por sua vez, a rigor também não são constantes. Para simplificar o procedimento numérico e evitar a necessidade de se solucionar sistemas de equações em tempo de execução, decidiu-se por uma modelagem simples, como segue.

A pressão na saída representa o quanto os gases se expandem, e portanto está associada à velocidade. No caso supersônico, a maior expansão (menor pressão) implica em maior velocidade. Tudo isso está, por sua vez, associado à vazão de massa, de forma que se são estabelecidos valores de referência para pressão e velocidade dependentes do valor médio da vazão de massa, então pode-se definir:

$$p_e = p_{atm} - (p_{atm} - p_{e_{ref}}) \left[1 - \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_m} - 1 \right)^2 \right], \quad (3.57a)$$

$$V_e = V_{e_{ref}} \frac{\dot{m}}{\dot{m}_m}. \quad (3.57b)$$

Tal solução está longe de representar fidedignamente os fenômenos em questão, mas é suficiente para em uma primeira aproximação, captar certa impermanência dos fenômenos. A título de comodidade, convém reproduzir aqui a equação do empuxo, para onde os termos acima convergem:

$$T = \dot{m}V_e + A_e(p_e - p_{atm}). \quad (3.58)$$

Motores a Propelente Líquido

No caso dos motores de combustível líquido, todo o seu desempenho depende do sistema de alimentação. Viu-se que uma estratégia de modelagem que represente esse sistema é suficientemente adequada para representar tais propulsores, a partir de um procedimento semelhante

àquele de Mota (2015), o que também neste caso será reservado a um ulterior desenvolvimento da ferramenta.

A modelagem aqui proposta será consideravelmente mais simples. Tipicamente, tais motores são capazes de uma margem de regulação de potência, aqui definida como um “ajuste de potência” τ entre 0 e 1 que age sobre o diferencial de pressão entre o sistema de alimentação e a câmara de combustão. Assim, a vazão de massa depende de tal ajuste, de forma que

$$\dot{m} = \tau \dot{m}_m. \quad (3.59)$$

Uma vez que tal ajuste não é instantâneo, deve-se também distinguir entre o ajuste atual (τ) e aquele desejado (τ_{dsj}), de forma que entre o ajuste desejado e o atual, um tempo transcorra até que o atual atinja o desejado.

A pressão e a velocidade de saída são definidas da mesma forma que no caso dos motores de propelente sólido, mas nesse caso o sentido do termo \dot{m}_m deve ser modificado para representar uma referência, e não uma média. Em qualquer caso, uma vez então calculadas a vazão e a pressão de saída, o módulo do empuxo total pode ser determinado com a Equação 3.58.

Uma modelagem assim simples não será capaz de captar fenômenos importantes ligados ao funcionamento dos LRE’s, tais como as oscilações devidas ao atraso induzido pelas variações de pressão na câmara, e muito menos particularidades dos fenômenos aerotermodinâmicos e de combustão na mesma. No entanto, para os propósitos da análise da dinâmica de voo serão suficientes.

Orientação e quantidade de bocais

Cada estágio pode conter uma quantidade arbitrária de bocais, de forma que o valor total de empuxo calculado deve ser dividido pelo número de bocais do estágio ativo, pois no estado atual do desenvolvimento da ferramenta de simulação, somente um motor pode ser atribuído a cada estágio.

Seja N_n o número de bocais de um estágio qualquer. No i -ésimo bocal, o sistema de controle atua de forma a determinar uma orientação definida por dois ângulos λ_{ny_i} e λ_{nz_i} . O primeiro deles representa uma rotação em torno a um eixo oy paralelo ao eixo oy_{bs} do corpo do foguete, e o segundo representa uma rotação em torno a um eixo oz paralelo ao eixo oz_{bs} do corpo do foguete, ambos passantes pelo ponto de fixação no bocal na base do estágio. Assim sendo, o

vetor

$$\lambda_{n_i} = \left[\cos \lambda_{ny_i} \cos \lambda_{nz_i} \quad \sin \lambda_{nz_i} \quad -\sin \lambda_{ny_i} \right]^T, \quad (3.60)$$

contém os cossenos diretores da orientação do bocal i . Se agora \mathbf{r}_{n_i} é a posição do bocal relativamente ao corpo do foguete, então o empuxo \mathbf{T} do conjunto de bocais do estágio ativo é dado por

$$\mathbf{T} = \sum_{i=1}^{N_n} \frac{T}{N_n} \lambda_{n_i}, \quad (3.61)$$

e o momento total causado pelos propulsores é²²:

$$\mathbf{M}_T = \sum_{i=1}^{N_n} (\mathbf{r}_{n_i} - \mathbf{r}_{CG}) \times \frac{T}{N_n} \lambda_{n_i}. \quad (3.62)$$

Foguetes do RCS

Seja agora N_{rc} a quantidade de propulsores de controle por reação dispostos circunferencialmente em uma determinada posição de um estágio²³, e seja $\boldsymbol{\tau}_{rc} = \left[\tau_{rc_1} \quad \dots \quad \tau_{rc_{N_{rc}}} \right]^T$ o vetor de ajustes de potência²⁴ dos N_{rc} foguetes, sendo neste caso $-1 < \tau_{rc_i} < 1$. Assim sendo, se \mathbf{r}_{rc_i} é a posição do foguete de controle no veículo e λ_{rc_i} é sua orientação relativamente ao corpo do mesmo, então

$$\mathbf{T}_{rc} = \sum_{i=1}^{N_{rc}} \tau_{rc_i} T_{rc} \lambda_{rc_i}. \quad (3.63a)$$

$$\mathbf{M}_{rc} = \sum_{i=1}^{N_{rc}} \mathbf{r}_{rc_i} \times \tau_{rc_i} T_{rc} \lambda_{rc_i}. \quad (3.63b)$$

Note-se que neste caso, o que é variável é apenas o ajuste de potência, enquanto o empuxo

²² Note-se que aqui e no que segue sobre os RCS trata-se de formas mais sofisticadas para as Equações 3.30 e 3.31.

²³ Na maioria das vezes, somente o último estágio dispõe de tal sistema. Note-se também o ajuste negativo de potência: evidentemente, não há tal coisa como uma ajuste negativo. É que na presente ferramenta, os RCS são dispostos em pares, com cada propulsor individual orientado na direção oposto de seu par. Portanto, um “empuxo negativo” significa, essencialmente, que o propulsor na direção oposta está disparando em um determinado instante.

²⁴ Trata-se também aí de uma limitação. Modular o empuxo dos RCS’s através da variação de potência é uma das possibilidades, tipicamente a mais sofisticada. O caso mais comum é aquele em que a potência do RCS é fixa, enquanto a modulação é feita através de padrões de disparo no tempo.

máximo nominal de cada foguete de reação T_{rc} é um dado do foguete simulado e portanto uma entrada do usuário, e a orientação de cada foguete de reação é determinada na inicialização, de forma que seja sempre tangente ao perímetro circunferencial na posição em que é fixado.

3.3.4 Massa e Inércia

Como já discutido, é virtualmente impossível modelar a distribuição de massa de forma suficientemente genérica para qualquer veículo arbitrário, sem uma margem de erro. Uma solução que permite uma boa aproximação, mais uma vez, é o uso de tabelas. Estas, no entanto, requerem um conhecimento detalhado do veículo e, ainda assim, colocariam dificuldades nos casos de deformação estrutural. Aqui será implementado um modelo geral na linha daquele proposto por Chowdhury et al. (2011), em que cada corpo de massa variável é aproximado por uma geometria simples – no caso um cilindro circular –, com distribuição homogênea de massa. No entanto, o tensor de inércia de cada estágio, excluindo propelente e carga, deve ser dado pelo usuário.

Ao longo da missão o foguete consome massa, o que altera sua distribuição. Assim, tanto a massa total quanto o tensor de inércia do foguete são variáveis. Sejam $m_{\zeta s,i}$ e $m_{p s,i}$ a massa estrutural e de propelente remanescente do i -ésimo estágio ou corpo (carenagens, carga paga, etc.) acoplado ao foguete em um determinado instante. A primeira é constante e um dado de entrada na configuração do foguete, enquanto a segunda decresce à medida que o propelente é consumido. Assim, a massa total do foguete é:

$$m = \sum_{i=1}^{N_s} (m_{\zeta s,i} + m_{p s,i}) . \quad (3.64)$$

A massa remanescente de propelente do estágio é dada simplesmente por

$$m_{p s,i} = \begin{cases} m_{p s,i} & \text{se sólido} \\ m_{fl s,i} + m_{lox s,i} & \text{se líquido} \end{cases} . \quad (3.65)$$

onde $m_{fl s,i}$ e $m_{lox s,i}$ são respectivamente a massa instantânea de combustível e oxidante do i -ésimo estágio.

No que se refere aos momentos de inércia, para simplificar e compactar a exposição das equações, convém definir $\mathbf{r}_i^* = [r_{x_i}^* \ r_{y_i}^* \ r_{z_i}^*]^T = \mathbf{r}_{CG} - \mathbf{r}_{CG s,i}$ como o vetor da diferença entre as posições do CG do veículo e do i -ésimo estágio. Seja também \mathbf{J}_{s_i} o tensor de inércia do estágio

i. Assim, o tensor de inércia do foguete é dado por:

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^{N_s} \left(\mathbf{J}_{s_i} + m_{s_i} \begin{bmatrix} r_{y_i}^{*2} + r_{z_i}^{*2} & -r_{x_i}^* r_{y_i}^* & -r_{x_i}^* r_{z_i}^* \\ -r_{x_i}^* r_{y_i}^* & r_{x_i}^{*2} + r_{z_i}^{*2} & -r_{y_i}^* r_{z_i}^* \\ -r_{x_i}^* r_{z_i}^* & -r_{y_i}^* r_{z_i}^* & r_{x_i}^{*2} + r_{y_i}^{*2} \end{bmatrix} \right). \quad (3.66)$$

A matriz à direita na Equação 3.66 representa a transposição do tensor de inércia do i -ésimo estágio para o CG do foguete, de acordo com o teorema dos eixos paralelos. O CG do foguete, por sua vez, é a média pesada do CG dos estágios:

$$\mathbf{r}_{CG} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{r}_{CG_{s,i}} m_{s_i}. \quad (3.67)$$

Para o cálculo do tensor de inércia de cada estágio, é necessário antes de tudo distinguir entre os estágios a propelente sólido e aqueles a propelente líquido. No primeiro caso, tem-se a massa estrutural e a massa de propelente. Esta última tem a geometria de um cilindro perfurado que é consumido de dentro para fora. Também aqui é conveniente definir grandezas para simplificar a exposição das equações. Além disso, o índice i será abandonado por simplicidade de notação. Como no caso precedente, seja $\mathbf{r}_{sp}^* = \mathbf{r}_{CG_s} - \mathbf{r}_{CG_{sp}}$ o vetor que conecta o CG total do estágio ao CG de sua massa de propelente. Neste caso, o tensor de inércia do i -ésimo estágio pode ser escrito como

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{J}_{\zeta_s} + \mathbf{J}_{sp} + m_{sp} \begin{bmatrix} r_{sp_y}^{*2} + r_{sp_z}^{*2} & -r_{sp_x}^* r_{sp_y}^* & -r_{sp_x}^* r_{sp_z}^* \\ -r_{sp_x}^* r_{sp_y}^* & r_{sp_x}^{*2} + r_{sp_z}^{*2} & -r_{sp_y}^* r_{sp_z}^* \\ -r_{sp_x}^* r_{sp_z}^* & -r_{sp_y}^* r_{sp_z}^* & r_{sp_x}^{*2} + r_{sp_y}^{*2} \end{bmatrix}, \quad (3.68)$$

onde \mathbf{J}_{ζ_s} é o tensor de inércia do estágio vazio, e \mathbf{J}_{sp} é o tensor de inércia associado à geometria do grão. Para seu cálculo, lembrando tratar-se de um cilindro com uma cavidade cilíndrica, e para simplificar a notação, se D_{pout} e D_{pin} são respectivamente os diâmetros externo e interno do grão, então

$$D_p = \left(\frac{D_{pout}}{2} \right)^2 + \left[\frac{D_{pout}}{2} - \left(\frac{D_{pout}}{2} - \frac{D_{pin}}{2} \right) \frac{m_{ps}}{m_{p,ini_s}} \right]^2, \quad (3.69)$$

é um parâmetro estritamente geométrico representando a diferença entre os raios interno e ex-

terno do grão, que depende da quantidade de propelente consumida, e que será chamado de “diâmetro efetivo”. Tem-se assim o tensor de inércia do grão:

$$\mathbf{J}_{sp} = m_{p_s} \text{diag} \left(\frac{1}{2}D_p, \frac{1}{4}D_p + \frac{1}{12}L_{sp}^2, \frac{1}{4}D_p + \frac{1}{12}L_{sp}^2 \right). \quad (3.70)$$

O *CG* do estágio é calculado como:

$$\mathbf{r}_{CG_s} = \frac{\mathbf{r}_{CG_s, \zeta_s} m_{\zeta_s} + \mathbf{r}_{CG_s, p_s} m_{p_s}}{m_{\zeta_s} + m_{p_s}}. \quad (3.71)$$

No caso de propelentes líquidos, a variação na forma geométrica da massa de combustível será concebida como uma redução no comprimento (L_{sp}) desta, com sua base assentada ao fundo do tanque. Assim, algumas modificações devem ser introduzidas nas equações acima: em primeiro lugar, o diâmetro é único e constante; em segundo lugar, o comprimento L_{sp} deve ser substituído por um comprimento que varia entre o máximo e zero, linearmente, em função da quantidade remanescente de combustível e oxidante. Tem-se, para o comprimento das massas de combustível e oxidante, respectivamente:

$$L_{fl} = \frac{m_{fl}}{m_{fl_{ini}}} L_{fl_{ini}}, \quad (3.72a)$$

$$L_{lox} = \frac{m_{lox}}{m_{lox_{ini}}} L_{lox_{ini}}. \quad (3.72b)$$

Além disso, a posição do *CG* da massa de propelente na direção x irá se deslocar para “baixo” à medida em que o propelente é consumido, de forma que, analogamente a quanto feito precedentemente

$$\mathbf{r}_{fl}^* = \mathbf{r}_{CG_s} - \mathbf{r}_{CG_s, fl}, \quad (3.73a)$$

$$\mathbf{r}_{lox}^* = \mathbf{r}_{CG_s} - \mathbf{r}_{CG_s, lox}. \quad (3.73b)$$

Neste caso, porém, as componentes x dos vetores $\mathbf{r}_{CG_s, fl}$ e $\mathbf{r}_{CG_s, lox}$ (combustível e oxidante) variam segundo

$$r_{CG_{s,fl,x}} = r_{CG_{fl,x,ini}} + \left(1 - \frac{m_{fl}}{m_{fl_{ini}}}\right) \frac{1}{2} L_{fl_{ini}}, \quad (3.74a)$$

$$r_{CG_{s,lox,x}} = r_{CG_{lox,x,ini}} + \left(1 - \frac{m_{lox}}{m_{lox_{ini}}}\right) \frac{1}{2} L_{lox_{ini}}, \quad (3.74b)$$

Ou seja, o deslocamento para baixo do *CG* do combustível e do oxidante se dá a partir de uma posição inicial adicionando-se uma quantidade que é nula quando o tanque está cheio, e que corresponde à metade do comprimento inicial (portanto, o fundo do tanque) quando este está vazio. Assim, são necessárias duas transposições, uma referente ao combustível e outra ao oxidante. Em ambas os casos interessa apenas o diâmetro externo da massa de propelente (aproximadamente o diâmetro do tanque), e o comprimento deve respectivamente ser substituído pelos termos da Equação 3.72. Em seguida, em cada um dos casos os termos referentes à posição do *CG* de combustível e oxidante são usados (Equações 3.73 e 3.74) para substituir as componentes de \mathbf{r}_{sp}^* pelas componentes de \mathbf{r}_{fl}^* e \mathbf{r}_{lox}^* na 3.68. Com isso, definindo-se as matrizes de transposição \mathbf{J}_{fl}^* e \mathbf{J}_{lox}^* como

$$\mathbf{J}_{fl}^* = \begin{bmatrix} r_{fl_y}^{*2} + r_{fl_z}^{*2} & -r_{fl_x}^* r_{fl_y}^* & -r_{fl_x}^* r_{fl_z}^* \\ -r_{fl_x}^* r_{fl_y}^* & r_{fl_x}^{*2} + r_{fl_z}^{*2} & -r_{fl_y}^* r_{fl_z}^* \\ -r_{fl_x}^* r_{fl_z}^* & -r_{fl_y}^* r_{fl_z}^* & r_{fl_x}^{*2} - r_{fl_y}^{*2} \end{bmatrix}, \quad (3.75a)$$

$$\mathbf{J}_{lox}^* = \begin{bmatrix} r_{lox_y}^{*2} + r_{lox_z}^{*2} & -r_{lox_x}^* r_{lox_y}^* & -r_{lox_x}^* r_{lox_z}^* \\ -r_{lox_x}^* r_{lox_y}^* & r_{lox_x}^{*2} + r_{lox_z}^{*2} & -r_{lox_y}^* r_{lox_z}^* \\ -r_{lox_x}^* r_{lox_z}^* & -r_{lox_y}^* r_{lox_z}^* & r_{lox_x}^{*2} - r_{lox_y}^{*2} \end{bmatrix}, \quad (3.75b)$$

e os tensores de inércia dos propelentes como

$$\mathbf{J}_{fl}^* = m_{s_{fl}} \text{diag} \left(\frac{1}{8} D_{fl_{out}}^2, \frac{1}{16} D_{fl_{out}}^2 + \frac{1}{12} L_{fl}^2, \frac{1}{16} D_{fl_{out}}^2 + \frac{1}{12} L_{fl}^2 \right), \quad (3.76a)$$

$$\mathbf{J}_{lox}^* = m_{s_{lox}} \text{diag} \left(\frac{1}{8} D_{lox_{out}}^2, \frac{1}{16} D_{lox_{out}}^2 + \frac{1}{12} L_{lox}^2, \frac{1}{16} D_{lox_{out}}^2 + \frac{1}{12} L_{lox}^2 \right). \quad (3.76b)$$

A Equação 3.68 se torna:

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{J}_{\zeta_s} + \mathbf{J}_{fl} + m_{s,fl} \mathbf{J}_{fl}^* + \mathbf{J}_{lox} + m_{s,lox} \mathbf{J}_{lox}^*, \quad (3.77)$$

e o *CG* do estágio é calculado como:

$$\mathbf{r}_{CG_s} = \frac{\mathbf{r}_{CG,\zeta_s} m_{\zeta_s} + \mathbf{r}_{CG,fl_s} m_{s_{fl}} + \mathbf{r}_{CG,lox_s} m_{s_{lox}}}{m_{\zeta_s} + m_{s_{fl}} + m_{s_{lox}}}. \quad (3.78)$$

Com isso, as Equações 3.66 e 3.67 podem ser calculadas. No atual estado de desenvolvimento da ferramenta de simulação, o *sloshing* não será implementado.

3.3.5 Sistemas de Controle

Como já mencionado (Capítulo 2), um foguete pode se servir essencialmente de três tipos de sistemas de controle. Dos três, o controle aerodinâmico por enquanto não é contemplado pelo ambiente. Resta o controle por “vetoração” do empuxo e por foguetes de reação ou *vernier*. As grandezas finais que resultam da ação desses sistemas de controle já foram mencionadas (Seção 3.3.3), quais sejam, respectivamente: o vetor λ_n aplicado a cada bocal do estágio ativo e que determina sua orientação e o vetor τ_{rc} de ajuste de potência de cada foguete de reação.

A tarefa do sistema de controle é, portanto, dupla: de um lado, deve determinar a cada instante quais são os valores desses vetores de forma a satisfazer a necessidade de se manter o foguete na atitude desejada e, por outro lado, deve efetuar ações nos sistemas do foguete de forma a fazer com que as grandezas representadas ou afetadas por tais vetores passem de seus valores atuais aos valores desejados e definidos. A primeira função é essencialmente lógica, e é tarefa das *leis de controle*, ao passo que a segunda função depende do tipo de sistemas (mecânico, hidráulico, elétrico, etc.), mas é sempre uma atuação física de um elemento real, e portanto um *mecanismo de controle*.

Leis de Controle

No que se refere às leis de controle, no estágio atual de desenvolvimento do ambiente de simulação são implementadas duas leis básicas: um controlador PID e um Regulador Integrativo Universal (UIR)²⁵, ambos com possibilidade escalonamento de ganhos variável no tempo. Além disso, o sistema inclui controle e navegação parcial (referente somente à atitude). Ainda não está implementado um sistema de guiagem *online*. Em outras palavras: a trajetória e a manobra associada deve ser calculada *off-line*, resultando em uma sucessão de atitudes em função do tempo. A atitude do foguete a cada instante servirá então de referência ao sistema de controle.

²⁵ Para maiores detalhes sobre o controlador PID, ver Ogata (2010). O Regulador Integrativo Universal é apresentado em Seshagiri & Khalil (2005), tendo sido aplicado ao estudo da controlabilidade de aeronaves flexíveis em Sousa (2013), Sousa & Paglione (2012) e Sousa et al. (2013), e à controlabilidade de foguetes em Zanatta (2016) e Zanatta et al. (2017).

Portanto, seja dado a cada instante um vetor de atitudes de referência tal que

$$\Theta_{ref} = \begin{bmatrix} \Phi_{ref} & \Theta_{ref} & \Psi_{ref} \end{bmatrix}^T, \quad (3.79)$$

e um vetor de atitudes estimadas, proveniente do processamento de dados dos sensores, tal que

$$\Theta_{act} = \begin{bmatrix} \Phi_{act} & \Theta_{act} & \Psi_{act} \end{bmatrix}^T. \quad (3.80)$$

O vetor de erros de atitude é então a diferença

$$\epsilon_{att} = \begin{bmatrix} \epsilon_{\Phi} & \epsilon_{\Theta} & \epsilon_{\Psi} \end{bmatrix}^T = \Theta_{ref} - \Theta_{act}. \quad (3.81)$$

A lei de controle é, portanto, a função que a partir do erro de atitude ϵ_{att} irá determinar as orientações necessárias de cada bocal, de modo a se poder determinar o erro de orientação dos bocais, cujo sinal é usado nas equações 3.88 para alterar as orientações dos mesmos. Sejam

$$\kappa_p(t) = \text{diag}(\kappa_{p,\Phi}, \kappa_{p,\Theta}, \kappa_{p,\Psi}), \quad (3.82a)$$

$$\kappa_i(t) = \text{diag}(\kappa_{i,\Phi}, \kappa_{i,\Theta}, \kappa_{i,\Psi}), \quad (3.82b)$$

$$\kappa_d(t) = \text{diag}(\kappa_{d,\Phi}, \kappa_{d,\Theta}, \kappa_{d,\Psi}), \quad (3.82c)$$

as matrizes diagonais dos erros de atitude, dos ganhos proporcionais, integrativos e derivativos. Neste caso, se

$$\Lambda_{ref_0} = \begin{bmatrix} \lambda_{nx_0} & \lambda_{ny_0} & \lambda_{nz_0} \end{bmatrix}^T \quad (3.83)$$

é o vetor de posicionamento de referência do conjunto dos bocais, onde seus componentes representam respectivamente a posição angular em relação aos eixos paralelos aos eixos oy e oz no sistema corpo, então a lei de controle PID é dada por

$$\Lambda_{ref_0} = \kappa_p \epsilon_{att} + \kappa_i \int \epsilon_{att} dt + \kappa_d \frac{d\epsilon_{att}}{dt}. \quad (3.84)$$

Note-se que, apesar de variáveis no tempo, os ganhos não são integrados ou derivados. Seus

valores agem no instante específico, determinando e distribuindo os pesos de cada parte da lei de controle.

O UIR é construído de forma análoga, embora um pouco mais sofisticada. O erro e a ação de comando são calculadas da mesma forma (Equações 3.79 a 3.83), ainda que os valores dos ganhos (Equação 3.82) sejam diferentes. Mas como já introduzido, trata-se de um desdobramento dos controladores de tipo SMC proposto por Seshagiri & Khalil (2005), que se baseiam na noção de uma superfície deslizante definida em termos de uma função s_{uir} e de uma parte condicional do controle, ligada à função integrativa σ_{uir} . Portanto, será necessário definir ainda alguns parâmetros e ganhos adicionais, um vetor e três matrizes:

$$\sigma_{uir} = \left[\sigma_{uir,\Phi} \quad \sigma_{uir,\Theta} \quad \sigma_{uir,\Psi} \right]^T, \quad (3.85a)$$

$$\mu_{uir}(t) = \text{diag}(\mu_{\Phi}, \mu_{\Theta}, \mu_{\Psi}), \quad (3.85b)$$

$$\kappa_{\sigma}(t) = \text{diag}(\kappa_{\sigma,\Phi}, \kappa_{\sigma,\Theta}, \kappa_{\sigma,\Psi}), \quad (3.85c)$$

$$\kappa_{uir}(t) = \text{diag}(\kappa_{uir,\Phi}, \kappa_{uir,\Theta}, \kappa_{uir,\Psi}). \quad (3.85d)$$

A Equação 3.85a define as partes condicionais do controlador, associadas a cada atitude. Já a Equação 3.85b define a espessura da camada limite dentro da qual a ação integral opera, a Equação 3.85c define os ganhos associados à parte condicional, e a Equação 3.85d define os ganhos gerais do controlador. A superfície deslizante, de segunda ordem²⁶, é dada por:

$$s_{uir} = \kappa_{\sigma} \sigma_{uir} + \kappa_p \epsilon_{att} + \kappa_d \frac{d\epsilon_{att}}{dt}. \quad (3.86)$$

E assim, o UIR é escrito como:

$$\dot{\sigma}_{uir} = -\kappa_{\sigma} \sigma_{uir} + \mu_{uir} \text{sat}(\mu_{uir}^{-1} s_{uir}), \quad (3.87a)$$

$$\Lambda_{ref_0} = -\kappa_{uir} \text{sat}(\mu_{uir}^{-1} s_{uir}). \quad (3.87b)$$

Atuadores

Começando pelo segundo caso, a modelagem aqui proposta abstrai-se do tipo de implementação física. Em outras palavras, não é proposto um modelo detalhado compatível com o tipo

²⁶ A ordem, ou o grau relativo da superfície deslizante, se obtém a partir da análise das equações diferenciais do sistema. No presente caso, usou-se os resultados de (SOUSA & PAGLIONE, 2012).

específico de atuadores presente em um determinado foguete. Portanto, os detalhes e particularidades dos atuadores e do conjunto do mecanismo são desprezados. Somente os aspectos numéricos do posicionamento importam. Assim, o mecanismo de atuação é definido em função de três grandezas: o estado inicial, seu estado de referência, e a velocidade angular em que se move, de forma que, para cada componente i do vetor (ou seja: para cada bocal) e cada direção de rotação, tem-se:

$$\lambda_{ny_i,t+dt} = \begin{cases} \pm \lambda_{ny_i,max} & \left| \lambda_{ny_i,act} \right| \geq \lambda_{ny_i,max} \\ \lambda_{ny_i,act} + \int_t^{t+dt} \left(\text{sign } \varepsilon_{ny_i} \dot{\lambda}_n dt \right) & \left| \lambda_{ny_i,act} \right| < \left| \lambda_{ny_i,ref} \right| \end{cases}, \quad (3.88a)$$

$$\lambda_{nz_i,t+dt} = \begin{cases} \pm \lambda_{nz_i,max} & \left| \lambda_{nz_i,act} \right| \geq \lambda_{nz_i,max} \\ \lambda_{nz_i,act} + \int_t^{t+dt} \left(\text{sign } \varepsilon_{nz_i} \dot{\lambda}_n dt \right) & \left| \lambda_{nz_i,act} \right| < \left| \lambda_{nz_i,ref} \right| \end{cases}, \quad (3.88b)$$

As Equações 3.88 modelam o atuador saturado em $\lambda_{ny_i,max}$ e $\lambda_{nz_i,max}$ – ou seja, o movimento angular do bocal i não pode ultrapassar um valor máximo dado na configuração dos estágios do foguete –, de forma que seu movimento ocorre à velocidade constante $\dot{\lambda}_n$ na direção determinada pelos sinais do erros ε_{ny_i} e ε_{nz_i} de posicionamento dos mesmos, até que se atinja o valor de referência.

No entanto, note-se que a rigor os bocais só podem ter movimento angular em relação a seus eixos oy e oz , paralelos aos respectivos eixos no sistema corpo. Isso só permite o controle da arfagem (Θ) e da guinada (Φ). Para determinar o controle do rolamento (Ψ) são necessárias algumas considerações adicionais. Em primeiro lugar, se o estágio ativo só dispõe de um bocal, tal controle não é possível por vetorização do empuxo. Neste caso, tal controle é feito exclusivamente pelos RACS. Por outro lado, se o estágio ativo dispõe de mais de um bocal, então deve-se introduzir um deslocamento angular diferencial a ser acrescido àquele já determinado anteriormente, e variável de acordo com a posição do bocal.

A Figura 3.18 ajuda a compreender o problema. Nela é mostrada uma situação genérica em que se vê a base de um foguete com oito bocais a partir de baixo. Os eixos oy_{bs} e oz_{bs} são indicados, enquanto o eixo ox_{bs} é marcado no centro da figura, entrando na página. Para fazer uma rotação como aquela indicada pela seta circular no centro – ou seja, na direção positiva em relação ao eixo ox_{bs} –, é necessário que os bocais se movam de forma que a parte inferior dos mesmos vá na direção indicada pelas setas²⁷. Portanto, considerando-se o bocal no centro

²⁷ Foram indicados com setas apenas quatro casos para simplificar a figura.

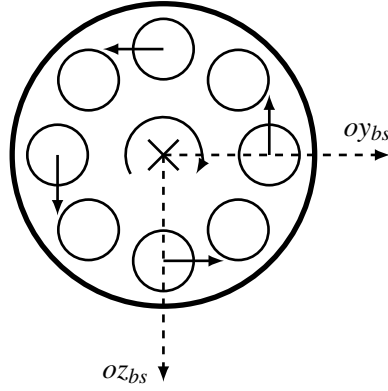


Figura 3.18: Representação geral da base de um foguete contendo oito bocais sujeito a uma manobra de rolamento. Fonte: figura criada pelo autor.

à direita, ele deve girar na direção negativa em torno ao eixo oy_{bs} , enquanto o bocal no centro à esquerda deve girar na direção oposta. O mesmo é verdadeiro para os bocais no centro em baixo e no centro em cima, respectivamente. No caso dos outros bocais, o movimento deve ser combinado e proporcional, relativamente à sua posição angular na base do foguete.

Seja então $\theta_{n,i}$ a posição angular no i -ésimo bocal. O posicionamento angular diferencial do conjunto de bocais é dado pelo primeiro componente de $\mathbf{\Lambda}_{ref_0}$, λ_{nx_0} . Considerando a trigonometria do problema, então em um bocal qualquer seus deslocamentos angulares em torno aos eixos ox_{bs} e oz_{bs} são:

$$\mathbf{\Lambda}_{\Phi_i} = -\lambda_{nx_0} \begin{bmatrix} 0 & \cos \theta_{n,i} & \sin \theta_{n,i} \end{bmatrix}. \quad (3.89)$$

Assim, calculados os acréscimos adicionais necessários em cada bocal, para os N_n bocais totais do foguete, tem-se:

$$\mathbf{\Lambda}_{i,ref} = \begin{bmatrix} \lambda_{nx_i} & \lambda_{ny_{i,ref}} & \lambda_{nz_{i,ref}} \end{bmatrix}^T = \mathbf{\Lambda}_{ref_0} + \mathbf{\Lambda}_{\Phi_i}. \quad (3.90)$$

Os componentes de $\mathbf{\Lambda}_i$ são usados na Equação 3.88 como valores de referência para a atuação dos bocais. O erro de posicionamento dos bocais é a diferença entre as posições angulares de referência e atual dos mesmos:

$$\mathbf{\epsilon}_{n,i} = \mathbf{\Lambda}_{i,ref} - \mathbf{\Lambda}_{i,act}, \quad (3.91)$$

sendo $\mathbf{\Lambda}_{i,act} = [\lambda_{nx_i} \quad \lambda_{ny_i} \quad \lambda_{nz_i}]^T$ o vetor que contém a posição angular atual do i -ésimo bocal. Seus componentes, além disso, permitem o cálculo do vetor λ_{n_i} (ver Equação 3.60) que contém os cossenos diretores do i -ésimo bocal²⁸.

Resta ainda descrever a atuação dos RCS, posicionados circunferencialmente nas proximidades da ponta do foguete. Como já mencionado, sua função principal é de oferecer controlabilidade nas fases balísticas do voo (com os motores principais desligados) e momento de rolamento. Podem também auxiliar nas manobras e compensar a derrapagem que os componentes laterais de força oriundos da vetorização do empuxo introduzem.

No estado atual de desenvolvimento da ferramenta, os RCS serão modelados como propulsores de empuxo variável, com deslocamento em rampa. No que se refere ao rolamento, trata-se então de determinar um ajuste de potência τ_{rc,ref_ψ} proporcional ao erro de posição angular em torno ao eixo ox_{bs} . Definindo um ganho escalar κ_{rc} , então:

$$\tau_{rc,ref_\psi} = [(\kappa_{rc}\lambda_{nx_0})_1 \quad \dots \quad (\kappa_{rc}\lambda_{nx_0})_{N_{rc}}]^T. \quad (3.92)$$

No que se refere aos controles de arfagem e guinada, pode-se partir de um raciocínio semelhante àquele feito acima em relação ao controle de rolagem por vetorização, porém inverso. Neste caso, os RCS devem ser ativados na proporção em que favoreçam ou não tais manobras.

A Figura 3.19 ilustra a situação. Nela, os RCS (4) estão posicionados na extremidade superior do foguete, e portanto tipicamente acima do CG. Assim, se eles "disparam" de forma a produzir forças no sentido indicado pelas setas, rotações positivas em torno aos eixos indicados

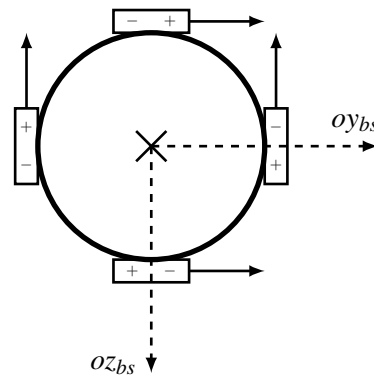


Figura 3.19: Representação geral da base de um foguete contendo oito bocais sujeito a uma manobra de rolamento. Fonte: figura criada pelo autor.

²⁸ Note-se que o termo em torno ao eixo ox se torna irrelevante, um cálculo residual derivado das operações vetoriais e matriciais.

serão obtidas. Seja cada propulsor identificado pelo ângulo θ_{rc} formado entre seu centro e o eixo oy_{bs} . Os sinais $+$ e $-$ em cada um deles indicam a direção de disparo em função do sinal do ajuste de potência de cada um. É conveniente considerar um caso de cada vez.

Começando pela arfagem, isto é, a rotação em torno ao eixo oy , note-se que todos os propulsores devem disparar para baixo, na direção positiva do eixo oz . Ou seja, todos os propulsores que estiverem no 1º e no 4º quadrantes devem disparar em suas direções positivas, e inversamente aqueles que estiverem nos outros quadrantes. Portanto, o sinal da função cosseno é o sinal da direção do disparo para a arfagem. De forma análoga em relação à guinada, para se produzir tal rotação positiva em torno ao eixo oz , é necessário que todos os propulsores disparem para a esquerda. Isto é, suas direções negativas quando estão nos quadrantes superiores, e positivas quando estão nos quadrantes inferiores. Logo, o sinal da função seno é o inverso da direção de disparo para a guinada.

Assim, é natural considerar que o disparo resultante será uma soma das necessidades de controle associadas à arfagem e à guinada a cada instante, de forma que para cada propulsor do RCS, e proporcionalmente à sua posição angular,

$$\tau_{rc\Theta_i} = \kappa_{rc\Theta} \cos \theta_{rc_i} \text{sign}(\cos \theta_{rc_i}) \mathcal{E}_\Theta - \kappa_{rc\Psi} \sin \theta_{rc_i} \text{sign}(\sin \theta_{rc_i}) \mathcal{E}_\Psi, \quad (3.93)$$

onde $\kappa_{rc\Theta}$ e $\kappa_{rc\Psi}$ são ganhos associados ao erro de arfagem e guinada, no caso do RCS. Dessa forma, pode-se construir o vetor

$$\boldsymbol{\tau}_{rc\Theta} = \begin{bmatrix} \tau_{rc\Theta_1} & \dots & \tau_{rc\Theta_{N_{rc}}} \end{bmatrix}, \quad (3.94)$$

que contém os N_{rc} resultantes de ajuste de potência em função dos RCS. Por fim,

$$\boldsymbol{\tau}_{rc_{ref}} = \boldsymbol{\tau}_{rc,ref\Psi} + \boldsymbol{\tau}_{rc\Theta}. \quad (3.95)$$

é o vetor final contendo os valores de referência para o ajuste de potência desejado.

Por fim, para operar a variação no ajuste de potência, um modelo semelhante àquele dos atuadores dos bocais foi adotado. Nele, para cada componente do vetor $\boldsymbol{\tau}_{rc}$ o ajuste de potência segue do valor atual ao valor de referência a uma determinada velocidade, e limitada ao valor máximo de 1:

$$\tau_{rc_i,t+dt} = \begin{cases} \pm 1 & |\tau_{rc_i}| \geq 1 \\ \tau_{rc_i} + \int_t^{t+dt} (\text{sign } \varepsilon_{rc_i} \dot{\tau}_{rc} dt) & |\tau_{rc_i}| < |\tau_{rc_i,ref}| \end{cases} . \quad (3.96)$$

Na Equação 3.96 acima, ε_{rc_i} é o erro, isto é, a diferença entre o valor de referência e o valor atual do ajuste de potência no i -ésimo propulsor:

$$\varepsilon_{rc_i} = \tau_{rc_i,ref} - \tau_{rc_i} , \quad (3.97)$$

e $\dot{\tau}_{rc}$ é a velocidade do ajuste, ou seja, a inclinação da rampa.

3.4 Parâmetros Orbitais

Uma órbita é essencialmente a trajetória de translação de um corpo em relação a outros corpos, frequentemente tratada no interior do “problema de n corpos” e mais especificamente no caso de dois corpos (TEWARI, 2007, pags. 87 e segs.). No presente caso, o conceito se aplica à trajetória elíptica do veículo ou de sua carga em torno ao planeta. Tal órbita pode ser definida a partir de uma série de parâmetros, também chamados *parâmetros de Kepler*, tais como sua excentricidade, inclinação, etc., que aqui serão apresentados de forma sumária e direta, na medida das necessidades da presente aplicação.

Pode-se começar definindo o momento angular \mathbf{h}_a ,

$$\mathbf{h}_a = \mathbf{r} \times \mathbf{V} , \quad (3.98)$$

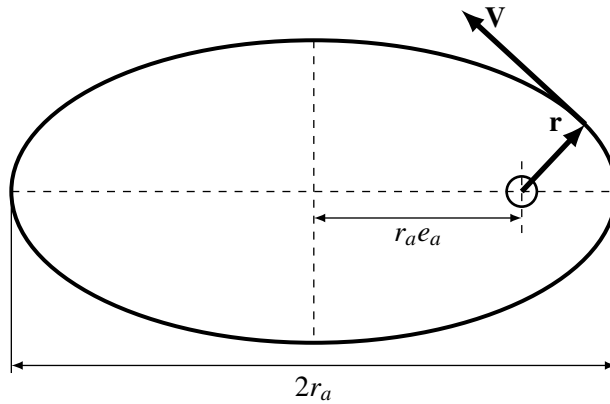


Figura 3.20: Órbita elíptica e excentricidade. Fonte: adaptada e simplificada pelo autor a partir de Tewari (2007), pag. 96.

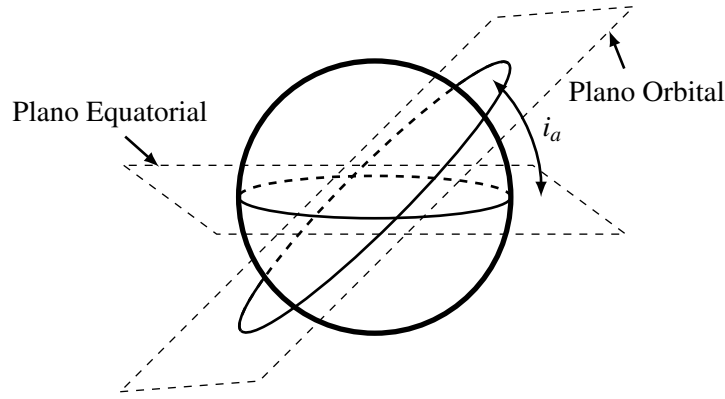


Figura 3.21: Inclinação da órbita. Fonte: figura criada pelo autor.

que é uma medida da quantidade de movimento do corpo orbitante. Seguindo as formulações de Tewari (2007) (pags. 87 e segs.) e Kuga et al. (2012), o semi-eixo maior da órbita elíptica (Figura 3.20) pode ser escrito como

$$r_a = \left(\frac{2}{r} - \frac{V^2}{GM} \right)^{-1}, \quad (3.99)$$

sendo r o módulo do vetor \mathbf{r} da posição inercial, V o módulo da velocidade inercial \mathbf{V} , e GM a constante gravitacional geocêntrica (produto entre a constante gravitacional universal e a massa do planeta). A excentricidade da órbita (e_a) é uma indicação do quanto os focos da elipse se afastam do centro. Definindo-se o *movimento médio* (ou *velocidade angular*) como $n_a = (GM/r_a^3)^{1/2}$, a excentricidade pode ser escrita na forma (KUGA et al., 2012, p. 40)

$$e_a = \sqrt{\left(\frac{\mathbf{rV}}{n_a r_a^2} \right)^2 + \left(1 - \frac{r}{r_a} \right)^2}. \quad (3.100)$$

A excentricidade indica também outras propriedades da órbita: de uma maneira geral, a órbita é elíptica se $0 < e_a < 1$. No caso especial de $e = 0$, então a órbita é circular. Se $e = 1$ ou $e > 1$, tem-se respectivamente órbitas parabólicas e hiperbólicas. A inclinação da órbita (Figura 3.21) é o ângulo formado entre o plano equatorial do planeta e o plano orbital, e é dada por

$$i_a = \arccos \frac{h_{az}}{\|\mathbf{h}_a\|}. \quad (3.101)$$

A inclinação e a excentricidade são os parâmetros mais importantes para os objetivos da presente ferramenta. Eles indicam respectivamente o posicionamento angular (entre 0 e 180°)

do plano orbital em relação ao equador, e o quão circular é a órbita em um determinado instante. Diversos parâmetros, tais como argumento de perigeu, anomalia excêntrica, etc. são de capital importância para a mecânica orbital, mas serão deixados de lado por estarem mais ligados à análise do comportamento de satélites e outros corpos que à manobra de lançamento propriamente dita.

3.5 Implementação Computacional

Para a implementação computacional decidiu-se, em vistas de futuros desenvolvimentos, trabalhar com uma linguagem de programação eficiente do ponto de vista do desempenho, e elaborar o software de forma que não houvesse muitas dificuldades de manutenção, alteração, e acréscimo de funcionalidades. Para isso, escolheu-se usar a linguagem C/C++, em parte também devido à familiaridade do autor e à possibilidade de se trabalhar com uma programação orientada a objetos (OOP)²⁹.

Partindo dessa premissa, e em função das inúmeras operações vetoriais necessárias e do fato destas não serem nativas em C/C++, em primeiro lugar foi criada uma pequena biblioteca contendo os objetos vetores, quatérnios e matrizes, além das definições e implementações das operações entre eles. Tal biblioteca está definida no arquivo `MultiDim.h`, contendo as classes `Vec3`, `Mat3` e `Quaternion`. Além disso, preferiu-se criar uma biblioteca específica também para que o desempenho pudesse ser otimizado e para não depender de bibliotecas externas. Para cada um desses objetos, são definidas e implementadas operações de soma, produto escalar e externo, produto entre vetores e matrizes, norma, conversões gerais e etc. Com isso, todas as operações vetoriais no interior do código podem ser escritas naturalmente ao estilo Matlab.

Também foram criados objetos representando partes e funções do foguete. Destacam-se: motor, propelente, estágio e sistema de controle. Assim, cada objeto estágio contém objetos propelente, um objeto motor e um sistema de controle. A cada instante, o foguete é uma reunião de objetos estágio. Essas classes são definidas nos arquivos `Engine.h`, `Propellant.h`, `Stage.h`, `Rocket.h` e `ControlSystem.h`, e as relações gerais entre elas, assim como uma representação da estrutura da implementação, são ilustradas na Figura 3.22.

As classes `Rocket` e `Stage` são parecidas, contendo diversas propriedades em comum, tais como: dados sobre os estados cinemático e dinâmico, propriedades instantâneas de massa e inércia, propriedades geométricas, características aerodinâmicas e sistemas de controle. Tais

²⁹ Ver Deitel & Deitel (2012).

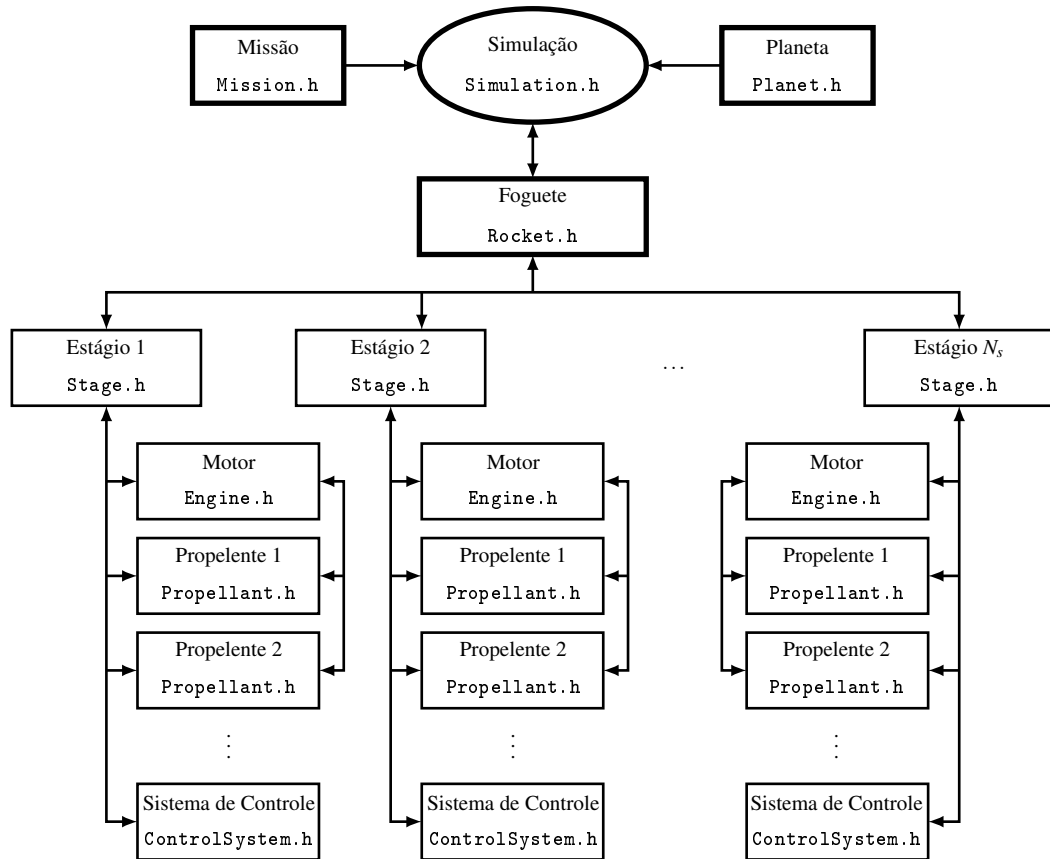


Figura 3.22: A estrutura geral do software: a cada instante, o foguete é uma reunião de estágios, cada um destes contendo em si um motor, um conjunto de propelentes e um sistema de controle. Além disso a simulação é classe que reúne e integra a dinâmica do foguete em relação à missão no planeta. Fonte: figura criada pelo autor.

dados são ora estruturas de dados (`struct`), ora outras classes. A classe de sistemas de controle contém propriedades e métodos para realizar a ação de controle. Tais ações são também tratadas no interior da classe foguete, onde se integra a ação de controle. Além disso, os estágios contém ainda dados geométricos específicos, tais como ponto de engate no foguete, dados sobre bocais e RCS, ajuste de potência, entre outros.

As classe `Engine` e `Propellant` contém as propriedades dos motores e dos propelentes, respectivamente, tais as características geométricas dos bocais e os parâmetros de operação, no caso dos motores, e as características geométricas e de massa, no caso dos propelentes. Em ambos os casos, define-se também o tipo de motor e propelente. Em todas as classes acima descritas, métodos são definidos para processar propriedades internas e externas.

Além destas, outras classes foram desenvolvidas para tratar de outros aspectos da ferramenta. São elas:

- `Mission`. Missão: contém dados sobre a missão, incluindo coordenadas de lançamento,

instante em que manobras devem ser feitas, e principalmente a sequência de atitudes programada para a missão. Seus detalhes podem ser vistos no arquivo `Mission.h`

- `Planet`. Planeta: contém dados sobre o planeta, especialmente suas características geométricas, do campo gravitacional e dados atmosféricos. Seus detalhes podem ser vistos no arquivo `Planet.h`.
- `Simulation`. Simulação: reúne e integra todas as classes e processa a simulação. O arquivo que contém seus detalhes é `Simulation.h`.

Por fim, definições de constantes e tipos (`typedef struc`), tais como os estados cinemáticos e dinâmicos, que reúnem e organizam dados, se encontram no arquivo `Definitions.h`. Tal é, em suma, a estrutura da implementação.

Convém agora passar à descrição dinâmica do software, isto é, ao fluxo de operações que constitui a simulação. Em primeiro lugar, deve-se criar arquivos de texto básico contendo os dados necessários, que descrevem o foguete (seus estágios), o planeta e a missão. Esses arquivos contém as informações básicas que descrevem as condições gerais e/ou iniciais dos mesmos. A primeira tarefa do software é portanto ler tais arquivos e configurar as classes de acordo com os dados de entrada nos arquivos. São iniciados também arquivos de saída, onde as variáveis de estado são gravadas a cada iteração.

Entra-se então no laço (*looping*) principal. A cada iteração, a classe `Simulation` é evocada, e no seu interior uma sequência de processamentos ocorre como descrito a seguir:

- Calcula-se a posição angular do planeta;
- Definem-se para o instante t os parâmetros de referência e ganhos para a ação de controle;
- Para cada estágio:
 - Verifica-se se, de acordo com os parâmetros de tempos da missão, ele já deveria ser destacado ou não. Em caso positivo, seu estado é modificado para destacado;
 - Se o estágio faz parte do foguete, verifica-se o ajuste de potência geral do mesmo, e define-se o valor de referência para tal;
 - Calculam-se os parâmetros cinemáticos do estágio de forma que, quando destacado, o último ajuste seja a condição inicial de seu voo balístico.

- Calculam-se os parâmetros de controle (atitude de referência e erro) com base na missão;
- Atualizam-se os ganhos e os comandos de controle que resultam no posicionamento de referência dos bocais;
- Calcula-se o empuxo gerado;
- Atualiza-se os parâmetros de massa;
- Atualização do foguete:
 - Atualizam-se os parâmetros de estado cinemático e dinâmicos;
 - Atualizam-se os parâmetros de massa e empuxo geral;
 - Calculam-se as propriedades atmosféricas no ponto em que se encontra o foguete;
 - Calculam-se as características aerodinâmicas;
 - Atualizam-se os parâmetros de Kepler³⁰;
 - Calculam-se as forças e momentos totais;
 - Calculam-se as acelerações lineares e angulares;
- Integrações (por estágio):
 - Integração da quantidade de combustível;
 - Integração da quantidade de oxidante;
 - Integração da posição do ajuste de potência;
 - Integração da posição dos bocais;
- Integrações (do foguete):
 - Integração dos movimentos angulares (velocidade angular e atitude);
 - Integração dos movimentos lineares (velocidade e posição);
- Integração da rotação do planeta:

³⁰ Os parâmetros de Kepler, ou parâmetros orbitais, descrevem grandezas tais como inclinação, elipticidade e excentricidade de uma órbita. Uma vez que são usados apenas para *monitorar* o comportamento do veículo, suas descrições não foram apresentadas de maneira pormenorizada do texto precedente.

- Verificação de condição de lançamento, isto é: na condição de lançamento, antes do foguete liberar a torre, ele permanece vinculado a esta. Assim, é necessário verificar duas coisas: se a altitude é menor que zero, caso em que tem-se a queda do foguete ou, no lançamento, antes que a aceleração seja maior que a aceleração gravitacional. Neste último caso, deve-se reajustar a altitude para zero, pois o foguete não “afunda” no solo. Ao mesmo tempo, antes de livrar a torre, o foguete se move para cima alinhado a esta, de forma que até livrar a torre, ele segue o movimento angular do planeta e a ação de controle é neutralizada.

Tal é, de forma sumária, o esquema geral de processamento da implementação feita, que também é sintetizado de forma pictórica no fluxograma da Figura 3.23. É importante destacar que certos detalhes foram deixados de lado dessa descrição, pois exigiriam uma extensa documentação sobre o software, ocupando um espaço proibitivo. Aqueles que se interessarem nos detalhes podem se referir diretamente ao código que, aliás, é amplamente comentado.

Vale ressaltar também que, como se trata de um projeto em desenvolvimento, certos aspectos da implementação estão mais ou menos desenvolvidos que outros. Além disso, algumas funcionalidades não descritas aqui encontram-se ali em estado embrionário, visto sua aplicabilidade futura. Uma delas, em especial, é a possibilidade de se usar a mesma ferramenta não para simular o lançamento, mas para calcular e otimizar a trajetória e a manobra. Tal seria uma implementação com três graus de liberdade (3DoF), onde os movimentos angulares são forçados. Por hora, apenas o problema inverso é possível de ser tratado: pode-se, a partir de experimentação numérica, obter uma trajetória e manobra razoavelmente ajustada aos objetivos através de tentativa e erro. Isso foi usado para se determinar a manobra que, posteriormente, veio a servir como sequência de atitudes de referência nos lançamentos simulados descritos no capítulo seguinte.

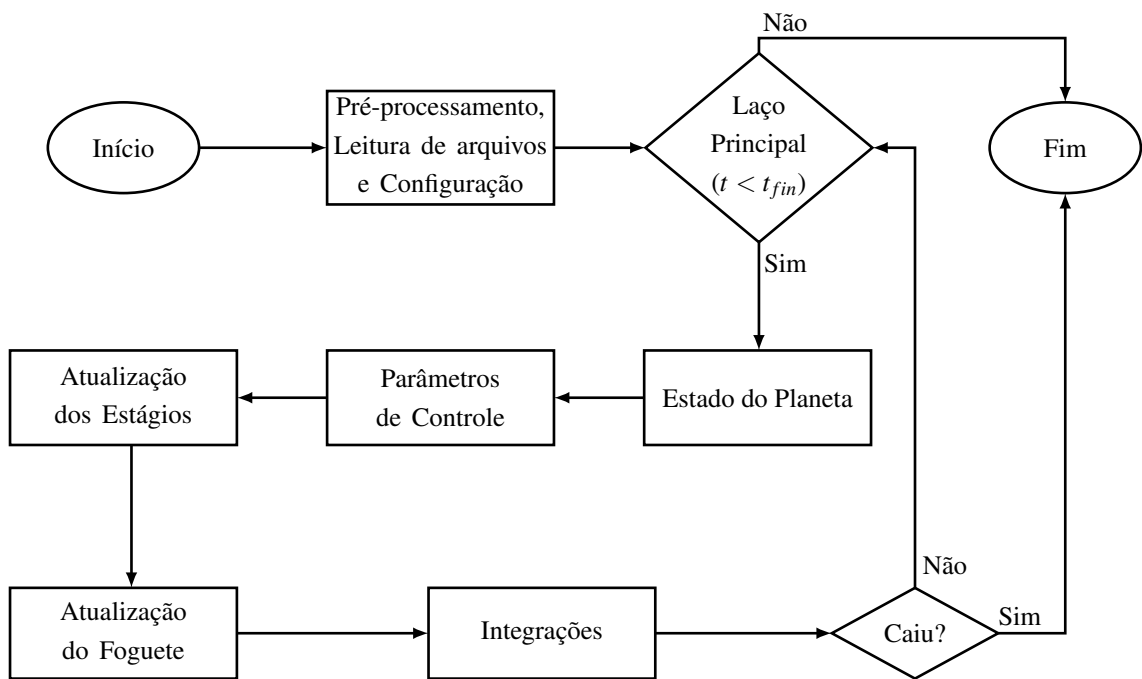


Figura 3.23: Fluxograma básico do Buscapé. Fonte: figura criada pelo autor.

CAPÍTULO 4 - SIMULAÇÕES, RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Dados gerais sobre o veículo e a missão

O VEGA é um lançador europeu de pequeno porte, especialmente desenvolvido pela italiana Avio SpA sob contrato com a ESA e a Arianespace para colocar pequenos satélites na Órbita Baixa da Terra (LEO, de *Low Earth Orbit*). Sua performance de referência é definida pela capacidade de injetar uma carga pagante de 1500kg em uma órbita polar a 700km de altitude. Com cerca de 30m de comprimento e com massa inicial aproximada de 137t, ele é composto de quatro estágios, chamados respectivamente de P80 FW, ZEFIRO 23, ZEFIRO 9 e AVUM. Suas características de referência principais estão sintetizadas na Tabela 4.1 (ARIANESPACE, 2014), e propriedades mais detalhadas sobre as características dos motores podem ser encontradas em Bianchi et al. (2010) e Fiorillo et al. (2013). A Figura 4.1 mostra a arquitetura do veículo e a composição dos estágios.

Dos quatro estágios, apenas o quarto é de propelente líquido. O AVUM é acionado nas últimas fases da missão, e sua função primordial é a de injetar com precisão a carga paga. Para isso, ele dispõe da capacidade de efetuar múltiplas ignições, o que é essencial em missões que exigem a inserção de mais de um satélite em diferentes órbitas, devido à necessidade de transferir e circularizar as órbitas.

A missão nominal real que foi reproduzida na simulação aqui apresentada é a missão VV10, descrita em Arianespace (2017b). Nessa missão, cumprida com sucesso no dia 2 de Agosto de 2017¹, o VEGA foi lançado às 1:58:33h pm (UTC) a partir do Complexo de Lançamento do

Tabela 4.1: Dados de referência dos estágios do VEGA. Fonte dos dados: Arianespace (2014), pág. 1-6.

	P80 FW	ZEFIRO 23	ZEFIRO 9	AVUM
Comprimento	11,2m	8,39m	4,12m	2,04m
Diâmetro	3,0m	1,9m	1,9m	2,18m
Massa de Total	96 243,0kg	26 300,0kg	12 000,0kg	688,0kg
Massa de Propelente	87 710,0kg	23 814,0kg	10 567,0kg	381,0kg
Empuxo (Vácuo)	3015,0kN	1122,0kN	317,0kN	2,45 kN
I_{sp} (Vácuo)	280,0s	287,5s	295,9s	314,6s
Tempo de combustão	109,9s	77,1s	119,6s	612,5s
$\lambda_{i_{max}}$	$\pm 6,5^\circ$	$\pm 7,0^\circ$	$\pm 6,0^\circ$	$\pm 10,0^\circ$

¹ Ver Arianespace (2017a).



Figura 4.1: Composição dos estágios do VEGA. Imagem reproduzida de Ariespace (2014), p. 1-6.

Vega (SLV) em Kourou, na Guiana Francesa. A missão consistiu em injetar dois satélites em órbita. Planejou-se inserir o primeiro deles, chamado OPTSAT-3000 e com massa de 690kg,

Tabela 4.2: Linha do tempo da missão VV10. Fonte dos dados: compilado a partir de Ariespace (2017b), págs. 9 a 10, e Ariespace (2017a).

	Tempo	Evento	Altitude [km]	Velocidade [ms^{-1}]
1	0s	Lançamento	0	0
2	117s	Separação do 1º estágio (P80)	59	1737
3	118s	Ignição do 2º estágio (ZEFIRO-23)	59	1737
4	220s	Separação do 2º estágio (ZEFIRO-23)	155	3794
5	243s	Ignição do 3º estágio (ZEFIRO-9)	178	3760
6	248s	Ejeção da coifa	182	3810
7	402s	Separação do 3º estágio (ZEFIRO-9)	236	7575
8	472s	1ª ignição do AVUM	254	7560
9	849s	1ª interrupção do AVUM	292	7839
10	2437s	2ª ignição do AVUM (1ª Circularização)	456	7660
11	2522s	2ª interrupção do AVUM	457	7714
12	2569s	Separação do OPTSAT-3000	450	7715
13	3185s	3ª ignição do AVUM	454	7720
14	3243s	3ª interrupção do AVUM	461	7781
15	5720s	4ª ignição do AVUM (2ª Circularização)	728	7500
16	5784s	4ª interrupção do AVUM	725	7585
17	5837s	Separação do Venùs	725	7585

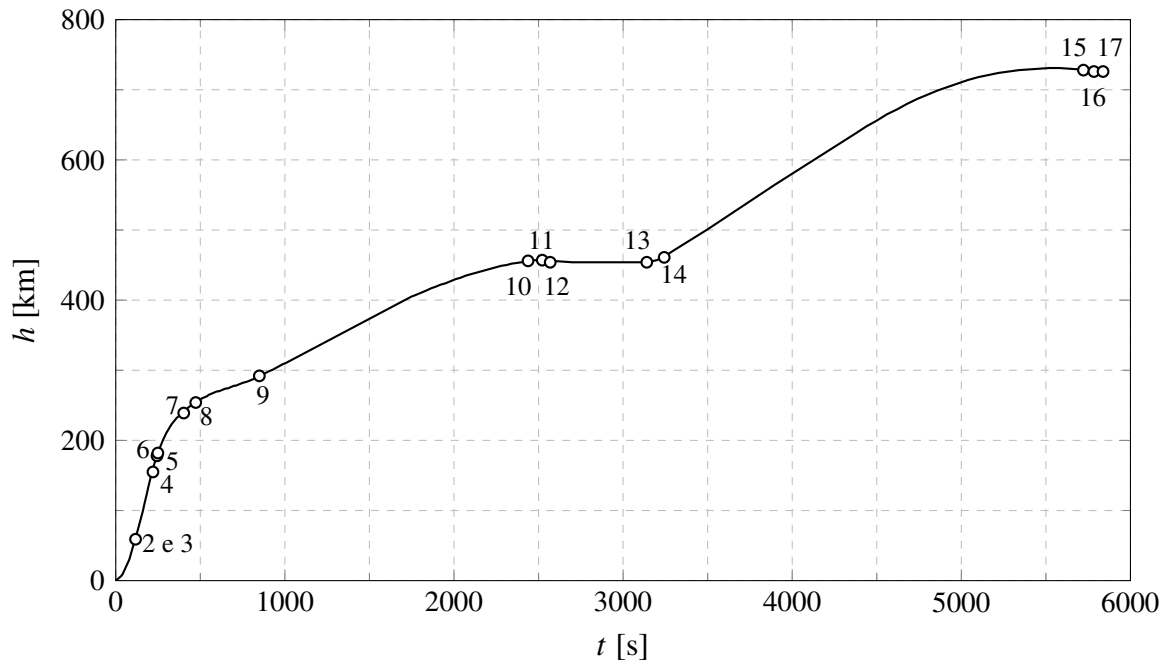


Figura 4.2: Perfil geral da missão VV10. Os números indicam os pontos da Tabela 4.2. Fonte dos dados: compilado a partir de Arianespace (2017b), págs. 9 a 10, e Arianespace (2017a). Figura criada pelo autor.

em uma órbita heliosíncrona² com 97° de inclinação a aproximadamente 450 km de altitude, correspondendo a um semi-eixo maior de 6825 km. O segundo satélite, chamado Venùs e com massa de 300 kg, foi injetado também em uma órbita heliosíncrona a aproximadamente 720 km, correspondente a um semi-eixo maior de 7098 km, com inclinação de 98° . Previu-se uma duração de 1:37:18h para a missão.

A linha do tempo e o perfil nominal da missão são dados na Tabela 4.2 e na Figura 4.2³. Como já mencionado, a missão foi cumprida com sucesso, e comparando os dados nominais previstos para a missão e os dados reais efetivamente obtidos e disponíveis, não se notam diferenças significativas.

4.2 Modelagem do veículo e configuração da missão

4.2.1 Modelagem do veículo

O modelo propulsivo foi criado definindo-se os parâmetros de vazão (ver Pág. 94 e Equação

² Uma órbita heliosíncrona é uma órbita tal que o ângulo de elevação do sol em um determinado ponto é constante, de forma que a direção do sol relativamente ao plano orbital também o é. Em uma tal órbita, o satélite passa por uma determinada latitude sempre no mesmo horário local (TEWARI, 2007).

³ Os dados acima referidos resultam de uma compilação das informações disponíveis em Arianespace (2017b) e Arianespace (2017a).

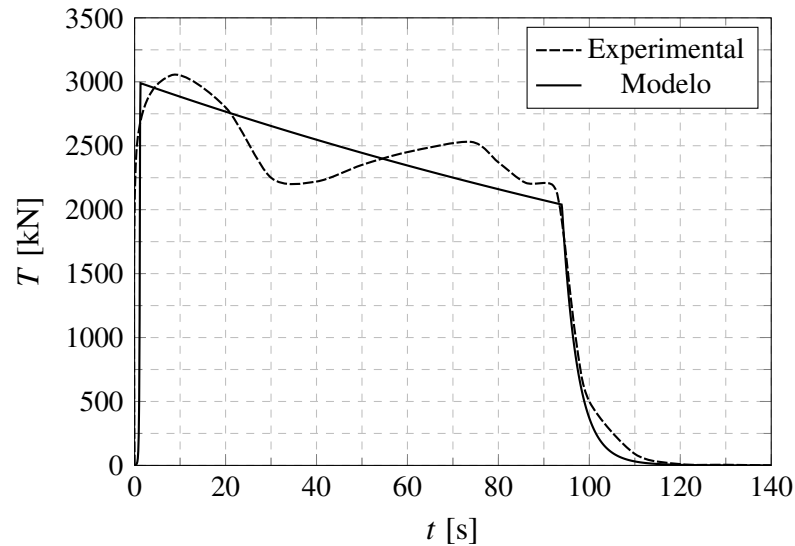


Figura 4.3: P80 FW: comparação entre o empuxo no vácuo experimental e do modelo. Fonte dos dados experimentais: Fiorillo et al. (2013). Figura criada pelo autor.

3.56), a velocidade e a pressão de referência no bocal de saída (Equação 3.57) de forma a se aproximar razoavelmente o modelo aos dados empíricos fornecidos por Fiorillo et al. (2013).

As Figuras 4.3 a 4.5 comparam as curvas experimentais de empuxo no vácuo reconstruídas conforme Fiorillo et al. (2013)⁴ com o comportamento do modelo segundo a Equação 3.58 quando $p_{atm} = 0\text{Pa}$. Os valores numéricos adotados após alguns testes e aproximações suces-

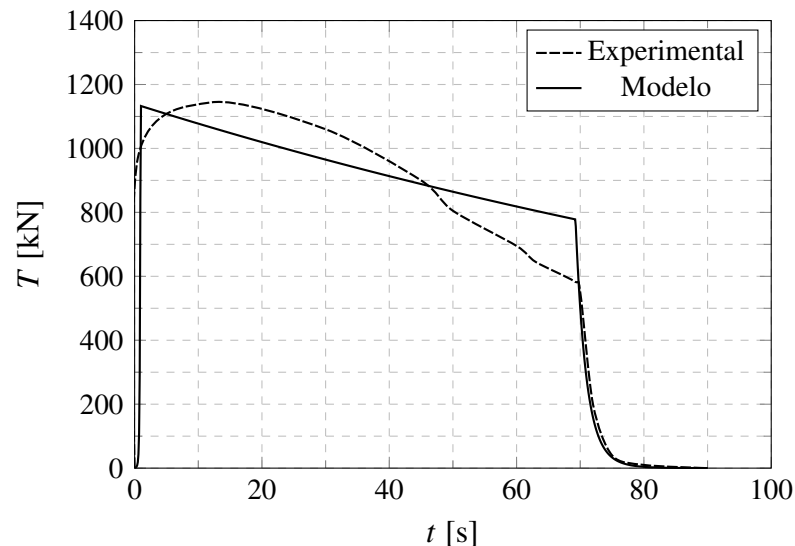


Figura 4.4: ZEFIRO23: comparação entre o empuxo no vácuo experimental e do modelo. Fonte dos dados experimentais: Fiorillo et al. (2013). Figura criada pelo autor

⁴ Note-se que em Fiorillo et al. (2013), valores numéricos para os dados não são apresentados, apenas valores normalizados. No entanto, não houve dificuldade em reconstruí-los a partir dos dados da fonte da Tabela 4.1.

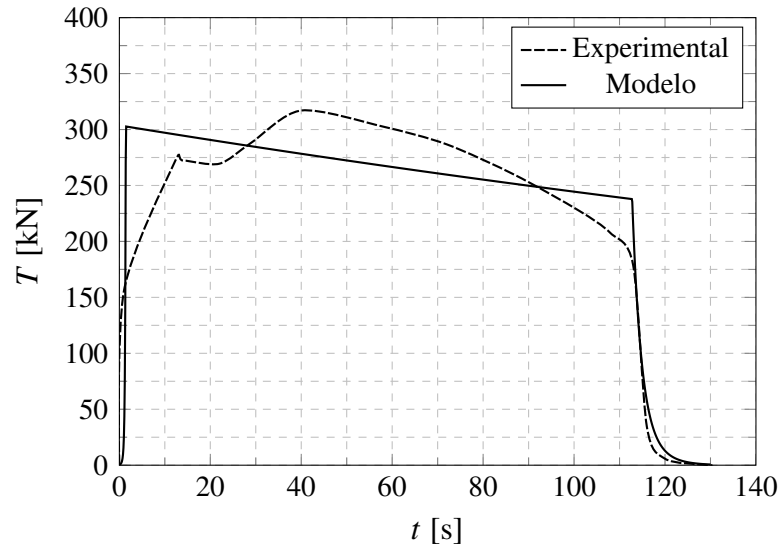


Figura 4.5: ZEFIRO 9: comparação entre o empuxo no vácuo experimental e do modelo. Fonte dos dados experimentais: Fiorillo et al. (2013). Figura criada pelo autor.

sivas, são dados na Tabela 4.3.

Evidentemente, dadas as limitações para a modelagem dos SRM's, não é possível reproduzir com precisão as curvas experimentais de empuxo. No entanto, é possível capturar razoavelmente bem uma tendência geral e a ordem de grandeza do mesmo.

Sendo o AVUM um estágio líquido, seu empuxo máximo no vácuo é simplesmente o empuxo dado na Tabela 4.1. Para obter tal empuxo, considerou-se o tempo máximo de combustão do estágio e sua massa total de propelente para se definir a vazão máxima de massa. A partir daí, ajustou-se a velocidade do escoamento no bocal apropriadamente. Para estimar a velocidade do ajuste de potência, foi usado o registro em Arianespace (2014). Outros parâmetros associados ao sistema propulsivo, tais como os ângulos máximos de vetoração dos bocais em cada estágio,

Tabela 4.3: Dados numéricos de configuração dos motores. Dados estimados e compilados pelo autor a partir das diversas fontes já citadas.

	P80 FW	ZEFIRO 23	ZEFIRO 9	AVUM
\dot{m}_{ref} [kg s ⁻¹]	890,0	335,0	92,0	0,942
\dot{m}_{δ}	-0,22	-0,10	-0,07	-
$\dot{m}_{f_{max}}$	0,06	0,04	0,03	-
$\dot{m}_{f_{min}}$	0,998	0,998	0,998	-
p_{eref} [Pa]	40 000	35 000	25 000	1
V_{eref} [m s ⁻¹]	2670,0	2650,0	2500,0	25 600
A_e [m ²]	2,9	1,7	1,5	0,7

Tabela 4.4: Dados numéricos de configuração do C_L . Dados estimados e compilados pelo autor a partir das fontes já citadas.

α_{lin_1}	α_{lin_2}	$C_{L\alpha}$	$C_{L\alpha=0}$	$C_{L_{max,1}}$	$C_{L_{max,2}}$	$C_{L_{dp}}$	α_{stall_1}	α_{stall_2}
0,0524	3,1102	9	0	0,8	0,48	50	6°	176,4°

foram modelados segundo os dados em Arianespace (2014) (ver Tabela 4.1). Os RACS foram implementados apenas no último estágio (AVUM), e ao invés de 6, por simplicidade o sistema foi modelado com 8, cada um dos quais capaz de um empuxo máximo de 360N⁵.

A modelagem aerodinâmica segue os requisitos da ferramenta desenvolvida no capítulo anterior (ver Seção 3.3.2). Porém, deve-se salientar que neste caso não se dispõe de dados empíricos como no caso da modelagem do sistema propulsivo. Assim, a modelagem aqui proposta é muito genérica e simples, aplicada ao veículo em qualquer instante, e baseada em uma estimativa razoável a partir da compilação de dados de diversas fontes⁶ e para diferentes veículos.

O primeiro elemento a ser definido é o vetor κ_μ associado ao que foi chamado de “Mach Efetivo” (ver Pág. 84). Seu valor foi ajustado para

$$\kappa_\mu = \begin{bmatrix} 1,2 & 0,3 & 1,2 & 0,3 & 5 \end{bmatrix}. \quad (4.1)$$

Os parâmetros associados ao C_L são mostrados na Tabela 4.4 e na equação 4.2. Já os parâmetros associados ao C_D e aos efeitos do número de Mach na posição do CoP são dados na Tabela 4.5. Os coeficientes são definidos em referência à área frontal máxima do veículo.

$$\kappa_{CL_1} = \begin{bmatrix} 0,2301 & -3,3465 & 219,8223 & -1297,7113 \end{bmatrix}, \quad (4.2a)$$

$$\kappa_{CL_1} = \begin{bmatrix} -0,1447 & 23,6535 & -278,2070 & 954,6998 \end{bmatrix}, \quad (4.2b)$$

Tabela 4.5: Dados numéricos de configuração do C_D e do efeito do número de Mach na posição do CoP . Dados estimados e compilados pelo autor a partir das fontes já citadas.

$C_{D_{max}}$	$C_{D_{min1}}$	$C_{D_{min2}}$	κ_{CoP_1}	κ_{CoP_2}	κ_{CoP_3}	κ_{CoP_4}	κ_{CoP_5}
5	0,3	0,8	0,4	0,16	0,8	1,2	6

⁵ Considere-se que na forma como os RCS foram implementados na ferramenta, isso significa que são 4 *pares* de RCS, cada par sendo composto de propulsores orientados em direções opostas.

⁶ Em especial: Baldesi & Toso (2012) e Pezzella (2012).

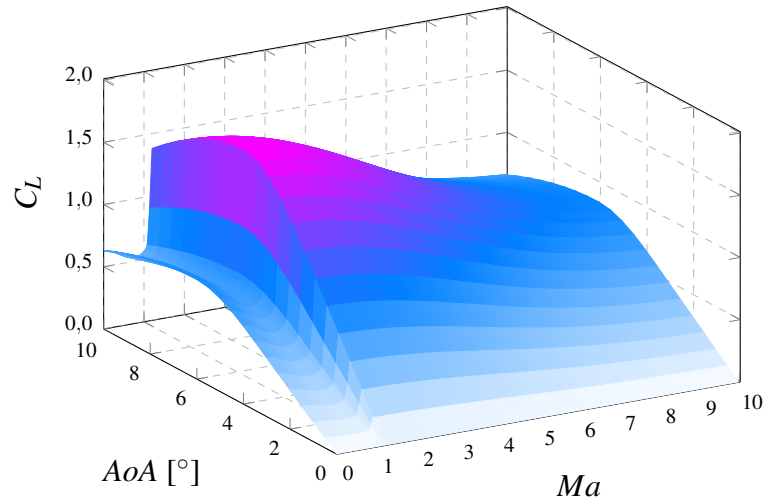


Figura 4.6: Dados Aerodinâmicos: $AoA \times Ma \times C_L$. Fonte: figura criada pelo autor.

A partir desses dados, pode-se construir superfícies ilustrando as variações de C_L , C_D e do χ_{CoP}/L em função do AoA e do número de Mach. A superfície da Figura 4.6 ilustra a variação do C_L em função do AoA e de Ma nas proximidades de $AoA = 0^\circ$. Não mostrado na figura, a superfície é espelhada para baixo em caso de ângulo de ataque negativo. Pode-se perceber o aumento do coeficiente associado à região transônica e inclusive o $C_{L_{max}}$ próximo de $AoA = 8^\circ$, com queda posterior suave.

Em seguida, a Figura 4.7 mostra a variação do C_D . Pode-se ver tanto o crescimento em função de Ma quanto em função de AoA . O crescimento do C_D em é de 120%, como configurado. A figura 4.8 mostra a variação da posição longitudinal do CoP normalizada pelo comprimento do foguete. Na superfície, “para cima” efetivamente significa “para trás”, uma vez que mede-se

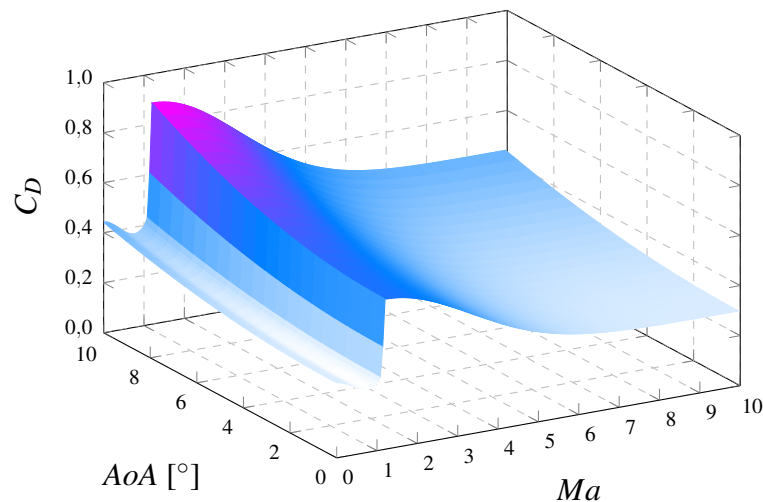


Figura 4.7: Dados Aerodinâmicos: $AoA \times Ma \times C_D$. Fonte: figura criada pelo autor.

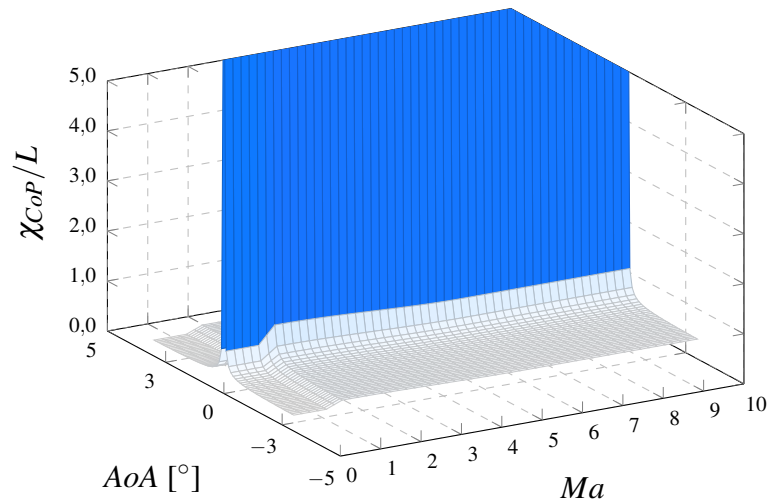


Figura 4.8: Dados Aerodinâmicos: $AoA \times Ma \times \frac{X_{CoP}}{L}$. Fonte: figura criada pelo autor.

a posição no veículo a partir do nariz. Ou seja, nota-se o deslocamento ao infinito nas proximidades de $AoA = 0^\circ$ e o leve deslocamento para trás e discreta recuperação ao passar a região transônica.

Tais são as representações dos coeficientes aerodinâmicos. Em cada instante, desloca-se sobre essas superfícies (aqui mostrado apenas as regiões próximas de zero), determinando-se com base em AoA e Ma os coeficientes apropriados. No que se refere aos momentos de inércia do veículo sem propelente, fez-se uma aproximação rudimentar usando a geometria básica dos estágios com massa homogeneamente distribuída nas paredes externas. Esses e outros valores numéricos, além de grandezas geométricas e outros parâmetros da modelagem podem ser vistos no Apêndice A.

4.2.2 Configuração da missão (3DoF)

Como se pode ver na Figura 4.2, para cumprir a missão o veículo deve efetuar um conjunto razoavelmente complexo de manobras. Para configurar esse conjunto de manobras, a ferramenta descrita no capítulo anterior pode ser usada no modo 3DoF. Nesse modo, não há controle de atitude, sendo esta determinada por parâmetros de entrada. Tipicamente, atitudes iniciais e finais em alguns pontos, e as velocidades angulares entre os pontos. Com isso, por tentativa e erro é possível obter uma aproximação razoável do perfil da missão.

Começando pelo lançamento, os parâmetros são:

- Latitude: $5,24^\circ$;
- Longitude: $-52,77^\circ$;

- Altitude (local): 0,0km;
- Elevação: 89,9°;
- Azimute: -8,0°;

Ao iniciar a subida, o movimento do foguete é unidirecional até que seja livre da torre de lançamento. Uma vez livre, inicia-se a curva gravitacional com a manobra de basculamento (*pitchover*). Para isso, definiu-se que uma vez que a altitude do foguete seja 25% superior à altura da torre, e antes dos primeiros 6,0s, deve-se passar à atitude de $\Theta = 84,8^\circ$ à velocidade angular $\dot{\Theta} = -2,6 \text{ deg/s}$. Com isso, começa-se a produzir o componente horizontal da velocidade que permitirá que aos 240,0s o veículo, já separados o 1º e o 2º estágios, esteja a 175,79km de altitude, à velocidade de $3848,12 \text{ m s}^{-1}$ - bem próximo dos valores dados em Arianespace (2017a).

Em seguida, tem-se uma série de intervalos que alternam entre voo balístico e voo propulsado. Em cada um desses intervalos, funções do tipo

$$\Theta = \int (\kappa_{\Theta_1} dt + \kappa_{\Theta_2} t dt), \quad (4.3a)$$

$$\Psi = \int (\kappa_{\Psi_1} dt + \kappa_{\Psi_2} t dt), \quad (4.3b)$$

foram implementadas. A Tabela 4.6 sintetiza os valores numéricos definidos, e os resultados obtidos. Note-se que em cada intervalo de tempo indicado na tabela, tem-se um tipo de manobra. No primeiro intervalo, ocorre a ignição e queima do ZEFIRO 9. O segundo intervalo é balístico, preparando a atitude para a primeira ignição do AVUM no terceiro intervalo. Também o quarto intervalo é balístico, ajustando a atitude para a circularização da órbita feita no quinto intervalo pelo AVUM. Este é seguido de um pequeno intervalo de ajuste de atitude para injeção do primeiro satélite e depois do sétimo intervalo, que é também balístico. No oitavo intervalo ocorre a terceira ignição do AVUM para um transferência de órbita, seguido de um intervalo balístico. No último, ocorre a circularização da nova órbita.

Circularizar uma órbita significa torná-la circular. A elipticidade de uma órbita é um parâmetro orbital de Kepler, calculada como na Equação 3.100. Uma órbita circular é uma órbita em que a elipticidade é nula. Para obtê-la, é necessário ajustar a velocidade do veículo para uma determinada altitude. Tipicamente, a velocidade vertical deve ser nula enquanto a velocidade horizontal tem um valor que depende da altitude. Para fazê-lo, além de ajustar a atitude para a ignição do AVUM, monitorou-se a elipticidade de forma a cessar o motor no instante em que

Tabela 4.6: Dados de configuração da manobra. Dados obtidos pelo autor.

t [s]	Θ_{fin} [°]	κ_{Θ_1} [°/s]	κ_{Θ_2} [°/s ²]	Ψ_{fin} [°]	κ_{Ψ_1} [°/s]	κ_{Ψ_2} [°/s ²]	Altitude [km]	Velocidade [ms ⁻¹]
240 a 403	-10,0	-0,10	-135,0	-8,25	-0,01	0,0	242,1	7658,2
403 a 473	-35,0	-0,36	0,0	-72,00	-0,92	0,0	254,2	7644,6
473 a 860	0,0	0,38	0,0	-72,00	0,00	0,0	300,6	7777,8
860 a 2430	-126,0	-0,08	0,0	0,00	0,19	0,0	456,9	7595,5
2430 a 2525	-126,0	1,45	0,0	0,00	0,00	0,0	457,6	7637,6
2525 a 2568	-180,0	-1,26	0,0	0,00	0,00	0,0	456,9	7637,9
2568 a 3140	-180,0	0,00	0,0	66,00	0,12	0,0	460,0	7633,8
3140 a 3220	-180,0	0,00	0,0	66,00	0,00	0,0	462,5	7715,0
3220 a 5722	-36,0	0,06	0,0	-15,00	-0,03	0,0	727,4	7425,8
5722 a 5784	-36,0	0,00	0,0	-15,00	0,00	0,0	728,3	7488,8

esta assumisse um valor inferior a um critério limite, que no caso foi de 0,0002. Não se trata de uma órbita perfeitamente circular, mas suficientemente circular para os objetivos propostos.

Os gráficos da Figura 4.9 mostram, para altitude e velocidade em função do tempo, uma comparação entre os dados nominais originais e os resultados da configuração aqui proposta. Pode-se perceber um bom acordo entre os resultados e os dados originais. Apenas a altitude em função do tempo, para $t > 3000$ s apresenta um atraso notável, mas que não afeta o estado final do veículo em termos de posição e velocidade, por ocasião da segunda manobra de circularização.

Já os gráficos da Figura 4.10 apresentam a sequência de ângulos de atitude necessários para cumprir a manobra configurada, que passa a ser a manobra nominal em relação ao que segue.

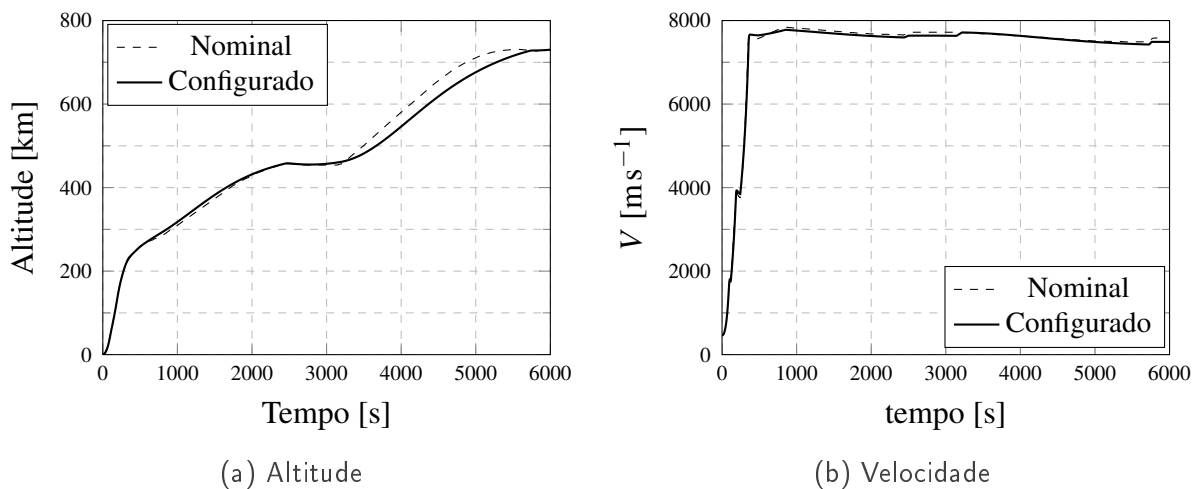


Figura 4.9: Comparação entre os dados da missão, nominais e configurados. Fonte: o autor.

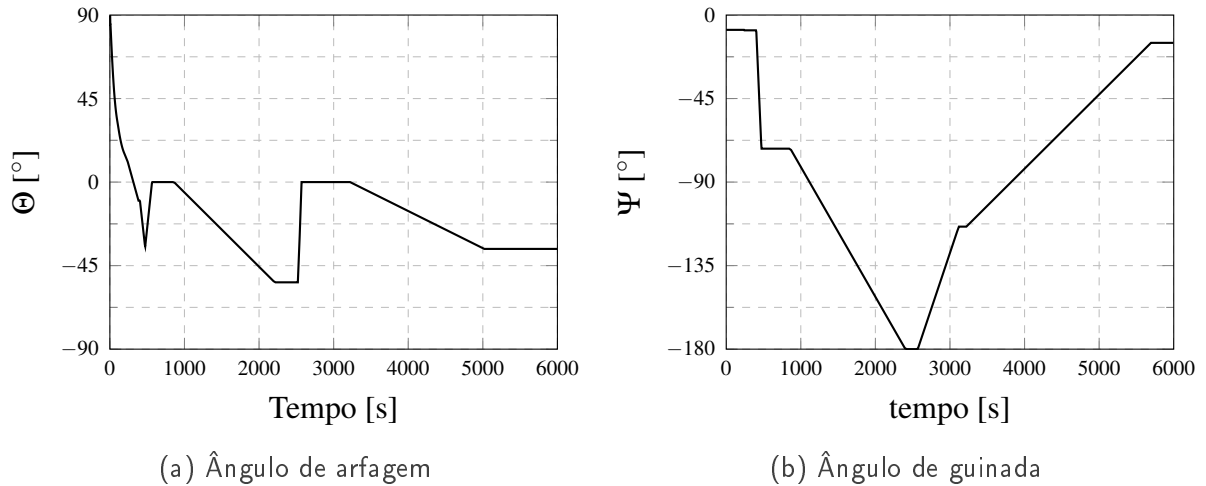


Figura 4.10: Ângulos de atitude obtidos em função do tempo. Fonte: figura criada pelo autor.

Note-se a forma suave da variação de Θ no início. Tal trecho corresponde à curva gravitacional. As partes subsequentes tem forma constante ou de rampa, e estão associados seja à ignição para alteração de órbita, seja à variação de atitude nos intervalos balísticos. No caso do ângulo Ψ , os trechos que desviam de 0 correspondem às guinadas para alteração de inclinação das órbitas. É importante salientar que tais ângulos estão definidos em função do sistema horizonte, o que justifica, por exemplo, uma atitude de $\Theta = -180^\circ$ em torno de $t = 3000\text{s}$. É que ali, o veículo já percorreu quase a metade de uma órbita quase-polar em torno ao planeta, de forma que para ganhar velocidade “para frente” ele precisa apontar para o sul⁷.

Os gráficos da Figura 4.11 mostram a variação de massa ao longo do tempo. Nos gráficos (parte inicial à esquerda e detalhe à direita) são indicados alguns pontos e trechos relevantes

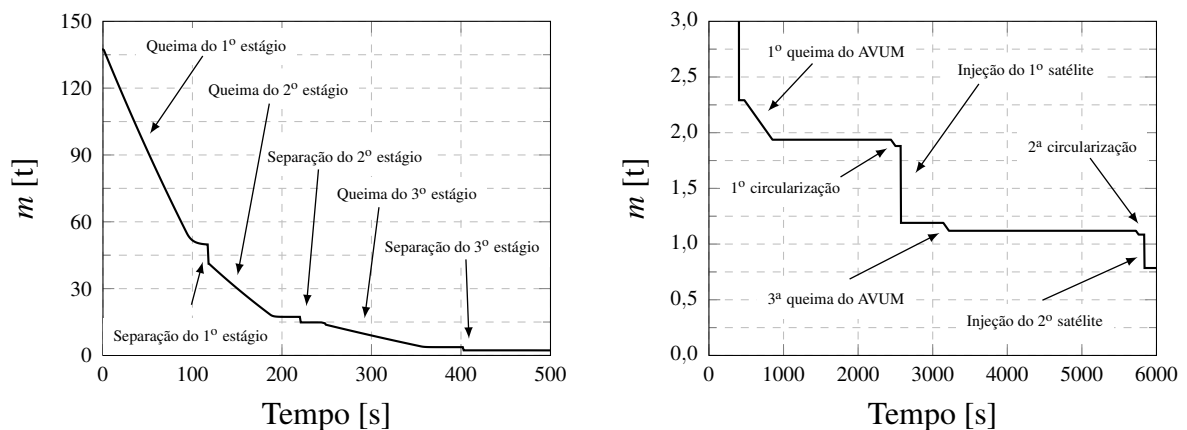


Figura 4.11: Variação de massa. Fonte: o autor.

⁷ Um sistema de referência orbital poderia ter sido usado aqui. Em um tal sistema, um eixo aponta na direção da velocidade, outro na direção do centro da órbita e um terceiro é ortogonal a ambos. Assim, $\Psi = 0^\circ$ apontaria sempre para frente. Porém, a inclusão desse sistema fica reservada a aprimoramentos futuros.

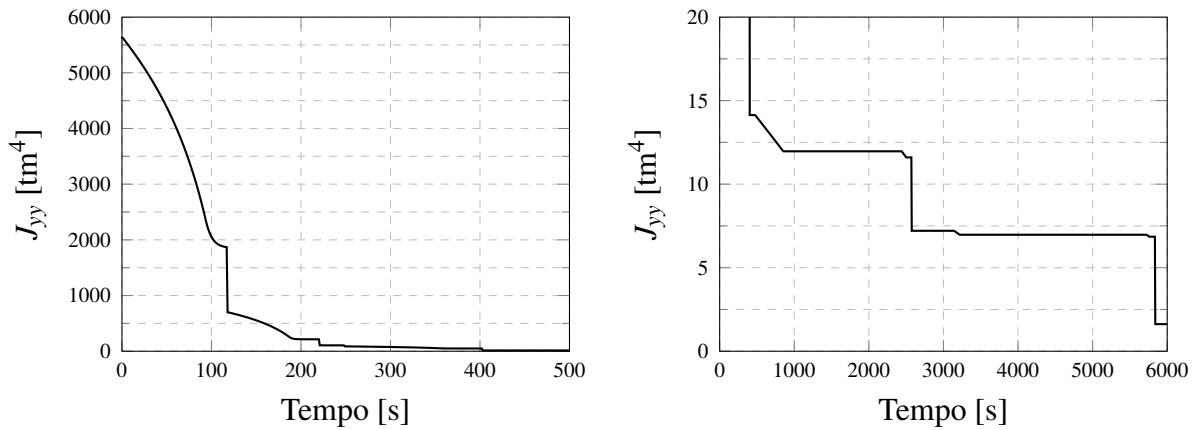


Figura 4.12: Variação de momento de inércia em torno ao eixo oy . Fonte: o autor.

da manobra, e a variação de massa associada. Grosso modo, os trechos de variação monótona de massa correspondem a queimas, os trechos constantes são fases balísticas, e os saltos são o despejo de massa: estágios e satélites.

Na Figura 4.12 os gráficos mostram a variação do componente J_{yy} (dados em toneladas por metro à quarta) do momento de inércia, também em diferentes escalas. Tal momento é relevante para as variações de velocidade angular em torno ao eixo oy . Como se pode ver, sua variação segue de perto a variação de massa. Ainda que os trechos monótonos tenham forma ligeiramente diferente, os pontos relevantes são os mesmos. Os gráficos da Figura 4.13 por sua vez mostram a variação da posição do CG . Nele, o ponto 0 corresponde à ponta do nariz do veículo em sua configuração inicial. À medida em que a massa propelente é queimada, o CG se desloca para frente. Ao mesmo tempo, à medida em que os estágios são ejetados, o comprimento diminui.

Nestes últimos gráficos é importante observar o seguinte: uma vez que os momentos angulares serão, em grande parte, causados pela vetorização do empuxo, o “braço” da força que causa essa variação é representado pela distância entre o comprimento e o CG a cada instante. Como se pode ver, nas fases iniciais do lançamento essa distância tende a aumentar. Ao mesmo tempo, aquilo que resiste à variação de velocidade angular – ou seja, o momento de inércia – diminui rapidamente no mesmo intervalo de tempo. Portanto, braço maior e inércia menor implicam em menos necessidade de força à medida que o propelente queima. Na segunda parte, de $t = 500\text{ s}$ em diante, o comportamento muda. O momento de inércia ainda diminui, porém de forma bem menos marcante. Mas o braço também diminui, pois o CG dá dois grandes saltos para trás, associados à liberação dos satélites que se localizam à frente do AVUM. Tais reflexões são úteis para entender certas diferenças de desempenho em diferentes instantes.

Para concluir esta seção, é interessante apresentar o andamento do empuxo ao longo da

missão. No gráfico à esquerda da Figura 4.14 veem-se os intervalos de tempo de ativação do 1º, 2º e 3º estágios, e a magnitude do empuxo gerado por eles. À direita na figura, o gráfico mostra as ativações do AVUM. A primeira e a terceira ativações são feitas para se ganhar velocidade e alterar as órbitas. A segunda e a quarta são manobras de circularização, para fixar a órbita adquirida com a ignição precedente.

4.3 Simulações com 6DoF e controle

4.3.1 Índices de desempenho

Para avaliar o desempenho das leis de controle, foram estabelecidos dois índices para medi-lo: o primeiro deles foi chamado de “índice de erro de atitude”, indicando o quanto o conjunto da atitude do veículo se distancia da atitude de referência (ver Equação 3.81):

$$I_{att} = \int_0^t \|\epsilon_{att}\| dt, \quad (4.4)$$

e o segundo mede a quantidade de deslocamento angular dos bocais, chamado “índice de deslocamento dos bocais” (ver Equação 3.91):

$$I_{\lambda} = \int_0^t \frac{\|\Lambda_{j,i,act}\|}{N_{n,j}} dt, \quad (4.5)$$

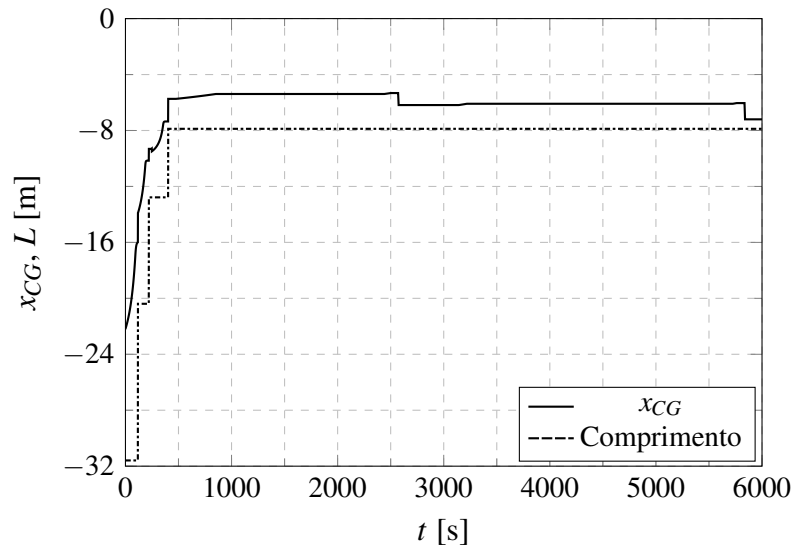


Figura 4.13: Posição longitudinal do centro de gravidade (CG) ou de massa e comprimento do veículo em relação à ponta original. Fonte: o autor.

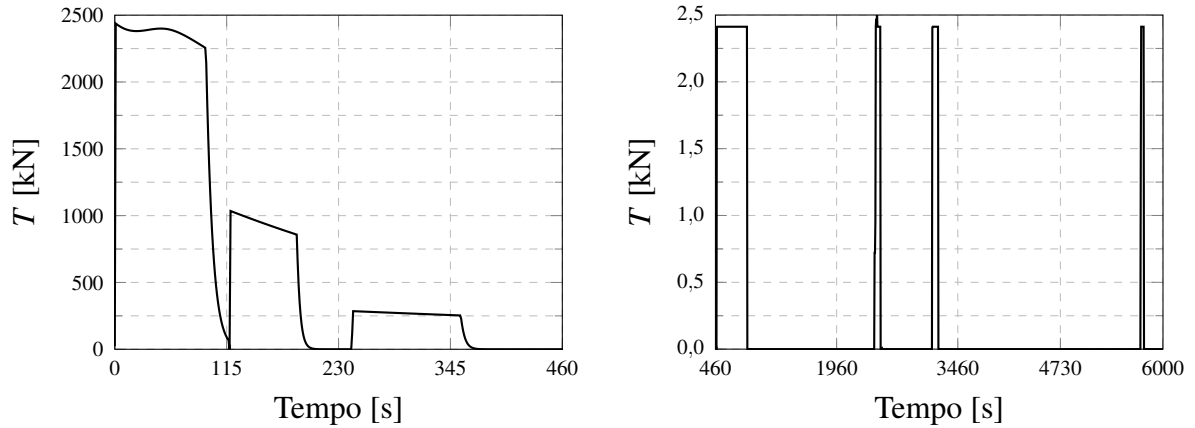


Figura 4.14: Ignição, extinção e empuxo dos motores. Fonte: o autor.

sendo i o indicador do i -ésimo bocal do j -ésimo estágio, entre os N_n bocais desse estágio. Evidentemente, conta-se apenas o estágio ativo a cada instante. A atuação dos RACS será acompanhada, mas não foi incluída no índice de deslocamento dos bocais. De fato, esse índice é importante pelo seguinte: a atuação dos bocais significa essencialmente sua deflexão angular. Isso, por sua vez, representa uma redução, ainda que pequena, no componente longitudinal do empuxo e, portanto, na redução do ganho final de velocidade. Tais índices representam o acúmulo ao longo do tempo, seja do erro de atitude, seja da atividade dos bocais. Eles permitem não só a avaliação de valores pontuais, mas também a análise de sua evolução, permitindo compreender, por exemplo, em quais trechos da missão eles crescem mais ou menos rapidamente, e assim abrindo a possibilidade de ajustes mais refinados da leis de controle. Convém também indicar a atuação do RCS. Para isso, define-se um indicador para sua atividade como

$$I_{rcs} = \sum_{i=1}^{N_{rcs}} \frac{|T_{i,rcs}|}{360N_{rcs}}. \quad (4.6)$$

Ou seja, a cada instante, faz-se a soma do empuxo total de todos os RCS ativos, e se normaliza o valor pelo fator 360 e a quantidade de RCS's. O fator 360 serve apenas para evitar números muito grandes desnecessariamente.

Além destes índices, em certos trechos alguns parâmetros são particularmente importantes. Em especial tem-se o ângulo de ataque (AoA) na curva gravitacional – lembrando que nesse segmento da missão, de atmosfera densa, é um típico requisito a minimização do AoA para a minimização das forças aerodinâmicas, que são proporcionais à pressão dinâmica. Também certas grandezas referentes à própria realização da missão, tais como altitude, posição, velocidade, inclinação da órbita e outras serão observados. Além disso, será evidentemente possível

avaliar qualitativamente o desempenho através das curvas nos gráficos mostrando, por exemplo, detalhes da atitude em certos pontos.

Todas essas grandezas são indicativos do desempenho em geral. Os índices definidos nas Equações 4.4 a 4.6 são associados ao desempenho das leis de controle, enquanto outros parâmetros (altitude, inclinação da órbita, elipticidade, etc.) estão mais associados ao desempenho da missão de forma global, que por sua vez dependem de uma boa atuação das leis de controle.

4.3.2 Ajuste dos ganhos

O ajuste dos ganhos é uma tarefa complexa. A rigor, a partir de critérios de desempenho do sistema, de forma geral ou pontual, parâmetros tais como aqueles definidos na Figura 2.4 (Pág. 12) são estabelecidos como requisitos, e através de um cuidadoso processo de análise do sistema, tipicamente após sua linearização, um conjunto de ganhos representativo do melhor compromisso para os requisitos pode ser obtido. No entanto, tal tarefa escapa aos limites dos objetivos presentes. Não se trata de encontrar a melhor sintonia dos controladores, mas de avaliar de um lado o desempenho geral de duas leis de controle, e de outro a aplicabilidade da presente ferramenta para esse tipo de análise. Portanto, uma regulação “suficientemente boa” bastará.

Para o controlador PID foi feito usando uma adaptação do método de Ziegler–Nichols (OGATA, 2010, p. 571). No método original, com o sistema sujeito a um degrau unitário, o ganho proporcional é aumentado até que se chegue ao ganho crítico, isto é, o ganho tal que o sistema passa a oscilar com a mesma amplitude indefinidamente. A partir daí, o método oferece fórmulas simples para se determinar os ganhos integral e proporcional.

No presente caso, o ajuste foi feito considerando não um degrau unitário, mas a própria manobra à qual o veículo está sujeito nos primeiros segundos. As diferenças são importantes: em poucos segundos uma quantidade razoável de massa já foi perdida, e a atuação de forças não constantes já modificou o estado dinâmico e cinemático do sistema. Ainda assim, foi possível encontrar um valor crítico de 0,6, a partir do que estabeleceu-se os ganhos proporcional (0,45), integral (0,28) e derivativo (0,18). É importante ressaltar que testes foram feitos escalando esses ganhos em 1x, 2x, 10x, etc., mas mantendo a proporção. Percebeu-se uma grande amplitude de ajustes possíveis, com desempenhos diferentes. Parece então que mais importante que os valores absolutos dos ganhos, são os valores relativos entre eles. De qualquer forma, preferiu-se trabalhar com os valores obtidos originalmente.

Como se verá adiante, no início da manobra de basculamento (*pitchover*) o bocal do pri-

meiro estágio apresenta oscilações mais fortes. Tais oscilações foram tomadas como referência para a sintonia do UIR. Neste caso, os ganhos proporcional e derivativo estabelecidos são os mesmos do PID. O ganho κ_σ foi ajustado com o mesmo valor do ganho integral do PID. Foi definida arbitrariamente uma “camada limite” (μ_{uir}) de 0,001 para todos os ângulos. No caso do ganho geral κ_{uir} , seu valor foi ajustado até o ponto em que a amplitude das oscilações iniciais do bocal acima referida fossem da mesma magnitude que no caso do PID. Tal método não garante que a sintonia dos ganhos seja da mesma ordem de grandeza, mas oferece um ponto de referência para a comparação.

Em síntese, a sintonia dos ganhos relativa aos resultados que serão apresentados a seguir é, para todos os estágios e em todo o tempo da missão⁸:

$$\kappa_p = \text{diag}(0,45;0,45;0,45) , \quad (4.7a)$$

$$\kappa_i = \kappa_\sigma = \text{diag}(0,28;0,28;0,28) , \quad (4.7b)$$

$$\kappa_d = \text{diag}(0,18;0,18;0,18) , \quad (4.7c)$$

$$\mu_{uir} = \text{diag}(0,001;0,001;0,001) , \quad (4.7d)$$

$$\kappa_{uir} = \text{diag}(0,014;0,014;0,014) . \quad (4.7e)$$

4.3.3 1º Segmento (0 a 420s)

Para melhor visualização, os resultados serão inicialmente apresentados por segmentos. Ao final serão feitas considerações sobre a missão como um todo. O primeiro segmento compreende o intervalo entre $t = 0$ e $t = 420$ s. Isso inclui a queima dos 3 primeiros estágios, e um pequeno trecho de voo balístico. Faz parte desse intervalo a curva gravitacional (entre 0 a 240s)

Os gráficos da Figura 4.15 comparam os ângulos de atitude do veículo em relação aos ângulos de referência, e mostram a atuação dos bocais no primeiro intervalo. Acima, o ângulo de arfagem (Θ), com detalhe dos primeiros segundos na manobra de basculamento à direita. No centro, à esquerda, o ângulo de guinada (Ψ) com detalhe na região central do intervalo à direita. Pode-se considerar muito bom o desempenho do controlador PID nesse trecho, uma vez que é necessário uma aproximação significativa para perceber a presença dos desvios. Notam-se oscilações do ângulo Θ na manobra de basculamento, com ultrapassagem de cerca de 1° , e uma

⁸ A ferramenta desenvolvida permite o escalonamento de ganhos. No entanto, usar esse recurso “as cegas” seria um tanto oneroso. Um estudo mais aprofundado da sintonia ótima de ganhos em diferentes pontos da missão a partir da linearização do modelo nestes pontos fica reservada a trabalhos futuros, para os quais se pretende que a presente ferramenta também forneça recursos.

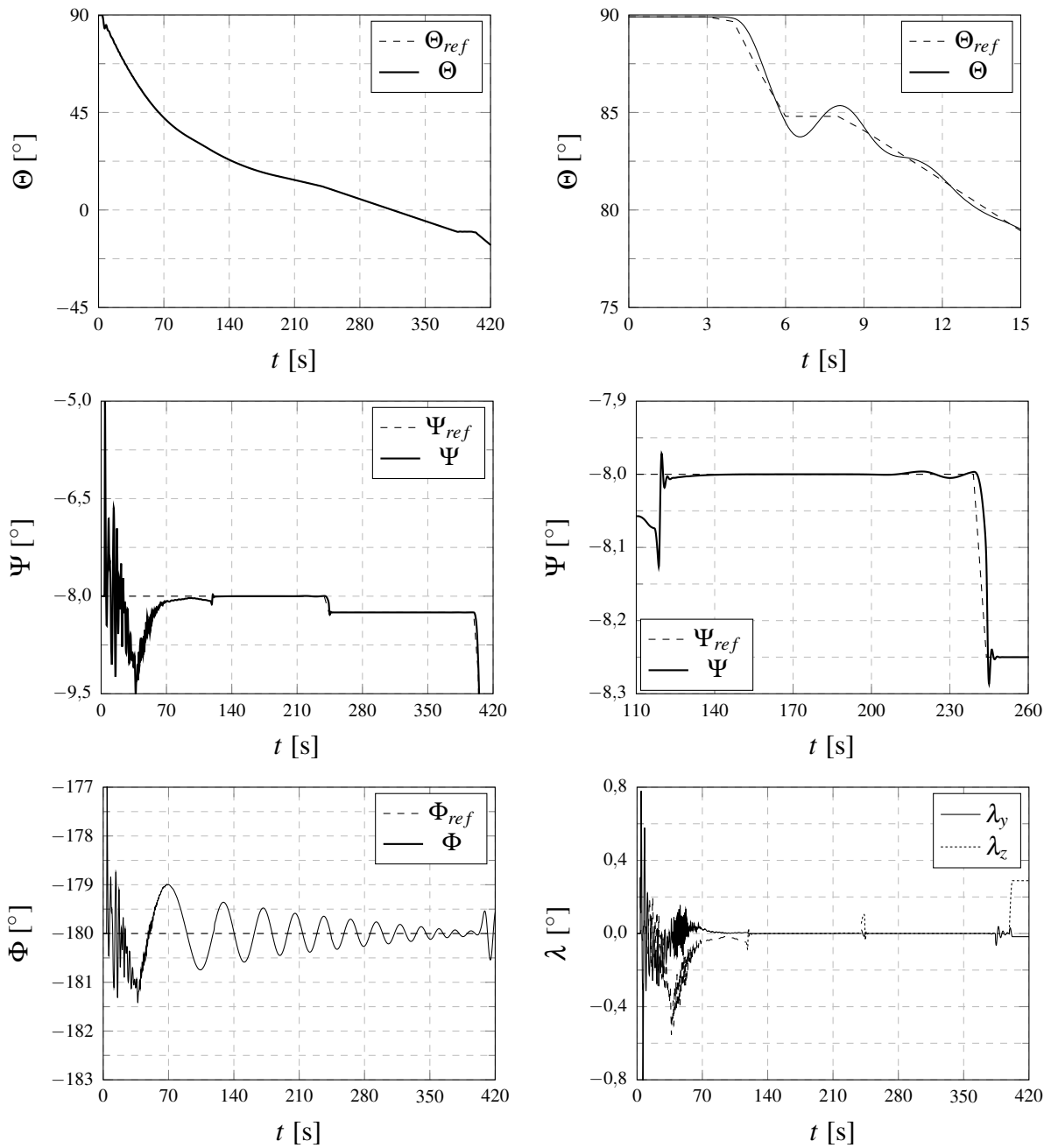


Figura 4.15: Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador PID no 1º segmento (0 a 420 segundos). Fonte: o autor.

desvio oscilante da referência no mesmo trecho em relação ao ângulo de guinada (Ψ).

É importante ressaltar que em $t = 117s$ ocorre a ejeção do primeiro estágio. As alterações de empuxo e de massa associadas a essa ejeção talvez expliquem o melhor ajuste de Ψ à referência a partir desse ponto (detalhe à direita). Além disso, um outro fator que pode ajudar a explicar o desvio inicial da guinada está no elevado ângulo de arfagem no início da manobra, de forma que uma pequena oscilação lateral justifica grandes oscilações na orientação do veículo. O ângulo Φ (abaixo na figura), por sua vez, é controlado pelo RACS, e se percebe claramente uma oscilação

pronunciada, embora de amplitude contida e decrescente. Notam-se também anomalias iniciais associadas provavelmente à manobra de basculamento, e uma quase imperceptível anomalia nas proximidades de $t = 120$ s, provavelmente associada à ejeção do primeiro estágio e à ignição do segundo. O comportamento não muito bom do veículo nessa atitude sugere a necessidade de um ajuste diferenciado dos ganhos, uma vez que se trata de um outro mecanismo de controle, e outro momento de inércia.

Isso é provavelmente verdadeiro para o primeiro estágio em geral. Na parte de baixo à direita na mesma figura, o gráfico mostra o posicionamento angular dos bocais. Nele, λ_y é a posição angular em torno ao eixo oy , que afeta o momento de arfagem, enquanto λ_z , em torno ao eixo oz , afeta o momento de guinada. Pode-se perceber uma intensa atividade do bocal em relação aos dois ângulos, com amplitude mais elevada associada ao basculamento e com menor amplitude mas grande frequência durante toda a queima do primeiro estágio. Os bocais dos estágios subsequentes, por sua vez, apresentam comportamento mais regular, com atuação maior nas regiões de ejeção de estágios consumidos e ignição dos estágios seguintes. Em especial, tem-se uma atividade mais intensa nas proximidades de $t = 240$ s, associada à ignição do terceiro estágio, e entre $t = 380$ e $t = 400$ s, ao final da queima do ZEFIRO 9, quando se faz um ajuste das atitudes Θ e Ψ .

Os gráficos da Figura 4.16 mostram os mesmos resultados, porém sob o controle do UIR. Pode-se perceber o rastreamento (*tracking*) significativamente melhor da atitude de referência na manobra de basculamento e nos primeiros segundos em geral. Isso é particularmente evidente em relação ao ângulo de guinada que, embora oscilante, em geral se afasta bem menos da referência, como se pode ver com muito clareza nos detalhes à direita. O mesmo é válido para o ângulo de rolamento (Φ) que, embora apresente um comportamento de oscilação crescente e decrescente, o faz com amplitude ligeiramente menor.

O comportamento mais eficaz da atitude com o UIR está certamente associado à atuação dos bocais. Como se pode ver no gráfico abaixo na figura, nas passagens do 1º ao segundo estágios, e deste ao terceiro, a atuação dos bocais é mais ampla. Ao mesmo tempo, ela também o é em relação a λ_z na parte inicial do intervalo, justificando o melhor rastreamento da guinada neste trecho. Da mesma forma, ao final da queima do 3º estágio tem-se uma atuação mais ampla, e mais curta. Isso sugere um efeito mais preciso e menos oscilante.

Uma vez que a definição da curva gravitacional implica na minimização do ângulo de ataque, e que este é um dos aspectos mais significativos na parte atmosférica do lançamento, a

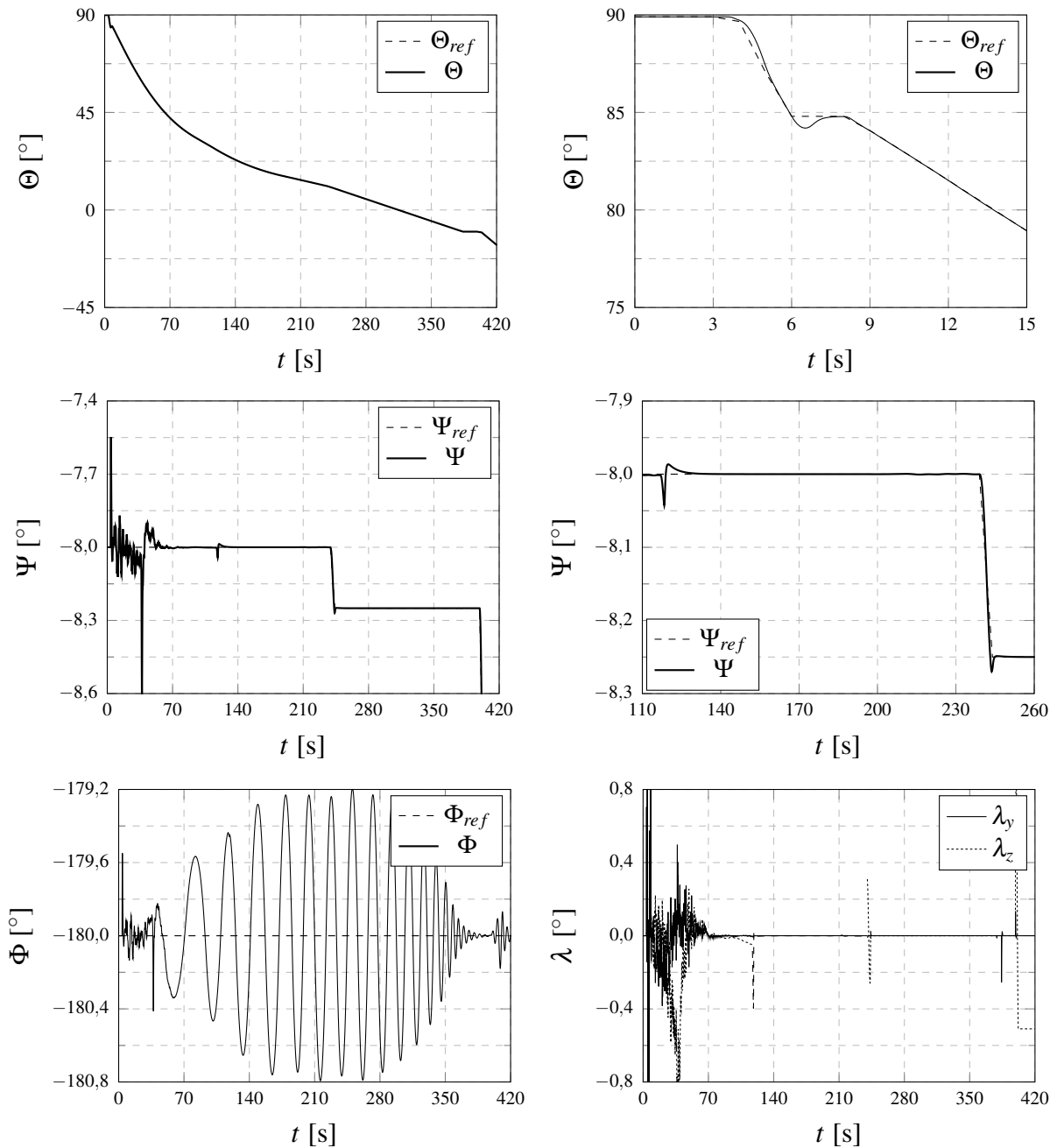


Figura 4.16: Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador UIR no 1º segmento (0 a 420 segundos). Fonte: o autor.

comparação entre os resultados obtidos com os dois controladores é relevante. Assim, o gráfico acima à esquerda na Figura 4.17 mostra a evolução do AoA no trecho entre $t = 0$ e $t = 240$ s, correspondente à curva gravitacional. Com exceção do pico inicial que se aproxima de $1,5^\circ$ (não visível no gráfico), a evolução do AoA é ótima. Com oscilações de pequena e decrescente amplitude nos segundos iniciais, o AoA permanece muito pequeno durante todo o intervalo, com uma muito discreta superioridade no caso do UIR. Tal superioridade é particularmente sensível quando se observa o detalhe da atitude de arfagem no gráfico acima à direita na mesma figura.

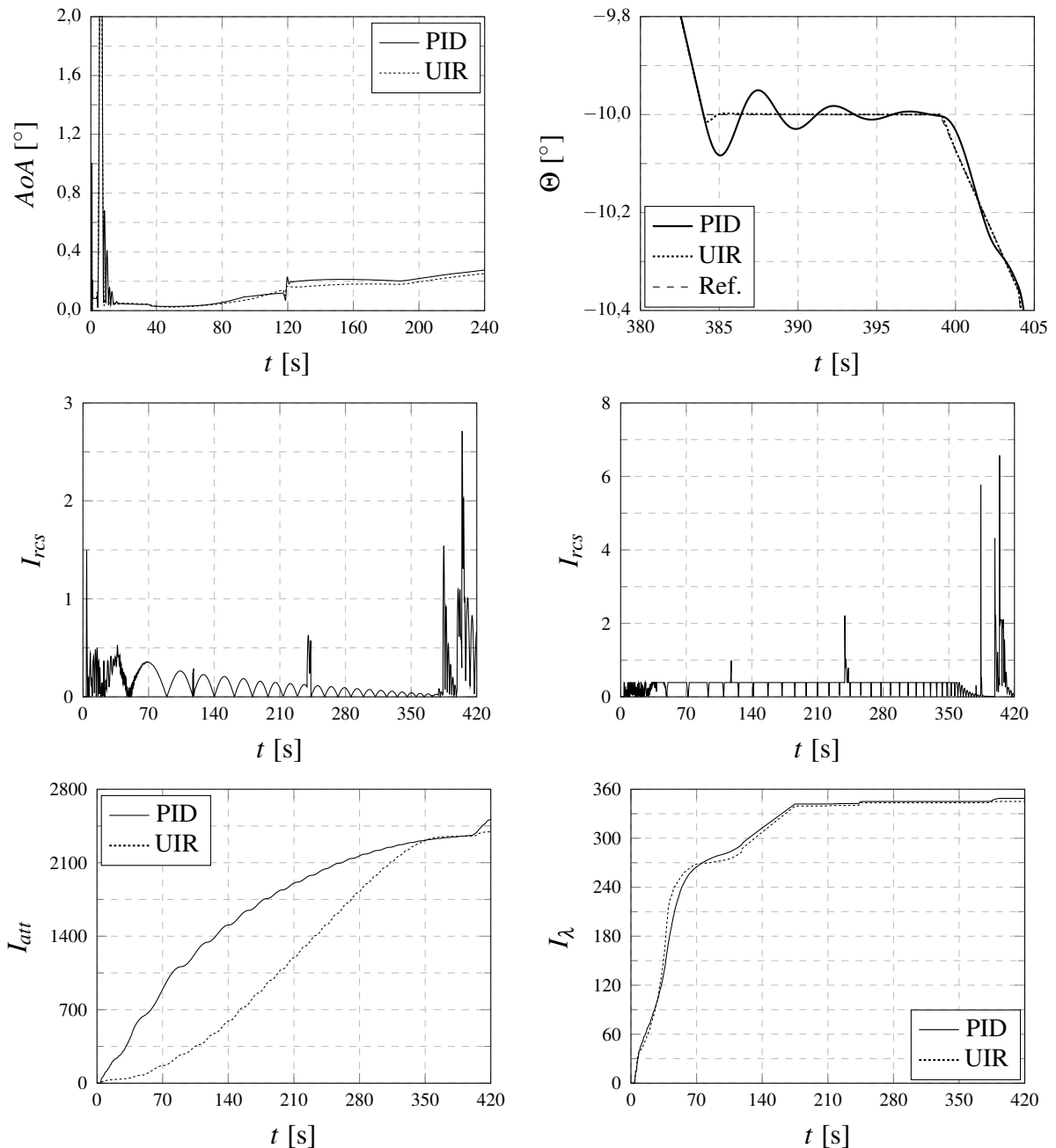


Figura 4.17: Comparação do desempenho dos controladores no 1º segmento: AoA , detalhe de Θ e índices de desempenho. Fonte: o autor.

A atitude controlada pelo UIR mal se afasta da referência, enquanto a atitude controlada pelo PID apresenta oscilações notáveis, ainda que pequenas.

Na parte de baixo da mesma figura vê-se a evolução dos índices de desempenho. O índice de erro de atitude cresce de forma significativamente diferente entre os dois controladores, ainda que ao final tenham acumulado aproximadamente a mesma quantidade de erro. No caso do PID, a velocidade do crescimento é inicialmente maior para depois convergir com o UIR que, cresce inicialmente de forma discreta e acelera o crescimento aproximadamente na metade do

intervalo. Tal resultado é bem consistente com os erros de atitude iniciais, que são maiores no caso do PID. Possivelmente a degradação do desempenho do UIR está associado a atitude Φ , que como se viu tende a perdurar com grandes amplitudes por mais tempo no intervalo. No caso do índice de deslocamento dos bocais (em baixo, à direita), o comportamento de ambos os controladores é muito semelhante. Em ambos os casos, há uma estabilização repentina por volta de $t = 170$ s. O segundo estágio só terminará a queima por volta dos 210 segundos, e não há um evento significativo ao qual ela possa ser associada. Há uma importante redução da importância dos efeitos aerodinâmicos uma vez que se está, neste ponto, nas proximidades da linha de Kármán, o limite convencional da atmosfera (100km), mas ainda assim a estabilização deveria ser menos repentina. Provavelmente o efeito de maior peso está associado aos ganhos do controlador, que tendo sido sintonizados para a condição inicial, tem um efeito mais significativo nesta condição.

4.3.4 2º Segmento (410 a 3000s)

O segundo segmento a ser analisado compreende o longo intervalo entre $t = 410$ e $t = 3000$ s. A pequena sobreposição com o intervalo anterior é feita simplesmente para suavizar a transição da apresentação dos resultados. Tal segmento compreende o final da fase balística em que terminou o segmento anterior (até $t = 473$ s), a primeira ignição do AVUM para se deslocar balisticamente a partir de $t = 852$ s à primeira órbita aos 450km de altitude, a manobra de circularização que se inicia com a 2ª ignição do AVUM aos $t = 2438$ s e finaliza aos $t = 2500$ s. Em seguida, 70s após o desligamento do motor do AVUM, com a órbita circularizada nas proximidades da altitude desejada e na inclinação apropriada, o 1º satélite é injetado. O AVUM permanecerá na mesma órbita mais 570s até a próxima ignição do AVUM. Para realizar essa manobra, diversas mudanças de atitude são necessárias. Em primeiro lugar, é necessária uma forte guinada para que a aceleração obtida na primeira ignição do AVUM provoque uma aceleração lateral de forma a ajustar a inclinação da órbita. Além disso, no instante da circularização, o AVUM já terá contornado o polo norte e estará se dirigindo para o sul do outro lado do planeta, de forma que uma guinada ulterior até os -180° (isto é, o sul) relativamente o sistema horizonte (que aponta sempre para o norte) será necessária para que o AVUM acelere “para frente”. Junte-se a isso uma arfagem negativa para “frear” o componente vertical de velocidade na manobra de circularização ao mesmo tempo em que se ganha velocidade horizontal (ver Figura 4.10).

Se ao final do primeiro segmento havia a impressão de que o desempenho dos dois contro-

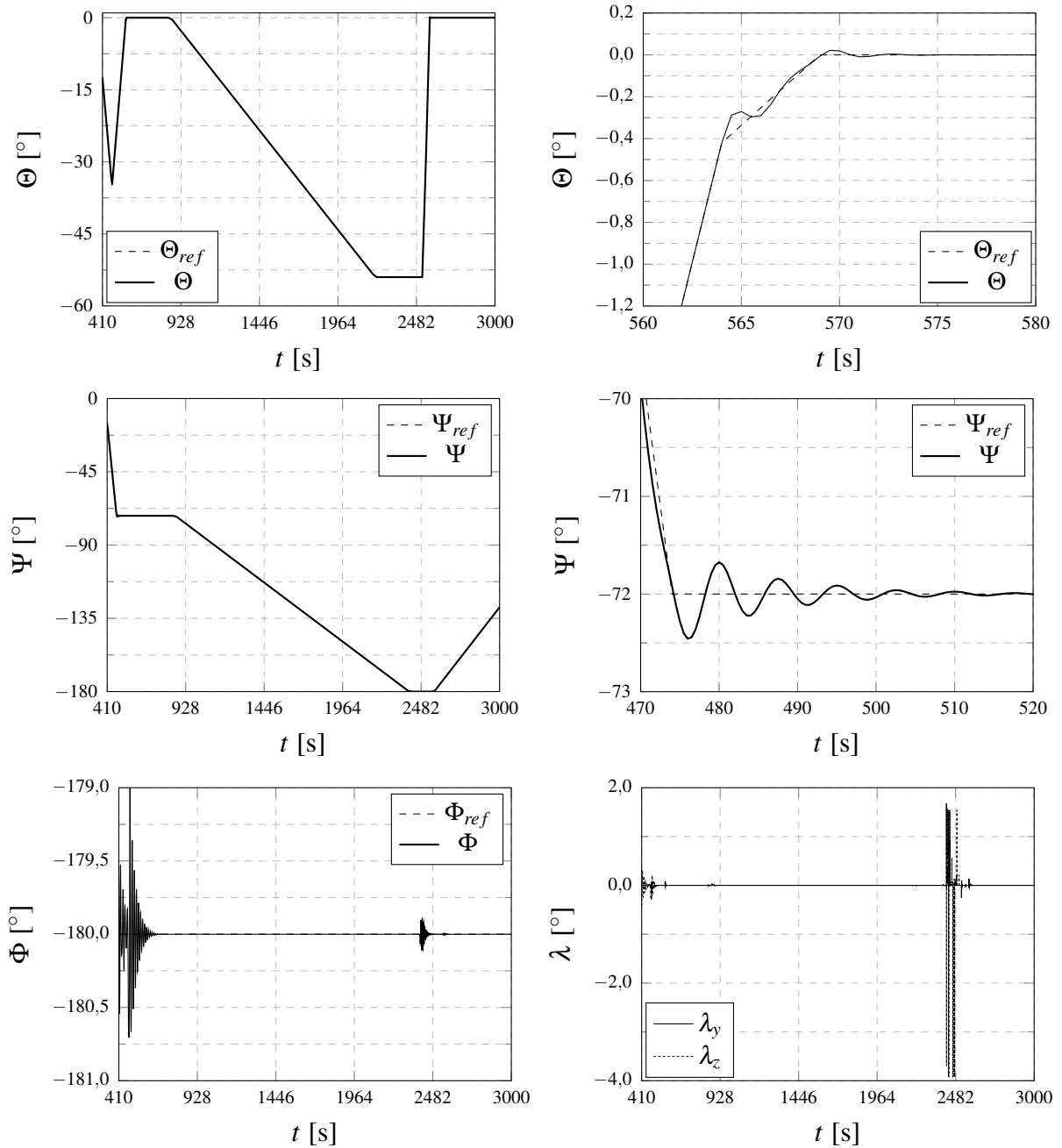


Figura 4.18: Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador PID no 2º segmento (410 a 3000 segundos). Fonte: o autor.

ladores seria mais ou menos equivalente, no segundo segmento essa impressão deve ser descartada. Como se pode ver dos gráficos das Figuras 4.18 a 4.20, o desempenho do veículo controlado pelo UIR se mostrou consideravelmente superior, tanto qualitativamente no que tange à capacidade de rastrear as atitudes de referência e minimizar a atuação de bocais e do RCS, quanto na mensuração dos erros acumulados através da evolução dos índices de desempenho.

Em sua maior parte, os gráficos das figuras mencionadas, apresentam os mesmos tipos de dados que foram apresentados no primeiro segmento. Como se pode ver, no geral ambos os con-

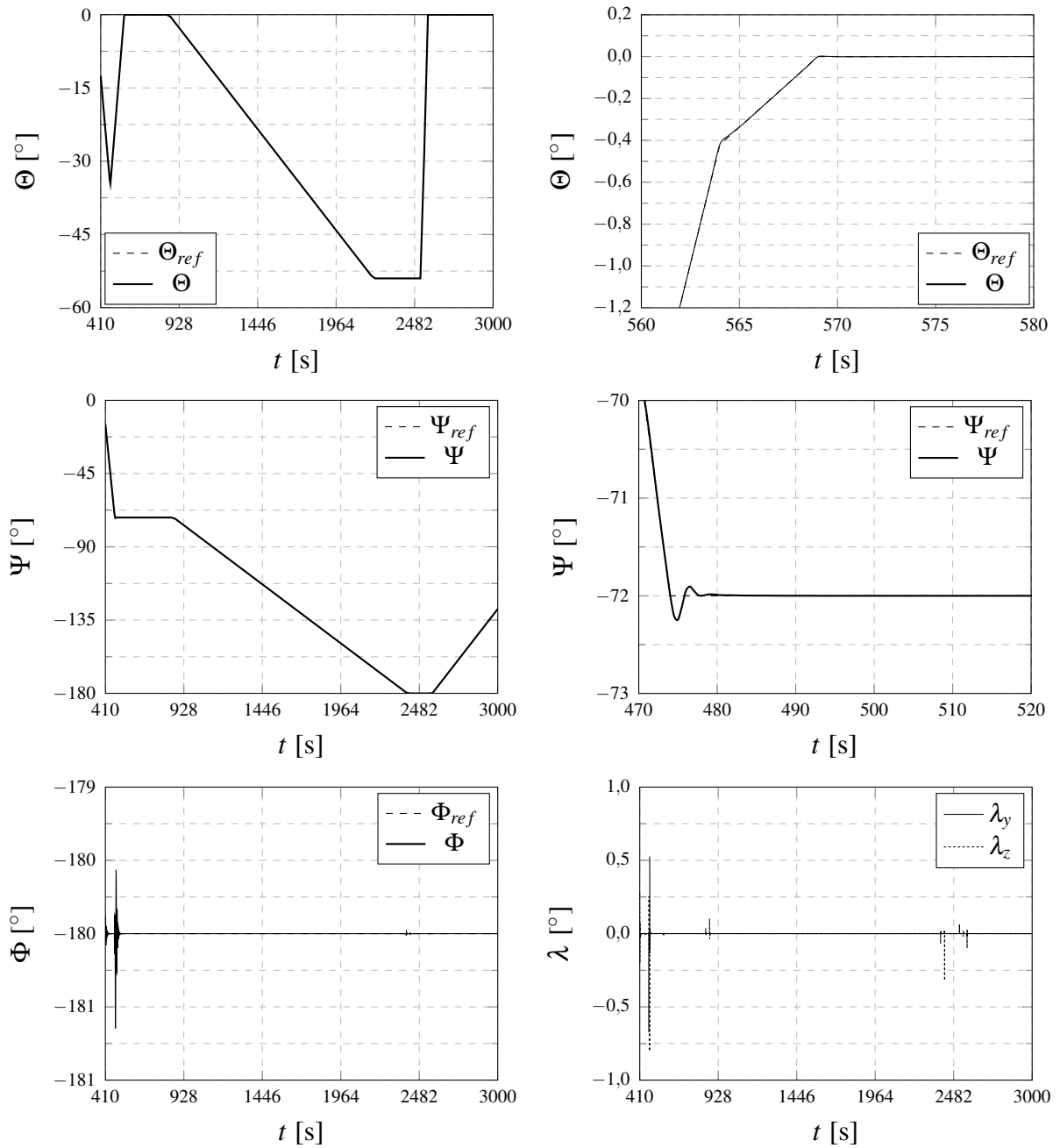


Figura 4.19: Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador UIR no 2º segmento (410 a 3000 segundos). Fonte: o autor.

troladores são capazes de garantir a controlabilidade na manobra. A Figura 4.18 apresenta os dados relativos ao controlador PID. Também neste caso é necessário uma considerável aproximação para se notar oscilações e erros de rastreamento, tipicamente nos pontos onde alterações na variação de atitude estão presentes, como mostrado nos detalhes. Os detalhes destacados estão no intervalo da 1ª queima do AVUM – mais próximo do início do caso da guinada – responsável pelo impulso que possibilitará o ganho de altitude para a primeira órbita e o deslocamento lateral ($\Psi = -72^\circ$) que ajusta sua inclinação.

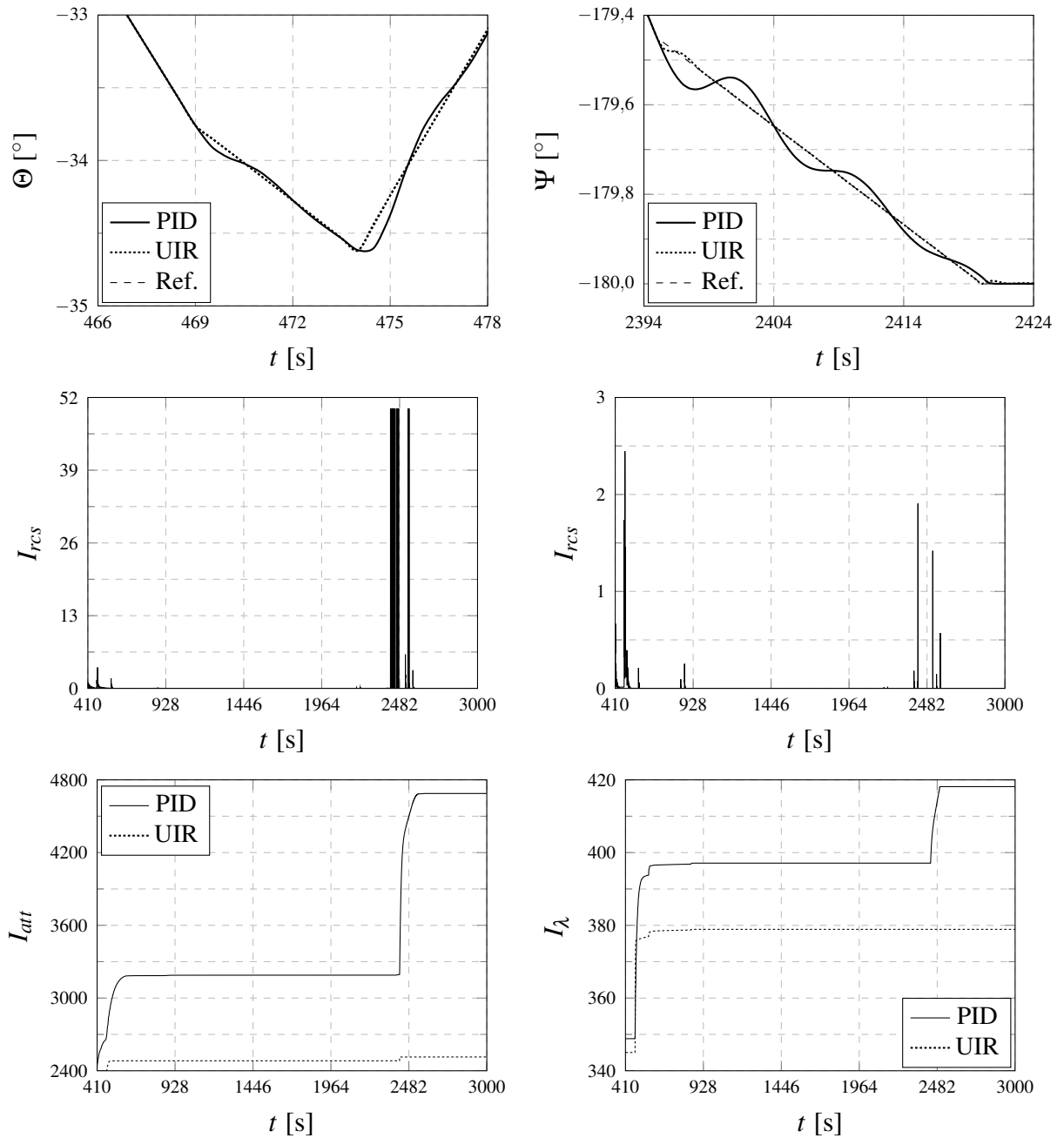


Figura 4.20: Comparação do desempenho dos controladores no 2º segmento: detalhes de atitude e índices de desempenho. Fonte: o autor.

O Ângulo de rolagem apresenta oscilações pequenas mas ainda de grande frequência nesse trecho, para depois se estabilizar de forma significativa, apresentando um curto período de novas e pequenas oscilações nas proximidades da 2ª queima, quando ocorre a circularização da nova órbita. Neste ponto pode-se também perceber uma intensa atividade dos bocais, com grande amplitude (aproximadamente 4°) no caso de λ_z (guinada), e menor amplitude no caso de λ_y (arfagem).

Os gráficos da Figura 4.20 apresentam os mesmos dados nos mesmos intervalos, porém

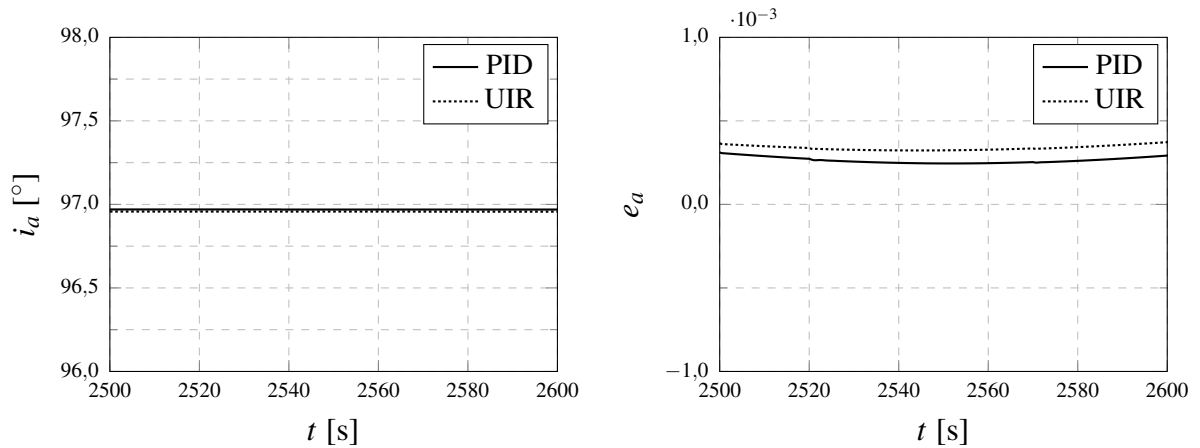


Figura 4.21: Comparação do desempenho dos controladores no 2º segmento: detalhes de atitude e índices de desempenho. Fonte: o autor.

com o veículo sendo controlado pelo UIR. Como já mencionado, é notável o quanto o comportamento do foguete se ajusta de forma mais eficaz à manobra de referência. As oscilações não só são mais curtas, como também de menor amplitude. Eventualmente, são praticamente inexistentes, como no caso da atitude de arfagem (em cima, à direita). Correlativamente a isso, nota-se a atuação bem menos intensa do bocal, nas duas direções angulares. Percebe-se uma pequena atuação por volta de $t = 860$ s, associada ao fim da 1ª queima do AVUM. Tal atuação também está presente na figura anterior, embora menos perceptível em função da escala do gráfico, que precisou de maior aproximação no caso do UIR.

Na Figura 4.20 ulteriores comparações de atitude são feitas em outros pontos. No primeiro caso (em cima, à esquerda), trata-se do ponto onde se inicia a 1ª queima do AVUM, onde ocorre uma forte variação na direção do movimento de arfagem. Praticamente não se notam desvios da referência no caso do UIR, o que não é verdadeiro no caso do PID. No segundo caso, à direita, o AVUM está se posicionando para a circularização, e o veículo, sendo controlado pelo RCS, está assumindo sua direção para o sul. A diferença de desempenho é ainda mais notável neste ponto. A essa diferença corresponde a diferença de intensidade de atuação do RCS, que é muito maior no caso do PID.

Como era de se esperar, os índices de desempenho mostram esses resultados. O erro acumulado de atitude cresce praticamente duas vezes mais no caso do PID que no caso do UIR. Em especial, nota-se um grande salto na região acima referida. De forma menos pronunciada, o mesmo também ocorre com índice de deslocamento dos bocais.

Neste ponto, é oportuno apresentar também alguns resultados de parâmetros orbitais (Figura 4.21). No instante da separação do primeiro satélite ($t = 2570$ s, a inclinação está significati-

vamente próxima da inclinação desejada nos dois casos, com uma discreta melhora no caso do PID. Da mesma forma, a excentricidade está próxima de seu mínimo, também com discreta melhora no caso do PID. Pode-se dizer que em ambos os casos obteve-se boa precisão na injeção da carga paga. Mas refinamentos no ajuste dos controladores e na configuração da manobra podem oferecer resultados ainda melhores.

4.3.5 3º Segmento (3000 a 6000 s)

Chega-se assim à última fase da missão, que consiste em mais uma manobra de mudança de órbita com a 3ª ignição do AVUM entre $t = 3140$ e $t = 3218$ s, ajustando a inclinação para 98° e ganhando altitude até aproximadamente 425 km, e a 4ª e última ignição do AVUM entre $t = 5722$ e $t = 5761$ s para a circularização da nova órbita. O satélite é injetado em $t = 5837$ s. Mudanças nos ângulos de guinada e arfagem nessa fase são menos intensas. A grande variação ocorre na fase balística (controlado pelo RCS), em que uma atitude de arfagem negativa (-36°) é lentamente assumida durante a subida balística para redução da velocidade vertical. O ângulo de guinada continua a redução já iniciada no seguimento anterior para cerca de -114° no instante da 3ª queima do AVUM, durante a qual a inclinação é ajustada.

De forma análoga a quanto feito precedentemente, os gráficos da Figura 4.22 apresentam os mesmos conjuntos de resultados para atitude e atuação do bocal. Uma vez em tal fase da missão o veículo está muito mais leve, já não há praticamente qualquer efeito atmosférico e a manobra é relativamente simples, pode-se notar que a amplitude das oscilações nos pontos destacados é bem contida. No detalhe à direita da atitude de arfagem, trata-se do ponto onde o AVUM assume a atitude para iniciar sua 4ª ignição, circularizando a segunda órbita. No ponto destacado para o ângulo de guinada, trata-se do trecho onde o AVUM assume a atitude para iniciar a 3ª ignição, que levará à transferência de órbita. Percebe-se também que praticamente não há mais instabilidades em rolagem, com exceção de um pico ao final durante a circularização da 2ª órbita. Os bocais, por sua vez, atuam de forma contida tanto nas regiões associadas à 3ª quanto à 4ª ignição do AVUM.

Como esperado, também neste segmento o desempenho do veículo controlado pelo UIR foi melhor, como mostram os gráficos da Figura 4.23. Como nos outros casos, a amplitude da ultrapassagem dos valores de referência, o tempo de assentamento e a própria amplitude das oscilações é substancialmente menor. Ainda que a amplitude de atuação do bocal do AVUM seja ligeiramente maior, sua atuação é mais rápida e eficaz.

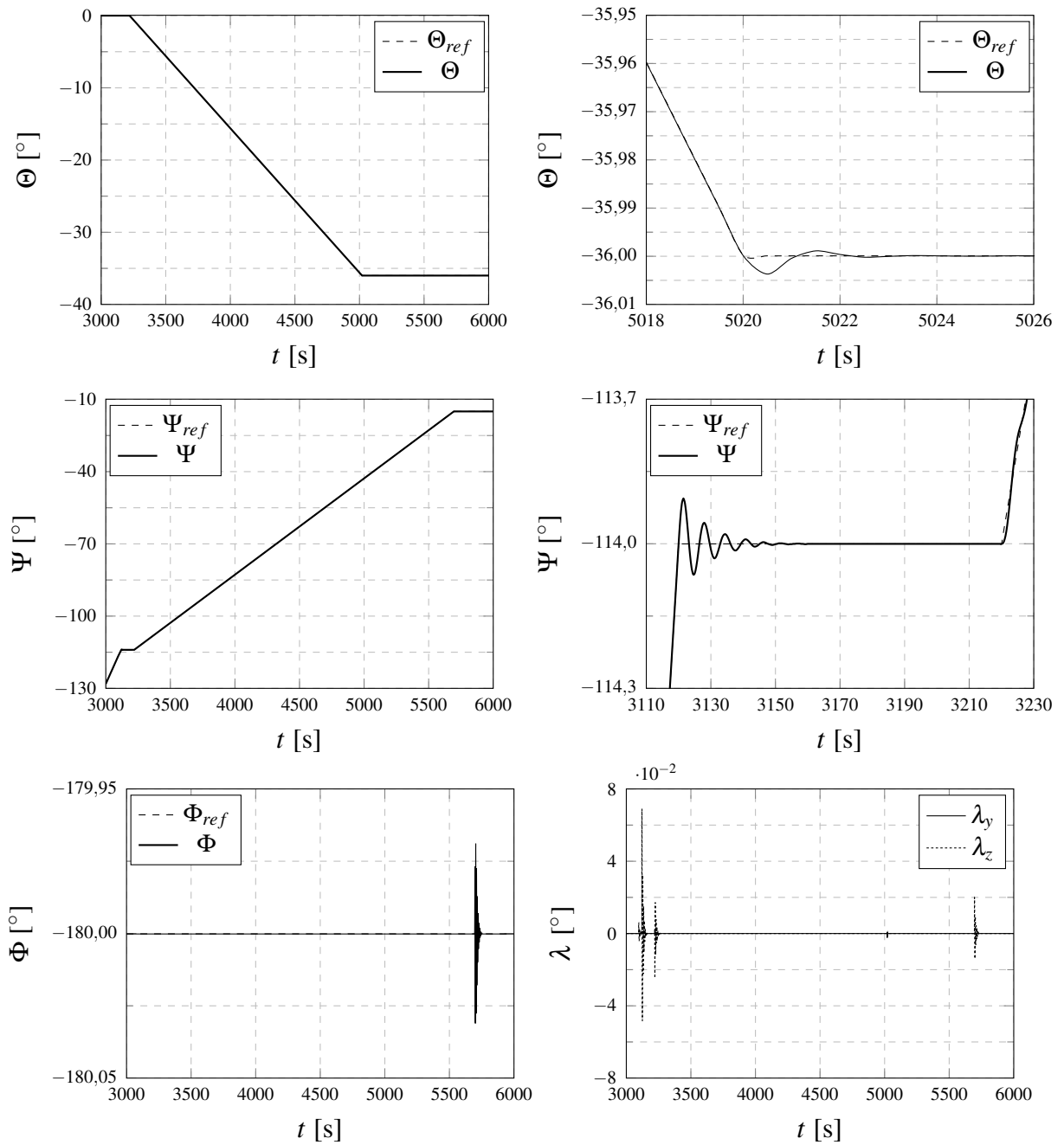


Figura 4.22: Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador PID no 3º segmento (3000 a 6000 segundos). Fonte: o autor.

No que se refere ao desempenho, os gráficos da Figura 4.24 mostram, na parte superior, os parâmetros orbitais. A inclinação está virtualmente no objetivo, mas a liberação do 2º satélite ($t = 5837$ s) poderia ocorrer mais próxima da excentricidade mínima. Ainda assim, ela ocorre em um ponto onde esta é menor que 0,0025, e há uma ligeira superioridade do UIR neste caso.

O RCS é mais intensamente requisitado no caso do PID, na região onde o AVUM se posiciona para a 3ª ignição, que provocará a transferência de órbita. Os índices de erro de atitude e de deslocamento do bocal permanecem virtualmente constantes.

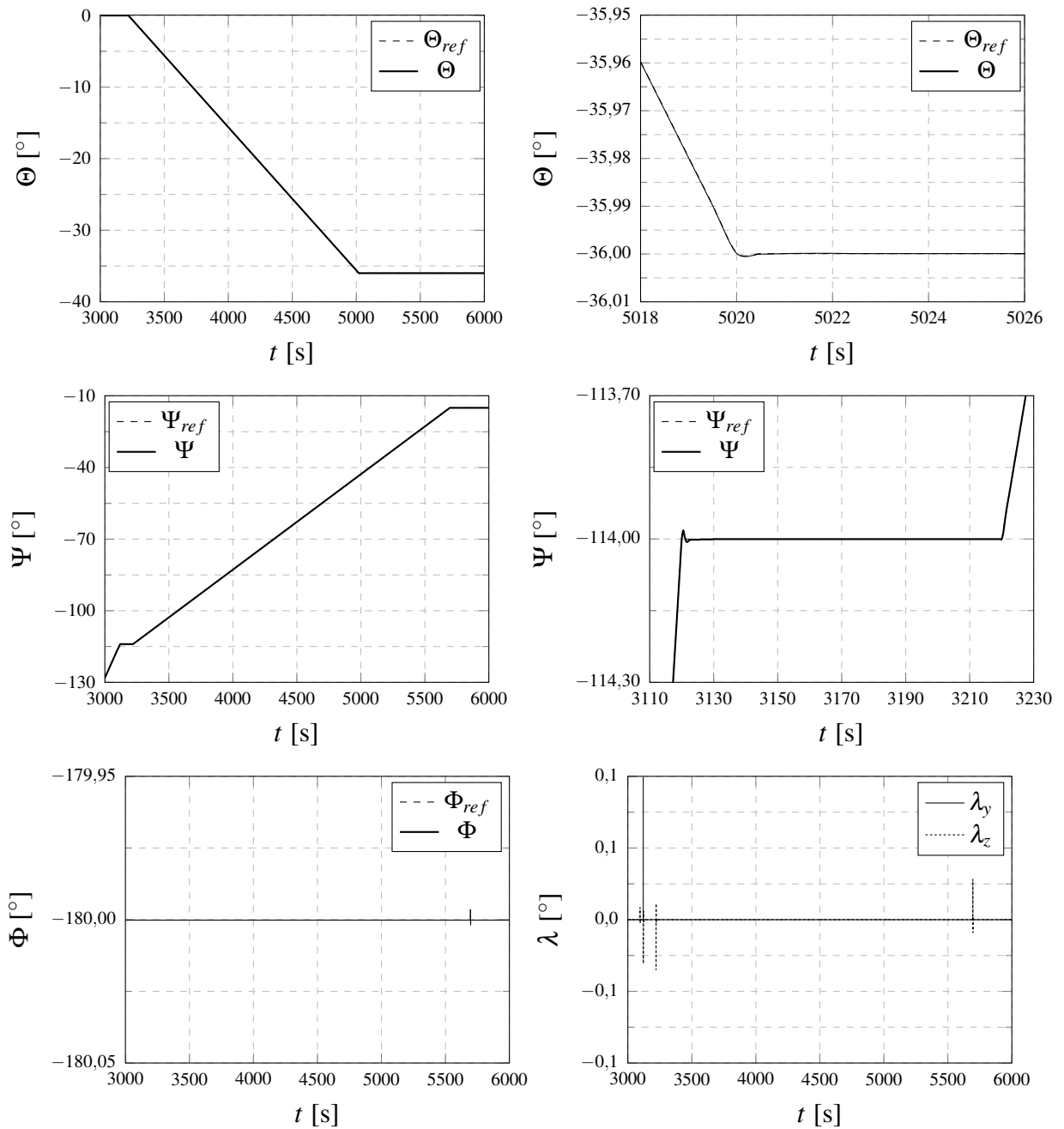


Figura 4.23: Variação de atitude e atuação dos bocais com controlador UIR no 3º segmento (3000 a 6000 segundos). Fonte: o autor.

Com base nesses resultados, pode-se dizer que assim como no segmento anterior, o desempenho do veículo foi satisfatório com ambos os controladores, apresentando uma razoável superioridade no caso do UIR. É importante, neste ponto, ressaltar o significado do termo “superioridade”. Trata-se essencialmente da minimização dos índices de desempenho, que por sua vez estão relacionados ao rastreamento mais preciso da referência e à menor atuação dos bocais e do RCS. No entanto, deve-se considerar que o rastreamento preciso da referência, especialmente quando esta apresenta pontos de variação descontínua como no presente caso, frequentemente implica

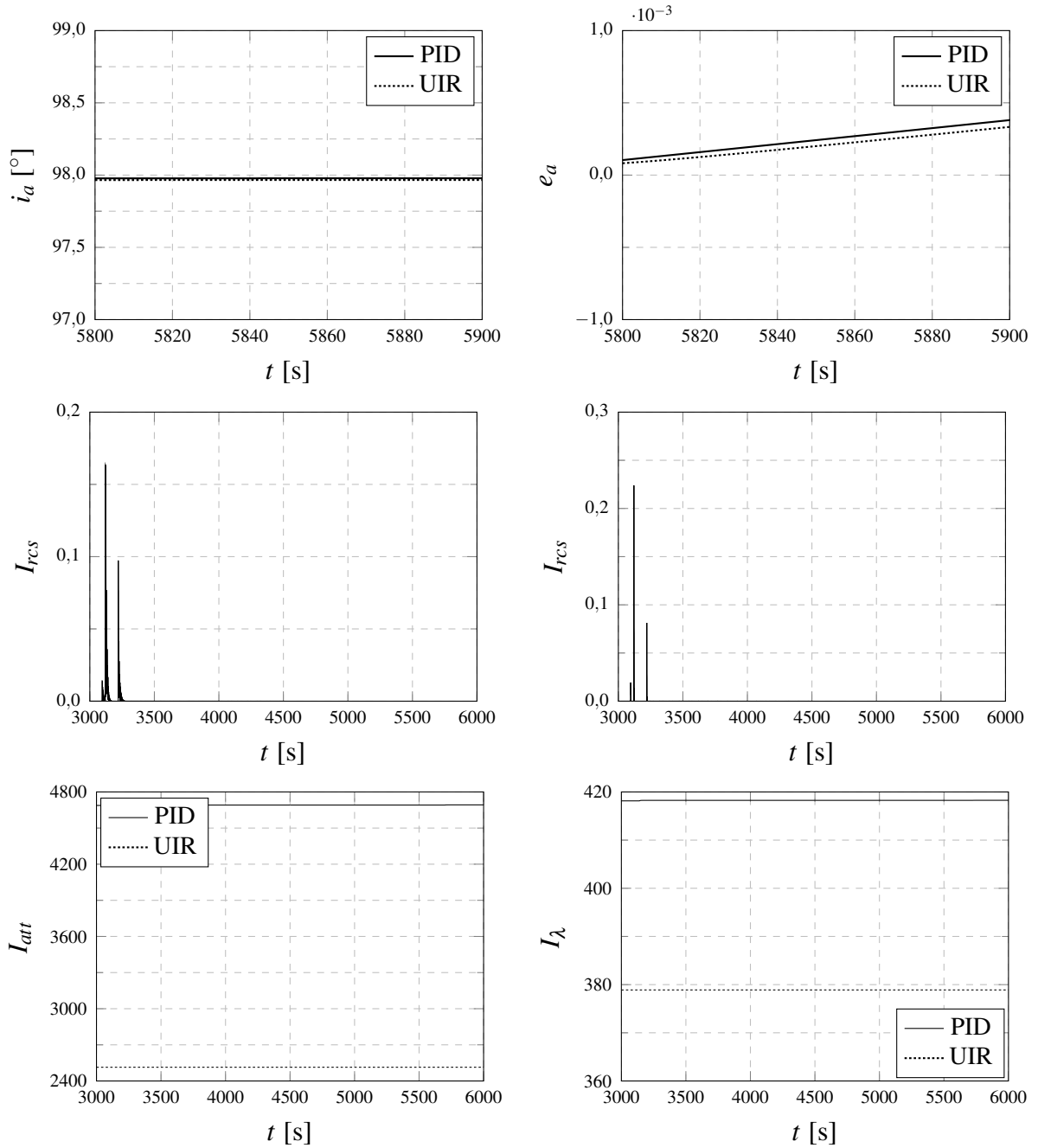


Figura 4.24: Comparação do desempenho dos controladores no 3° segmento: detalhes orbitais e índices de desempenho. Fonte: o autor.

em variações bruscas de movimentação angular. O maior tempo de assentamento apresentado pelo PID em geral, pode representar uma movimentação menos brusca com acelerações angulares mais atenuadas que no rastreamento mais preciso do UIR. Dependendo do tipo de carga paga, dos requisitos de esforços estruturais, do fato do lançador ser tripulado ou não, entre outros fatores, pode favorecer um ou outro desses casos. Portanto, “superioridade” nesse contexto deve ser colocado nessa perspectiva.

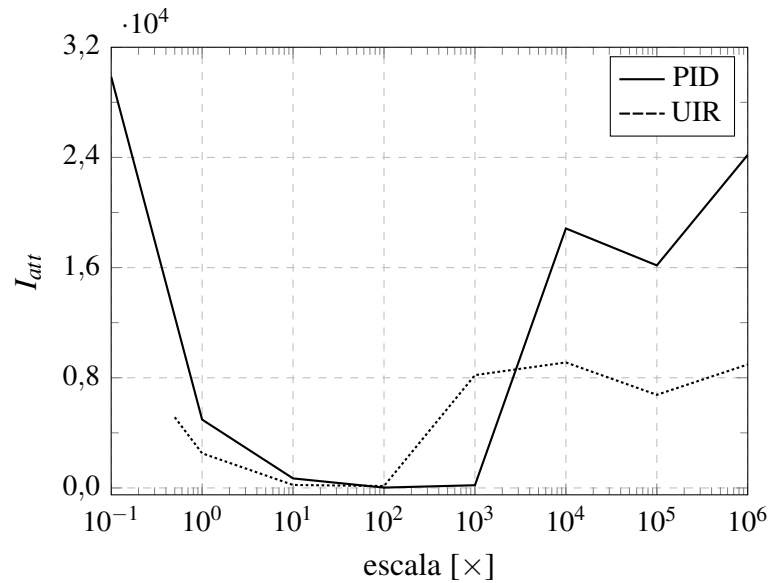


Figura 4.25: Comportamento do índice de erro de atitude para diferentes escalas de ganho. Fonte: o autor.

4.3.6 Sintonia dos Controladores e Desempenho

Os resultados até aqui apresentados partiram de uma sintonia dos controladores baseada, grosso modo, no método de Ziegler–Nichols (OGATA, 2010, p. 571). Como já mencionado, trata-se aí de uma primeira aproximação que não necessariamente é a melhor. Além disso, o próprio sentido de “melhor”, como mencionado no final da seção precedente, é relativo. Isso tudo sugere a necessidade de se compreender melhor a relação entre o ajuste dos ganhos e o desempenho.

Tipicamente, isso requer um estudo minucioso do sistema e dos requisitos, uma tarefa temporalmente onerosa que os desenvolvimentos futuros da presente ferramenta querem simplificar. Por hora, pode-se efetuar um estudo mais geral, em que a sintonia dos ganhos será escalada para se estudar seus efeitos no desempenho. Para isso decidiu-se fazer como segue: para cada lei de controle e mantendo as proporções entre os ganhos, foi feita uma variação para se encontrar fatores multiplicativos máximos e mínimos em cujo intervalo o veículo é controlável em toda a missão. Em outras palavras, buscar-se-á por exploração numérica quantas vezes menor e maior os ganhos podem ser sem que o controle do veículo seja perdido ou sem que os índices de desempenho se tornem absurdos, em nenhuma caso. No caso do UIR, a camada limite μ_{uir} não foi modificada.

Os índices de desempenho assim obtidos para cada escala são apresentados nas Figuras 4.25 e 4.26. Nenhum dos controladores apresentaram perda de controle sendo escalados até $1000000\times$, mas apresentaram significativa degradação dos resultados, que resultam daquilo

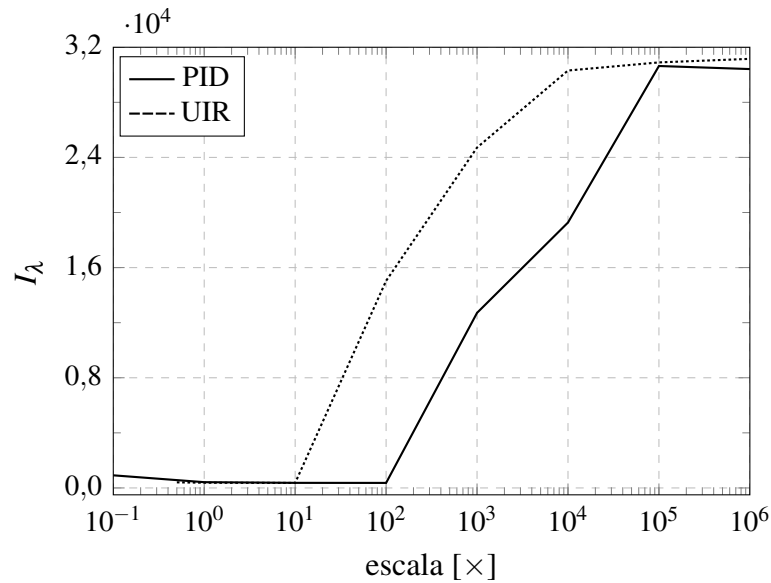


Figura 4.26: Comportamento do índice de deslocamento dos bocais para diferentes escalas de ganho. Fonte: o autor.

que expressam os índices nas figuras. Tal degradação se expressa, por exemplo, em órbitas bem mais distantes dos objetivos de altitude, inclinação e excentricidade, comprometendo os objetivos da missão. Além disso, o expressivo aumento da ação dos atuadores para qualquer coisa maior que $100\times$ no caso do PID e $10\times$ no caso do UIR significam um comprometimento do mecanismo em si, mas também do ganho de velocidade final.

Por outro lado, ao escalar os ganhos para baixo, houve perda catastrófica de controle nos dois casos. No caso do veículo controlado pelo PID, foi possível manter o controle numa escala de ganhos até $0,1\times$, enquanto no caso do UIR o limite é próximo de $0,5\times$.

Observa-se além disso que nas simulações apresentadas, nem o PID nem o UIR estavam em seu ótimo, considerando como ótimo a minimização dos índices de desempenho. O PID poderia ser aumentado em alguma coisa entre 10 e $100\times$, enquanto o UIR funcionaria melhor com um aumento geral dos ganhos pouco inferior a $10\times$.

É importante ressaltar que aquilo que se quer dizer com “escalar” os ganhos é um aumento da ação de comando final das leis de controle. No caso do PID, devido a sua estrutura matemática, isso é o mesmo que aumentar ou diminuir na mesma proporção cada ganho particular. Mas no caso do UIR, os ganhos particulares (proporcional, derivativo, κ_σ , e a camada limite) não são tocados. Isso porque devido à própria estrutura matemática da lei de controle, com uma função de saturação, tal escalação implicaria em um estado constantemente saturado no caso do aumento dos ganhos.

De qualquer forma, os resultados assim obtidos ajudam a colocar uma perspectiva mais justa sobre os resultados obtidos na simulação apresentada. Certamente seria possível aproximar mais os dois resultados. Pode-se dizer, porém, que o PID apresenta uma região “boa” ligeiramente mais ampla, representada nos gráficos acima pela concavidade das curvas. Além disso, o uso de escalonamento de ganhos e uma sintonização mais apropriada para cada atitude poderiam oferecer resultados ainda melhores.

4.3.7 Curva Gravitacional com Ventos

Uma última simulação será apresentada a seguir. Na simulação anterior, a atmosfera era isenta de qualquer perturbação, o que permitiu um lançamento em condições pouco reais. Para uma primeira avaliação das capacidades das leis de controle de “rejeitar perturbações” (isto é, suas robustezas) foram realizadas simulações compreendendo apenas a região da curva gravitacional, mas introduzindo perturbações atmosféricas (ventos, rajadas e turbulência). São duas simulações: a primeira delas com os mesmos ganhos da simulação precedente, e a segunda com os ganhos “otimizados” sugeridos na seção anterior, com os ganhos do PID aumentados em $80\times$, e os do UIR em $8\times$.

Os gráficos da Figura 4.27 mostram a configuração dos ventos até a altitude de 200km. Há uma forte variação da direção nas camadas mais baixas da atmosfera, com ventos da ordem de até 20kmh^{-1} e instabilidades como vistas no gráfico. Acima dos 6km de altitude, o vento é

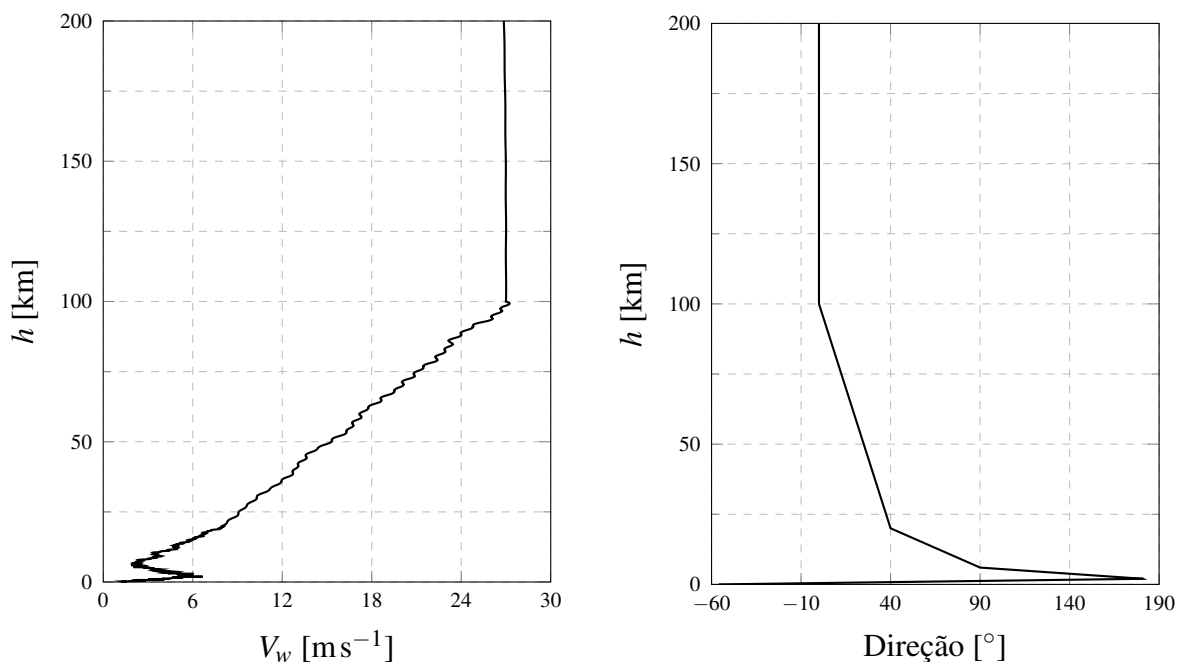


Figura 4.27: Perfil de Ventos. Fonte: o autor.

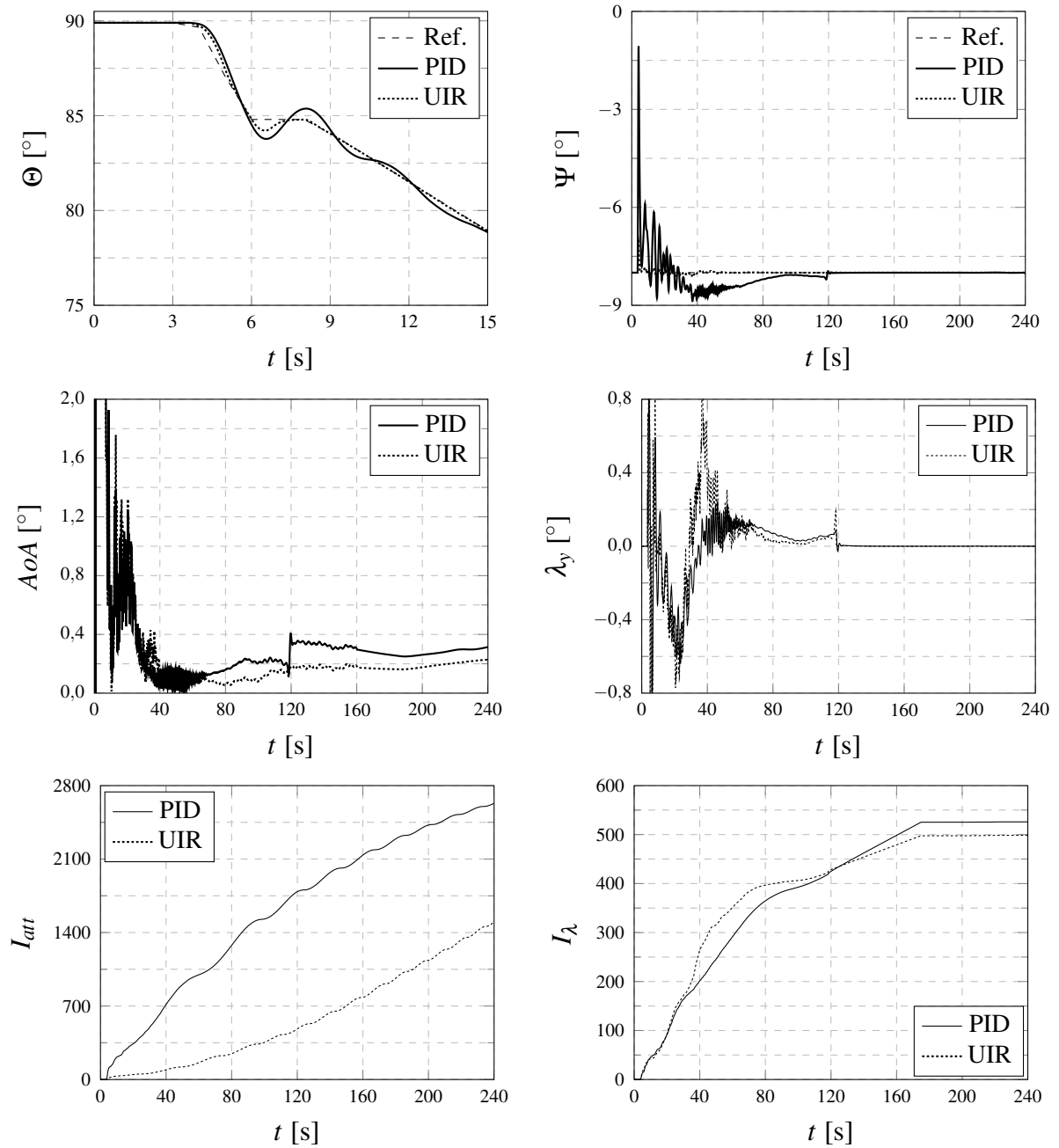


Figura 4.28: Variação de atitude e atuação dos bocais com vento (escala de ganhos: $1\times$. Fonte: o autor.

crecente e cada vez mais apontando para o norte e atingindo velocidade próxima de 100kmh^{-1} nas proximidades da linha de Kármán, e ao final da curva gravitacional.

Os gráficos da Figura 4.28 mostram alguns aspectos dos resultados, comparando-os entre o PID e o UIR ajustados como na primeira simulação, isto é, sem nenhum aumento. No que se refere aos ângulos de atitude Θ e Ψ , não são perceptíveis grandes alterações relativamente aos resultados precedentes.

O ângulo de ataque, por sua vez, apresenta uma significativa degradação. Não só é muito os-

cilante nos primeiros segundos, como também tende a valores médios superiores. Além disso, os picos (fora do gráfico) atingem valores elevados (em torno de 70°) nos primeiríssimos segundos, quando a velocidade do foguete é ainda não muito maior que a dos ventos. A atuação em torno ao eixo oy dos bocais também apresenta alterações. Não tanto em termos de magnitude, mas ocorre uma inversão do pico no caso do RIU nas proximidades de $t = 30$ s.

Um pouco mais notáveis são as alterações nos índices de desempenho. Enquanto sem ventos o erro de atitude por volta de $t = 240$ s estava próximo de 1900 no caso do PID, desta vez se aproxima de 2800. O mesmo não é verdadeiro para o UIR, que manteve aproximadamente o mesmo valor do erro acumulado. O andamento das curvas é aproximadamente o mesmo. No que se refere ao deslocamento dos bocais, o aumento é notável em ambos os casos: de cerca de 340 no primeiro caso, ele salta para 500 no caso do UIR e um pouco mais no caso do PID. Esses dois resultados, associados aos resultados do AoA , parecem sugerir mais uma vez um desempenho superior do UIR.

No entanto, os gráficos da Figura 4.29 desmentem essa ideia, revelando um cenário diferente. Ali, os ganhos foram reajustados de acordo com estimativas baseadas nas Figuras 4.25 e 4.26. No caso do PID eles foram aumentados em $80\times$, e no caso do UIR $8\times$.

Como pode ser visto claramente nos gráficos da Figura 4.29, o desempenho de ambos os controladores é praticamente idêntico. Apresentam inclusive resultados melhores que no caso em que não havia ventos. As curvas do PID e do UIR são praticamente indistinguíveis em relação à atitude, o AoA e à atuação dos bocais.

O mais surpreendente, porém, é o resultado do índice de erro de atitude. Ali, além de ficar ainda mais evidente o desempenho geral muito melhor em relação à primeira simulação, a superioridade do PID foi enorme. No caso da atuação dos bocais, mais uma vez as curvas são indistinguíveis.

4.3.8 Simulação com Controle Melhorado

Os resultados aqui obtidos sugerem que uma análise dos resultados com controles sintonizados como na seção precedente (“otimizados”) pode ajudar a lançar luz sobre a performance dos mesmos. Foram então realizadas duas novas simulações completas com os ganhos reajustados em $80\times$ e em $8\times$ nos casos do PID e do UIR, respectivamente, sem ventos. Não serão apresentados resultados tão detalhados como no caso da primeira simulação, até porque tal apresentação seria inócua, uma vez que mal é possível distinguir o rastreo de atitude e ou o deslocamento

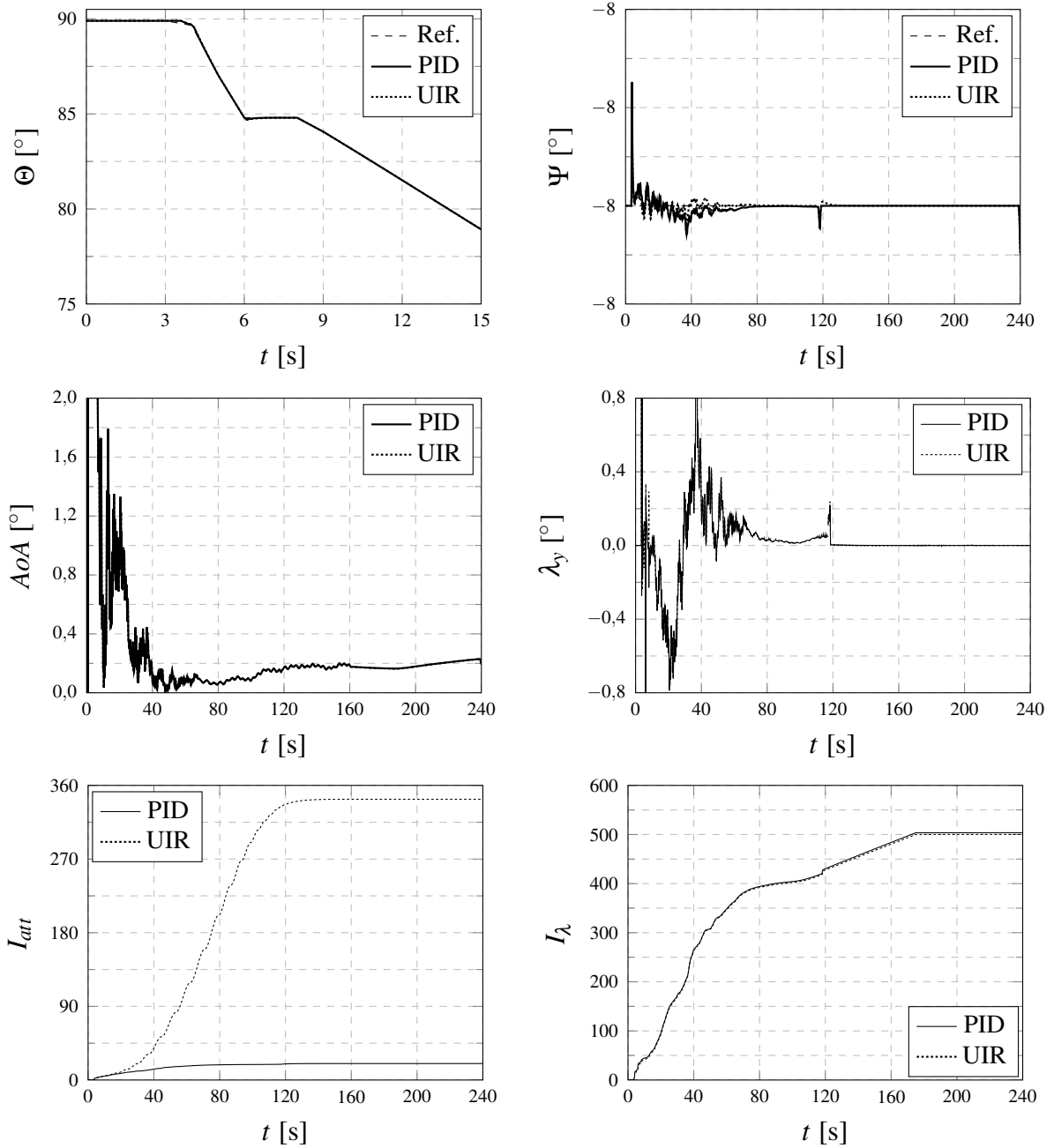


Figura 4.29: Variação de atitude e atuação dos bocais com vento (escala de ganhos: 80 e $8\times$, respectivamente para o PID e o UIR. Fonte: o autor.

dos bocais.

Os índices de desempenho, no entanto, e o desempenho geral da missão são particularmente importantes. Como se pode ver nos gráficos superiores da Figura 4.30, o índice de erro de atitude caiu cerca de $200\times$ em relação aos resultados da primeira simulação. Se confirma a superioridade do PID nesse aspecto, embora ela discreta e muito provavelmente ainda associada ao ajuste de ganhos. Nota-se especialmente que o crescimento desse índice ocorre em pontos muito específicos: na primeira fase atmosférica de voo, e depois na primeira manobra

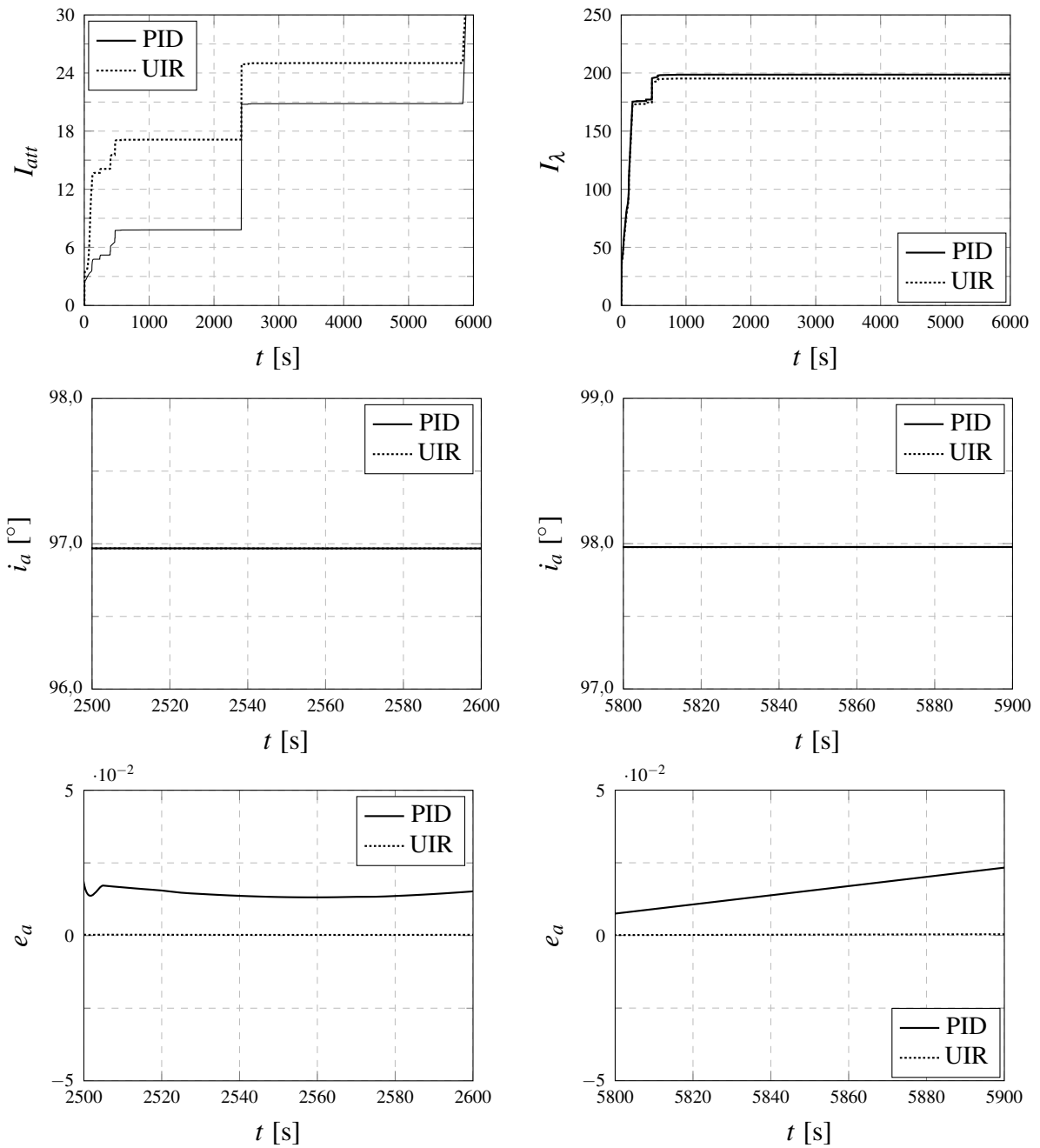


Figura 4.30: Índices de desempenho e performance da missão com ganhos melhorados. Fonte: o autor.

de circularização.

A diminuição da atuação dos bocais é menos pronunciada, embora ainda notável. Não há diferença significativa neste caso entre o PID e o UIR. Neste ponto, é importante ressaltar o significado desses índices. Eles representam, respectivamente, o erro acumulado de atitude e a atuação acumulada dos bocais. Ou seja: em toda a missão, a somatória de todos os erros de atitude durante toda a missão é de cerca de apenas 25° , um resultado muito satisfatório. Os bocais, por sua vez, se movem no total certa de 200° . Um valor que, colocado sob a perspectiva dos

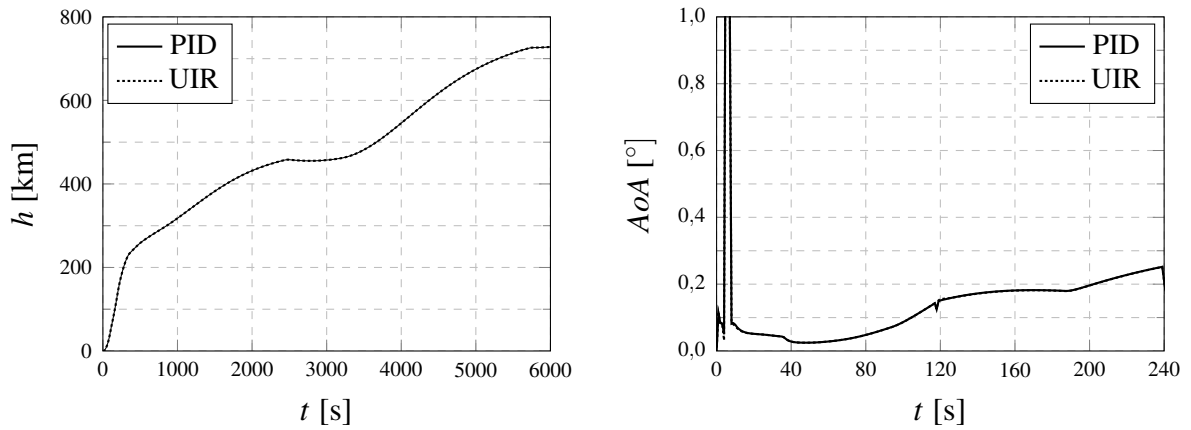


Figura 4.31: Altitude e AoA com ganhos melhorados. Fonte: o autor.

atuadores, e considerando que os bocais tem uma margem de atuação de 6 e 10° , dependendo do estágio (ver Tabela 4.1), é bem pequeno.

A inclinação das duas órbitas (centro da figura) em indistinguível entre os controladores, e bastante precisa. Já no que se refere à excentricidade, o UIR apresentou resultados bem melhores nos dois casos, com circularização quase perfeita.

Os gráficos da Figura 4.31 mostram que também em relação a altitude e ao AoA no trecho de curva gravitacional os resultados são virtualmente indistinguíveis para os dois controladores. O mesmo pode ser dito para a trajetória projetada no plano no planeta (textitgroundtracking), como mostra a Figura 4.32. Neste caso em especial a proximidade com os resultados da missão real são muito expressivos (ver Arianespace (2017a)).

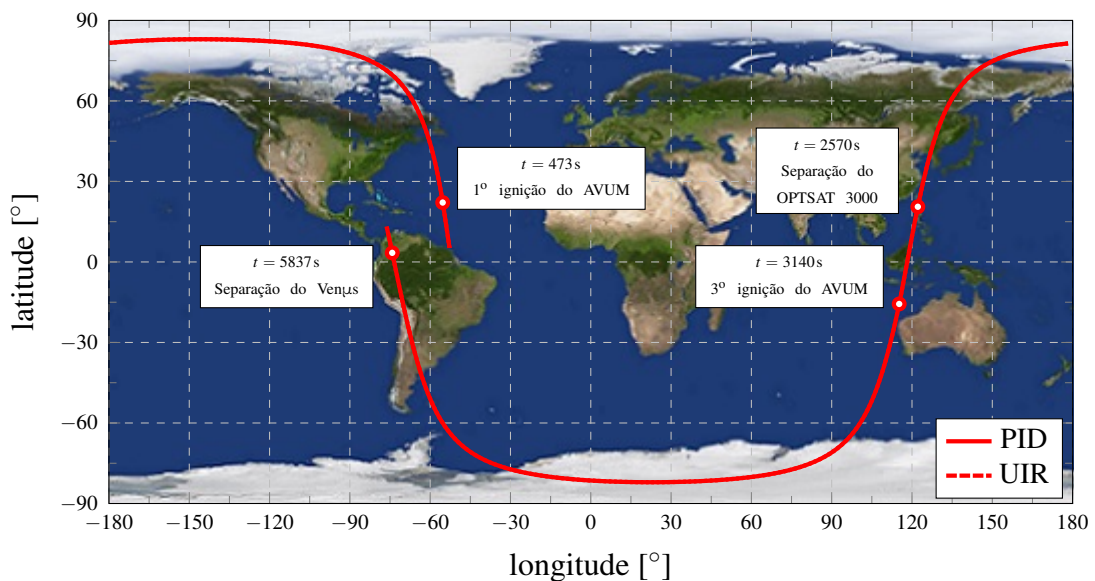


Figura 4.32: Rastreo (*groundtracking*) do veículo ao longo da missão. Fonte: o autor.

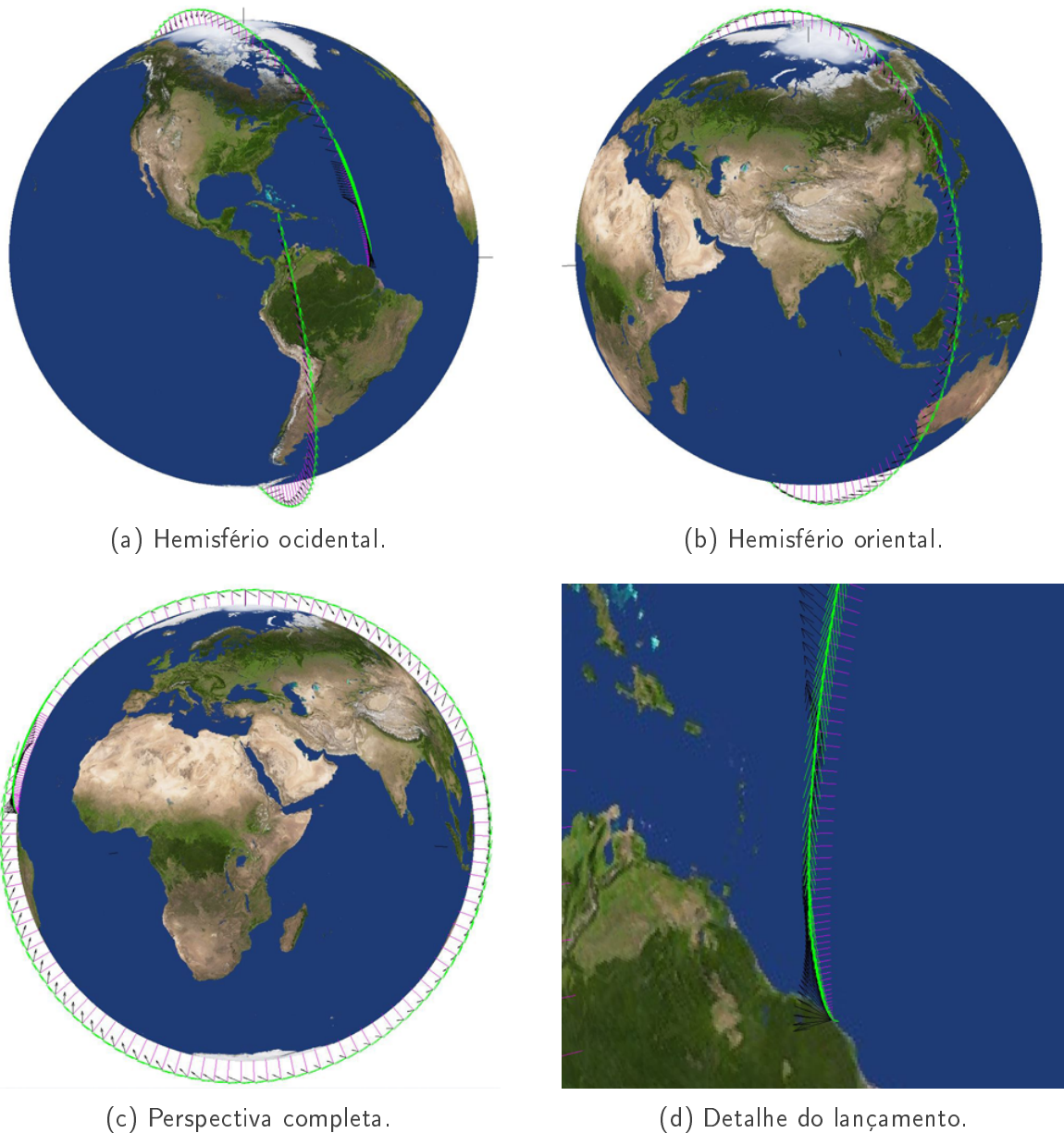


Figura 4.33: Vistas em 3D da trajetória do veículo ao longo da missão. Fonte: o autor.

Por fim, as Figuras 4.33 mostram a trajetória em perspectiva tridimensional. Vetores pretos representam o posicionamento do veículo, verdes sua velocidade e linhas lilás representam a altitude. Em todos os casos, trata-se da perspectiva de um observador posicionado na superfície do planeta, ou seja, girando com ele. Portanto, tal trajetória corresponde ao *groundtracking* da figura precedente. No caso da Figura 4.33a vê-se o início e o fim da missão, ambos ocorrendo do lado ocidental do planeta, onde ocorre o lançamento, a queima dos 3 primeiros estágios e a primeira queima do AVUM. Na Figura 4.33b tem-se o lado oriental, onde ocorre a circularização da primeira órbita e a injeção do primeiro satélite aproximadamente sobre o sul da China. A terceira ignição do AVUM ocorre nas proximidades da costa oriental da Austrália, provo-

cando a segunda transferência de órbita, e a missão se conclui de novo do lado ocidental, com a liberação do segundo satélite aproximadamente sobre a Colômbia. A Figura 4.33c coloca o observador numa posição em que se pode ter uma perspectiva geral da trajetória. Por último, a Figura 4.33d mostra mais de perto a região do lançamento.

A ferramenta também calcula e oferece a possibilidade de se analisar os mesmos dados em outras referências, tais como uma referência inercial, a velocidade aerodinâmica, e outras grandezas, tais como os vetores de força que atuam no veículo. Apresentar todas essas informações, porém, é desnecessária para os objetivos e temporalmente oneroso.

CAPÍTULO 5 - CONCLUSÃO

Uma ferramenta para simulação, projeto e análise de veículos e missões de lançamento, cujo desenvolvimento se iniciou com um passo bem modesto ainda durante a graduação do presente autor, evoluiu significativamente no presente trabalho. Aquilo que começou limitado à queima de um único estágio com um modelo de terra plana e restrito a um único veículo, agora pode ser aplicado a um número indefinido de estágios, incluindo carenagens e carga paga, dispõe de um modelo planetário razoavelmente sofisticado, e é capaz de simular inteiras e complexas missões na órbita não só da terra.

Também, uma grande quantidade de veículos podem ser modelados com os parâmetros apropriados. Além disso, a implementação computacional inicial era em uma linguagem de alto nível (Matlab/Simulink[®]), agora é implementado mais *close to metal*, em C/C++, permitindo que uma simulação de 6000 segundos possa ser executada em aproximadamente 45 segundos em um computador pessoal, incluindo saída de dados para o console e para arquivos de dados e de registro (*log*). Esse tempo cai para cerca de 20 segundos se não se faz a saída para o console!

Portanto, não parece injusto dizer que, do ponto de vista do desenvolvimento da ferramenta, um importante progresso foi feito. Evidentemente, há ainda inúmeros aspectos que devem e podem evoluir, alguns mais urgentes ou sensíveis do que outros.

De uma maneira geral, os “submodelos” estão bem aquém daquilo que já é possível fazer computacionalmente, como fica claro na revisão da literatura. Em parte, há a limitação computacional, no sentido de que incluir tamanha complexidade em certos aspectos da dinâmica do sistema é proibitivo. Imagine-se que em uma simulação de 6000 segundos são executados 6000000 de ciclos. Introduzir aí aspectos de elementos finitos, por exemplo, tornaria o tempo de execução de uma simulação impraticável. Em outros casos, as próprias necessidades da simulação excluem que detalhes tais como a reação de combustão entre nos cálculos. Por outro lado, o estado da arte da pesquisa detalhada na área continua servindo como um norte e uma referência. De um lado, aponta boas direções e serve para medir o estado de desenvolvimento geral da ferramenta.

Partindo para os aspectos específicos, quanto aos sistemas de coordenadas sentiu-se falta de um sistema orbital, como já mencionado no texto. Ao percebê-lo, já se estava demasiado adiantado no trabalho para implementá-lo, mas certamente este é um elemento urgente nos desenvolvimentos futuros.

O modelo planetário e atmosférico é compatível com o padrão. No entanto, o modelo atmosférico pode melhorar incluindo variações latitudinais em geral e sazonais para um padrão típico de ventos.

A dinâmica do voo parece bastante madura. Alguns elementos tais como aqueles associados às “derivadas de estabilidade” poderiam, no entanto, melhorá-lo. Por exemplo, durante os movimentos angulares, um componente de velocidade aerodinâmica se produz que pode induzir um momento de “amortecimento” que, tipicamente, aumenta a estabilidade do veículo. Não sendo incluído, a tarefa dos sistemas de controle é um pouco mais exigente.

A representação dos fenômenos aerodinâmicos deve ser melhorada em trabalhos futuros. Embora tenham havido progressos notáveis em relação ao trabalho precedente, tais como a consideração de toda a amplitude de ângulos de ataque, a produção dos dados ainda se baseia em dados simplificados. Por exemplo, não se considera as alterações devido à mudança de configuração do veículo. Embora os efeitos dessa imprecisão sejam pouco perceptíveis, uma modelagem mais precisa ofereceria resultados mais confiáveis. Isso pode ser feito, por exemplo no caso do arrasto, separando o coeficiente em suas partes devidas às forças de pressão e às forças de cisalhamento do escoamento em torno ao corpo. Ou ainda, obtendo uma relação mais sofisticada entre geometria e coeficientes, através de estudos a serem conduzidos e comparados a dados experimentais.

O sistema propulsivo pode, por exemplo, representar as curvas de queima para SRM's em maiores detalhes, incluindo pontos internos a elas. No limite, um modelo tal como aquele proposto por Willcox et al. (2007) e outros pode ser computacionalmente viável. No que se refere aos LRE's, a representação dos principais componentes do sistema de alimentação que, no final, determinam seu desempenho, não parece um tarefa inviável. Além disso, ela pode ajudar a introduzir outras utilidades à ferramenta. Além disso, detalhes internos de temperatura e pressão podem ser usados para uma implementação mais física dos modelos.

Os RCS são uma novidade completa, uma vez que não constavam no trabalho anterior. Sua implementação no presente trabalho pode ser melhorada em dois aspectos: primeiro, não há um limite a seu uso, pois não há representação do propelente usado. Isso, evidentemente, implica também na ausência da variação de massa consumida. Tipicamente são quantidades pequenas, mas a precisão o exige. Além disso, RCS's que trabalham com modulação temporal, e que agem mais sobre a velocidade angular que sobre a posição angular não são ainda possíveis de serem modelados no estado atual da ferramenta.

Quanto aos momentos de inércia, no caso da variação de massa devida à queima do grão, o modelo só é mais exato para aqueles casos em que a cavidade do mesmo é cilíndrica e de diâmetro constante. Certamente é uma aproximação razoável para os outros casos. Já no que se refere aos propelentes líquidos, a grande falta é a de um modelo de *sloshing*. Ainda que nos veículos lançadores modernos dispositivos internos aos taques sejam usados para minimizá-lo, ele ainda está presente, e pode ter efeitos na estabilidade do veículo que precisam ser representados para maior precisão e ulteriores análises.

Os sistemas de controle ainda se limitam ao controle de atitude basedos em sensores ideais. A introdução de um modelo de sensores não-ideais implicaria em mais realismo e na necessidade de se desenvolver observadores apropriados.

Eis em linhas gerais uma reflexão crítica sobre o estado atual da ferramenta desenvolvida. Comparando-a àquelas introduzidas ao final do Capítulo 2, pode-se atualizar a tabela apresentada com a Tabela 5.1

Tabela 5.1: Tabela comparativa das ferramentas de simulação de veículos lançadores, incluindo o BUSCAPE.

Recursos	DCAP	SAVANT	SDPS	RTS	BUSCAPE
Generalidade	2	0	1	2	2
Planeta	*	WGS84	WGS84	WGS84	WGS82
Atmosfera	*	COESA1976	COESA1976	COESA1976	COESA1976
Estrutura	Flexível	Flexível	Rígido	Rígido	Rígido
Multicorpo	2	0	0	0	1
Inércia	Simulado	Tabelado	Simulado	Tabelado	Simulado
Sloshing	*	1	0	0	0
Aerodinâmica	Simulado	Tabelado	Tabelado	Tabelado	Simulado
Pluma	*	*	0	0	0
Tail-wags-dog	2	1	0	0	0
Controle	Externo	PID e filtros	0	PID	PID e UIR
Propulsão	1	1	1	1	1
Missão	2	1	1	1	2
Incertezas	Monte Carlo	Monte Carlo	Monte Carlo	Monte Carlo	Desvio Padrão
Outros	2	1	0	1	1
Implementação	FORTRAN/C	SIMULINK®	C++	MATLAB®	C/C++

No que se refere às simulações efetivamente realizadas e à comparação das leis de controle, pode-se dizer que os resultados foram extremamente satisfatórios. Os resultados da simulação, quando comparados à missão real, mostram que o BUSCAPE é capaz de captar a maioria dos efeitos físicos importantes no processo corretamente, de forma que a missão real pôde ser repro-

duzida com muita fidedignidade. Isso significa, entre outras coisas, um sinal verde no sentido da validação da ferramenta.

Quanto às leis de controle, os resultados são mostraram possibilidade de aplicação da ferramenta no projeto e análise de leis de controle. Para isso, outros recursos devem ser adicionados para permitir análises mais detalhadas. Ambas as leis de controle permitiram a realização da missão com sucesso, em uma ampla faixa de ajuste de ganhos e inclusive na presença de perturbações atmosféricas moderadas, apontando para a robustez dos controladores nestas aplicações.

Se em um caso o UIR se mostrou superior, em outro o PID se comportou melhor. Principalmente, ao se refinar o ajuste dos ganhos os resultados com o PID se mostraram melhores em relação à minimização dos erros de atitude. Porém, o UIR se comportou melhor em relação à excentricidade das órbitas, o que é um critério importante de desempenho. Portanto, se tal diferença não pode ser atribuída a um ajuste de ganhos, então são os critérios de desempenho estabelecidos para a missão que devem determinar o tipo de lei de controle mais apropriado entre os dois.

É notável porém a versatilidade do PID. Para uma lei de controle tão antiga e tão ubíqua, e diante de tantos esforços para se desenvolver sistemas de controle baseados em outras leis, como se viu no Capítulo 2, o PID persiste e resiste. Contrariamente ao que a intuição ingênua pode esperar em um primeiro momento, inclusive a do presente autor, visto a sofisticação e alta tecnologia associada aos sistemas aeroespaciais, o PID é a lei de controle mais usada até hoje em veículos de lançamento (SILVA, 2014, p. 5). O presente trabalho ajudou um pouco a entender o porque.

5.1 Desenvolvimentos Futuros

Como repetidamente mencionado, o desenvolvimento da atual ferramenta faz parte de um trabalho em andamento, e tem sido feito de forma a facilitar sua evolução. Entre os desenvolvimentos previstos, alguns já foram mencionados na crítica feita acima. Outros porém podem ser destacados como segue:

- Externalização de dados. A possibilidade de ler tabelas de dados, sejam aerodinâmicos, de propulsão ou inerciais pode oferecer resultados mais precisos quando tais tabelas, frequentemente de origem empírica, estão disponíveis.
- Externalização de funções. O BUSCAPE poderia ser usado como núcleo (*kernel*) em um sistema mais amplo e versátil de ferramentas de análise. Por exemplo, o sistema de

controle poderia ser modelado em uma ferramenta de modelagem mais rápida e simples, tal como o Simulink[®], e este se comunicar com o BUSCAPE que então delegaria a função de controle para o primeiro. Isso pode ser feito não só em relação ao controle, mas a qualquer outro aspecto de todo o sistema. Assim, o usuário teria mais flexibilidade e maior capacidade de análise. Em outras palavras, trata-se de integrar o BUSCAPE ao já consolidado e avançado ecossistema de *softwares* para engenharia.

- Desenvolver algoritmos de cálculo e otimização de trajetórias. Trata-se de uma função cujos rudimentos já existem na simulação com 3DoF, e que foi usada para configurar a missão aqui simulada. No entanto, o trabalho ainda deve ser feito numericamente por tentativa, erro e aproximações sucessivas. Introduzir algoritmos de análise e otimização dariam ao BUSCAPE uma nova utilidade.
- Desenvolver algoritmos de guiagem e navegação. Até então, há somente controle de atitude. No entanto, pretende-se incluir um piloto automático no pleno sentido do termo. Ou seja: dada um plano orbital e uma altitude, o veículo deve ser capaz de autonomamente guiar-se até essa condição, a partir de certos valores de referência básicos.
- Incluir fenômenos importantes tais como o *sloshing* e os efeitos da pluma.
- Incluir dinâmica de corpo flexível.
- incluir outras opções de leis de controle.
- Desenvolver a simulação de múltiplos corpos. Isto é, continuar simulando o voo dos estágios e corpos ejetados, seja para estimar o ponto de impacto de estágios destacados, seja para controlar e recuperar estágios, ou seja ainda para se estudar as órbitas resultantes da carga paga injetada. Tal funcionalidade está parcialmente implementada, embora faltem alguns ajustes.
- Possibilitar a linearização numérica do modelo em pontos definidos. Isso permitiria o estudo mais aprofundado de suas características de estabilidade, e o ajuste mais racional das leis de controle.
- Aprofundamentos gerais na física da ferramenta.

Trata-se de um projeto de longo prazo. A introdução de apenas algumas dessas metas já seria um passo importante em uma nova iteração. No entanto, acredita-se que o potencial do BUSCAPE ficou demonstrado.

Referências Bibliográficas

ABDALLAH, Y. M. **Sintonia de Controladores PID Via Procedimento Adaptativo para Controle de Atitude de Veículos Lançadores**. 199 p. Dissertação de Mestrado (MS) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, São José dos Campos, BR-SP, 2005.

ACQUATELLA, P. Launch vehicle multibody dynamics modelling framework for preliminary design studies. In: ESA/JAXA/DLR/CNES/CNES/ASI/NASA/UKsA/TsAGI/ROSA. **6th International Conference on Astrodynamics Tools and Techniques (ICATT)**. Darmstadt, DE-BY: European Space Agency, ESA, 2016. p. 9. Disponível em: <<https://indico.esa.int/indico/event/111/session/35/contribution/93/material/paper/0.pdf>>. Acesso em: 02/06/2017.

ALBERTSON, C. W.; TARTABINI, P. V.; PAMADI, B. N. End-to-end simulation of launch vehicle trajectories including stage separations dynamics. In: AIAA. **AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference**. Minneapolis, US-MN: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2012. p. 10. doi: 10.2514/6.2012-4863.

ANDERSON, J. D. **Fundamentals of Aerodynamics**. 4th. ed. New York, US-NY: McGraw Hill, 2007. 1008 p. (McGraw-Hill Series in Aeronautical and Aerospace Engineering). ISBN 978-0-07-295046-5.

ANSI; AIAA. **Guide to Reference and Standard Atmosphere Models**. Reston, US-VA, 2004. ANSI and AIAA Report - G-003B-2004.

ARIANESPACE. **VEGA – User’s Manual – Issue 4**. Arianespace Service & Solutions, 2014. 222 p. Disponível em: <http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2015/09/Vega-Users-Manual_Issue-04_April-2014.pdf>. Acesso em: 01/08/2017.

ARIANESPACE. Vídeo, **Arianespace Flight VV10/OPTSAT-30000 and Venus**. 2017. Produção em vídeo do lançamento da missão VV10. Disponível em: <<http://www.arianespace.com/mission/vega-flight-vv10/>>. Acesso em: 01/03/2018.

ARIANESPACE. **VV10 Launchkit**. Arianespace Service & Solutions, 2017. 11 p. Disponível em: <<http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2017/07/VV10-launchkit-EN.pdf>>. Acesso em: 02/04/2018.

BALDESI, G.; SCIACOVELLI, D.; THIRKETTLE, A. Simulation tool for generic launcher flight dynamics-control interaction analysis. In: CNES/DLR. **6th International Symposium on Launcher Technologies: Flight Environment Control for Future and Operational Launchers**. Munich, GE-BY: Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt - DLR, 2006. p. 12. Disponível em: <https://www.researchgate.net/publication/228578511_Simulation_tool_for_generic_launcher_flight_dynamics-control_interaction_analysis>.

BALDESI, G.; TOSO, M. European space agency’s launcher multibody dynamics simulator used for system and subsystem level analysis. **Council of European Aerospace Societies (CEAS) Space Journal**, Springer, v. 3, n. 1-2, p. 27–48, 2012. ISSN 1868-2510. doi: 10.1007/s12567-011-0023-9.

BAUER, C. et al. **Engineering Model for Rocket Exhaust Plumes Verified by CFD Results**. Deutsche Forschungsanstalt für Luft und Raumfahrt - DLR, 2013. 6 p. Disponível em: <<http://elib.dlr.de/83242/1/ATILA.pdf>>. Acesso em: 02/09/2017.

- BETELIN, V. B. et al. Supercomputer modeling of hydrogen combustion in rocket engines. **Acta Astronautica**, Elsevier, v. 89, p. 46–59, 2013. ISSN 0094-5765. doi: 10.1016/j.actaastro.2013.03.001.
- BETTS, K. M. et al. Time domain simulation of the NASA crew launch vehicle. In: **AIAA. AIAA Modeling and Simulation Technologies Conference and Exhibit**. Hillton Head, US-SC: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2007. p. 20. doi: 10.2514/6.2007-6621.
- BIANCHI, S. et al. Vega solid rocket motors development and qualification. In: **AIAA/ASME/SAE/ASEE. 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Nashville, US-TN: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2010. p. 22. doi: 10.2514/6.2010-7084.
- BIANCHINI, A. et al. An experimental and numerical assessment of airfoil polars for use in Darrieus wind turbines - Part II: Post-stall data extrapolation methods. **Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, The American Society of Mechanical Engineers - ASME, v. 138, n. 3, p. 10, 2015. ISSN 0742-4795. doi: 10.1115/1.4031270.
- BLACKWELL JR, J. A. **Supersonic Investigation of Effects of Configuration Geometry on Pressure-Coefficient and Section Normal-Force-Coefficient Distributions for a Two-Stage Launch Vehicle**. Washington, US-DC, 1966. NASA Technical Note - TN D-3408.
- BRANDYBERRY, M. D. et al. Rocstar simulation suite: An advanced 3-D multiphysics, multiscale computational framework for tightly coupled, fluid-structure-thermal applications. In: **AIAA/ASME/SAE/ASEE. 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Atlanta, US-GA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2012. p. 17. doi: 10.2514/6.2012-4216.
- CAI, C. Rocket plume modeling. **AIAA Journal**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 52, n. 12, p. 2907–2910, 2014. ISSN 0001-1452. doi: 10.2514/1.J053351.
- CAI, G. et al. Performance prediction and optimization for liquid rocket engine nozzle. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 11, p. 155–162, 2007. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2006.07.002.
- CASIANO, M. J.; HULKA, J. R.; YANG, V. Liquid-propellant rocket engine throttling: a comprehensive review. In: **AIAA/ASME/SAE/ASEE. 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Denver, US-CO: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2009. p. 39. doi: 10.2514/6.2009-5135.
- CAVALLINI, E. **Modeling and Numerical Simulation of Solid Rocket Motors Internal Ballistics**. 203 p. PhD Thesis — Sapienza Università di Roma, Roma, IT-RM, 2009.
- CAVALLINI, E.; FAVINI, B.; GIACINTO, M. di. SRM internal ballistic numerical simulation by spinball model. In: **AIAA/ASME/SAE/ASEE. 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Denver, US-CO: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2009. p. 22. doi: 10.2514/6.2009-5512.

- CAVALLINI, E.; FAVINI, B.; NERI, A. **A Parametric Study of Ignition Transient of Solid Rocket Boosters for Future European Launchers**. Sapienza Università di Roma (UNIRO), 2014. 9 p. Disponível em: <http://www.ingaero.uniroma1.it/attachments/874_ArticleSP2014_IT.pdf>. Acesso em: 02/04/2017.
- CHIOCCHIA, G.; GERMANO, M. **Termofluidodinamica**. Torino, IT-TO: Levrotto & Bella di Gualini, 2007. 279 p. ISBN 978-88-8218-125-3.
- CHOI, H.-D.; BANG, H. An adaptative control approach to the attitude control of a flexible rocket. **Control Engineering Practice**, Elsevier, v. 8, n. 9, p. 1003–1010, 2000. ISSN 0967-0661. doi: 10.1016/S0967-0661(00)00032-0.
- CHOWDHURY, S. M. et al. An integrated six degree-of-freedom trajectory simulator for hybrid sounding rockets. In: **AIAA. 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition**. Orlando, US-FL: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2011. p. 13. doi: 10.2514/6.2011-1223.
- CUI, D.-L. et al. Parametric resonance of liquid sloshing in partially filled spacecraft tanks during the powered-flight phase of rocket. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 35, p. 93–105, 2014. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2014.03.006.
- DAS, R. K.; SEN, S.; DASGUPTA, S. Robust and fault tolerant controller for attitude control of a satellite launch vehicle. **IET Control Theory & Applications**, v. 1, n. 1, p. 304–312, 2007. ISSN 1751-8652. doi: 10.1049/iet-cta:20050518.
- DEITEL, P.; DEITEL, H. **C++ – How to Program**. 8th. ed. Boston US-MA: Pearson – Prentice Hall, 2012. 1270 p. ISBN 0-13-266236-1.
- DESIKAN, S. L. N. et al. Effect of cold jet plume on aerodynamics coefficients. **Journal of Spacecraft and Rockets**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 52, n. 2, p. 404–4016, 2015. ISSN 0022-4650. doi: 10.2514/1.A33086.
- DESIKAN, S. L. N. et al. Effect of freestream–plume interaction on launch vehicle aerodynamics. **Journal of Spacecraft and Rockets**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 53, n. 2, p. 354–369, 2016. ISSN 0022-4650. doi: 10.2514/1.A33413.
- DIEBEL, J. **Representing Attitude: Euler Angles, Unit Quaternions, and Rotation Vectors**. 2006. Disponível em: <<https://pdfs.semanticscholar.org/5c0e/dc899359a69c3769da238491f93e7a2f6d6d.pdf>>. Acesso em: 01/08/2016.
- DODGE, F. T. **The New “Dynamic Behavior of Liquids in Moving Containers”**. San Antonio, US-TX, 2000. Southwest Research Institute - SRI.
- DROB, D. P. et al. An empirical model of the earth’s horizontal wind fields: HWM07. **Journal of Geophysical Research**, American Geophysics Union - AGU, v. 113, p. 18, 2008. doi: 10.1029/2008JA013668.
- DU, W.; WIE, B.; WHORTON, M. Dynamic modeling and flight control simulation of a large flexible launch vehicle. In: **AIAA. AIAA Guidance, Navigation and Control Conference and Exhibit**. Honolulu, US-HI: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2008. p. 25. doi: 10.2514/6.2008-6620.

- DUKEMAN, G. A. Atmospheric ascent guidance for rocket-powered launch vehicles. In: AIAA. **AIAA Guidance, Navigation and Control Conference and Exhibit**. Monterrey, US-CA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2002. p. 11. doi: 10.2514/6.2002-4559.
- EDWARDS, S. J.; STEFFENS, M.; MAVRIS, D. N. A review of launch vehicle ascent performance modeling approaches. In: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA. **AIAA SPACE 2015 Conference and Exposition**. Pasadena, US-CA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2015. p. 12. doi: 10.2514/6.2015-4678.
- EL-SAYED, A. F. **Fundamentals of Aircraft and Rocket Propulsion**. London, GB-LND: Springer-Verlag, 2016. 1010 p. ISBN 978-1-4471-6796-9.
- EUROCKOT Launch Services GmbH. **Rockot User's Guide**. 2011. Disponível em: <<http://www.eurockot.com/users-guide/>>. Acesso em: 01/11/2017.
- FIORILLO, M.; GILIBERTI, F.; ANGELONE, M. Vega solid rocket motors flight performance results. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE. **49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. San Jose, US-CA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2013. p. 10. doi: 10.2514/6.2013-4172.
- FREITAS, L. G. **Modelagem Computacional de um Sistema de Alimentação por Turbomáquinas de um Motor-Foguete a Propelente Líquido**. Trabalho Final de Graduação (TFG - BS) em Engenharia Mecânica Aeronáutica — Universidade Federal de Itajubá - UNIFEI, Itajubá, BR-MG, 2017.
- GENEVIÈVE, B. et al. Performance modeling of a paraffin wax/nitrous oxide hybrid rocket motor. In: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA. **49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including New Horizons Forum and Aerospace Exposition**. Orlando, US-FL: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2011. doi: 10.2514/6.2011-420.
- GRENDIA, J. M.; VENKATESWARAN, S. Three-dimensional analysis of combustion instabilities in liquid rocket engines. In: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA. **31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit**. Reno, US-NV: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 1993. p. 14. doi: 10.2514/6.1993-235.
- GU, D. W.; PETKOV, P. H.; KONSTANTINOV, M. M. **Robust Control Design with MATLAB®**. London, GB-LND: Springer-Verlag, 2005. 389 p. (Advanced Textbooks in Control and Signal Processing). ISBN 978-1-85233-983-8.
- GUEYFFIER, D. et al. Accurate computation of grain burning coupled with flow simulation in rocket chamber. **Journal of Propulsion and Power**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 31, n. 6, p. 1761–1776, 2015. ISSN 0748-4658. doi: 10.2514/1.B35736.
- HAEUSSERMANN, W. **Description and Performance of the Saturn Launch Vehicle's Navigation, Guidance and Control System**. Huntsville, US-AL, 1964. NASA Technical Note - TN D-5869.
- HAEUSSERMANN, W. Developments in the field of automatic guidance and control of rockets. **Journal of Guidance and Control**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 4, n. 3, p. 225–239, 1981. ISSN 0731-5090. doi: 10.2514/3.19735.

- HALL, C. E.; SHTESSEL, Y. B. Sliding mode disturbance observer-based control for a reusable launch vehicle. **Journal of Guidance, Control and Dynamics**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 29, n. 6, p. 1315–1328, 2006. ISSN 0731-5090. doi: 10.2514/1.20151.
- HALL, R. M.; HOLLAND, S. D.; BLEVINS, J. A. Aerodynamic characterization of a modern launch vehicle. In: AIAA. **49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition**. Orlando, US-FL: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2011. p. 14. doi: 10.2514/6.2011-10.
- HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentals of Physics**. 8th. ed. Hoboken, US-NJ: John Wiley & Sons, Inc., 2006. 1327 p. ISBN 978-0-471-75801-3.
- HANSON, J. M.; SHRADER, M. W.; CRUZEN, G. A. Ascent guidance comparisons. **The Journal of Astronautical Sciences**, Springer, v. 43, n. 3, p. 307–326, 1995. ISSN 0731-5090. ref: NASA-TM-112493.
- HARPAL, N. B.; BESNARD, E.; TOOSSI, R. Modeling of LOX/methane impingement, mixing and combustion. In: AIAA/SAE/ASEE. **46th AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Nashville, US-TN: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2010. p. 11. doi: 10.2514/6.2010-7135.
- HEATH, M. T.; DICK, W. A. Virtual prototyping of solid propellant rockets. **Computing in Science & Engineering**, American Institute of Physics (AIP) Publishing, v. 2, p. 21–32, 2000. doi: 10.1109/5992.825746.
- HILL, P.; PETERSON, C. **Mechanics and Thermodynamics of Propulsion**. 2nd. ed. Reading, US-MA: Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1965. 561 p. (Addison-Wesley Series in Aerospace Science).
- HWANG, Y.-H.; CHIANG, C.-H. Simple surface-tracking methods for grain burnback analysis. **Journal of Propulsion and Power**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 31, n. 5, p. 1436–1444, 2014. ISSN 0748-4658. doi: 10.2514/1.B35682.
- IBRAHIM, R. A. **Liquid Sloshing Dynamics: Theory and applications**. Cambridge, GB-CAM: Cambridge University Press, 2005. 948 p. ISBN 0-511-12492-9.
- JESHVAGHANY, S. S.; NOVINZADDEH, A. B.; PAZOOKI, F. Multiple stage satellite launch vehicle ascent optimization using Chebyshev wavelets. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 46, p. 321–330, 2015. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2015.07.019.
- JEYAKUMAR, D.; BISWAS, K. K.; RAO, B. N. Stage separation dynamic analysis of upper stage of a multistage launch vehicle using retro rockets. **Mathematical and Computer Modeling**, Elsevier, v. 41, n. 8-9, p. 849–866, 2005. ISSN 0895-7177. doi: 10.1016/j.mcm.2005.02.001.
- JURSA, A. S. **Handbook of Geophysics and Space Environment: ADA 167000**. Springfield, US-VA: United States Air Force Geophysics Laboratory, 1985.
- KIM, J. G.; LEE, J. W.; KIM, K. H. Investigation on the characteristics of plume-induced flow separation and wall heat transfer. **Journal of Spacecraft and Rockets**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 49, n. 1, p. 189–191, 2012. ISSN 0022-4650. doi: 10.2514/1.51782.

- KIM, S.-K.; CHOI, H.-S.; KIM, Y. Thermodynamic modeling based on a generalized cubic equation of state for kerosene/LOx rocket combustion. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 159, p. 1351–1365, 2012. ISSN 0010-2180. doi: 10.1016/j.combustflame.2011.10.008.
- KIRIS, C. C. et al. Computational framework for launch, ascent and vehicle aerodynamics (LAVA). **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 55, p. 189–219, 2016. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2016.05.008.
- KUGA, H. K.; CARRARA, V.; RAO, K. R. **Introdução à Mecânica Orbital**. São José dos Campos, BR-SP, 2012. Apostila Interna do Curso de Mestrado em Engenharia e Tecnologias Espaciais.
- LAROSILIERE, L.; LITCHFORD, R.; JENG, S.-M. Hypergolic bipropellant spray combustion and flow modelling in rocket engines. In: AIAA/SAE/ASEE. **26th AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Orlando, US-FL: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 1990. p. 11. doi: 10.2514/6.1990-2238.
- LAWRENCE, W. J.; MATTHEWS, D. R.; DEVERALL, L. I. The experimental and theoretical comparison of the erosive burning characteristics of composite propellants. In: ICRPG/AIAA. **ICRPG/AIAA 3rd Solid Propulsion Conference**. Atlantic City, US-NJ: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 1968. p. 12. doi: 10.2514/6.1968-531.
- LESLIE, F. W.; JUSTUS, C. G. Apresentação de Slides, **Earth Global Reference Atmospheric Model 2007 (Earth-GRAM07)**. 2008. 34 slides, apresentado no 37th Committee on Space Research (COSPAR) Scientific Assembly, em Julho de 2008. Disponível em: <<https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20080036537.pdf>>. Acesso em: 02/03/2018.
- LESLIE, F. W.; JUSTUS, C. G. **The NASA Marshal Space Flight Center Earth Global Reference Atmospheric Model - 2010 Version**. Huntsville, US-AL, 2011. NASA Technical Memorandum - TM-2011-216467.
- LOBBIA, M. A. Rapid supersonic/hypersonic aerodynamic analysis model for arbitrary geometries. **Journal of Spacecraft and Rockets**, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 54, n. 1, p. 315–322, 2017. ISSN 0022-4650. doi: 10.2514/1.A33514.
- LOZANO-TOVAR, P. C. **Dynamic Models of Liquid Rocket Engines with Health Monitoring Application**. 179 p. Master of Science (MS) Dissertation — Massachusetts Institute of Technology, MIT, Cambridge, US-MA, 1998.
- MEHRABIAN, A. R.; LUCAS, C.; ROSHANIAN, J. Aerospace launch vehicle control: An intelligent adaptative approach. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 10, p. 149–155, 2006. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2005.11.002.
- MEJIA, G. L. et al. Multiperforated solid rocket motor burn simulation. In: AIAA/SAE/ASEE. **53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference**. Atlanta, US-GA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2017. p. 6. doi: 10.2514/6.2017-4693.
- MEJIA, G. L. et al. Solid rocket motor burn simulation considering complex 3D propellant grain geometries. In: AIAA/SAE/ASEE. **52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference**. Salt Lake City, US-UT: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2016. p. 6. doi: 10.2514/6.2016-5098.

MORGADO, J. P.; SILVESTRE, M. A. R.; PÁSCOA, J. Full range airfoil polars for propeller blade element momentum analysis. In: AIAA. **2013 International Powered Lift Conference and AIAA Aviation Forum**. Los Angeles, US-CA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2013. p. 10. doi: 10.2514/6.2013-4379.

MOTA, F. A. da S. **Modeling and Simulation of Launch Vehicles Using Object-Oriented Programming**. Tese de Doutorado (PhD) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, São José dos Campos, BR-SP, 2015.

MOTA, F. A. S. et al. Modeling and simulation of launch vehicles using object-oriented programming: Impact of the engine parameters on the launcher performance. In: EUCASS. **6th European Conference for Aerospace Sciences**. Cracow PL-MA, 2015. p. 13.

NAIR, A. P.; SELVAGANESAN, N.; LALITHAMBIKA, V. R. Liapunov based PD/PID in model reference adaptive control for satellite launch vehicle systems. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 51, p. 70–77, 2016. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2016.01.017.

NICKERSON, G. R.; DUNN, S. S.; BERCKER, D. R. **The Solid Propellant Rocket Motor Performance Prediction Program (SSP)**. 1992. AFAL-TR-87-078.

NIMA. **Department of Defense World Geodetic System 1984**: It's definition and relationships with local geodetic systems. 3rd. ed. Saint Louis, US-MO, 2000. NIMA Technical Report - TR8350.2.

NOAA; NASA; USAF. **United States Standard Atmosphere 1976**. Washington, US-DC, 1976. NOAA, NASA, USAF - S/T 76-1562.

NOVOZHILOV, B. V. Nonstationary burning of propellants with variable surface temperature. **Journal of Applied Mechanics and Technical Physics (Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki)**, Springer, v. 8, n. 1, p. 54–63, 1967. ISSN 1573-8620. doi: 10.1007/BF00913239.

OGATA, K. **Modern Control Engineering**. 5th. ed. Upper Saddle River, US-NJ: Prentice Hall, 2010. 894 p. ISBN 978-0-13-615673-4.

ORR, J. S. et al. Space launch system ascent flight control design. In: AMERICAN ASTRONAUTICAL SOCIETY - AAS. **Advances in the Astronautical Sciences - Precedings of the 37th Annual AAS Rocky Mountain Section Guidance and Control Conference**. Breckenridge, US-CO: American Astronautical Society - AAS - Univelt, 2014. p. 141–154. ISSN 0065-3438.

PASTRONE, D.; CASALINO, L. Integrated design trajectory optimization for hybrid rocket motors. In: FASANO, G.; PINTÉR, J. D. (Ed.). **Modeling and Optimization in Space Engineering**. New York, US-NY: Springer, 2013, (Springer Optimization and Its Applications Vol. 73). cap. 14, p. 343–362. ISBN 978-1-4614-4469-5. doi: 10.1007/978-1-4614-4469-5.

PEZZELLA, G. Aerodynamic and aerothermodynamic design of future launchers preparatory program concepts. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 23, p. 233–249, 2012. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2011.07.011.

PICONE, J. M. et al. Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, American

Geophysical Union - AGU, v. 107, n. A12, p. 15.1–15.16, 2012. ISSN 2169-9402. doi: 10.1029/2002JA009430.

R-AERO-P; R-ASTR-S; R-P & VE-VNC. **Technical Information Summary - (AS-501) - Apollo Saturn V Flight Vehicle**. Huntsville, US-AL, 1967. NASA Report R-ASTER-S-67-65.

RAMEZANI, A. R.; FATEHI, H.; AMANPOUR, H. Development of mechanistic engineering code for combustion instability prediction in LRE. In: AIAA/SAE/ASEE. **44th AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Hartford, US-CT: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2008. p. 14. doi: 10.2514/6.2008-4549.

RAO, B. N. et al. Rigid body separation dynamics for space vehicles. **The Aeronautical Journal**, Cambridge University Press, v. 110, n. 1107, p. 289–302, 2006. ISSN 2059-6464. doi: 10.1017/S0001924000013166.

REFLOCH, A. et al. CEDRE software. **Aerospace Lab Journal**, The French Aerospace Lab - ONERA, v. 2, n. 2, p. 10, 2011. ref: AL02-11.

ROSHANIAN, J.; TALEBI, M. Monte carlo simulation of stage separation dynamics of a multistage launch vehicle. **Applied Mathematics and Mechanics (English Edition)**, Springer, v. 29, n. 11, p. 1411–1426, 2008. ISSN 1573-2754. doi: 10.1007/s10483-008-1103-z.

RUGH, W. J.; SHAMMA, J. S. Research on gain scheduling. **Automatica**, Elsevier, v. 36, n. 10, p. 1401–1425, 2000. ISSN 0005-1098. doi: 10.1016/S0005-1098(00)00058-3.

SANTANA JR, A.; BARBOSA, F. I.; NIWA, M. Modeling and robust analysis of a liquid rocket engine. In: AIAA. **36th AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Huntsville, US-AL: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2000. p. 8. doi: 10.2514/6.2000-3160.

SAUNOIS, P. Comparative analysis of architectures for the control loop of launch vehicles during atmospheric flight. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 13, n. 2-3, p. 150–156, 2009. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2008.08.003.

SESHAGIRI, S.; KHALIL, H. K. Robust output feedback regulation of minimum-phase nonlinear systems using conditional integrators. **Automatica**, Elsevier, v. 41, p. 43–54, 2005. doi: 10.1016/j.automatica.2004.08.013.

SHELDAHL, R. E.; KLIMAS, P. **Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections Through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbines**. Albuquerque, US-NM, 1981. Sandia National Laboratories. Energy Report - SAND80-2114.

SHTESSEL, Y.; HALL, C.; JACKSON, M. Reusable launch vehicle control in multiple-time-scale sliding modes. **Journal of Guidance, Control and Dynamics**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 23, n. 6, p. 1013–1020, 2000. ISSN 0731-5090. doi: 10.2514/2.4669.

SHTESSEL, Y. B. et al. **Sliding Mode Control and Observation**. New York, US-NY: Birkhäuser, 2014. 356 p. (Control Engineering). ISBN 978-0-8176-4893-0.

SHTESSEL, Y. B.; ZHU, J. J.; DANIELS, D. Reusable launch vehicle attitude control using a time-varying sliding mode control technique. In: THE INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS (IEEE) AND THE IEEE CONTROL SYSTEMS SOCIETY. **Proceedings of the Third-Fourth Southeastern Symposium on System Theory, 2002**. Huntsville, US-AL: Institute of Electrical and Electronics Engineers - IEEE, 2002. p. 81–85. ISBN 0-7803-7339-1. doi: 10.1109/SSST.2002.1027010.

SIERRA, P. et al. Efficient simulation of liquid propellant rocket engine cycle. In: AIAA/SAE/ASEE. **53dr AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Atlanta, US-GA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2017. p. 16. doi: 10.2514/6.2017-5007.

SILVA, A. G. **Análise e Projeto de Sistemas de Controle de Atitude para o Veículo Lançador de Satélites (VLS)**. 199 p. Dissertação de Mestrado (MS) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, São José dos Campos, BR-SP, 2014.

SILVA, A. G. da; BRITO, A. G.; FILHO, W. de C. L. Discussão do sistema de controle de atitude de um veículo lançador. **Proceeding Series of the Brazilian Society of Applied and Computational Mathematics SBMAC**, Sociedade Brasileira de Matemática Aplicada e Computacional - SBMAC, v. 1, n. 1, p. 6, 2013. ISSN 2359-0793. doi: 10.5540/03.2013.001.01.0032.

SILVEIRA, G. da. **Desenvolvimento de uma Ferramenta Computacional para Simulação de Voo de Veículos Lançadores**. Dissertação de Mestrado (MS) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, São José dos Campos, BR-SP, 2014.

SILVEIRA, G. da; CARRARA, V. A six degrees-of-freedom flight dynamics simulation tool of launch vehicles. **Journal of Aerospace Technology and Management**, Associação Aeroespacial Brasileira - AAB, v. 7, n. 2, p. 231–239, 2015. ISSN 2175-9146. doi: 10.5028/jatm.v7i2.433.

SKINNER, B. F. Pigeons in a pelican. **American Psychologist**, American Psychological Association - APA, v. 15, n. 1, p. 28–37, 1960. ISSN 0003-066X. doi: 10.1037/h0045345.

SOUSA, M. S. de. **Modelagem, Simulação e Controle Não Linear de Aviões Muito Flexíveis**. Tese de Doutorado (PhD) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, BR-SP, 2013.

SOUSA, M. S. de; PAGLIONE, P. Proposição de valores para os graus relativos de parâmetros da dinâmica de voo de aeronaves. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE CIÊNCIAS MECÂNICAS - ABCM. **VII Congresso Nacional de Engenharia Mecânica**. São Luís, BR-MA, 2012. p. 10.

SOUSA, M. S. de et al. Use of universal integral regulator to control the flight dynamics of flexible airplanes. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE CIÊNCIAS MECÂNICAS - ABCM. **22nd International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2013)**. Ribeirão Preto, BR-SP, 2013. p. 11.

SPACEFLIGHT101. **2017 Space Launch Statistics**. 2017. Disponível em: <<http://spaceflight101.com/2017-space-launch-statistics/>>. Acesso em: 06/10/2018.

SPRINGER, A. M.; POKORA, D. C. **Aerodynamic Characteristics of the National Launch System 11/2 Stage Launch Vehicle**. Huntsville, US-AL, 1966. NASA Technical Paper - TP 3488.

SPURGEON, S. Sliding mode control: a tutorial. In: EUROPEAN CONTROL ASSOCIATION, CONTROL SYSTEMS SOCIETY AND UNIVERSITY OF STRASBOURG. **European Control Conference (ECC), 2014**. Strasbourg, FR-GES: Institute of Electrical and Electronics Engineers - IEEE, 2014. p. 6. ISBN 978-3-9524269-1-3. doi: 10.1109/ECC.2014.6862622.

STOTT, J. E.; SHTESSEL, Y. B. Launch vehicle attitude control using sliding mode control and observation techniques. **Journal of the Franklin Institute**, Elsevier, v. 349, n. 2, p. 397–412, 2012. ISSN 0016-0032. doi: 10.1016/j.jfranklin.2011.07.020.

SU, W. et al. Dynamic beam solutions for real-time simulation and control development of flexible rockets. **Journal of Spacecraft and Rockets**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 54, n. 2, p. 403–416, 2017. ISSN 0022-4650. doi: 10.2514/1.A33543.

SUTTON, G. P.; BIBLARZ, O. **Rocket Propulsion Elements**. 8th. ed. Hoboken, US-NJ: John Wiley & Sons, Inc., 2010. 768 p. ISBN 978-0-470-08024-5.

TAPLEY, B. et al. Apresentação de Slides, **The GGM03 Mean Earth Gravity Model from GRACE**. 2007. 20 slides, apresentado no American Geophysics Union (AGU) Fall Meeting de 2007. Disponível em: <ftp://ftp.csr.utexas.edu/pub/grace/GGM03/GGM03_Tapley_2007_AGU.pdf>. Acesso em: 01/03/2018.

TEWARI, A. **Atmospheric and Space Flight Dynamics: Modeling and Simulation with Matlab® and Simulink®**. Boston, US-MA: Birkhäuser, 2007. 556 p. (Modeling and Simulation in Science, Engineering and Technology). ISBN 978-0-8176-4438-3.

TEWARI, A. **Advanced Control of Aircraft, Rockets and Spacecraft**. Chichester, GB-WSX: John Wiley & Sons, Ltd., 2011. 436 p. (Aerospace Series). ISBN 978-1-1119-9712-07.

TIWARI, P. M.; JANARDHANAN, S.; NABI, M. U. Attitude control using higher order sliding mode. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 55, p. 108–113, 2016. ISSN 1270-9638. doi: 10.1016/j.ast.2016.04.012.

TOURNES, C.; SHTESSEL, Y. B.; WELLS, E. Upper stage rocket guidance and control using discontinuous reaction control thrusters via sliding modes. In: THE AMERICAN AUTOMATIC CONTROL COUNCIL - AACC. **Proceedings of the 1997 American Control Conference**. Albuquerque, US-NM: Institute of Electrical and Electronics Engineers - IEEE, 2014. p. 2547–2551. ISBN 0-7803-3832-4. doi: 10.1109/ACC.1997.609254.

TSHOKOTSHA, M. H. **Internal Ballistic Modelling of Solid Rocket Motors Using Level Set Methods for Simulating Grain Burnback**. Master of Science (MS) Dissertation — Stellenbosch University, Stellenbosch ZA-WC, 2016.

TURNER, M. J. L. **Rocket and Spacecraft Propulsion: Principles, practice and new developments**. 2nd. ed. Berlin, DE-BE: Springer-Verlag & Praxis Publishing, 2005. 329 p. ISBN 3-540-221-90-5.

- VELTEN, K. **Mathematical Modeling and Simulation**: Introduction for scientists and engineers. Weinheim, DE-BW: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2009. 348 p. ISBN 978-3-527-40758-8.
- WHITE, P. Apresentação de Slides, **Earth Global Reference Atmospheric Model (Earth-GRAM)**. 2017. 22 slides, apresentado no Global Reference Atmospheric Model (GRAM) Virtual Workshop de 2017. Disponível em: <<https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20170012289.pdf>>. Acesso em: 02/03/2018.
- WILLCOX, M. A. et al. Solid rocket motor internal ballistics simulation using three-dimensional grain burnback. **Journal of Propulsion and Power**, American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, v. 23, n. 3, p. 575–584, 2007. ISSN 0748-4658. doi: 10.2514/1.22971.
- XU, H.; CHEN, W. An energy management ascent guidance algorithm for solid rocket-powered launch vehicles. In: AIAA. **17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference**. San Francisco, US-CA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2011. p. 12. doi: 10.2514/6.2011-2383.
- XU, J.; DURAISAMY, K. Reduced-order reconstruction of model rocket combustor flows. In: AIAA/SAE/ASEE. **43rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Atlanta, US-GA: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2017. p. 17. doi: 10.2514/6.2017-4918.
- ZANATTA, R. **Modelagem, Simulação e Controle de um Veículo de Lançamento Orbital com Seis Graus de Liberdade**. Trabalho Final de Graduação (TFG - BS) em Engenharia Mecânica Aeronáutica — Universidade Federal de Itajubá - UNIFEI, Itajubá, BR-MG, 2016.
- ZANATTA, R.; SOUSA, M. S. de; CUNHA JR, S. S. da. Modeling, simulation and control of a launch vehicle. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENGENHARIA E CIÊNCIAS MECÂNICAS - ABCM. **24th ABCM International Congress of Mechanical Engineering**. Curitiba, BR-PR: Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas - ABCM, 2017. p. 15. doi: 10.26678/ABCM.COBEM2017.COB17-0915 .
- ZHIYONG, L.; JIN, Z.; YUHUI, H. An innovative conception for computational combustion: Multi reaction mechanism for LRE combustion simulation. In: AIAA/SAE/ASEE. **41th AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. Tucson, US-AZ: American Institute of Aeronautics and Astronautics - AIAA, 2005. p. 9. doi: 10.2514/6.2005-3591.
- ZIPFEL, P. H. **Modeling and Simulation of Aerospace Vehicle Dynamics**. 2nd. ed. Reston, US-VA: American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 2007. 556 p. ISBN 978-1-56347-875-8.

APÊNDICE A - ARQUIVOS DE DADOS

A.1 Configuração do VEGA

São 65 parâmetros para cada estágio. Os saltos numéricos se referem a parâmetros reservados para desenvolvimentos futuros.

```
1 # ROCKET DATA
2 # VEGA
3 # STAGES
4 ##### STAGE 1 #####
5 # STAGE_NUM = 1
6 00-TYPE = 1
7
8 01-POSITION_POINT_X = 20.39 # posicao do estagio no foguete
9 02-POSITION_POINT_Y = 0
10 03-POSITION_POINT_Z = 0
11
12 04-LENGTH = 11.2 # comprimento do estagio
13 05-NOSE_LENGTH = 0 # evolucao do diametro
14 06-DIAMETER_UPP = 3.0
15 07-DIAMETER_MID = 3.0
16 08-DIAMETER_LOW = 3.0
17 09-LENGTH_RATIO_MID = 0.0
18 10-LENGTH_RATIO_LOW = 1
19
20 11-EMPTY_MASS = 8533.0 # massa vazio
21 12-EMPTY_COM = 5.6 # centro de massa
22 13-S_JXX = 4151.87 # momentos de inercia
23 14-S_JYY = 119980.51
24 15-S_JZZ = 119980.51
25 16-S_JXY = 0
26 17-S_JXZ = 0
27 18-S_JYX = 0
28 19-S_JYZ = 0
29 20-S_JZX = 0
30 21-S_JZY = 0
31
32 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5 # posicao assintotica do CoP
33 23-CD0 = 0.5 # parametros aero do estagio!
34 24-CLOMAX = 0.2
35 25-CL_ALPHA_MAX = 8
36 26-COVERED_BY = 0 # ele esta coberto por qual estagio?
37
38 47-MASS_FLOW_RATE_REF = 890.00 # caracteristicas do motor
39 48-MASS_FLOW_RATE_DELTA = -0.10
40 49-MASS_FLOW_START_RATIO = 0.06
41 50-MASS_FLOW_END_RATIO = 0.998
42 51-EXIT_PRESSURE = 40000
43 52-EXIT_AREA = 2.9
44 53-NUM_OF_NOZZLES = 1
45 54-NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
46 55-EXAUST_VELOCITY = 2670.0
47
48 71-FUEL_INITIAL_MASS = 87710 # em caso de solido, soh o fuel
49 72-FUEL_INITIAL_COM = 5.3
50 73-FUEL_TANK_LENGTH = 10.0
51 74-FUEL_TANK_DIAM = 2.8
52 75-LOX_INITIAL_MASS = 0
53 76-LOX_INITIAL_COM = 0
54 77-LOX_TANK_LENGTH = 0
55 78-LOX_TANK_DIAM = 0.5
```

```

56
57 95-SEPARATION_DURATION      = 3 # caracteristicas da separacao
58 96-ATTACH_POINT_X          = 0
59 97-ATTACH_POINT_Y          = 0
60 98-ATTACH_POINT_Z          = 0
61 99-LOW_SEPARATION_FORCE_X   = -5000
62 100-LOW_SEPARATION_FORCE_Y  = 0
63 101-LOW_SEPARATION_FORCE_Z  = 100
64 102-UP_SEPARATION_FORCE_X   = 0
65 103-UP_SEPARATION_FORCE_Y   = 0
66 104-UP_SEPARATION_FORCE_Z   = 0
67
68 115-CONTROL_TYPE = 0          # mecanismos de controle
69 116-MAX_TVC_X        = 0
70 117-MAX_TVC_Y        = 6.5
71 118-MAX_TVC_Z        = 6.5
72 119-MAX_RRAC         = 0
73 120-MAX_BRAC         = 0
74 121-NUM_RACS         = 0
75 122-RACS_X_POS       = 0
76 123-TVC_STDDV        = 0.5
77 124-RRAC_STDDV       = 0
78 125-BRAC_STDDV       = 0
79
80 150-STAGE_DATA_END = -999999
81 ##### STAGE 2 #####
82 # STAGE_NUM = 2
83 00-TYPE = 1
84
85 01-POSITION_POINT_X = 12.0
86 02-POSITION_POINT_Y = 0
87 03-POSITION_POINT_Z = 0
88
89 04-LENGTH          = 8.39
90 05-NOSE_LENGTH     = 0
91 06-DIAMETER_UPP    = 1.9
92 07-DIAMETER_MID    = 1.9
93 08-DIAMETER_LOW    = 1.9
94 09-LENGTH_RATIO_MID = 0.5
95 10-LENGTH_RATIO_LOW = 1
96
97 11-EMPTY_MASS = 2486.0
98 12-EMPTY_COM  = 3.19
99 13-S_JXX      = 1208.05
100 14-S_JYY      = 35369.95
101 15-S_JZZ      = 35369.95
102 16-S_JXY      = 0
103 17-S_JXZ      = 0
104 18-S_JYX      = 0
105 19-S_JYZ      = 0
106 20-S_JZX      = 0
107 21-S_JZY      = 0
108
109 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5
110 23-CDO = 0.5
111 24-CLOMAX = 0.2
112 25-CL_ALPHA_MAX = 8
113 26-COVERED_BY = 0
114
115 47-MASS_FLOW_RATE_REF = 335.0
116 48-MASS_FLOW_RATE_DELTA = -0.10
117 49-MASS_FLOW_START_RATIO = 0.04
118 50-MASS_FLOW_END_RATIO = 0.998
119 51-EXIT_PRESSURE = 35000
120 52-EXIT_AREA = 1.7
121 53-NUM_OF_NOZZLES = 1

```

```

122 54-NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
123 55-EXHAUST_VELOCITY = 2650
124
125 71-FUEL_INITIAL_MASS = 23814
126 72-FUEL_INITIAL_COM = 4.6
127 73-FUEL_TANK_LENGTH = 5.8
128 74-FUEL_TANK_DIAM = 1.7
129 75-LOX_INITIAL_MASS = 0
130 76-LOX_INITIAL_COM = 0
131 77-LOX_TANK_LENGTH = 0
132 78-LOX_TANK_DIAM = 0.3
133
134 95-SEPARATION_DURATION = 1
135 96-ATTACH_POINT_X = 0
136 97-ATTACH_POINT_Y = 0
137 98-ATTACH_POINT_Z = 0
138 99-LOW_SEPARATION_FORCE_X = -1
139 100-LOW_SEPARATION_FORCE_Y = 0
140 101-LOW_SEPARATION_FORCE_Z = 0
141 102-UP_SEPARATION_FORCE_XX = 0
142 103-UP_SEPARATION_FORCE_YY = 0
143 104-UP_SEPARATION_FORCE_YZ = 0
144
145 115-CONTROL_TYPE = 0
146 116-MAX_TVC_X = 0
147 117-MAX_TVC_Y = 7
148 118-MAX_TVC_Z = 7
149 119-MAX_RRAC = 0
150 120-MAX_BRAC = 0
151 121-NUM_RACS = 0
152 122-RACS_X_POS = 0
153 123-TVC_STDDV = 0.4
154 124-RRAC_STDDV = 0
155 125-BRAC_STDDV = 0
156
157 150-STAGE_DATA_END = -999999
158 ##### STAGE 3 #####
159 # STAGE_NUM = 3
160 00-TYPE = 1
161
162 01-POSITION_POINT_X = 7.88
163 02-POSITION_POINT_Y = 0
164 03-POSITION_POINT_Z = 0
165
166 04-LENGTH = 4.9
167 05-NOSE_LENGTH = 0
168 06-DIAMETER_UPP = 3.0
169 07-DIAMETER_MID = 3.0
170 08-DIAMETER_LOW = 3.0
171 09-LENGTH_RATIO_MID = 0.5
172 10-LENGTH_RATIO_LOW = 1
173
174 11-EMPTY_MASS = 1433
175 12-EMPTY_COM = 2.06
176 13-S_JXX = 612.79
177 14-S_JYY = 19588.68
178 15-S_JZZ = 19588.68
179 16-S_JXY = 0.08736
180 17-S_JXZ = 0
181 18-S_JYX = 0.08736
182 19-S_JYZ = 0
183 20-S_JZX = 0
184 21-S_JZY = 0
185
186 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5
187 23-CD0 = 0.5

```

```

188 24- CLOMAX = 0.2
189 25- CL_ALPHA_MAX = 8
190 26- COVERED_BY = 0
191
192 47- MASS_FLOW_RATE_REF = 92
193 48- MASS_FLOW_RATE_DELTA = -0.07
194 49- MASS_FLOW_START_RATIO = 0.03
195 50- MASS_FLOW_END_RATIO = 0.998
196 51- EXIT_PRESSURE = 25000
197 52- EXIT_AREA = 1.5
198 53- NUM_OF_NOZZLES = 1
199 54- NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
200 55- EXHAUST_VELOCITY = 2520.0
201
202 71- FUEL_INITIAL_MASS = 10567
203 72- FUEL_INITIAL_COM = 2.4
204 73- FUEL_TANK_LENGTH = 3.9
205 74- FUEL_TANK_DIAM = 1.8
206 75- LOX_INITIAL_MASS = 0
207 76- LOX_INITIAL_COM = 0
208 77- LOX_TANK_LENGTH = 0
209 78- LOX_TANK_DIAM = 0.3
210
211 95- SEPARATION_DURATION = 1
212 96- ATTACH_POINT_X = 0
213 97- ATTACH_POINT_Y = 0
214 98- ATTACH_POINT_Z = 0
215 99- LOW_SEPARATION_FORCE_X = -1
216 100- LOW_SEPARATION_FORCE_Y = 0
217 101- LOW_SEPARATION_FORCE_Z = 0
218 102- UP_SEPARATION_FORCE_XX = 0
219 103- UP_SEPARATION_FORCE_YY = 0
220 104- UP_SEPARATION_FORCE_YZ = 0
221
222 115- CONTROL_TYPE = 0
223 116- MAX_TVC_X = 0
224 117- MAX_TVC_Y = 6
225 118- MAX_TVC_Z = 6
226 119- MAX_RRAC = 0
227 120- MAX_BRAC = 0
228 121- NUM_RACS = 0
229 122- RACS_X_POS = 0
230 123- TVC_STDDV = 0.3
231 124- RRAC_STDDV = 0
232 125- BRAC_STDDV = 0
233
234 150- STAGE_DATA_END = -999999
235 ##### STAGE 4 #####
236 # STAGE_NUM = 4
237 00- TYPE = 2
238
239 01- POSITION_POINT_X = 5.84
240 02- POSITION_POINT_Y = 0
241 03- POSITION_POINT_Z = 0
242
243 04- LENGTH = 2.04
244 05- NOSE_LENGTH = 0.7
245 06- DIAMETER_UPP = 0.5
246 07- DIAMETER_MID = 2.18
247 08- DIAMETER_LOW = 2.18
248 09- LENGTH_RATIO_MID = 0.7
249 10- LENGTH_RATIO_LOW = 1
250
251 11- EMPTY_MASS = 688
252 12- EMPTY_COM = 1.3
253 13- S_JXX = 47.47

```

```

254 14-S_JYY = 1517.33
255 15-S_JZZ = 1517.33
256 16-S_JXY = 0.00677
257 17-S_JXZ = 0
258 18-S_JYX = 0.00677
259 19-S_JYZ = 0
260 20-S_JZX = 0
261 21-S_JZY = 0
262
263 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5
264 23-CDO = 0.5
265 24-CLOMAX = 0.2
266 25-CL_ALPHA_MAX = 8
267 26-COVERED_BY = 0
268
269 47-MASS_FLOW_RATE_REF = 0.942
270 48-MASS_FLOW_RATE_DELTA = 0.0
271 49-MASS_FLOW_START_RATIO = 0.001
272 50-MASS_FLOW_END_RATIO = 0.999
273 51-EXIT_PRESSURE = 1
274 52-EXIT_AREA = 0.7
275 53-NUM_OF_NOZZLES = 1
276 54-NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
277 55-EXHAUST_VELOCITY = 2560
278
279 71-FUEL_INITIAL_MASS = 175.3
280 72-FUEL_INITIAL_COM = 1.8
281 73-FUEL_TANK_LENGTH = 1.9
282 74-FUEL_TANK_DIAM = 2.0
283 75-LOX_INITIAL_MASS = 438.3
284 76-LOX_INITIAL_COM = 1.8
285 77-LOX_TANK_LENGTH = 1.9
286 78-LOX_TANK_DIAM = 2.0
287
288 95-SEPARATION_DURATION = 1
289 96-ATTACH_POINT_X = 0
290 97-ATTACH_POINT_Y = 0
291 98-ATTACH_POINT_Z = 0
292 99-LOW_SEPARATION_FORCE_X = -1
293 100-LOW_SEPARATION_FORCE_Y = 0
294 101-LOW_SEPARATION_FORCE_Z = 0
295 102-UP_SEPARATION_FORCE_XX = 0
296 103-UP_SEPARATION_FORCE_YY = 0
297 104-UP_SEPARATION_FORCE_YZ = 0
298
299 115-CONTROL_TYPE = 0
300 116-MAX_TVC_X = 0
301 117-MAX_TVC_Y = 10
302 118-MAX_TVC_Z = 10
303 119-MAX_RRAC = 360
304 120-MAX_BRAC = 360
305 121-NUM_RACS = 4
306 122-RACS_X_POS = 1.3
307 123-TVC_STDDV = 0.2
308 124-RRAC_STDDV = 5
309 125-BRAC_STDDV = 5
310
311 150-STAGE_DATA_END = -999999
312 ##### STAGE 5 #####
313 # STAGE_NUM = 5
314 00-TYPE = 3
315
316 01-POSITION_POINT_X = 0
317 02-POSITION_POINT_Y = 0
318 03-POSITION_POINT_Z = 0
319

```

```

320 04-LENGTH           = 7.88
321 05-NOSE_LENGTH     = 0.3
322 06-DIAMETER_UPP   = 2.6
323 07-DIAMETER_MID   = 2.6
324 08-DIAMETER_LOW   = 2.3
325 09-LENGTH_RATIO_MID = 0.7
326 10-LENGTH_RATIO_LOW = 1
327
328 11-EMPTY_MASS      = 540
329 12-EMPTY_COM      = 3.94
330 13-S_JXX          = 50.00
331 14-S_JYY          = 1000.00
332 15-S_JZZ          = 1000.00
333 16-S_JXY          = 0
334 17-S_JXZ          = 0
335 18-S_JYX          = 0
336 19-S_JYZ          = 0
337 20-S_JZX          = 0
338 21-S_JZY          = 0
339
340 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5
341 23-CDO           = 0.5
342 24-CLOMAX        = 0.2
343 25-CL_ALPHA_MAX  = 8
344 26-COVERED_BY    = 0
345
346 47-MASS_FLOW_RATE_REF = 0
347 48-MASS_FLOW_RATE_DELTA = 0
348 49-MASS_FLOW_START_RATIO = 0
349 50-MASS_FLOW_END_RATIO = 0
350 51-EXIT_PRESSURE   = 0
351 52-EXIT_AREA       = 0
352 53-NUM_OF_NOZZLES  = 0
353 54-NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
354 55-EXHAUST_VELOCITY = 0
355
356 71-FUEL_INITIAL_MASS = 0
357 72-FUEL_INITIAL_COM = 0
358 73-FUEL_TANK_LENGTH = 0
359 74-FUEL_TANK_DIAM   = 0
360 75-LOX_INITIAL_MASS = 0
361 76-LOX_INITIAL_COM = 0
362 77-LOX_TANK_LENGTH  = 0
363 78-LOX_TANK_DIAM    = 0
364
365 95-SEPARATION_DURATION = 1
366 96-ATTACH_POINT_X     = 0
367 97-ATTACH_POINT_Y     = 0
368 98-ATTACH_POINT_Z     = 0
369 99-LOW_SEPARATION_FORCE_X = -1
370 100-LOW_SEPARATION_FORCE_Y = 0
371 101-LOW_SEPARATION_FORCE_Z = 0
372 102-UP_SEPARATION_FORCE_XX = 0
373 103-UP_SEPARATION_FORCE_YY = 0
374 104-UP_SEPARATION_FORCE_YZ = 0
375
376 115-CONTROL_TYPE      = 0
377 116-MAX_TVC_X         = 0
378 117-MAX_TVC_Y         = 8
379 118-MAX_TVC_Z         = 8
380 119-MAX_RRAC          = 0
381 120-MAX_BRAC          = 0
382 121-NUM_RACS          = 0
383 122-RACS_X_POS        = 0
384 123-TVC_STDDV         = 0
385 124-RRAC_STDDV        = 0

```

```

386 125-BRAC_STDDV      = 0
387
388 150-STAGE_DATA_END  = -999999
389 ##### STAGE 6 #####
390 # STAGE_NUM = 6
391 00-TYPE = 4
392
393 01-POSITION_POINT_X = 1.84
394 02-POSITION_POINT_Y = 0
395 03-POSITION_POINT_Z = 0
396
397 04-LENGTH          = 4
398 05-NOSE_LENGTH     = 0.0
399 06-DIAMETER_UPP    = 1.8
400 07-DIAMETER_MID    = 1.8
401 08-DIAMETER_LOW    = 1.8
402 09-LENGTH_RATIO_MID = 0.5
403 10-LENGTH_RATIO_LOW = 1
404
405 11-EMPTY_MASS      = 690
406 12-EMPTY_COM       = 2.0
407 13-S_JXX           = 100.0
408 14-S_JJY           = 2000.00
409 15-S_JZZ           = 2000.00
410 16-S_JXY           = 0
411 17-S_JXZ           = 0
412 18-S_JYX           = 0
413 19-S_JYZ           = 0
414 20-S_JZX           = 0
415 21-S_JZY           = 0
416
417 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5
418 23-CDO             = 0.5
419 24-CLOMAX          = 0.2
420 25-CL_ALPHA_MAX    = 8
421 26-COVERED_BY      = 0
422
423 47-MASS_FLOW_RATE_REF = 0
424 48-MASS_FLOW_RATE_DELTA = 0
425 49-MASS_FLOW_START_RATIO = 0
426 50-MASS_FLOW_END_RATIO = 0
427 51-EXIT_PRESSURE     = 0
428 52-EXIT_AREA         = 0
429 53-NUM_OF_NOZZLES    = 0
430 54-NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
431 55-EXHAUST_VELOCITY  = 0
432
433 71-FUEL_INITIAL_MASS = 0
434 72-FUEL_INITIAL_COM  = 0
435 73-FUEL_TANK_LENGTH  = 0
436 74-FUEL_TANK_DIAM    = 0
437 75-LOX_INITIAL_MASS = 0
438 76-LOX_INITIAL_COM  = 0
439 77-LOX_TANK_LENGTH   = 0
440 78-LOX_TANK_DIAM    = 0
441
442 95-SEPARATION_DURATION = 1
443 96-ATTACH_POINT_X      = 0
444 97-ATTACH_POINT_Y      = 0
445 98-ATTACH_POINT_Z      = 0
446 99-LOW_SEPARATION_FORCE_X = -1
447 100-LOW_SEPARATION_FORCE_Y = 0
448 101-LOW_SEPARATION_FORCE_Z = 0
449 102-UP_SEPARATION_FORCE_XX = 0
450 103-UP_SEPARATION_FORCE_YY = 0
451 104-UP_SEPARATION_FORCE_YZ = 0

```



```

452
453 115-CONTROL_TYPE = 0
454 116-MAX_TVC_X = 0
455 117-MAX_TVC_Y = 8
456 118-MAX_TVC_Z = 8
457 119-MAX_RRAC = 0
458 120-MAX_BRAC = 0
459 121-NUM_RACS = 0
460 122-RACS_X_POS = 0
461 123-TVC_STDDV = 0
462 124-RRAC_STDDV = 0
463 125-BRAC_STDDV = 0
464
465 150-STAGE_DATA_END = -999999
466 ##### STAGE 6 #####
467 # STAGE_NUM = 7
468 00-TYPE = 4
469
470 01-POSITION_POINT_X = 2.0
471 02-POSITION_POINT_Y = 0
472 03-POSITION_POINT_Z = 0
473
474 04-LENGTH = 2
475 05-NOSE_LENGTH = 0.0
476 06-DIAMETER_UPP = 1.8
477 07-DIAMETER_MID = 1.8
478 08-DIAMETER_LOW = 1.8
479 09-LENGTH_RATIO_MID = 0.5
480 10-LENGTH_RATIO_LOW = 1
481
482 11-EMPTY_MASS = 300
483 12-EMPTY_COM = 1.0
484 13-S_JXX = 70.0
485 14-S_JYY = 1400.00
486 15-S_JZZ = 1400.00
487 16-S_JXY = 0
488 17-S_JXZ = 0
489 18-S_JYX = 0
490 19-S_JYZ = 0
491 20-S_JZX = 0
492 21-S_JZY = 0
493
494 22-ASSINTOTIC_COP_RATIO = 0.5
495 23-CD0 = 0.5
496 24-CLOMAX = 0.2
497 25-CL_ALPHA_MAX = 8
498 26-COVERED_BY = 0
499
500 47-MASS_FLOW_RATE_REF = 0
501 48-MASS_FLOW_RATE_DELTA = 0
502 49-MASS_FLOW_START_RATIO = 0
503 50-MASS_FLOW_END_RATIO = 0
504 51-EXIT_PRESSURE = 0
505 52-EXIT_AREA = 0
506 53-NUM_OF_NOZZLES = 0
507 54-NOZZLES_ARM_LENGTH = 0
508 55-EXHAUST_VELOCITY = 0
509
510 71-FUEL_INITIAL_MASS = 0
511 72-FUEL_INITIAL_COM = 0
512 73-FUEL_TANK_LENGTH = 0
513 74-FUEL_TANK_DIAM = 0
514 75-LOX_INITIAL_MASS = 0
515 76-LOX_INITIAL_COM = 0
516 77-LOX_TANK_LENGTH = 0
517 78-LOX_TANK_DIAM = 0

```

```

518
519 95-SEPARATION_DURATION      = 1
520 96-ATTACH_POINT_X          = 0
521 97-ATTACH_POINT_Y          = 0
522 98-ATTACH_POINT_Z          = 0
523 99-LOW_SEPARATION_FORCE_X   = -1
524 100-LOW_SEPARATION_FORCE_Y = 0
525 101-LOW_SEPARATION_FORCE_Z = 0
526 102-UP_SEPARATION_FORCE_XX = 0
527 103-UP_SEPARATION_FORCE_YY = 0
528 104-UP_SEPARATION_FORCE_YZ = 0
529
530 115-CONTROL_TYPE           = 0
531 116-MAX_TVC_X              = 0
532 117-MAX_TVC_Y              = 8
533 118-MAX_TVC_Z              = 8
534 119-MAX_RRAC               = 0
535 120-MAX_BRAC               = 0
536 121-NUM_RACS               = 0
537 122-RACS_X_POS             = 0
538 123-TVC_STDDV              = 0
539 124-RRAC_STDDV             = 0
540 125-BRAC_STDDV             = 0
541
542 150-STAGE_DATA_END         = -999999
543 # END

```

A.2 Dados da Missão

Este é um modelo de dados da missão. A primeira parte configura a condição inicial. Em seguida o programa de atitudes de referência. Na terceira parte uma sequência de ações, incluindo ignição e ejeção de estágios ou corpos, ajuste de potência, etc. Depois dados sobre configuração de ganhos, incluindo intervalos de escalonamento.

```

1 #####
2 #                               MISSION DATA                               #
3 #####
4 #
5 # Base de Guiania:
6 # INITIAL STATE DATA
7 LATITUDE = 5.236
8 LONGITUDE = -52.775
9 ALTITUDE = 0
10 AZIMUTH = -8
11 ELEVATION = 89.99
12 ROLL = 180
13 TOWER_HEIGHT = 30
14 # END OF INITIAL STATE DATA
15 #
16 # ATTITUDE REFERENCE TIMELINE
17 -10 -0.139626 1.56905 3.14159
18 0 -0.139626 1.56905 3.14159
19 1 -0.139626 1.56905 3.14159
20 2 -0.139626 1.56905 3.14159
21 3 -0.139626 1.56905 3.14159
22 4 -0.139626 1.56483 3.14159
23 5 -0.139626 1.51945 3.14159
24
25 ..... # intervalo omitido
26

```

```

27 5945 -0.261799 -0.628319 3.14159
28 5970 -0.261799 -0.628319 3.14159
29 5995 -0.261799 -0.628319 3.14159
30 # END OF ATTITUDE REFERENCE TIMELINE
31 #
32 # ACTION TIMELINE          # a cada instante, uma acao -> 6 = ajustar potencia
33 # TIME - ACTION - STAGE - ACTIVE_CONTROL_STAGE - PHASE_NUM - PHASE_TYPE -> 0 = IGNITION, 1 = SEPARATE
34 -9.9  3 1 0 0 0 0
35 -0.1  0 1 1 0 0 0
36 117   1 1 2 1 0 0
37 117   4 1 2 1 0 0
38 117   3 2 2 1 0 0
39 118   0 2 2 1 0 0
40 220   1 2 3 2 0 0
41 220   4 2 3 2 0 0
42 220   3 3 3 2 0 0
43 243   0 3 3 2 0 0
44 248   1 5 3 3 0 0
45 402   1 3 4 4 1 0
46 402   4 3 4 4 1 0
47 473   3 4 4 4 1 0
48 473   0 4 4 4 1 0
49 473   6 4 4 4 1 1
50 852   6 4 4 4 1 0
51 2438  6 4 4 4 1 1
52 2500  6 4 4 4 1 0
53 2570  1 6 4 4 1 0
54 3140  6 4 4 4 1 1
55 3218  6 4 4 4 1 0
56 5722  6 4 4 4 1 1
57 5761  6 4 4 4 1 0
58 5837  1 7 4 4 1 0
59 # 1465 1 6 4 6 1 0
60 # END OF ACTION TIMELINE
61 #####
62 # CONTROL CONFIG
63 # GAIN CONFIG
64 GAINS_X = 0.45 0.28 0.18 -80
65 GAINS_Y = 0.45 0.28 0.18 -80
66 GAINS_Z = 0.45 0.28 0.18 -80
67 RACS = 1
68 # os ganhor do UIR estao hardcoded
69 # END
70 # CONTROL TIMELINE # isso sao os escalonamentos de ganho (proporcao inicial e final no intervalo)
71 0      1 1
72 117   1 1
73 220   1 1
74 243   1 1
75 248   1 1
76 402   1 1
77 473   1 1
78 852   1 1
79 2438  1 1
80 2525  1 1
81 2570  1 1
82 3140  1 1
83 3218  1 1
84 5722  1 1
85 5784  1 1
86 5837  1 1
87 #END

```

A.3 Dados do Planeta

Os dados abaixo, auto-explicativos, configuram o planeta e a atmosfera.

```

1 # PLANET
2 # Planet earth data
3 # Data must be ordered as in this sample
4 # All data must me present
5 # Lines beggining with "#" are ignored
6 # GENERAL DATA
7 NAME = Earth
8 EQUATORIAL_RADIUS = 6.378137e6
9 PERIOD = 86400
10 ELIPTICITY = 3.35281066474748e-3
11 GM = 3.986004418e14
12 J2 = 1.0826359e-3
13 J3 = 2.532153e-7
14 J4 = 1.6109876e-7
15 # ATMOSPHERIC PARAMS
16 R = 287
17 GAMMA = 1.4
18 G = 9.80665
19 # WIND LAYERS
20 LAYER = 1
21 ALTITUDE = 0
22 VELOCITY = 1.2
23 DIRECTION = -56
24 FLUCTUATION = 1
25 LAYER = 2
26 ALTITUDE = 2000
27 VELOCITY = 6
28 DIRECTION = 181
29 FLUCTUATION = 0.8
30 LAYER = 3
31 ALTITUDE = 6000
32 VELOCITY = 2
33 DIRECTION = 90
34 FLUCTUATION = 0.5
35 LAYER = 4
36 ALTITUDE = 20000
37 VELOCITY = 8
38 DIRECTION = 40
39 FLUCTUATION = 0.2
40 LAYER = 5
41 ALTITUDE = 100000
42 VELOCITY = 27
43 DIRECTION = 0
44 FLUCTUATION = 0.5
45 LAYER = 6
46 ALTITUDE = 9999999
47 VELOCITY = 0
48 DIRECTION = 0
49 FLUCTUATION = 0
50 # END

```