



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Faculdade de Engenharia Mecânica

LUCAS TAVARES SELEGATTO

Análise Dinâmica de um Mecanismo Biela- Manivela com Folgas nas Juntas Pino- Pistão e Pistão-Cilindro

CAMPINAS
2016

LUCAS TAVARES SELEGATTO

Análise Dinâmica de um Mecanismo Biela- Manivela com Folgas nas Juntas Pino- Pistão e Pistão-Cilindro

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica, na Área de Mecânica dos Sólidos e Projeto Mecânico

Orientador: Prof. Dr. Gregory Bregion Daniel

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO
FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO
ALUNO **LUCAS TAVARES SELEGATTO** E
ORIENTADA PELO **PROF. DR GREGORY
BREGION DANIEL**.

**CAMPINAS
2016**

Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s): CAPES, 33003017

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura
Luciana Pietrosanto Milla - CRB 8/8129

Se48a Selegatto, Lucas Tavares, 1991-
Análise dinâmica de um mecanismo biela-manivela com folgas nas juntas pino-pistão e pistão-cilindro / Lucas Tavares Selegatto. – Campinas, SP : [s.n.], 2016.

Orientador: Gregory Bregion Daniel.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Automóveis - Motores - Sistema de lubrificação. 2. Motores de combustão interna. 3. Mecanismo - Projeto. 4. Mancais. 5. Dinâmica. I. Daniel, Gregory Bregion, 1984-. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Dynamic analysis of a slider-crank mechanism with clearances in the piston-pin and piston-cylinder joints

Palavras-chave em inglês:

Automobiles - Engines - Lubrication systems

Internal combustion engines

Mechanism - Design

Bearings

Dynamic

Área de concentração: Mecânica dos Sólidos e Projeto Mecânico

Titulação: Mestre em Engenharia Mecânica

Banca examinadora:

Gregory Bregion Daniel [Orientador]

Pablo Siqueira Meirelles

Flávio Yukio Watanabe

Data de defesa: 14-12-2016

Programa de Pós-Graduação: Engenharia Mecânica

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE SISTEMAS INTEGRADOS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO ACADÊMICO

**Análise Dinâmica de um Mecanismo Biela-
Manivela com Folgas nas Juntas Biela-Pistão
e Pistão-Cilindro**

Autor: Lucas Tavares Selegatto

Orientador: Prof. Dr. Gregory Bregion Daniel

A Banca Examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta Dissertação:

Prof. Dr. Gregory Bregion Daniel
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP/FEM

Prof. Dr. Pablo Siqueira Meirelles
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP/FEM

Prof. Dr. Flávio Yukio Watanabe
Universidade Federal de São Carlos – UFSCAR/DEMec

A ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no processo de vida acadêmica do aluno.

Campinas, 14 de Dezembro de 2016

Dedicado aos queridos e à Carol.

Agradecimentos

Presto aqui uma homenagem às pessoas que contribuíram para esta conquista. Partilho com todas os frutos deste esforço.

Aos meus pais Rita e Antônio e à minha irmã Letícia, pelo encorajamento para prosseguir com os estudos e respeito às minhas escolhas. Agradeço também pelo apoio constante e irrestrito desde sempre, pela convivência íntima e verdadeira que construímos ao longo de toda vida e pelo exemplo de família que representam e que levarei comigo.

À Carol, por estar ao meu lado sempre, mesmo nas dificuldades, imprevistos e obstáculos impostos pelo trabalho. Por acreditar em meu esforço, me motivando a seguir em frente. Pela companhia de todas as horas, pelo carinho e força a mim destinados. Você foi fundamental para esta conquista, por isso te agradeço, com todo o meu amor.

Ao Prof. Dr. Gregory Bregon Daniel, pela orientação de longa data, paciência e disponibilidade inabaláveis. Por todo o conhecimento e ferramentas transmitidos, os quais permitiram o amadurecimento deste trabalho. Pelo auxílio com as dúvidas e dificuldades e, sobretudo, pela amizade, conselhos e exemplo.

Aos amigos do Laboratório de Máquinas Rotativas: Andrei, Augusto, Cássio, Diogo, Douglas, Eline, Felipe, Gabriel, Igor, Laís, Leandro, Leonardo, Letícia, Matheus, Natália Akemi, Natália Tyminsky, Ricardo, Tiago, Thales e aos professores Kátia e Hélio. À todos, pela companhia diária, alegria no ambiente de trabalho e valiosas discussões sobre os mais diversos assuntos.

Aos membros da banca: Prof. Dr. Pablo Siqueira Meirelles, Prof. Dr. Janito Vaqueiro Ferreira, Prof. Dr. Flávio Yukio Watanabe, Prof. Dr. Domingos Alves Rade, pela disponibilidade para participação e pelas valiosas contribuições ao trabalho.

À Capes, pelo apoio financeiro imprescindível para a realização da pesquisa.

À FEM-Unicamp, pela formação de qualidade e estrutura concedida.

Deus dá o frio conforme o cobertor.

Adoniran Barbosa

Resumo

Este trabalho apresenta a modelagem do mecanismo biela-manivela de um motor de combustão interna com folgas nas juntas pino-pistão e pistão-cilindro. Considera-se o preenchimento de óleo em tais folgas, cujo comportamento é avaliado de acordo com a teoria de lubrificação hidrodinâmica de Reynolds, a qual permite o conhecimento do campo de pressão do fluido e, conseqüentemente, das forças que este transmite aos corpos. Para a realização deste cálculo, empregou-se um procedimento numérico de solução, tendo sido feita escolha pelo método dos volumes finitos. Ademais, por meio de um modelo de liberação finita de calor, foi determinada a força proveniente da explosão da mistura ar-combustível no interior dos cilindros, em função da posição angular da manivela. Adicionou-se ainda o efeito do atrito viscoso no pistão, oriundo do cisalhamento do filme de óleo. Assim, estes esforços foram incluídos em um modelo do sistema, obtido pela metodologia da dinâmica de multicorpos, com base na equação de Lagrange. Concluída a caracterização do mecanismo, foram feitas simulações computacionais de seu comportamento em serviço. Primeiramente, foi realizada uma comparação de malhas para obtenção da melhor discretização, considerando o custo computacional empreendido, bem como a acurácia dos resultados. Então, para o mecanismo livre de excitações externas, foi avaliada a influência de parâmetros geométricos das juntas lubrificadas na resposta do sistema. Na sequência, foram introduzidos esforços externos oriundos de dissipação viscosa e da explosão nos cilindros. Para estas simulações, avaliou-se a influência dos parâmetros geométricos sobre as perdas no sistema. Em todas as simulações, as respostas foram analisadas tanto do ponto de vista micro, representado pela órbita do pino e pela trajetória do pistão, quanto do macro, com base na curva de velocidade da manivela, em regime permanente. A partir das simulações com o mecanismo livre, constatou-se que a geometria de cada junta tende a alterar principalmente seu próprio comportamento, havendo pequena influência do pino sobre o pistão. Já para o mecanismo com excitações, observou-se efeitos significativos na junta pino-pistão, causados por mudanças na geometria da junta pistão-cilindro, a qual foi a mais influente sobre as perdas mecânicas do sistema.

Palavras-chave: biela-manivela, folgas, lubrificação hidrodinâmica, pino-pistão, pistão-cilindro.

Abstract

This work presents the modeling of an internal combustion engine's rod-crank mechanism with clearances in the piston-pin and piston-cylinder joints. The oil filling in such clearances is considered, and its behaviour is assessed according to Reynolds hydrodynamic lubrication theory, which allows the determination of the fluid's pressure and, consequently, the forces that it transfers to the components. In order to make these calculations, a numerical solution procedure had been applied and the Finite Volumes Methods was chosen. Moreover, throughout a finite heat release model, the force arising from the explosion of the air-fuel mixture inside the cylinder was evaluated, as a function of the crank angular position. The effect of viscous friction on the piston, due to the oil film shearing, was also added. Thereby, these loads were included in a model of the system, obtained from the multibody methodology, based on Lagrange's energy equation. Once the mechanism description was concluded, some computational simulations of its behaviour in service were performed. Firstly, in order to evaluate the best discretization for the problem, a mesh comparison was performed, regarding the computational cost and the accuracy of the results. Then, the significance of the joint's geometric parameters over the system response was analyzed through simulations without external excitations. Afterwards, the effects of viscous friction and explosion force on the piston were introduced, and the influence the geometric parameters of the joints over the power losses of the system could be investigated. In all the simulations executed, the results were inspected from both micro and macro points of view, which were represented, respectively, by the pin and piston trajectories and by the velocity curve of the crank, in a steady state condition. From the simulations with the forces-free system, it was confirmed that the geometric features of the joints affected primarily their own response, with a small influence of the pin over the piston. With the inclusion of external forces, important effects were perceived on the piston-pin joint, due to changes in geometric parameters of the piston-cylinder joint, which was the most influent on the system's mechanical energy losses.

Key words: rod-crank, clearances, hydrodynamic lubrication, piston-pin, piston-cylinder.

Lista de ilustrações

Figura 3.1: Motor de combustão interna alternativo de ignição por centelha (Ford, 2000).	39
Figura 3.2: Montagem do conjunto virabrequim, bielas e pistões (MR Automotivo, 2014). ..	39
Figura 3.3: Bloco do motor, com destaque para um de seus cilindros (MR Automotivo, 2015).	40
Figura 3.4: Representações da câmara de combustão e comando de válvulas. (a) Sistema completo com virabrequim e bielas (Mahle, 2009). (b) Detalhe de um dos conjuntos pistão-cilindro e válvulas (Adaptado de Descarbonizadoras, 2016).	41
Figura 3.5: Representação do ciclo mecânico de um pistão para um motor de quatro tempos (Adaptado de Abekwar, 2013).....	43
Figura 3.6: Diagramas do ciclo de ar-padrão Otto para análise termodinâmica. (a) Pressão por volume. (b) Temperatura por entropia.....	44
Figura 3.7: Esquema do mecanismo biela-manivela para cálculo do volume instantâneo da câmara de combustão.....	49
Figura 3.8: Pressão na câmara de combustão para um ciclo do pistão.....	51
Figura 4.1: Esquema do mecanismo biela manivela apresentando as juntas lubrificadas e o sistema de referência adotado na análise.	56
Figura 4.2: Corte de um pistão automotivo destacando os furos de inserção do pino. Adaptado de Mahle, 2015/2016.	57
Figura 4.3: Esquemas do mancal da junta pino-pistão. (a) Configuração com pino centralizado. (b) Pino em uma posição qualquer.	57
Figura 4.4: Representação do pistão automotivo e suas principais partes.....	58
Figura 4.5: Representações da saia do pistão e suas dimensões características. (a) Vista superior. (b) Corte AA.....	59
Figura 4.6: Apresentação dos deslocamentos possíveis da saia do pistão no interior do cilindro. (a) Plano XY. Plano XZ.	60
Figura 4.7: Representação da malha de volumes finitos, com destaque para um volume qualquer e suas fronteiras.	62

Figura 4.8: Vistas de topo dos mancais. (a) Junta pino-pistão. (b) Junta pistão-cilindro.....	66
Figura 4.9: Escoamento laminar entre placas paralelas infinitas com distribuição linear de velocidade.....	68
Figura 5.1: Esquema do mecanismo biela manivela de 5GDL.	71
Figura 5.2: Representação dos sistemas de referência locais utilizados na descrição dos centros de massa dos componentes. (a) Manivela. (b) Biela. (c) Pistão.	73
Figura 5.3: Diagrama de corpo livre do subsistema manivela biela.....	87
Figura 5.4: Diagrama de corpo livre da saia do pistão.	92
Figura 5.5: Esquema da geometria da saia do pistão para cálculo das coordenadas de atuação das forças do mancal.....	97
Figura 6.1: Fluxograma de cálculo para realização das simulações.....	102
Figura 6.2: Órbitas do pino para diferentes malhas de volumes finitos.	107
Figura 6.3: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes malhas de volumes finitos.	107
Figura 6.4: Posições angulares do pistão para diferentes malhas de volumes finitos.	108
Figura 6.5: Velocidade da manivela para diferentes malhas de volumes finitos.	108
Figura 6.6: Órbita do pino para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).	110
Figura 6.7: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).	111
Figura 6.8: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).	111
Figura 6.9: Velocidade da manivela para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).	112
Figura 6.10: Órbita do pino para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).	114
Figura 6.11: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).	115

Figura 6.12: Posições angulares do pistão para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).....	115
Figura 6.13: Velocidade da manivela para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).	116
Figura 6.14: Órbitas do pino diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).....	117
Figura 6.15: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).	118
Figura 6.16: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).....	118
Figura 6.17: Velocidade da manivela para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).	119
Figura 6.18: Comparação de forças tangenciais para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).	120
Figura 6.19: Órbitas do pino diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).	121
Figura 6.20: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).	121
Figura 6.21: Posições angulares do pistão para diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).	122
Figura 6.22: Velocidade da manivela para diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).	122
Figura 6.23: Órbita do pino para diferentes folgas máximas da saia em relação ao cilindro (mecanismo com excitação). (a) 30µm. (b) 40µm. (c) 50µm.	125
Figura 6.24: Trajetória do centro do furo do pistão para diferentes folgas máximas da saia em relação ao cilindro (mecanismo com excitação). (a) 30µm. (b) 40µm. (c) 50µm.	127
Figura 6.25: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes folgas máximas da saia (mecanismo com excitação).	127
Figura 6.26: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga máxima da saia em relação ao cilindro (mecanismo com excitação).....	128

Figura 6.27: Velocidades angulares da manivela para diferentes folgas máximas da saia do pistão (mecanismo com excitação).....	129
Figura 6.28: Detalhes das curvas de velocidade angular da manivela para diferentes folgas máximas da saia do pistão (mecanismo com excitação). (a) 30 μ m. (b) 40 μ m. (c) 50 μ m.	129
Figura 6.29: Detalhamento da curva de velocidade da manivela considerando os esforços externos para a folga máxima do pistão de 40 μ m.	131
Figura 6.30: Órbitas do pino para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação). (a) 10 μ m. (b) 15 μ m. (c) 20 μ m.	133
Figura 6.31: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação). (a) 10 μ m. (b) 15 μ m. (c) 20 μ m.....	133
Figura 6.32: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação).....	134
Figura 6.33: Posições angulares do pistão para diferentes curvaturas da saia (mecanismo com excitação).....	134
Figura 6.34: Detalhes das curvas de velocidade angular da manivela para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação). (a) 10 μ m. (b) 15 μ m. (c) 20 μ m.	135
Figura 6.35: Velocidades angulares da manivela para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação).....	135
Figura 6.36: Órbitas do pino para diferentes valores de sua folga radial em relação ao pistão.	137
Figura 6.37: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores da folga do pino.	137
Figura 6.38: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga máxima do pino em relação à saia.....	138
Figura 6.39: Velocidades angulares da manivela para diferentes valores de folga do pino...	138
Figura 6.40: Órbitas do pino para diferentes valores da razão L/D.....	140
Figura 6.41: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores da razão L/D. ..	141
Figura 6.42: Posições angulares do pistão para diferentes valores da razão L/D.....	141
Figura 6.43: Velocidades angulares da manivela para diferentes valores da razão L/D.	142

Lista de Tabelas

Tabela 6.1: Parâmetros fixos nas simulações do mecanismo	104
Tabela 6.2: Parâmetros geométricos das juntas utilizados nas comparações de malhas.....	106
Tabela 6.3: Tempos de processamento para as comparações de malha.	108
Tabela 6.4: Parâmetros geométricos das juntas lubrificadas e valores simulados.	110
Tabela 6.5: Voltas completas da manivela para diferentes valores de folga máxima.	130
Tabela 6.6: Voltas completas da manivela para diferentes valores de ΔCr	136
Tabela 6.7: Voltas completas da manivela para diferentes valores de folga do pino.....	139
Tabela 6.8: Voltas completas da manivela para diferentes valores da razão L/D.	142

Nomenclatura

Letras latinas

a	Parâmetro de eficiência de Wiebe	
A	Posição angular da biela	[rad]
A, a	Direção axial	
B	Razão entre os comprimentos da biela e da manivela	
B	Termo fonte da equação de Reynolds	[Pa.m ³]
C	Desalinhamento do pistão	[m]
C, c	Direção circunferencial	
C	Coeficiente de pressão do volume de controle	[m ³]
c	Calor específico	[J/gK]
C_r	Folga radial	[m]
d	Operador diferencial total	
∂	Operador diferencial parcial	
D	Diâmetro do pistão	[m]
e	Excentricidade do mancal	[m]
E	Energia	[J]
F	Força	[N]
g	Aceleração da gravidade terrestre	[m/s ²]
h	Espessura do filme de óleo nos mancais	[m]
H	Altura da saia do pistão	[m]
H_{var}	Braço de alavanca em relação à posição do pino na saia do pistão	[m]
i	Índice relativo à direção circunferencial	
I	Momento de inércia	[kg.m ²]
j	Índice relativo à direção axial	
K	Coeficiente de velocidade do mecanismo	
$[K_c]$	Matriz dos coeficientes de velocidade do sistema	
L	Comprimento da biela	[m]
L	Coeficiente de aceleração do mecanismo	
M, m	Massa	[kg]

M_{exp}	Momento da força de explosão	[N.m]
n	Fator de forma de Wiebe para a câmara de combustão	
N	Quantidade de volumes finitos na malha	
P	Pressão	[Pa]
Q	Calor	[J]
Q	Força generalizada	[N]
q	Posição angular da manivela	[rad]
$\{\dot{q}_j\}$	Vetor de velocidades independentes	
R	Comprimento da manivela	[m]
r	Taxa de compressão	
R_g	Constante do gás ideal	[J/gK]
s	Curso do pistão	[m]
T	Temperatura	[K]
T	Energia cinética	[J]
t	Tempo	[s]
t	Direção da reta tangencial no mancal	
U	Velocidade relativa tangencial na interface do mancal	[m/s]
U, V	Semieixos do sistema de referência local	
U_G, V_G	Coordenadas do centro de massa no referencial local	[m]
V	Volume	[m ³]
V	Velocidade relativa axial na interface do mancal	[m/s]
V	Energia potencial	[J]
W	Trabalho	[J]
X, Y, Z	Coordenadas do no sistema de referência inercial	[m]
x	Fração da combustão	

Letras gregas

α_y	Deslocamento angular do pistão em relação ao eixo Y	[rad]
α_y	Deslocamento angular do pistão em relação ao eixo Z	[rad]
γ	Razão de calores específicos	

δ	Operador virtual (para um instante nulo de tempo)	
Δ	Operador de diferença finita de uma propriedade	[m]
θ	Coordenada circunferencial do mancal com origem na reta radial	[rad]
μ	Viscosidade absoluta	[Pa.s]
π	Razão entre perímetro e diâmetro de uma circunferência	
Σ	Operador de somatório	
τ_{res}	Torque resistivo na manivela	[N.m]
τ_{xy}	Tensão de cisalhamento no filme de óleo	[Pa]
ϕ	Ângulo de atitude	[rad]

Subscrito

<i>at</i>	Relativo ao atrito
<i>B, b</i>	Relativo à biela
<i>cinética</i>	Relativo à parcela de energia de origem cinética
<i>comb</i>	Relativo à combustão
<i>d</i>	Deslocado
<i>E, e</i>	Relativo à direção leste na malha de volumes finitos
<i>exp</i>	Relativo à explosão da mistura ar-combustível no motor
<i>f</i>	Relativo ao furo de inserção do pino no pistão
<i>h</i>	Hidrodinâmico(a)
<i>in</i>	Relativo à entrada de calor no volume de controle
<i>interna</i>	Relativo à parcela de energia de origem interna
<i>M</i>	Relativo à manivela
<i>máx</i>	Relativo ao valor máximo
<i>mín</i>	Relativo ao valor mínimo
<i>N, n</i>	Relativo à direção norte na malha de volumes finitos
<i>p</i>	Condição de pressão constante
<i>P</i>	Relativo ao ponto central da malha de volumes finitos
<i>p, pino</i>	Relativo ao pino
<i>potencial</i>	Relativo à parcela de energia de origem potencial
<i>PT, pistão</i>	Relativo ao pistão

r	Relativo à direção radial
res	Resistivo
S, s	Relativo à direção sul na malha de volumes finitos
t	Relativo à direção tangencial
$topo$	Relativo ao topo do pistão, em que atua a força de explosão
v	Condição de volume constante
vol, v	Relativo a um volume finito da malha
W, w	Relativo à direção oeste na malha de volumes finitos
x	Relativo à direção X do sistema inercial
$Xb1$	Coeficiente de X_b em relação à coordenada generalizada q
$Xb2$	Coeficiente de X_b em relação à coordenada generalizada A
$Xm1$	Coeficiente de X_m em relação à coordenada generalizada q
xp	Relativo à direção X no mancal pino-pistão
$Xp1$	Coeficiente de X_p em relação à coordenada generalizada q
$Xp2$	Coeficiente de X_p em relação à coordenada generalizada A
$Xp3$	Coeficiente de X_p em relação à coordenada generalizada X_f
$Xpt1$	Coeficiente de X_{pt} em relação à coordenada generalizada q
$Xpt2$	Coeficiente de X_{pt} em relação à coordenada generalizada A
$Xpt3$	Coeficiente de X_{pt} em relação à coordenada generalizada X_f
$Xpt4$	Coeficiente de X_{pt} em relação à coordenada generalizada Y_f
$Xpt5$	Coeficiente de X_{pt} em relação à coordenada generalizada α_z
y	Relativo à direção Y do sistema inercial
$Yb1$	Coeficiente de Y_b em relação à coordenada generalizada q
$Yb2$	Coeficiente de Y_b em relação à coordenada generalizada A
$Ym1$	Coeficiente de Y_m em relação à coordenada generalizada q
yp	Relativo à direção Y no mancal pino-pistão
$Yp1$	Coeficiente de Y_p em relação à coordenada generalizada q
$Yp2$	Coeficiente de Y_p em relação à coordenada generalizada A
$Yp3$	Coeficiente de Y_p em relação à coordenada generalizada X_f
$Ypt1$	Coeficiente de Y_{pt} em relação à coordenada generalizada q
$Ypt2$	Coeficiente de Y_{pt} em relação à coordenada generalizada A
$Ypt3$	Coeficiente de Y_{pt} em relação à coordenada generalizada X_f

Y_{pt4}	Coeficiente de Y_{pt} em relação à coordenada generalizada Y_f
z	Relativo à direção Z do sistema inercial

Sobrescrito

.	Indica a primeira derivada em relação ao tempo
..	Indica a segunda derivada em relação ao tempo
nc	Não conservativo
t	Transposto

Siglas e abreviações

ABMA	American Bearing Manufacturers Association
CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
CG	Centro de gravidade
DSI	Departamento de Sistemas Integrados
FEM	Faculdade de Engenharia Mecânica
GDL	Grau de liberdade
UNICAMP	Universidade Estadual de Campinas

Sumário

1. Introdução.....	22
2. Revisão da literatura.....	25
3. Aspectos de um motor de combustão interna.....	37
3.1. Descrição de componentes: motor alternativo de ignição por centelha.....	38
3.2. Descrição do ciclo Otto.....	42
3.3. Modelagem da força de explosão	45
4. Modelos das juntas lubrificadas	53
4.1. Equação de Reynolds.....	53
4.2. Características geométricas das juntas.....	55
4.2.1. Junta pino-pistão.....	56
4.2.2. Junta pistão-cilindro	58
4.3. Solução da equação de Reynolds.....	61
4.3.1. Aplicação do Método dos Volumes Finitos	61
4.3.2. Cálculo das forças hidrodinâmicas nas juntas	66
4.3.3. Tratamento do atrito	67
5. Modelagem do sistema mecânico	70
5.1. Análise cinemática.....	74
5.1.1. Coordenadas secundárias.....	74
5.1.2. Ponto de interesse: centro de massa da manivela	77
5.1.3. Ponto de interesse: centro de massa da biela.....	78
5.1.4. Ponto de interesse: centro de massa do pistão.....	80
5.2. Análise dinâmica.....	82
5.2.1. Subsistema manivela-biela	83
5.2.2. Subsistema pistão	89
6. Resultados e discussão	101
6.1. Descrição do algoritmo e parâmetros de entrada.....	101
6.2. Avaliação das malhas de volumes finitos	105
6.3. Influência da geometria das juntas no mecanismo livre	109
6.3.1. Avaliação de $Cr_{máx}$	110
6.3.2. Avaliação de ΔCr	114
6.3.3. Avaliação de Cr_{pino}	117
6.3.4. Avaliação da razão L/D	120
6.4. Influência da geometria das juntas no mecanismo com excitação externa.....	124

6.4.1.	Avaliação de $Cr_{\text{máx}}$	124
6.4.2.	Avaliação de ΔCr	132
6.4.3.	Avaliação de Cr_{pino}	136
6.4.4.	Avaliação da razão L/D	139
7.	Conclusões e sugestões para trabalhos futuros	144
7.1.	Conclusões	144
7.2.	Sugestões para trabalho futuros	147
	Referências bibliográficas	148

1. Introdução

A inerente competitividade industrial tem sido um importante agente motriz do avanço científico. A constante busca pela dominância de mercado e preferência dos consumidores pressiona o ramo de pesquisa e desenvolvimento a otimizar, incessantemente, um dado projeto, expandindo, por conseguinte, a fronteira do estado da arte em engenharia.

No centro deste modelo econômico, em que um produto tem sua substituição definida não mais por sua vida útil, mas pela obsolescência perante os concorrentes, destaca-se a indústria automobilística, que apesar de ter tido sua consolidação já na primeira metade do século XX, desempenha, ainda hoje, um papel vanguardista no aperfeiçoamento de máquinas e componentes.

Com o passar dos anos, diversos objetivos sucederam-se na condição de alvo dos engenheiros e projetistas. Inicialmente, o luxo e a ostentação agregados à posse de um veículo impulsionaram a emergência de itens de decoração e conforto. Em seguida, a demanda por desempenho, traduzido em potência e velocidade, esteve em voga. Mais recentemente, a necessidade de projetos robustos, adaptados ao dinamismo da vida urbana, referenciou avanços significativos. No tempo atual, tem-se observado uma exigência de automóveis aliados às ideias de sustentabilidade, dentre as quais se sobressaem a redução do consumo de combustível e da emissão de poluentes, além da economia de recursos.

Tanto os novos quanto os antigos interesses do público e, conseqüentemente, das montadoras, trouxeram alterações importantes a diferentes sistemas do veículo, com destaque para o principal deles, o motor.

A despeito da aparição de carros elétricos e de pesquisas com novas matrizes energéticas para o segmento, tais como as células de hidrogênio, os motores a combustão interna ainda exercem dominância inquestionável como fornecedores de potência para o deslocamento de automóveis. Sob essa ótica, o estudo direcionado ao aperfeiçoamento dessas máquinas é constante.

Dentre os diversos focos de análise de motores a combustão, as perdas, isto é, o dispêndio de energia em atividades não úteis ao funcionamento do sistema, são de suma importância, sendo o atrito o principal fenômeno associado à ocorrência de tais perdas.

Em um equipamento composto por uma grande quantidade de partes móveis, como é o caso dos motores, sendo que muitas delas desenvolvem deslocamentos relativos entre si, a

presença de atrito é frequente, sendo responsável por drenar uma importante quantidade energética que poderia ser revertida ao carro, bem como ocasionar eventuais desgastes e falhas, em virtude do contato metálico. Tais malefícios são amenizados pelo correto funcionamento do sistema de lubrificação, que além de proteger as peças, reduzindo atrito e desgaste, é vital para limpeza do conjunto e arrefecimento.

Os pontos-chave na atividade do lubrificante, não só em um motor de combustão interna, mas em quaisquer equipamentos mecânicos, são a geometria da interface entre os corpos e a disponibilidade de fluido, sendo que apenas a primeira é avaliada no presente trabalho, de acordo com a teoria aplicada a mancais hidrodinâmicos.

Quando a interface do mancal restringe por demais o espaço preenchido pelo lubrificante, pode haver um aumento significativo do atrito, em virtude das elevadas forças de cisalhamento do fluido. Por outro lado, em um mancal com grandes folgas, é provável que o óleo não gere sustentação suficiente para manter os componentes separados, podendo acarretar contato entre eles e, conseqüente desgaste. Portanto, é preciso que se busque um equilíbrio entre estes efeitos, projetando as geometrias de maneira otimizada.

Dentre as interfaces lubrificadas que compõem um motor a combustão, as que operam em condições mais críticas de velocidade e esforços são as juntas pino-pistão e pistão-cilindro, que estão inseridas no mecanismo biela-manivela do motor, o qual é responsável por converter um movimento oscilatório de translação em um de rotação.

Assim, este mecanismo é objeto de estudo deste trabalho, no que concerne a seu comportamento dinâmico em serviço, o qual sofre influência da lubrificação das juntas. Para realização desta análise, um modelo matemático do sistema foi construído de acordo com a metodologia da dinâmica de multicorpos. Suas equações de movimento foram determinadas com base na expressão de Lagrange, que aplica um método de energia em casos com múltiplos graus de liberdade. Já os esforços nas interfaces lubrificadas, os quais consistem no acoplamento entre a biela e o pistão e entre o pistão e o cilindro, foram avaliados de acordo com a teoria de lubrificação hidrodinâmica de Reynolds, cuja equação foi solucionada utilizando-se o Método dos Volumes Finitos, uma vez que a obtenção de uma resposta analítica não era possível.

Assim, a presente dissertação fora particionada em alguns tópicos, apresentados nos capítulos subsequentes, cujo conteúdo é exposto a seguir.

No segundo capítulo, é feita uma revisão da literatura até o estado da arte do assunto, contemplando conceitos de lubrificação e análise dinâmica de mecanismos, e encerrando com a contextualização deste estudo dentre as pesquisas na área.

No capítulo 3, são relatados os aspectos principais de um motor de combustão interna. Primeiramente, seus componentes são apresentados, com destaque para o virabrequim, bielas e pistões, que compõem o mecanismo biela-manivela descrito. Em seguida, é exposta uma abordagem do ponto de vista do ciclo termodinâmico desempenhado pelo motor, e finalmente, é descrito um procedimento para estimar a força oriunda da queima da mistura ar-combustível no interior dos cilindros.

Já no capítulo 4, é descrita a teoria de lubrificação de Reynolds, assim como o modo de aplicá-la aos mancais das juntas pino-pistão e pistão-cilindro. Além da descrição geométrica de tais juntas, discute-se ainda a solução das equações por volumes finitos e o cálculo das forças hidrodinâmicas e de atrito.

O capítulo 5 encerra a parte teórica da dissertação, apresentando a dedução das equações de movimento do mecanismo, iniciando com uma análise cinemática e chegando à descrição dinâmica.

O capítulo 6 apresenta os resultados obtidos por meio de simulações numéricas do comportamento dinâmico do mecanismo, comparando diferentes conjuntos de parâmetros geométricos, físicos e numéricos. Já o sétimo e último capítulo sumariza as principais conclusões obtidas, bem como estabelece um panorama de possibilidades futuras de pesquisa a partir do tema apresentado.

Portanto, é pertinente afirmar que o presente trabalho contribui na modelagem do mecanismo biela-manivela de um motor de combustão interna, sob efeito de lubrificação hidrodinâmica. Seu objetivo principal é avaliar a influência da lubrificação sobre a dinâmica do sistema, verificando como as juntas (pino-pistão e pistão-cilindro) interferem nas respostas micro e macro do sistema bem como nas perdas mecânicas

2. Revisão da literatura

A realização de uma determinada tarefa de interesse por um equipamento mecânico demanda, em inúmeras situações, o acoplamento de diversos componentes, cada qual munido de entradas e saídas de força, torque, velocidade, etc. Em um processo de execução de trabalho, pode ainda haver a necessidade de deslocamento relativo entre componentes distintos para que se obtenha o resultado esperado. Desse modo, é preciso que haja uma interface de diferenciação entre tais componentes, a qual delimite o espaço físico de cada um, e ainda assim, permita que se movimentem, restringindo alguns graus de liberdade e, concomitantemente, mantendo outros livres. Inseridos nesse panorama, surgem os mancais, descritos por Norton (2004) como elementos que compõem a interface supracitada, concedendo movimento relativo de rotação ou translação entre as partes, por meio de rolamento ou deslizamento.

Apesar de o jargão industrial tender a rotular de mancal apenas um grupo restrito de componentes, sua definição e gama de aplicações são extremamente abrangentes e sua origem remonta às primeiras civilizações humanas. Os egípcios utilizavam toras de madeira rolantes para transporte de grandes cargas; há registros de navios romanos com mesas rotativas suportadas por esferas; Leonardo Da Vinci e Galileu Galilei já apresentaram descrições de elementos rolantes em seus projetos visando a diminuição do atrito (ABMA, 2016).

Todos os exemplos citados anteriormente utilizavam-se de rotação para compor a interface entre os componentes. Embora o emprego de elementos rolantes de contato tenha tido início anterior à era Cristã (ABMA, 2016), a teoria descritiva desse processo teve sua formalização apenas com os estudos de Heinrich Hertz (1881) a respeito do contato entre corpos elásticos de superfícies curvas. Além da explicação sobre a geometria do contato, Hertz também definiu um método matemático de cálculo da tensão na interface dos sólidos.

Demandavam-se, constantemente, novos meios de redução de atrito, o qual era, e ainda é, um dos principais fenômenos responsáveis por perdas energéticas em componentes mecânicos. Com o desenvolvimento tecnológico, principalmente à época da primeira Revolução Industrial, a substituição de elementos rolantes por sistemas de escorregamento mostrou-se viável em diversas aplicações. Neste contexto, tiveram início estudos focados em lubrificação por filme de óleo, a qual se mostrou uma interessante alternativa no suporte de cargas em rotores, além de prover uma redução considerável do atrito nas partes móveis. A evolução de tais estudos consolidou o que se nomeia hoje de Tribologia, um ramo da engenharia dedicado ao entendimento do atrito, da lubrificação e de seus fenômenos.

O crescente emprego de lubrificantes líquidos impulsionou diversos pesquisadores a aprofundarem-se nesse conteúdo. A descrição do comportamento de fluidos havia tido importante avanço na primeira metade do século XIX, com os trabalhos de Navier (1822) e Stokes (1845), que desenvolveram um conjunto de equações diferenciais capazes de descrever o escoamento de fluidos e determinar seus campos de pressão e velocidade.

Posteriormente, algumas investigações práticas acerca do modo como a lubrificação ocorre foram realizadas. Entre 1883 e 1891, o inglês Beauchamp Tower publicou uma série de quatro relatórios na *"Institution of Mechanical Engineers"* sobre os experimentos que conduziu em mancais hidrodinâmicos. Ele constatou que em rotação e com quantidade suficiente de lubrificante, um eixo encontrava-se totalmente separado da caixa do mancal que o suportava e que o filme de fluido era submetido à alta pressão. Em seguida, por meio de medições em experimentos, Tower foi capaz de construir uma curva que descrevesse como a pressão no filme variava ao longo da direção circunferencial do mancal. Esta foi integrada graficamente na área suportada do rotor e percebeu-se que a força resultante obtida era muito próxima da carga real atuando sobre ele. Além das contribuições de Tower, deve-se destacar também os testes conduzidos por Petroff, na Rússia. Ambos os pesquisadores trabalharam de forma simultânea e independente, obtendo êxito em averiguar, experimentalmente, as condições de lubrificação hidrodinâmica (Pinkus, 1987).

A base teórica por trás dos resultados de Tower e Petroff foi desenvolvida por Osborne Reynolds. Em seu trabalho, de 1886, o pesquisador inglês propõe, com base em simplificações feitas na formulação de Navier-Stokes, equações diferenciais que descrevessem o perfil de pressão de um fluido entre duas superfícies móveis. As conclusões de Reynolds marcaram um divisor de águas no progresso da teoria de lubrificação, uma vez que sua aplicação em mancais hidrodinâmicos era imediata, permitindo o conhecimento do campo de pressão de óleo em ambas as direções (radial e circunferencial).

Os estudos de Reynolds abriram caminho para uma série de avanços posteriores. Petroff (1912), que havia se destacado por seus experimentos contemporâneos aos de Tower, publicou um dos primeiros estudos sobre atrito hidrodinâmico. Com base nas premissas de concentricidade do eixo, baixa carga nos mancais, preenchimento completo da folga com filme de óleo e vazamento desprezível, ele obteve um coeficiente de atrito hidrodinâmico entre o rotor e o fluido. Apesar da consideração inicial, a formulação proposta mostrou-se satisfatória mesmo para eixos não concêntricos, permitindo que se calculasse o torque de entrada necessário para que o eixo vencesse o atrito do lubrificante.

É fato que a despeito dos avanços experimentais e teóricos em modelagem de mancais hidrodinâmicos, a tecnologia da época, principalmente no que concerne à capacidade de cálculo e processamento, gerava um grande entrave na aplicação dos conceitos difundidos por Reynolds. No entanto, isto motivou cientistas a buscarem simplificações para a formulação. Já em 1904, Sommerfeld obteve uma solução fechada para a equação de Reynolds, considerando a condição de mancais longos, ou seja, cujo comprimento axial é superior a quatro vezes o diâmetro (Frene *et al.* 1997). Esta simples hipótese tornava desprezível o gradiente de pressão axial, por considerar nulo o fluxo nesta direção.

O desenvolvimento de uma solução fechada para a equação de Reynolds dependia não apenas de hipóteses simplificadoras coerentes, mas também de condições de contorno apropriadas. Sommerfeld considerava que não havia ruptura de filme no interior do mancal, permitindo o surgimento de pressões manométricas negativas. Em 1921, Gümbel propôs uma condição de cavitação que igualava as pressões negativas a zero, por considerar a ruptura do filme de óleo na posição de mínima espessura do lubrificante. Vale ressaltar que o termo ruptura não denota a separação por completo do filme lubrificante, criando uma região totalmente desprovida de óleo. O que ocorre, na verdade, é a formação de faixas estreitas de líquido (*'fingers'*) separadas por fases de vapor e gás. Tais faixas são responsáveis por manter a continuidade do fluxo mássico de óleo (Zhang e Meng, 2012). Esta premissa, também conhecida como meia condição de Sommerfeld, ainda é extensivamente aplicada em problemas que exijam solução analítica para o perfil de pressão (Dowson e Taylor, 1979).

Ainda para o caso de mancais longos, deve-se destacar o trabalho desenvolvido por Taylor (1923). O pesquisador inglês conduziu um estudo pioneiro sobre estabilidade de um fluido confinado entre dois cilindros concêntricos com movimento rotativo, sendo capaz de prever a velocidade que tornaria o escoamento de Couette instável. Tais previsões foram confirmadas em um experimento visual, por meio da injeção de corante em pontos específicos do cilindro interno e da construção do cilindro externo com material transparente.

Os estudos sobre instabilidade do fluido, perfil de pressão do óleo e cargas suportadas pelos mancais trouxeram à tona o fato de que estes poderiam ter influência sobre o comportamento do sistema rotativo, não constituindo suportes perfeitamente rígidos. Surgiu, assim, a necessidade de incluí-los na modelagem dinâmica do sistema ao qual pertenciam. Stodola (1925) e Hummel (1926) propuseram esta inclusão por meio de coeficientes equivalentes de rigidez e amortecimento que simulassem os efeitos dos mancais, objetivando o aperfeiçoamento do cálculo da velocidade crítica de um rotor, conforme exposto por Tuckmantel (2010).

Com a crescente demanda industrial, surge uma vertente de pesquisa voltada à concepção de máquinas. Um dos primeiros estudiosos a atuar no projeto de mancais foi Michell. Dentre suas contribuições, merece destaque a patente de um mancal hidrodinâmico segmentado (“*tilting pads*”), já em 1905. Tal dispositivo apresenta superfície descontínua, criando uma multiplicidade de cunhas de óleo, em vez de uma única, como se observa em mancais cilíndricos. (Fast, 1941). Michell ressaltava a importância dos mancais na redução de perdas mecânicas, oriundas primordialmente de atrito no contato das partes móveis, associando a eficiência geral do equipamento à qualidade de seus mancais. Isto porque ao reduzir-se a energia dissipada na execução de movimentos relativos, poder-se-ia aproveitar essa quantidade energética para a realização de trabalho útil ao processo (Norton, 2004).

Já na década de quarenta, no período pós guerra, as pesquisas em lubrificação ampliaram-se, principalmente com o trabalho de Fogg (1946), que descreveu um efeito denominado ‘cunha térmica’. Este caracterizava um fenômeno pelo qual o fluido, ao ser aquecido em serviço, tinha sua distribuição de velocidade modificada para um perfil similar ao de uma superfície convergente, ou seja, uma cunha de óleo, conforme relatado por Seireg (1998). Os estudos de Fogg motivaram Cope (1948) a redefinir as equações básicas de lubrificação de modo a levar em conta não apenas o perfil de pressão, mas também o de temperatura, permitindo haver variações de viscosidade e densidade do fluido, as quais eram assumidas constantes na formulação original de Reynolds (Dowson, 1962). A partir daí, abre-se um ramo de pesquisa denominado de lubrificação termohidrodinâmica.

Mesmo com um leque maior de opções em pesquisa, a exemplo da inclusão dos mancais na modelagem dinâmica dos sistemas, dos efeitos térmicos atuantes no lubrificante e das teorias de projeto, até então, os mancais longos haviam sido mais profundamente abordados, como visto nos trabalhos de Sommerfeld e Taylor. Todavia, estes possuíam limitações de uso, sendo a principal delas a impossibilidade de se reduzir sua folga radial de trabalho, uma vez que pequenos desalinhamentos, deflexões ou deslocamentos angulares rompiam o filme de óleo lubrificante, acarretando contato metálico entre as superfícies. Destarte, cientistas voltaram seus olhos para os mancais curtos e, em 1952, Ocvirk propôs uma solução fechada para a equação de Reynolds considerando uma simplificação análoga a de Sommerfeld, mas desta vez desprezando o fluxo circunferencial, por julgá-lo muito menor do que o axial em um mancal curto. No ano seguinte, Ocvirk e DuBois (1953) publicaram um trabalho em que, fazendo uso da aproximação para mancais curtos, determinaram um adimensional que correlacionava a carga à qual o mancal pudesse ser submetido e sua razão de excentricidade. À época, o parâmetro fora intitulado de ‘número de carga’. Atualmente, é conhecido por número de Ocvirk

e constitui um importante fator de projeto. Posteriormente, em 1958, novamente Ocvirk e DuBois apresentaram um estudo focado em mancais curtos. Desta vez, incluíram a espessura mínima de filme como uma variável básica, além da folga radial e da razão de excentricidade, com intuito de caracterizar o desempenho do mancal, no que concerne à capacidade de carga e ao atrito hidrodinâmico.

A década de 1950 marcou um grande avanço científico, uma vez que o advento de computadores facilitou o uso de métodos numéricos em problemas cuja solução analítica era inviável ou mesmo impossível. No campo da lubrificação, merecem destaque os trabalhos de Pinkus, que permitiram o cálculo das forças hidrodinâmicas para diversas aplicações e tipos de mancais. Em 1956, Pinkus aplicou o método de diferenças finitas com sucesso na resolução da equação de Reynolds para um mancal elíptico finito. Neste período, já eram conhecidos diversos tipos de mancais, além do tradicional cilíndrico, desenvolvidos com intuito de melhorar a capacidade de carga, reduzir as perdas e, principalmente, melhorar a estabilidade dos sistemas. Em 1959, após ter abordado o mancal elíptico, Pinkus aplicou seu método de solução em um mancal trilobular. Mais tarde, em 1961, Pinkus e Sternlicht escreveram um livro sobre a teoria da lubrificação hidrodinâmica. Neste completo estudo, são apresentados aspectos de fluxo e lubrificantes, aproximações para mancais, tipos de dispositivos e cargas, análises de estabilidade, procedimentos experimentais, além de soluções analíticas e numéricas para mancais finitos sob diferentes condições de operação e hipóteses adotadas.

Como visto, nota-se a existência de uma vasta gama de aplicações em mancais, tanto no que diz respeito ao tipo do equipamento quanto à condição de trabalho. Cada uma destas particularidades era avaliada com uma forma específica da equação de Reynolds, de acordo com as premissas escolhidas. Muitas vezes, essa multiplicidade de formas iniciais da equação causava impressões errôneas sobre a influência de cada parâmetro físico no perfil de pressão obtido. Esse fato motivou Dowson, em 1962, a buscar uma forma generalizada da equação, válida sob poucas restrições e que pudesse ser reduzida à qualquer uma das formas particulares já empregadas.

Ainda na década de 1960, é oportuno destacar as contribuições de Orcutt *et al.* (1964 e 1965), que focaram suas pesquisas nos tipos de escoamento do filme de lubrificante (laminar, transitório e turbulento) e nas implicações que eles teriam na operação dos sistemas. Neste período, apresentaram uma teoria voltada para a lubrificação em fluxo turbulento, aplicada a mancais segmentados, os quais também foram objeto de estudo de Lund (1964), que publicou um trabalho sobre a obtenção de coeficientes equivalentes de rigidez e amortecimento para inclusão no sistema dinâmico. Em seguida, Orcutt apresenta, em dois artigos (Orcutt, 1967;

Orcutt e Ng, 1967), uma análise de propriedades dinâmicas dos mancais em regime permanente, comparando os fluxos laminar e de transição, e aplicando seus resultados a mancais segmentados e a mancais de anéis flutuantes. Estes últimos consistem na associação em série de dois mancais hidrodinâmicos, feita por meio da adição de um anel entre o rotor e a caixa do mancal, sendo indicados a sistemas que operem em rotações extremamente altas, tais como turbo-compressores, uma vez que reduzem suas perdas por atrito (Tian *et al.*, 2011).

Além dos tipos de escoamento, os modos de lubrificação também foram objeto de análise, valendo ressaltar o trabalho de Patir e Cheng que, em 1978, desenvolveram um modelo de fluxo médio com o intuito de avaliar o efeito da rugosidade superficial, dada a ocorrência de lubrificação mista. Nesta situação, podem ocorrer áreas com interface totalmente preenchida pelo óleo e outras nas quais se verifica contato intermitente entre as superfícies. A contribuição de Patir e Cheng foi tamanha que seu modelo acabou se tornando uma forma alterativa da equação de Reynolds, conhecida como forma média. No mesmo ano, Kragelsky (1978) apresentou um estudo focado em lubrificação elastohidrodinâmica, a qual é um tipo de lubrificação hidrodinâmica (“*full film*”) que considera, além do balanço de forças e da variação das propriedades dos fluidos, deformações elásticas nos corpos. (Tsuha, 2015).

Na década de 1980, a teoria de lubrificação proposta por Reynolds já completava um século. Nesse contexto, pode-se destacar dois trabalhos que traçaram uma síntese dos avanços na área ao longo desse período. O primeiro, de Dowson, em 1987, descreve o início das pesquisas em lubrificação, ao expor o trabalho de Reynolds, bem como parte de sua trajetória no meio científico. Já o segundo, de Pinkus, publicado no mesmo ano, apresenta um resumo da teoria, com suas ramificações, e sumariza os trabalhos que mais contribuíram para seu desenvolvimento.

Uma vez apresentado um panorama de mais de um século de estudos sobre a teoria de lubrificação, cabe agora discorrer sobre o emprego desta em problemas mais próximos ao abordado no presente estudo, o qual está inserido no ramo de juntas lubrificadas em componentes automobilísticos, com enfoque no comportamento dinâmico dos mecanismos em que estas juntas atuam.

Os veículos modernos consistem em um dos principais exemplos de maquinário dependente de lubrificação por filme de fluido, possuindo cerca de 2000 contatos tribológicos, com destaque para os pertencentes aos sistemas do motor e de transmissão de potência (Gandara, 2006). Nestes, verifica-se a presença de diversos tipos de juntas lubrificadas, ressaltando-se as interfaces nas folgas biela-virabrequim, pino-pistão e pistão-cilindro, sendo as duas últimas objetos diretos de estudo do presente trabalho.

Apesar de atualmente a teoria da lubrificação hidrodinâmica embasar os estudos sobre juntas não ideais, ou seja, aquelas que apresentam folga entre os corpos, inicialmente, era comum a adoção de modelos com a premissa de contato seco. A aplicação de tais modelos em juntas de revolução é exemplificada em alguns trabalhos, como o de Haines. Em 1985, o pesquisador investigou, experimentalmente, o comportamento dinâmico dessas juntas para diferentes valores de folgas, efetuando ensaios destinados à análise da conformidade do contato e dos impactos em operação. Neste estudo, Haines chega a mencionar a influência do filme de ar entre os componentes. Todavia, suas observações apresentam caráter predominantemente qualitativo, não adentrando na teoria da lubrificação.

Ainda nesta linha de pesquisa, destacam-se as contribuições experimentais e teóricas de Soong e Thompson, em 1990, e de Rhee e Akay, em 1996, respectivamente. Ambos abordam as juntas por meio da separação de seu comportamento cinemático e dinâmico em três situações: a primeira, em que os corpos não se tocam, a segunda, na qual o impacto causa uma variação abrupta de velocidade de um dos componentes e a terceira, na qual as superfícies se mantêm em contato, gerando deslizamento entre elas e a consequente aparição de uma força de atrito.

Posteriormente, os efeitos do contato, mencionados anteriormente na segunda e terceira condições de operação, foram incluídos na descrição dinâmica de mecanismos multicorpos por Ravn (1998). Este propõe um modelo contínuo de análise, ou seja, em que a integração das equações de movimento é realizada também nos instantes de tempo de ocorrência do contato, em vez de ser interrompida e retomada após a separação dos corpos. Já Flores e Ambrósio (2004b) realizaram um estudo similar, fazendo uso da teoria de Hertz para caracterizar a mecânica do contato e as forças resultantes. Dentre as conclusões do trabalho, ressalta-se a equivalência dos resultados obtidos via modelos contínuos de contato elástico, sejam estes de conformidade cilíndrica ou esférica entre os corpos. Contudo, quando da adoção de modelos que contemplavam a dissipação de energia, os picos de momento na manivela, necessários para a manutenção de uma velocidade constante no sistema, mostraram-se muito inferiores aos aferidos com os modelos elásticos.

Aos poucos, as abordagens por contato seco deram lugar àquelas que contemplavam a lubrificação nas juntas. Em 2000, Ravn *et al.* compararam os resultados obtidos na análise sem lubrificante com aqueles gerados por duas metodologias de lubrificação. A primeira dizia respeito apenas ao efeito de esmagamento do filme, com base em um fluido confinado entre superfícies em aproximação, ou seja, considerava somente a velocidade radial, que é justamente a responsável por esmagar o filme. Já a segunda partia da equação de Reynolds, incluindo a

velocidade tangencial, porém adotando a simplificação de Sommerfeld e sua solução analítica para mancais longos.

Neste mesmo ramo de trabalho, Schwab *et al.* (2002) exploraram as diferenças no comportamento de juntas de revolução quando da adoção de um modelo descontínuo de força de contato (modelo de impacto) e de outros dois modelos contínuos, sendo um com base na teoria de Hertz e outro na lubrificação hidrodinâmica. Foram realizadas simulações com as abordagens supracitados e suas respostas indicaram que apesar da natureza semelhante dos modelos contínuos, a maior concordância de resultados deu-se entre um modelo contínuo (contato hertziano) e o descontínuo. Schwab *et al.* atribuíram este comportamento ao fato de que os modelos hertziano e de impacto adotam contato seco, característica esta que os torna semelhantes a despeito de sua natureza distinta.

Dando continuidade aos trabalhos de Ravn e Schwab, Flores *et al.* (2004a) efetuaram uma análise do comportamento dinâmico de mecanismos multicorpos planares com juntas de movimento rotativo, para as quais são descritos modelos tanto de contato seco quanto de lubrificação. A principal contribuição deste estudo é a proposição de um modelo híbrido, no qual a condição do mancal determina se este opera em regime de lubrificação hidrodinâmica ou se está em contato metálico. Posteriormente, em 2009, Flores *et al.* inseriram seu modelo híbrido nas equações de movimento de sistemas multicorpos, exemplificando a metodologia em um mancal hidrodinâmico cilíndrico simples e em um mecanismo biela-manivela, na interação entre biela e pistão.

Já a interface biela-virabrequim também fora objeto de estudo. Em 2002, Makino e Koga basearam suas observações em um motor a diesel de quatro tempos, exemplificando a aplicação conjunta de duas metodologias. Uma, desenvolvida pela Mitsubishi Heavy Industries® (Furuno *et al.*, 1997), utilizava a teoria da lubrificação elastohidrodinâmica em mancais carregados dinamicamente. A outra, proposta por Jones (1983), e conhecida por histórico de filme de óleo, definia como o lubrificante preenchia a folga entre as superfícies, considerando os fluxos de entrada e saída, conforme descrito por Martin (1993). Wang *et al.* (2004a), por sua vez, focaram-se na deformação do braço da biela e do mancal em si (furo de inserção do virabrequim). Concluíram, por conseguinte, que devido à pré-carga dos parafusos da biela e da montagem por interferência, o mancal não é perfeitamente cilíndrico e essa não circularidade de sua seção transversal é intensificada pela deformação da biela em serviço, o que altera, inclusive, a condição de lubrificação. Esta alteração foi estudada por Wang *et al.* em um segundo trabalho, ainda em 2004, no qual foram comparados os perfis de pressão e espessura de filme, considerando, primeiramente, o mancal rígido e, em seguida, deformável.

Conforme explicitado anteriormente, os motores de combustão interna são abundantes em contatos tribológicos. Além da interface biela-virabrequim, descrita por Makino e Wang, dentre outros, a junta composta pelo pino que une o pistão à biela também fornece amplas possibilidades de estudo, consistindo em uma junta de movimento oscilatório rotativo.

Zhang *et al.* (2003, 2004) dedicaram-se a estudá-la sob o regime de lubrificação mista, com foco em seus fenômenos de riscamento e travamento. Primeiramente, executaram experimentos com intuito de determinar as condições em que cada fenômeno ocorria, no que concerne aos tipos de carregamento e à velocidade. Em seguida, estabeleceram um critério de falha por riscamento, com base em um fator de incerteza dependente de parâmetros como a folga radial e rugosidade das superfícies. Permanecendo no campo de falhas, Ligier e Ragot (2005) utilizaram um modelo híbrido que incluía a rugosidade dos componentes com intuito de prever em quais posições específicas do mecanismo o desgaste superficial ocorre mais intensamente.

Os estudos apresentados por Zhang *et al.* (2003, 2004) acerca das juntas de movimento rotativo oscilatório deram-se, predominantemente, no campo empírico. Gandara (*et al.* 2005a, *et al.* 2005b e 2006) elaborou um modelo matemático para descrição deste mancal, que caracteriza-se por gerar uma combinação dos escoamentos de Couette e Poiseuille. Gandara efetuou a integração analítica das equações de conservação de massa e quantidade de movimento, obtendo êxito no cálculo dos campos de velocidade e pressão, bem como das forças hidrodinâmicas atuantes na junta.

O modelo de Gandara foi utilizado por Daniel (2008), que solucionou o problema da lubrificação hidrodinâmica no mancal pino-pistão, inserindo seus resultados no modelo dinâmico do sistema completo (virabrequim, biela, pistão). Dessa forma, obteve uma análise tanto do comportamento do filme de óleo, no que diz respeito ao seu perfil de pressão, quanto do mecanismo em si, avaliando os deslocamentos, velocidades e acelerações dos componentes, bem como a órbita descrita pelo pino. Outros resultados para o mesmo modelo podem ser vistos nos trabalhos de Bannwart, (*et al.*, 2010) e de Daniel e Cavalca (2011), em que é apresentada uma análise de forças hidrodinâmicas em função das posições instantâneas do mecanismo. Reis utiliza o mesmo modelo em duas situações. Em 2013, comparando-o com aquele proposto por Pinkus e Sternlicht (1961) e, no ano seguinte (Reis *et al.* 2014), em conjunto com a teoria de contato de Hertz, quando avalia a dinâmica do mecanismo biela-manivela considerando também a elasticidade na interface de contato.

Expostos os estudos acerca dos mancais nas interfaces biela-virabrequim e pino-pistão, adentra-se, pois, na apresentação dos trabalhos destinados à análise do conjunto pistão-cilindro.

Alguns dos pioneiros neste tópico foram Li *et al.* (1983), que realizaram a modelagem cinemática e dinâmica do pistão no interior do cilindro. Foi mostrado que a inclinação do pistão, por menor que seja, influencia significativamente o atrito no sistema. Outrossim, foi avaliada a sensibilidade do desempenho do mecanismo em relação à folga do conjunto e à disponibilidade de lubrificante, oferecendo uma base de estudo para fenômenos comuns como vibração e ruído em motores.

Em seguida, Zhu *et al.* (1992, 1993) publicaram uma série de dois trabalhos, nos quais foram apresentados um modelo matemático de descrição da saída do pistão sob regime de lubrificação mista. Nestes, foi avaliada a influência das ondulações e rugosidades superficiais dos componentes, bem como das deformações elásticas e distorções térmicas sobre o movimento do pistão, sua lubrificação e atrito no sistema. Em seu primeiro relatório, Zhu *et al.* apresentaram a modelagem básica e alguns resultados, ainda sem a deformação dos corpos. Já no segundo, por meio do emprego de um método de elementos finitos tridimensional, foram incluídas tais deformações, que eram consequências tanto de efeitos térmicos quanto da interação entre os corpos e o filme de óleo.

Dentre as conclusões de Zhu, destaca-se o fato de as deformações ocasionadas pela pressão na câmara de explosão e pelas variações térmicas serem demasiadamente pequenas, quando comparadas àquelas oriundas da interação entre pistão e cilindro. Além disso, é visto que a lubrificação adequada, a qual sofre influência do grau de flexibilidade de movimento do pistão e do perfil de sua superfície, atua de modo a minimizar a possibilidade de haver contato metálico, assim como reduz sua gravidade quando este ocorre.

Em prosseguimento ao trabalho desenvolvido por Zhu *et al.*, Cho e Moon (2005) propuseram-se a analisar mais profundamente o que denominaram de movimentação secundária do pistão, que consiste em translação na direção radial e rotação em torno do pino que o une à biela. O estudo foi realizado por meio de um algoritmo combinando três métodos numéricos distintos, a saber: diferenças finitas, para avaliação da pressão do óleo; elementos finitos, para aferir as deformações do pistão e do cilindro; e método da penalidade, para limitar a trajetória do pistão no interior do cilindro, de modo a caracterizar eventuais ocorrências de contato entre os corpos. As simulações foram realizadas com base em dados de um compressor alternativo e permitiram constatar a influência da inclinação do pistão e de sua excentricidade sobre a pressão do filme de óleo. Verificou-se ainda a forte correlação entre as trajetórias de movimento secundário e a localização do pino que unia o pistão à biela.

Posteriormente, também fazendo uso de métodos de solução numérica, Bukovnik *et al.* (2006) realizaram uma comparação entre diversos modelos aplicados a mancais hidrodinâmicos

de um motor de combustão interna, utilizando como parâmetros de análise o pico de pressão de lubrificante, a espessura mínima de filme e o fluxo de óleo. Dentre os modelos empregados, destacam-se as lubrificações hidrodinâmica, elastohidrodinâmica e termoelastohidrodinâmica. De acordo com a avaliação de Daniel (2008), o trabalho de Bukovnik permitiu a constatação de que o modelo hidrodinâmico apresenta maior resultado de pico de pressão e menor fluxo de óleo, enquanto os modelos que levam em conta também a elasticidade dos materiais geram os menores picos de pressão. Além do mais, apenas os modelos que incluem efeitos térmicos consideram diminuições na viscosidade do lubrificante, quando da ocorrência de altas temperaturas, acarretando os menores valores de espessura de filme.

Adentrando um pouco mais no modelo termoelastohidrodinâmico, abordado por Bukovnik, destaca-se o trabalho de Meng *et al.*, de 2007, que incluiu o efeito da inércia do filme de fluido, concluindo que esta pode alterar a pressão, a temperatura, a força de atrito hidrodinâmica e a capacidade de carga do mancal. Embora essa metodologia não seja aplicada no presente trabalho, o estudo de Meng foi baseado na análise do conjunto pistão-cilindro, o qual pertence ao escopo da dissertação. Mais recentemente, em 2012, Meng e Xie apresentaram um novo modelo dinâmico, também de solução numérica, para avaliar os efeitos da inércia da biela na lubrificação da saia do pistão.

Este mesmo componente voltou a ser objeto de análise com a pesquisa de He *et al.* (2014). O estudo teve como propósito avaliar a influência dos parâmetros geométricos da saia do pistão (folga, comprimento, curvatura, posição do pino e posição do ponto de menor folga) sobre o comportamento dinâmico do mecanismo, no que diz respeito ao fenômeno de ruído por choque da saia contra a parede interna do cilindro, defeito popularmente conhecido como “batida de saia”. He *et al.* concluíram que os fatores mais significativos na ocorrência do problema mencionado foram a folga, a posição do pino e a posição do ponto de menor folga, de modo que o comprimento e a curvatura da saia tiveram atuação mínima na redução do ruído.

Zhao *et al.* (2015) retornaram à modelagem da junta pistão-cilindro. A exemplo de He *et al.* (2014), os parâmetros geométricos da saia do pistão foram levados em conta, permitindo a constatação de que embora diminua o ruído de choque da saia e amenize o processo de desgaste, uma menor folga entre o pistão e o cilindro acarretava maior perda de potência por atrito. Verificou ainda que menores distâncias entre o pino e a seção de menor folga do pistão dificultavam que este girasse em torno do pino, o que contribuiu também para evitar choques da saia. Ademais, observou que uma curvatura menos acentuada do pistão contribuía para a manutenção de sua estabilidade, embora afetasse o atrito e, consequentemente, a perda de potência.

Já adentrando em 2016, Zhao *et al.* (2016a, 2016b) focaram novamente no mecanismo do motor, mas desta vez considerando folgas, primeiramente, na junta biela-pistão, e, em seguida, na junta biela-virabrequim. Para os dois casos, os pesquisadores verificaram a influência da rugosidade superficial dos componentes quando em regime de lubrificação mista, avaliando efeitos da viscosidade do óleo e da magnitude da folga. Tanto no trabalho de 2015, quanto nos de 2016, Zhao *et al.* fazem uso da forma média da equação de Reynolds, apresentada por Patir e Cheng (1978), a qual é solucionada por elementos finitos. Já o equacionamento dinâmico do sistema é construído pela metodologia de dinâmica de multicorpos.

Por fim, um dos últimos trabalhos publicados sobre o tema é de autoria de Daniel *et al.* (2016), no qual é realizada uma investigação acerca das fronteiras de cavitação na junta pino-pistão, ou seja, as posições angulares no referencial do mancal, entre as quais a pressão de óleo tende a ser nula. É proposto um modelo no domínio do tempo para determinação das fronteiras de cavitação em cada passo de integração do sistema dinâmico. Em seguida, a resposta do modelo é comparada com as condições de Sommerfeld e Gümbel, além de uma solução numérica do mancal finito por volumes finitos, mostrando que a metodologia proposta obteve resultados satisfatórios, similares aos da solução numérica, mas com um custo computacional extremamente inferior.

Neste capítulo de revisão da literatura, foram apresentadas as principais contribuições no contexto do assunto abordado, de modo a criar um embasamento teórico para os conceitos a serem discutidos no decorrer da dissertação. Assim, foi possível confirmar a contemporaneidade do tema, além de mostrar uma vasta gama de possibilidades de aplicação dos resultados oriundos do trabalho como um todo.

3. Aspectos de um motor de combustão interna

A busca constante por novas formas de realização de trabalho e geração de potência tem incentivado pesquisas no campo de projeto e aperfeiçoamento de máquinas térmicas. Neste capítulo, são introduzidas considerações a respeito dos motores à combustão interna. Inicia-se com uma descrição de seus componentes principais, com enfoque no subsistema pertinente à dissertação. Em seguida, são expostos os ciclos mecânico e termodinâmico do motor e, por fim, é desenvolvida uma modelagem da força oriunda do processo de combustão.

Até meados do século XVIII, a energia mecânica útil a um dado processo advinha, majoritariamente, de tração animal, força da água, ou em muitas situações, da própria força humana. Tais formas de aproveitamento energético mostravam-se extremamente limitadas, tanto no que diz respeito ao tempo diário de execução de trabalho, quanto à potência desempenhada.

Com o surgimento dos primeiros mecanismos movidos pela pressão de vapor, à época da Primeira Revolução Industrial, constatou-se a promissora capacidade de conversão de energia térmica, oriunda de uma reação química, em energia mecânica. Os processos termodinâmicos de geração de potência baseavam-se em um conjunto de etapas realizadas sobre uma substância denominada fluido ativo.

De início, as limitações tecnológicas, bem como as necessidades específicas da época, fizeram com que surgissem primeiro os motores de combustão externa, ou seja, aqueles em que a etapa de combustão ocorre externamente ao fluido ativo (Brunetti, 2012). O principal exemplo desse tipo de maquinário, que se tornou símbolo do desenvolvimento industrial entre o final do século XVIII e início do XIX, foi a locomotiva à vapor, na qual o calor proveniente da queima de carvão aquecia a água (fluido ativo), convertendo-a para a fase gasosa e aumentando sua pressão. Este aumento era responsável por gerar movimento de translação de um cursor e, por meio de um mecanismo biela-manivela, movimento rotativo, permitindo o deslocamento do conjunto.

Posteriormente, o avanço científico, bem como as novas demandas da indústria, propiciaram o surgimento dos motores de combustão interna, nos quais a queima ocorre diretamente sobre o fluido ativo. Embora tivesse um funcionamento mais complexo e maior número de peças em relação aos motores de combustão externa, este novo equipamento apresentava grandes vantagens nos quesitos de tamanho e peso, uma vez que dispensava o uso

de vaso de pressão e caldeira. Ademais, como não dependia do aquecimento do fluido de trabalho para o aumento de pressão, seu tempo de partida era muito inferior.

Diferentes modelos desse tipo de motor foram desenvolvidos, contemplando uma variedade de combustíveis, modos de ignição, ciclos termodinâmicos e características dinâmicas de seus mecanismos. Dentre estes, os que atingiram maior popularidade foram os motores de combustão interna alternativos, nos quais a queima se dá no interior de arranjos cilindro-pistão com movimento de translação alternativa, em vez de séries de componentes, tais como nas turbinas à gás. Neste tipo de motor, o fluido ativo consiste em uma mistura ar-combustível, em proporção pré-estabelecida.

Adentrando ainda mais nas especificidades dos motores alternativos, é possível ainda classificá-los de acordo com o tipo de ignição, podendo esta ser por compressão do fluido ativo ou ainda por centelha. No presente trabalho, é estabelecido o foco na análise dos motores com ignição por centelha, cujo ciclo termodinâmico apresenta quatro fases, ou quatro tempos, conforme o jargão da área. Este ciclo recebe o nome de Otto em homenagem a Nikolaus August Otto, que juntamente a Eugen Langen construiu o primeiro motor deste tipo, cuja descrição teórica já havia sido introduzida anteriormente por Alphonse Beau de Rochas. Antes de expor suas principais características, cabe descrever, brevemente, os principais elementos deste tipo de motor.

3.1. Descrição de componentes: motor alternativo de ignição por centelha

Apesar de seu princípio de funcionamento ser relativamente simples, um motor alternativo de ignição por centelha consiste em um conjunto mecânico de alta complexidade. Isto se deve à quantidade de partes móveis operando em conjunto e aos diversos subsistemas que o integram, tais como trem de potência, alimentação de combustível, escape de gases, arrefecimento, transmissão, dentre outros.

A Figura 3.1 exibe um esquema do motor.



Figura 3.1: Motor de combustão interna alternativo de ignição por centelha (Ford, 2000).

Conforme mencionado, o motor apresenta inúmeros subsistemas que permitem seu correto funcionamento. Em virtude do escopo do presente trabalho, é dado enfoque ao sistema de potência, cujo principal conjunto é composto por um eixo de manivelas, denominado virabrequim, ao qual são conectadas bielas e, a estas, pistões. A função primordial desta montagem é converter um movimento de translação oscilatório, desenvolvido pelos pistões, em uma rotação do virabrequim. A seguir, na Figura 3.2, tem-se uma representação da montagem destes componentes.

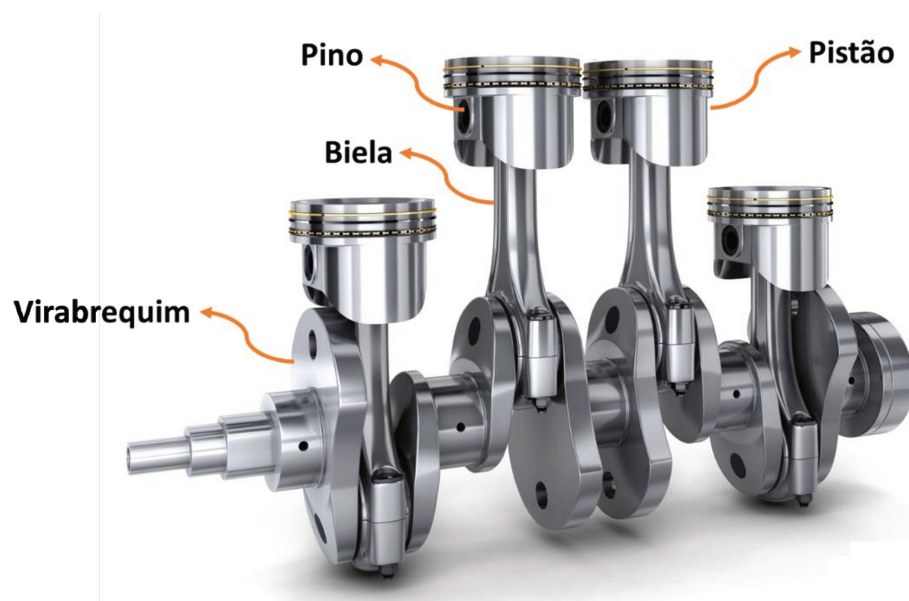


Figura 3.2: Montagem do conjunto virabrequim, bielas e pistões (MR Automotivo, 2014).

A Figura 3.2 exibe um virabrequim sobre o qual são montados pares biela-pistão. A configuração apresentada na imagem consiste de quatro pistões dispostos em linha, operando com curso na vertical. Este arranjo é um dos mais comuns em veículos populares de passeio e constitui a base das análises do presente trabalho. No entanto, há diversas outras possibilidades de montagem, a exemplo de disposições em ‘V’ e ‘W’. Embora não esteja representado na figura, na extremidade do virabrequim, é colocado um volante de inércia, cuja função é absorver vibrações e oscilações provenientes dos impulsos de explosão no motor, de modo a minimizar inconstâncias em sua rotação.

A distância medida a partir do eixo de rotação do virabrequim até os centros dos furos onde este é inserido nas bielas constitui o que é denominado de manivela do mecanismo. Já o comprimento da biela é tomado entre os centros de seus furos maior e menor, nos quais são inseridos o virabrequim e um pino para junção com o pistão, respectivamente.

As interfaces destes furos são preenchidas por óleo lubrificante, constituindo mancais hidrodinâmicos responsáveis pelo suporte das cargas envolvidas, redução de perdas por atrito durante o movimento e proteção das partes móveis, evitando contato metálico. Vale ressaltar que para este trabalho, considerou-se montagem de pino fixo, na qual há folga somente na interface entre o pino e o pistão e não entre o pino e a biela, que são unidos em ajuste por interferência. Assim, na modelagem do sistema, a massa atribuída à biela já inclui a massa correspondente ao pino.

O conjunto de virabrequim, bielas e pistões é inserido em um componente denominado bloco do motor, que corresponde a uma peça única fabricada por fundição. O bloco é o maior integrante do motor, tendo como função suportar todos os componentes de seus subsistemas.

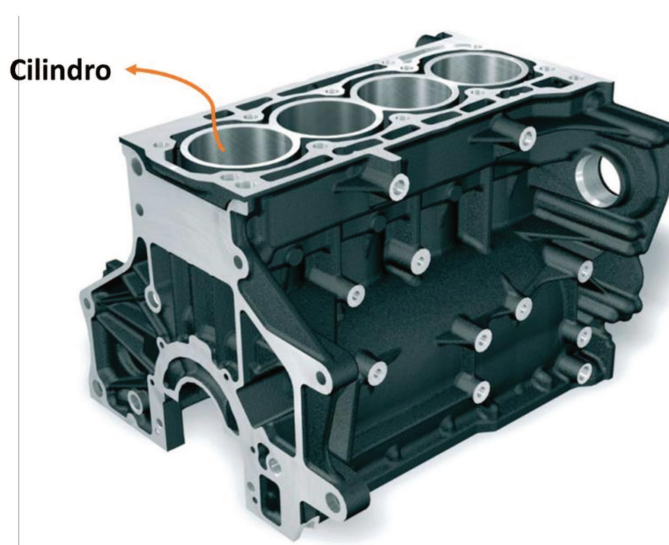


Figura 3.3: Bloco do motor, com destaque para um de seus cilindros (MR Automotivo, 2015).

A Figura 3.3 exibe a representação de um bloco de motor para a mesma configuração da Figura 3.2, isto é, quatro pistões em linha. Destaca-se um de seus quatro cilindros, que consistem em cavidades dentro das quais os pistões movem-se durante a operação do conjunto.

A explosão do combustível ocorre no interior dos cilindros, em um espaço restringido pela superfície de topo do pistão e por um componente denominado cabeçote. Além de delimitar a câmara de combustão, o cabeçote comporta o comando das válvulas de entrada da mistura ar-combustível (admissão) e de saída dos gases provenientes da reação de queima (exaustão).

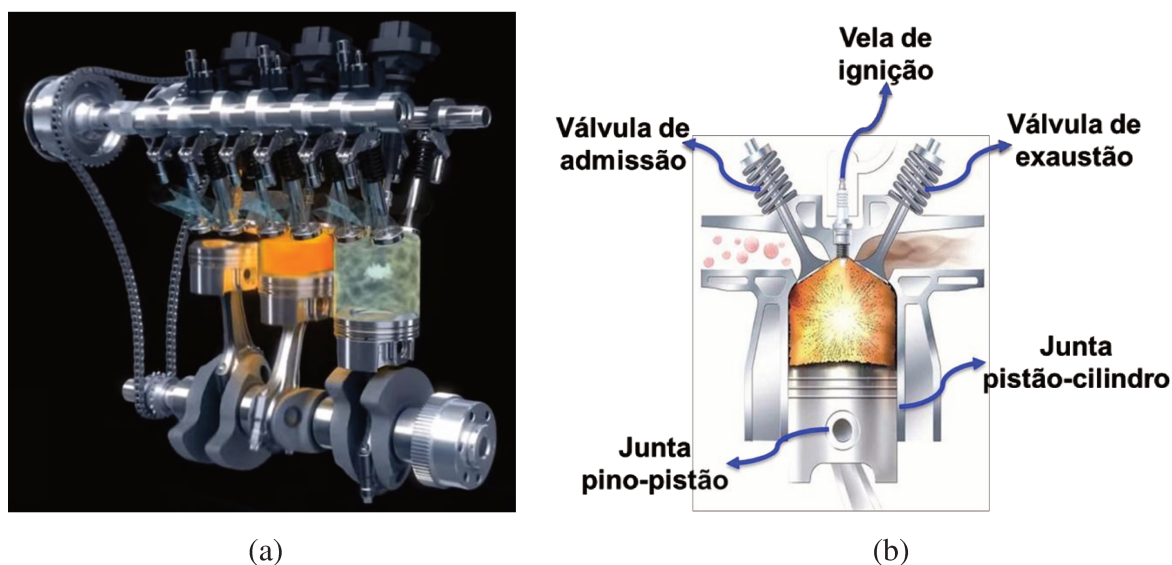


Figura 3.4: Representações da câmara de combustão e comando de válvulas. (a) Sistema completo com virabrequim e bielas (Mahle, 2009). (b) Detalhe de um dos conjuntos pistão-cilindro e válvulas (Adaptado de Descarbonizadoras, 2016).

A Figura 3.4(a) exibe um esquema das câmaras de combustão de um motor, mostrando os pistões montados no virabrequim e as válvulas. Para cada pistão, é usual que se tenha duas ou quatro válvulas, sendo que metade destas atua na admissão e metade na exaustão. Já na Figura 3.4(b), é exposto o detalhamento de um dos pistões, em que, além das válvulas e da parede do cilindro, é mostrada a vela de ignição. Esta é responsável por iniciar a queima da mistura ar-combustível por meio de uma faísca elétrica.

O deslocamento do pistão no interior do cilindro é limitado por duas posições extremas, denominadas de pontos mortos superior e inferior. Quando este se encontra no ponto morto inferior, ocorre o maior volume da câmara de combustão (volume total), enquanto que no superior, o menor (volume morto). A diferença entre estes pontos estabelece o curso do pistão,

o qual será utilizado adiante, na seção 3.3, em que é desenvolvida a modelagem da força de explosão.

Ademais, a interação entre a superfície do pistão e a parede interna do cilindro também é preenchida por óleo lubrificante, constituindo um mancal hidrodinâmico. Esta junta lubrificada, bem como aquela na interface pino-pistão fazem parte do escopo de estudo do trabalho. Contudo, para o caso da junta pistão-cilindro, deve-se ressaltar que apenas a saia do pistão, sua parte inferior, é modelada, não levando-se em consideração seus anéis, que tem por objetivo vedar a câmara de combustão, impedindo que haja escape dos gases de queima, bem como entrada de óleo lubrificante.

Conhecidos os principais componentes do motor e apresentadas as interfaces lubrificadas cuja modelagem é desenvolvida ao longo da dissertação, cabe agora expor a abordagem termodinâmica do motor de combustão interna.

3.2. Descrição do ciclo Otto

Dentre os diversos pesquisadores a atuarem no projeto de motores de combustão interna, um dos que teve maior destaque foi o alemão Nikolaus August Otto, que desenvolveu um motor operando de acordo com um ciclo de quatro tempos, o qual é realizado a cada duas voltas da manivela. Esta operação é brevemente descrita na sequência, com base na teoria apresentada por Moran e Shapiro (2008).

Embora os motores alternativos realizem ciclos mecânicos, uma vez que o pistão apresenta movimento oscilatório, estes não completam ciclos termodinâmicos, já que ocorre adição e escape de matéria com diferentes composições. Além de não haver um ciclo termodinâmico completo, há outros aspectos que dificultam a realização da análise de um motor a combustão, tais como atrito nas partes móveis, irreversibilidades nos processos, perda de energia por calor e por ruído, dentre outros.

Desse modo, é comum o emprego de um processo de análise de ar-padrão, que consiste em uma abordagem simplificada feita com base nas seguintes premissas: o fluido de trabalho é uma quantidade fixa de ar modelado como gás ideal; a queima de combustível é considerada como uma adição de calor por uma fonte externa; desconsideram-se a admissão e a descarga de gases; e todos os processos são internamente reversíveis.

Assim, a análise de ar-padrão do ciclo Otto permite que seja feito um estudo do motor, não apenas do ponto de vista mecânico, mas também sob a ótica dos processos termodinâmicos envolvidos. A seguir, são mostradas representações esquemáticas com bases nesses dois enfoques e suas respectivas explicações.

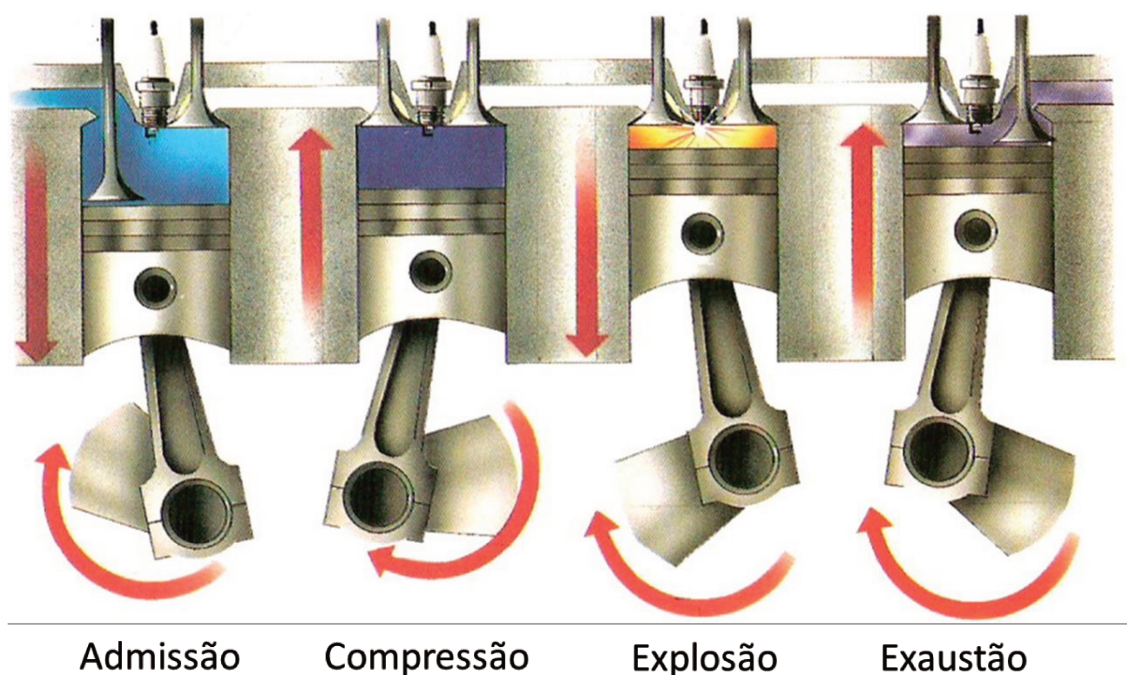


Figura 3.5: Representação do ciclo mecânico de um pistão para um motor de quatro tempos (Adaptado de Abekwar, 2013).

A Figura 3.5 esquematiza os quatro tempos do ciclo mecânico de um motor de combustão alternativo, além do sentido de movimento do pistão em cada um deles.

Na primeira etapa, que ocorre com a válvula de admissão aberta, o pistão executa um curso do ponto morto superior até o inferior, consistindo em um deslocamento angular de 180° da manivela. Neste trecho, uma carga da mistura ar-combustível é aspirada para o interior do cilindro.

A segunda etapa apresenta deslocamento de baixo para cima e é feita com as duas válvulas fechadas. Nesta fase, o pistão comprime a mistura ar-combustível no cilindro, fornecendo trabalho ao conteúdo da câmara de combustão. No final deste curso, próximo ao ponto morto superior, a vela de ignição dispara uma faísca elétrica, a qual induz a queima da mistura, resultando em gases a alta pressão e temperatura.

O terceiro tempo do ciclo mecânico, denominado de explosão, consiste de um curso de potência do pistão, do ponto morto superior até o inferior, durante o qual a mistura gasosa

oriunda da queima se expande. Nesta etapa, realiza-se trabalho sobre o pistão, introduzindo, por consequência, energia cinética no sistema e permitindo que se desenvolva rotação do motor.

O quarto e último estágio é responsável pela exaustão dos gases da queima, enquanto o pistão realiza um curso para cima, com a válvula de escape aberta, de modo a dar início a um novo ciclo.

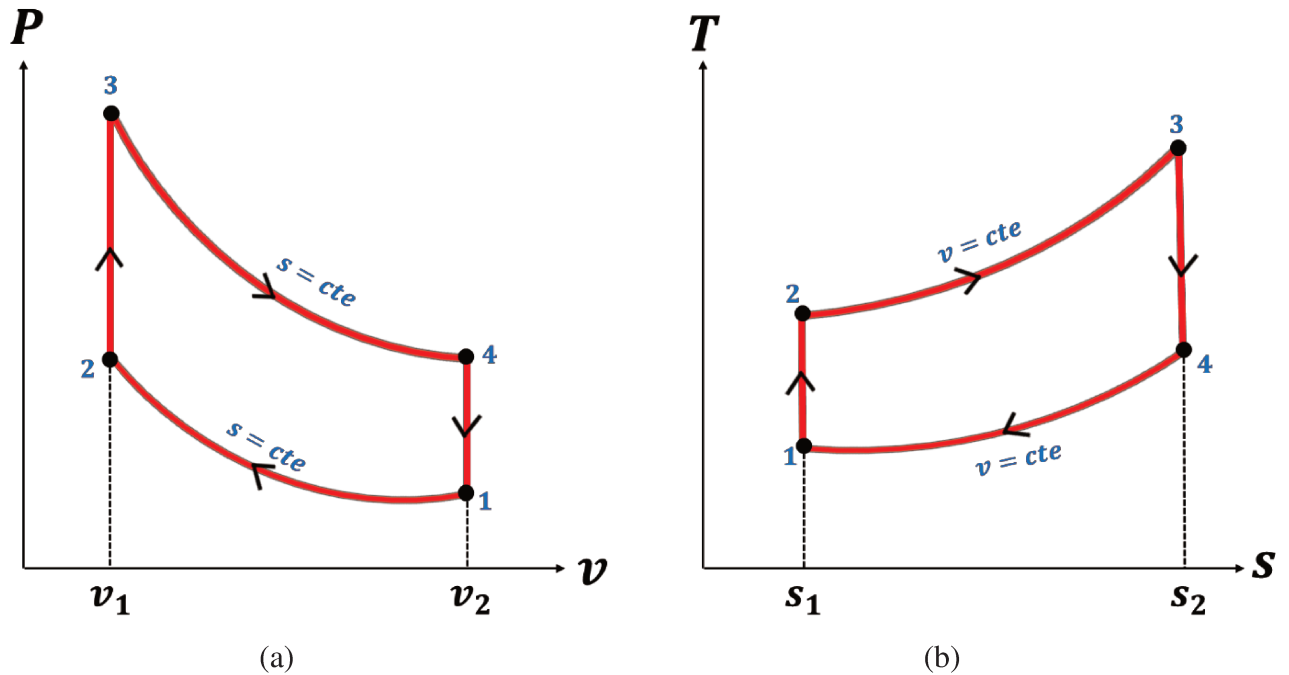


Figura 3.6: Diagramas do ciclo de ar-padrão Otto para análise termodinâmica. (a) Pressão por volume. (b) Temperatura por entropia.

Observa-se, na Figura 3.6, os quatro processos termodinâmicos que compõem o ciclo Otto, sendo que para a análise de ar-padrão, todos são considerados internamente reversíveis.

O processo 1-2 representa uma compressão isoentrópica do ar no interior do cilindro, enquanto o pistão se move do ponto morto inferior para o superior. Esta etapa equivale à compressão, no ciclo mecânico.

O processo 2-3 consiste de uma adição de calor a volume constante, a partir de uma fonte externa, a qual é realizada enquanto o pistão encontra-se no ponto morto superior. Esta fase do modelo de ar-padrão tem por objetivo simular a queima da mistura ar-combustível.

Em 3-4, tem-se uma expansão isoentrópica, que equivale ao curso de potência do pistão, no qual os gases oriundos da queima são expandidos, realizando trabalho sobre o sistema e introduzindo energia cinética.

Por fim, o processo 4-1 encerra o ciclo com uma rejeição de calor a volume constante, no ponto morto inferior. Vale salientar que a análise do ciclo de ar-padrão Otto tem foco nos processos termodinâmicos, não apresentando equivalência exata com as etapas do ciclo mecânico, uma vez que a admissão, por exemplo, não é modelada nesta abordagem.

3.3. Modelagem da força de explosão

Nos motores de combustão interna, a única entrada de energia para o sistema ocorre pela explosão de uma mistura ar-combustível, no interior dos cilindros. Assim, um modelo eficiente de caracterização deste esforço é de suma importância na análise.

Conforme essa mistura é queimada em um ciclo, ocorre um aumento de temperatura e pressão na câmara, o qual se converte em uma força sobre a superfície superior do pistão, empurrando-o e adicionando energia cinética ao sistema. De modo a introduzir este efeito em um modelo realista do motor, deve-se conhecer a curva que descreva a pressão no interior da câmara em função do ângulo da manivela. Para o caso do presente trabalho, em que é utilizado um motor de quatro tempos, a função resultante será expressa sobre uma faixa angular de 720° (4π radianos), a qual consiste em um ciclo termodinâmico.

A obtenção da curva de pressão parte da premissa de que todo o processo da etapa de queima se dá em um sistema fechado, uma vez que não há fluxos mássicos atravessando suas fronteiras. Desse modo, a primeira lei da termodinâmica para sistemas fechados pode ser aplicada. Esta estabelece que os únicos meios para que haja variação da energia total deste sistema são a transferência de calor (Q) e a realização de trabalho (W), conforme explicam Moran e Shapiro (2008). Assim, pode-se escrever:

$$E_{cinética} + E_{potencial} + E_{interna} = Q - W \quad (3.1)$$

No caso da combustão no interior dos cilindros de um motor, os termos de energia cinética e potencial são desprezíveis. Assim, elimina-se estes termos e toma-se a forma diferencial da equação da primeira lei da termodinâmica.

$$dE_{interna} = \delta Q - \delta W \quad (3.2)$$

Na equação (3.2), verifica-se a presença de duas representações de diferenciais, d e δ , as quais indicam, respectivamente, diferenciais exatos e inexatos.

Um diferencial exato, como no termo de energia interna, ocorre quando a variação de uma propriedade entre dois estados não depende dos detalhes do processo que conecta estes dois estados. Assim, a integração de um estado a outro pode ser obtida, simplesmente, pela diferença entre a propriedade nos estados final e inicial.

Já o diferencial inexato descreve um processo dependente dos detalhes nas interações entre o sistema e a vizinhança, de modo que, em uma integração, os limites signifiquem “de um estado ao outro”, não sendo possível calcular este resultado como a diferença da grandeza em cada um dos estados. Isto porque este diferencial é usado para grandezas que não constituam propriedades do sistema ou da vizinhança, não havendo sentido físico em atribuir seus valores a um dado estado. O trabalho e o calor são exemplos de tais grandezas, sendo necessário descrevê-los por diferenciais inexatos.

Sabe-se que o trabalho diferencial pode ser escrito como o produto entre uma pressão (P) e um diferencial de volume (dV).

$$\delta W = PdV \quad (3.3)$$

Já a energia interna diferencial de um corpo ou substância é dada pelo produto entre sua massa (m), seu calor específico a volume constante (c_v) e um diferencial de temperatura (dT).

$$dE_{interna} = mc_v dT \quad (3.4)$$

Insere-se as definições de (3.3) e (3.4) na expressão (3.2).

$$mc_v dT = \delta Q - PdV \quad (3.5)$$

Para a mistura de ar e partículas aspergidas de combustível, pode-se considerar o modelo de gás ideal, descrito pela equação (3.6), em que P é a pressão manométrica, V é o volume e R_g , a constante do gás.

$$PV = mR_g T \quad (3.6)$$

Em sua forma diferencial, a equação dos gases ideais é escrita como segue:

$$(PdV + VdP) \frac{1}{R_g} = mdT \quad (3.7)$$

Assim, substitui-se o produto da massa pelo diferencial de temperatura em (3.5).

$$(PdV + VdP) \frac{c_v}{R_g} = \delta Q - PdV \quad (3.8)$$

Tomando-se o resultado da equação (3.8) por unidade do ângulo da manivela (q), tem-se:

$$\left(P \frac{dV}{dq} + V \frac{dP}{dq}\right) \frac{c_v}{R_g} = \frac{dQ}{dq} - P \frac{dV}{dq} \quad (3.9)$$

Considera-se também as definições da constante dos gases (R_g) e da razão de calores específicos (γ), apresentadas na sequência, devendo-se destacar que o termo c_p , presente nas equações (3.10) e (3.11), consiste no calor específico à pressão constante.

$$R_g = c_p - c_v \quad (3.10)$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (3.11)$$

Em seguida, isola-se a variação de pressão em relação à posição angular na equação (3.9), levando em conta (3.10) e (3.11).

$$\frac{dP}{dq} = -\gamma \frac{P}{V} \frac{dV}{dq} + \frac{\gamma - 1}{V} \left(\frac{dQ}{dq} \right) \quad (3.12)$$

A solução de (3.12) exige o conhecimento das variações do volume pela posição angular da manivela ($\frac{dV}{dq}$) e de calor adicionado pela posição angular da manivela ($\frac{dQ}{dq}$), as quais são determinadas na sequência.

Primeiramente, para o calor adicionado, considera-se um modelo simplificado de liberação finita de calor, descrito na literatura por Ferguson e Kirkpatrick (2001) e utilizado no trabalho de Reis *et al.* (2014). Esta abordagem consiste em um modelo diferencial do ciclo de potência, para o qual a adição de calor ao sistema é especificada em função da posição angular da manivela.

O modelo estabelece uma expressão para a fração de combustão (x_{comb}) com base na função de Wiebe, exposta na equação (3.13). No início do processo, x_{comb} é nulo, ou seja, 0% da queima foi concluída e no final, x_{comb} é unitário, de modo que 100% da queima tenha sido realizada (Heywood, 1988).

$$x_{comb}(q) = 1 - \exp \left[-a \left(\frac{q - Q_0}{Q_d} \right)^n \right] \quad (3.13)$$

Em (3.13), q corresponde ao deslocamento angular da manivela, Q_0 , à posição angular onde tem início a liberação de calor e Q_d , à faixa angular em que a liberação ocorre. Desse modo, em um ciclo de 720° , o calor é liberado na faixa angular exposta na equação (3.14), para a qual foram utilizados os valores $Q_0 = 340^\circ$ e $Q_d = 40^\circ$.

$$Q_0 \leq q \leq Q_0 + Q_d \quad (3.14)$$

Os parâmetros a e n , na igualdade (3.13), são fatores empíricos ajustáveis, sendo que o primeiro é relacionado à eficiência da combustão e o segundo corresponde ao fator de forma da câmara, conforme apresentado por Reis (2014). Para um motor de ignição por centelha, como é o caso do presente estudo, Heywood (1988) estabelece valores de 5 e 3 para a e n , respectivamente.

Considerando que para um ciclo termodinâmico, uma quantidade de calor Q_{in} é adicionada, é possível obter a fração deste calor liberada, em função da posição da manivela, como mostra a expressão (3.15).

$$Q(q) = Q_{in} x_{comb}(q) \quad (3.15)$$

Portanto, ao derivar-se (3.15) em relação a q , obtém-se a taxa angular de liberação de calor durante a queima, para um ciclo.

$$\frac{dQ(q)}{dq} = Q_{in} \frac{dx_{comb}(q)}{dq} \quad (3.16)$$

Substituindo-se a fração de combustão, mostrada em (3.13), na expressão (3.16), obtém-se:

$$\frac{dQ(q)}{dq} = na \frac{Q_{in}}{Q_d} (1 - x_{comb}) \left(\frac{q - Q_0}{Q_d} \right)^{n-1} \quad (3.17)$$

Uma vez solucionado o termo relativo à liberação de calor, adentra-se à determinação da variação do volume da câmara pela posição angular da manivela. Para tal, considera-se o esquema a seguir.

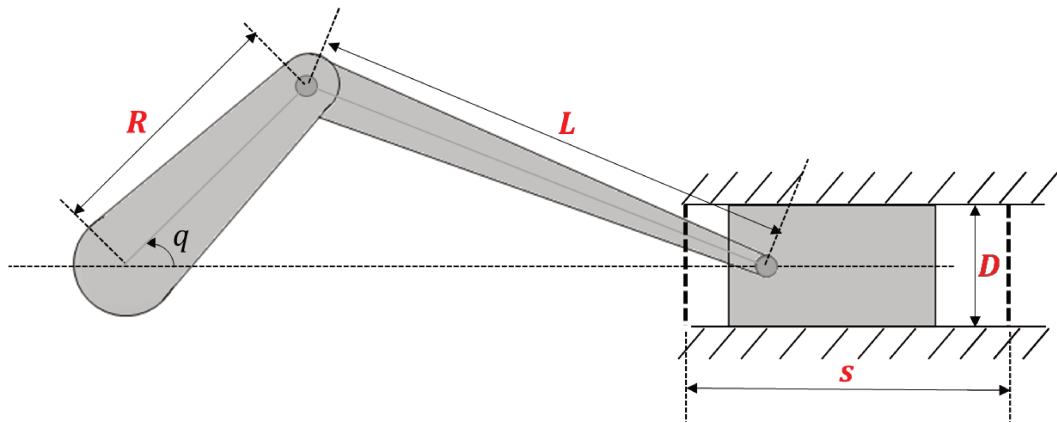


Figura 3.7: Esquema do mecanismo biela-manivela para cálculo do volume instantâneo da câmara de combustão.

Na Figura 3.7, tem-se uma representação do mecanismo biela-manivela, em que são exibidos os comprimentos da biela (L) e da manivela (R), o diâmetro do pistão (D) e a distância s , a qual representa o curso do pistão, consistindo da diferença entre suas posições nos pontos mortos superior e inferior.

Sabe-se que normalmente, o mecanismo do motor opera com o pistão movendo-se na vertical, porém, para melhor visualização, a Figura 3.7 o exibe posicionado na horizontal. Assim, pode-se obter o volume instantâneo como função do ângulo q .

$$V(q) = \frac{V_d}{r-1} + \frac{V_d}{2} \left[B + 1 - \cos(q) - \sqrt{B^2 - (\sin(q))^2} \right] \quad (3.18)$$

Na expressão (3.18), o termo V_d equivale ao volume deslocado, ou seja, ao deslocamento volumétrico total do motor durante o ciclo, sendo escrito como segue.

$$V_d = \frac{\pi}{4} D^2 s \quad (3.19)$$

Já a letra r representa à taxa de compressão, sendo calculada pela razão entre o volume total e o volume morto. O termo B , por sua vez, consiste em:

$$B = \frac{L}{R} \quad (3.20)$$

Ademais, é preciso expor que a forma de equacionamento do volume instantâneo, mostrada em (3.18), parte da premissa de que o curso do pistão se dá ao longo do eixo X, sem desalinhamentos. Posto isso, pode-se dar continuidade à dedução, derivando-se a expressão de volume em relação à q .

$$\frac{dV(q)}{dq} = \frac{V_d}{2} \sin(q) \left\{ 1 + \cos(q) [B^2 - (\sin(q))^2]^{-\frac{1}{2}} \right\} \quad (3.21)$$

Finalmente, insere-se os resultados de (3.17) e (3.21) na expressão (3.12).

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dq} = & -\gamma \frac{P}{V(q)} \frac{V_d}{2} \sin(q) \left\{ 1 + \cos(q) [B^2 - (\sin(q))^2]^{-\frac{1}{2}} \right\} \\ & + \frac{\gamma - 1}{V(q)} \left[na \frac{Q_{in}}{Q_d} (1 - x_{comb}) \left(\frac{q - Q_0}{Q_d} \right)^{n-1} \right] \end{aligned} \quad (3.22)$$

Deve-se frisar que durante a execução de um ciclo termodinâmico, há instantes e, conseqüentemente, posições da manivela, para os quais não ocorre a liberação de calor, de modo que a expressão (3.22) seja válida apenas para quando esta liberação está acontecendo, ou seja, na faixa descrita em (3.14). Para as etapas adiabáticas, a pressão é obtida anulando-se o termo referente ao calor na equação (3.22).

$$\frac{dP}{dq} = -\gamma \frac{P}{V(q)} \frac{V_d}{2} \sin(q) \left\{ 1 + \cos(q) [B^2 - (\sin(q))^2]^{-\frac{1}{2}} \right\} \quad (3.23)$$

Como exposto anteriormente, a equação (3.23) é válida nas posições angulares da manivela em que não há liberação de calor, as quais são representadas pelas faixas da equação (3.24), dentro de um ciclo termodinâmico.

$$0 \leq q \leq Q_0 \quad ; \quad Q_0 + Q_d \leq q \leq 720^\circ \quad (3.24)$$

A solução das equações (3.22) e (3.23) permite a obtenção da curva da pressão de explosão para o ciclo Otto, mostrada na Figura 3.8. Como não é possível a integração analítica das expressões, um método numérico foi utilizado para obter estes resultados. Vale destacar a presença de uma descontinuidade na posição de 540° da curva de pressão. Esta equivale à abertura da válvula de exaustão. Sabe-se que em um motor real, dada a abertura da válvula, o decaimento de pressão não ocorre instantaneamente. No entanto, para simulação deste efeito, o modelo utilizado no presente trabalho realiza esta simplificação, adotando a descontinuidade.

Deve-se salientar também que o trecho tracejado da curva de pressão da Figura 3.8 corresponde ao resultado da integração da equação (3.22), em que está havendo a adição do calor proveniente da queima da mistura ar-combustível. Já o trecho representado por uma linha contínua decorre da integração da equação (3.23), para as posições angulares nas quais não ocorre adição de calor para o sistema.

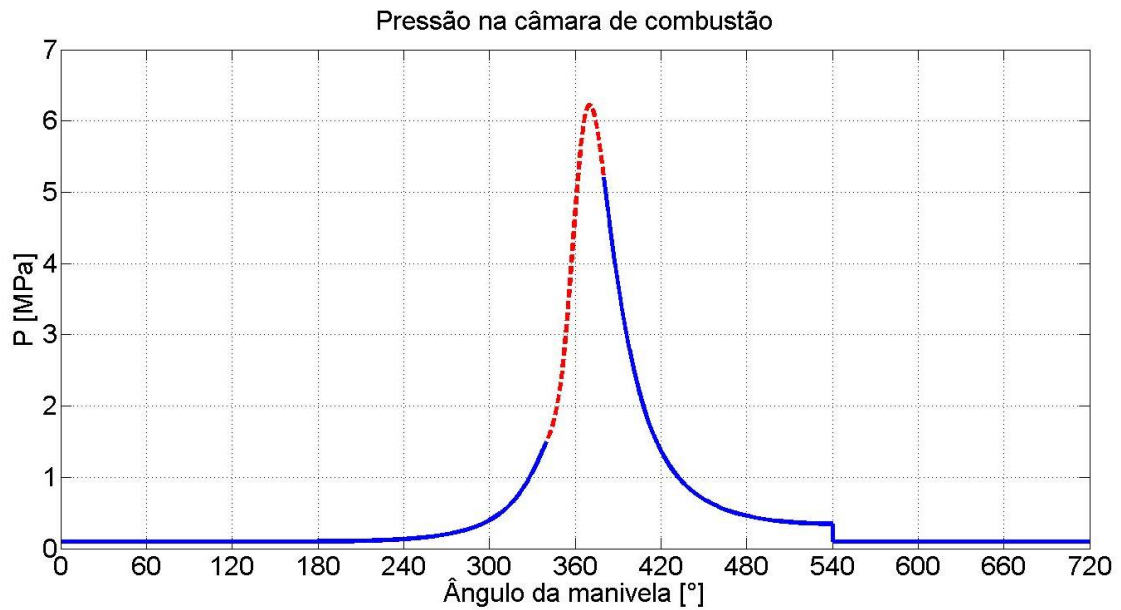


Figura 3.8: Pressão na câmara de combustão para um ciclo do pistão.

Conhecida a curva que relaciona a pressão na câmara de combustão ao ângulo da manivela, resta expor como este resultado será inserido no modelo dinâmico do sistema, cuja apresentação é feita adiante, no capítulo 5.

Caso um resultado analítico pudesse ser gerado para as expressões de pressão, bastaria inserir o valor do ângulo q nessas equações. Porém, como foi necessário o uso de um método numérico para o cálculo das integrais, é preciso realizar um processo de interpolação na curva resultante para cada posição angular. Assim, obtendo-se a pressão (P_{exp}), basta multiplicá-la pela área de topo do pistão para que se determine a força (F_{exp}), como mostra a equação (3.25).

$$F_{exp}(q) = P_{exp}(q) \frac{\pi D^2}{4} \quad (3.25)$$

4. Modelos das juntas lubrificadas

Os motores de combustão interna consistem em equipamentos de alta complexidade, principalmente em virtude da quantidade de partes móveis que os compõem. Para seu correto funcionamento, muitas dessas partes apresentam movimentos relativos entre si, sendo que em muitos casos, tais movimentos só são possíveis devido à presença de uma interface preenchida por fluido lubrificante. Este permite a transferência de esforços de um componente a outro, mas tende a evitar o contato metálico, além de reduzir perdas de energia por atrito.

Conforme apresentado no capítulo 3, um aumento de pressão, devido à queima de uma mistura ar-combustível no interior dos cilindros, é responsável pela entrada de energia para o veículo. À exceção de carros híbridos, isto é, que contam com um motor elétrico além do motor de combustão, esta é a única fonte de energia do sistema. Assim, os componentes diretamente envolvidos nessa conversão de energia química para mecânica são sujeitos a estímulos severos em serviço, de modo que a carga imposta às juntas lubrificadas que os unem tende a ser extremamente alta. Portanto, é imperativo que estas juntas sejam corretamente modeladas, com a finalidade de se avaliar o comportamento dinâmico do sistema. Neste trabalho, conforme visto no capítulo 3, as juntas avaliadas são aquelas nas interfaces pino-pistão e pistão-cilindro.

O modelo de lubrificação empregado deve ser capaz de, a partir de um conjunto de parâmetros geométricos, bem como de uma condição de operação, prever o campo de pressão do filme de óleo e, conseqüentemente, as forças que este exercerá sobre os componentes mecânicos. Ademais, é preciso que haja uma avaliação específica do atrito viscoso atuante na junta, uma vez que este pode ter influência significativa sobre o sistema.

Em vista disso, este capítulo destina-se a apresentar o modelo de lubrificação utilizado na descrição das juntas, as características geométricas específicas de cada uma destas juntas, o método de solução numérica utilizado para a determinação dos campos de pressão e, por fim, o tratamento do atrito viscoso.

4.1. Equação de Reynolds

O estudo aqui exposto faz uso da teoria de lubrificação hidrodinâmica. Esta baseia-se na equação de Reynolds, que descreve o campo de pressão do óleo lubrificante.

$$\frac{\partial}{\partial c} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial c} \right) + \frac{\partial}{\partial a} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial a} \right) = 6\mu U \frac{\partial h}{\partial c} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.1)$$

A equação (4.1) exhibe a forma clássica da equação de Reynolds para um mancal isotérmico sob efeito de carregamento dinâmico (Daniel, *et al.*, 2016). Vale ressaltar que o fato de a abordagem considerar o meio lubrificante como sendo isotérmico, permite que a viscosidade seja tratada como uma constante para o problema. Caso contrário, haveria a necessidade de especificar como esta varia com a temperatura ao longo da interface preenchida por óleo.

Na expressão (4.1), c corresponde à direção circunferencial e a , à direção axial do elemento interno do mancal. O termo h indica a espessura do filme de óleo na interface e μ , a viscosidade absoluta deste óleo. Já a letra U representa a velocidade relativa tangencial entre os corpos e P é a pressão que se deseja obter.

A validade da equação de Reynolds se dá desde que garantidas algumas premissas, expostas em Dowson (1962) e apresentadas na sequência:

- Efeitos de cisalhamento viscoso predominam, de modo que a viscosidade absoluta do fluido seja a propriedade característica;
- São desprezadas as forças de inércia do fluido;
- O fluido é incompressível;
- A viscosidade é constante ao longo do escoamento;
- A espessura de filme é pequena, de modo que seja possível considerar a pressão constante através da folga;
- A curvatura do filme é desprezível;
- Não há deslizamento na interface entre o fluido e as superfícies dos corpos.

A equação de Reynolds trata-se de uma equação diferencial parcial não homogênea de segunda ordem. Os termos à esquerda da igualdade definem o gradiente de pressão do lubrificante no mancal.

Já os termos à direita denotam dois fenômenos distintos que acarretam aumento de pressão no filme de óleo, em relação à pressão atmosférica. O primeiro deles, retratado pela derivada de h em relação à direção c , é denominado de cunha de óleo. Este descreve o efeito da velocidade tangencial relativa entre os corpos, a qual força o lubrificante a entrar por uma cunha de perfil convergente, entre os elementos interno e externo do mancal, e a sair por uma cunha de perfil divergente, acarretando aumento de pressão no processo. O segundo, definido com base na derivada temporal da espessura de filme é chamado de esmagamento, sendo

associado ao efeito de velocidade radial relativa entre os corpos, comprimindo a porção de fluido entre eles.

Na equação (4.1), o termo de cunha foi apresentado em relação à coordenada circunferencial. Contudo, pode haver situações nas quais este efeito ocorra na coordenada axial do mancal, sendo necessário tomar a velocidade relativa ao longo desta coordenada, bem como derivar a espessura de filme em relação a ela. Mais adiante, será mostrado que este é o caso da interface pistão-cilindro, para a qual a expressão de Reynolds assume a configuração expressa em (4.2), com V denotando a velocidade relativa ao longo da direção axial.

$$\frac{\partial}{\partial c} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial c} \right) + \frac{\partial}{\partial a} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial c} \right) = 6\mu V \frac{\partial h}{\partial a} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.2)$$

Independente da forma como é apresentada, a equação de Reynolds necessita de expressões que descrevam a espessura de filme nos mancais em que é aplicada. A seção a seguir destina-se a obter tais expressões, com base nos aspectos geométricos das juntas pino-pistão e pistão-cilindro.

4.2. Características geométricas das juntas

A descrição geométrica das juntas lubrificadas é de suma importância na análise, uma vez que a configuração instantânea dos corpos, a qual se traduz em uma espessura de filme de óleo na interface dos mancais, tem influência direta sobre o campo de pressão do lubrificante.

Em virtude disso, esta seção destina-se a deduzir expressões para a espessura de filme de óleo nas duas juntas abordadas neste trabalho. Para tal, considera-se o sistema de referência da Figura 4.1, a seguir, a partir do qual as funções são desenvolvidas.

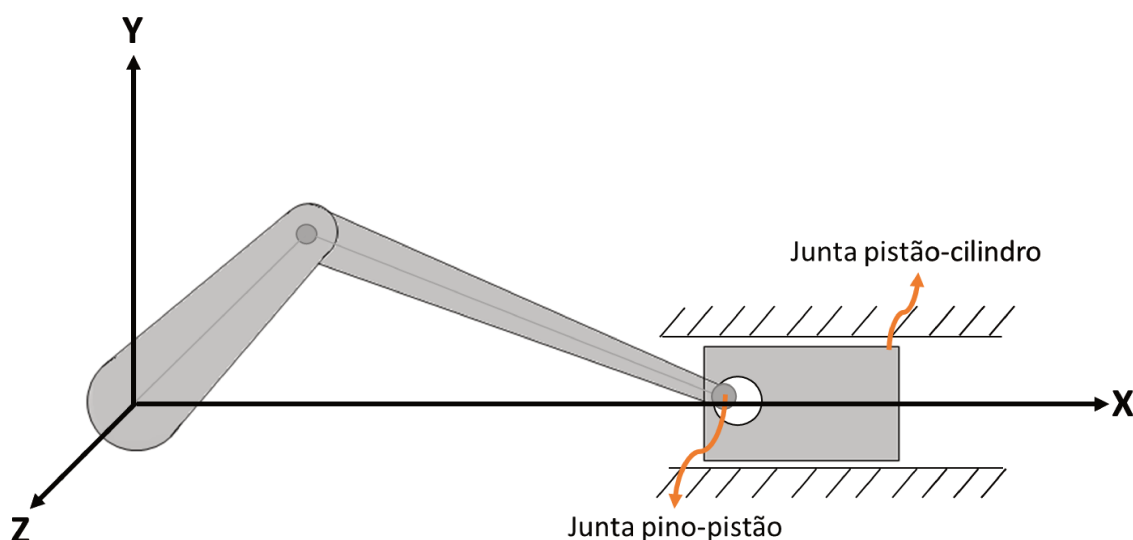


Figura 4.1: Esquema do mecanismo biela manivela apresentando as juntas lubrificadas e o sistema de referência adotado na análise.

A Figura 4.1 exibe um diagrama esquemático simplificado do mecanismo, a partir do qual são tomadas as referências na análise. O pino que une a biela ao pistão é posicionado com seu eixo longitudinal ao longo de Z, podendo apresentar excentricidades no interior da junta tanto em X quanto em Y. Já o pistão, cujo eixo longitudinal é dado em X, direção que recebe seu movimento natural, pode apresentar excentricidade em relação ao cilindro tanto em Y quanto em Z, bem como rotações nestes dois eixos.

4.2.1. Junta pino-pistão

O pino consiste de um componente cilíndrico que é inserido no pistão através de um furo, mantendo-se apoiado a este por dois mancais idênticos. Para a representação matemática e subsequente solução da equação de Reynolds, considera-se apenas um destes mancais. Ao término da análise, as forças hidrodinâmicas calculadas são inseridas multiplicadas por um fator dois na equação de movimento do sistema, de modo a levar em conta a presença deste segundo mancal. Na Figura 4.2, tem-se uma imagem representativa do orifício de inserção do pino no pistão.



Figura 4.2: Corte de um pistão automotivo destacando os furos de inserção do pino. Adaptado de Mahle, 2015/2016.

A Figura 4.2 exibe os mancais da junta pino-pistão, em um pistão automotivo cortado. Verifica-se um espaço no centro do componente, o qual é destinado à acomodação da biela. O desenvolvimento de uma função que descreva a espessura de filme nos mancais dessa junta parte da definição de algumas propriedades geométricas, conforme ilustra a Figura 4.3, a qual fora construída segundo o sistema de referência da Figura 4.1

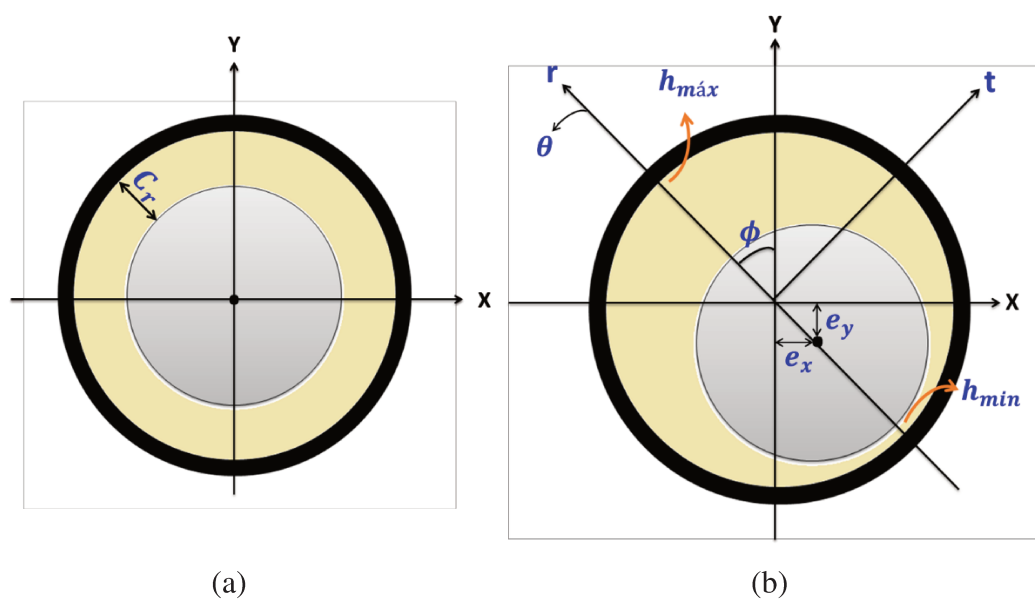


Figura 4.3: Esquemas do mancal da junta pino-pistão. (a) Configuração com pino centralizado. (b) Pino em uma posição qualquer.

Na Figura 4.3, o pino é representado pelo círculo de menor raio. O anel externo faz referência à parede do mancal, que, no caso, consiste no pistão. Já a região entre eles simboliza o óleo lubrificante.

O item (a) esquematiza uma configuração da junta na qual os centros dos elementos coincidem. Nesta imagem, pode-se definir a folga radial, denominada C_r , como sendo a diferença entre os raios do mancal e do pino.

Já o item (b) exhibe uma configuração qualquer dos corpos, em que o pino apresenta excentricidades nas direções X (e_x) e Y (e_y). São definidas as retas nas direções radial e tangencial, r e t , sendo a primeira tomada a partir da união dos centros do pino e do mancal e a segunda, perpendicular a esta, com os sentidos mostrados na figura. Há também o ângulo ϕ , denominado ângulo de atitude, e o ângulo θ , que tem origem na reta radial, aumentando no sentido anti-horário e percorrendo toda a volta do mancal. Observa-se ainda as indicações das espessuras de filme máxima e mínima, as quais ocorrem, respectivamente, nas posições 0° e 180° do ângulo θ .

Com base nas representações da Figura 4.3 e no trabalho de Frene *et al.* (1997), a função da espessura de filme para o mancal da junta pino-pistão pode ser escrita como:

$$h_{pino} = C_r + e_x \sin(\theta + \phi) - e_y \cos(\theta + \phi) \quad (4.3)$$

4.2.2. Junta pistão-cilindro

Diferentemente do pino, a saia do pistão não é perfeitamente cilíndrica. Seu perfil apresenta um formato curvo, semelhante a um barril.

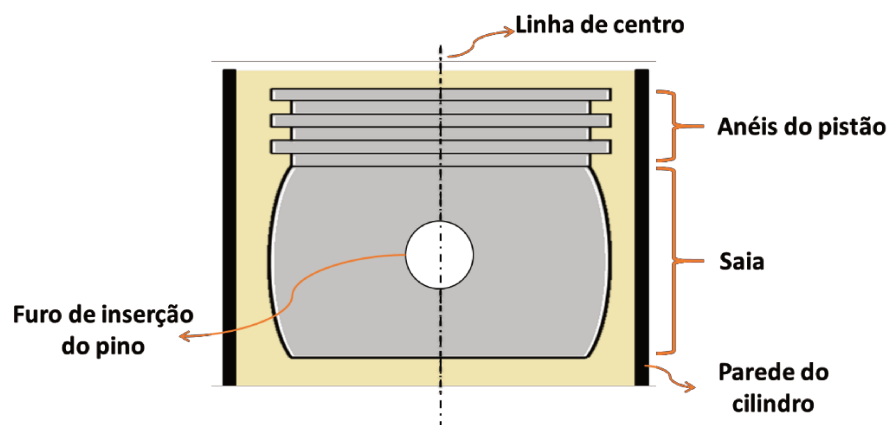


Figura 4.4: Representação do pistão automotivo e suas principais partes.

Na Figura 4.4, observa-se um esquema do pistão, evidenciando os anéis, que não são considerados na análise, e a saia, cujo perfil tem formato de barril. É imperativo comentar que em um componente real, este perfil é praticamente imperceptível a olho nu, uma vez que o desvio do perfil cilíndrico é da ordem de microns. Na sequência, é detalhada a geometria da saia.

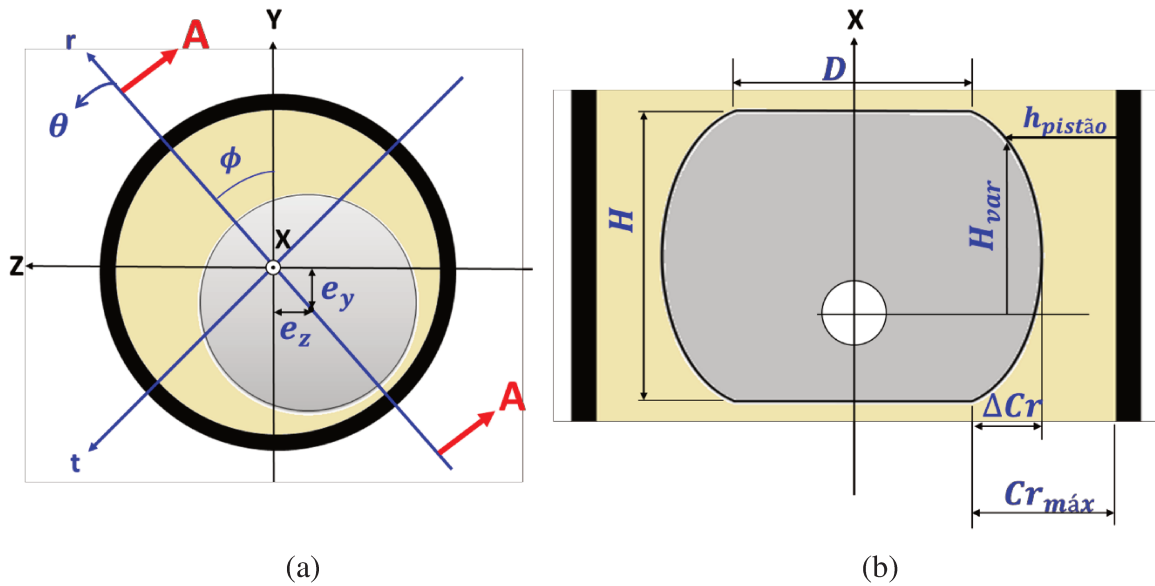


Figura 4.5: Representações da saia do pistão e suas dimensões características. (a) Vista superior. (b) Corte AA.

A partir da vista frontal da saia, exposta na Figura 4.5(a), definem-se alguns parâmetros geométricos deste componente. Além de sua altura e diâmetro, indicados por H e D , respectivamente, observa-se duas grandezas relativas à folga na interface. A primeira delas, designada por $Cr_{máx}$, consiste na folga radial máxima entre a saia e a parede do cilindro, a qual ocorre em suas extremidades inferior e superior. Já a segunda, ΔCr , consiste na diferença entre as folgas máxima e mínima ao longo da altura. Neste item, há ainda a distância H_{var} , a qual indica o braço de alavanca de uma dada posição axial em relação à posição do pino.

Retornando ao perfil da saia, é preciso ter em mente que, na busca por redução de atrito e melhor desempenho, este pode apresentar diversos raios de curvatura, tornando-se extremamente complexo. Neste trabalho, definiu-se uma função trigonométrica cossenoidal para caracterizar a curvatura entre as folgas máxima e mínima, ao longo da altura da saia. Esta função é denominada de Cr_{var} na expressão da espessura de filme na junta, sendo exposta na equação (4.4).

$$Cr_{var} = Cr_{max} - \frac{\Delta Cr}{2} + \frac{\Delta Cr}{2} \cos\left(\frac{2\pi X}{H}\right) \quad (4.4)$$

A Figura 4.5(b) exibe uma vista de topo da saia, sendo muito semelhante ao diagrama análogo do pino, mostrado na Figura 4.3. A única diferença existente é na convenção dos eixos coordenados, uma vez que de acordo com o diagrama da Figura 4.1, o mancal da junta pistão-cilindro apresenta excentricidades definidas no plano YZ, enquanto que para o mancal da junta pino-pistão, os movimentos de excentricidade ocorrem no plano XY.

Conforme mencionado anteriormente, apenas a saia do pistão é avaliada na análise, de modo que para construção de uma função que descreva a espessura de filme em sua interação com o cilindro, deve-se considerar todos os seus movimentos possíveis, como mostra a figura a seguir.

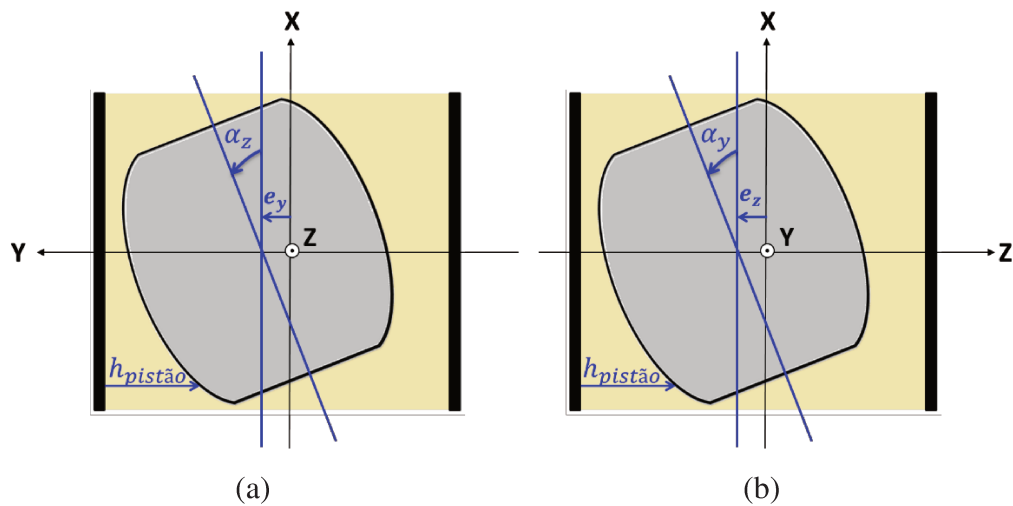


Figura 4.6: Apresentação dos deslocamentos possíveis da saia do pistão no interior do cilindro. (a) Plano XY. Plano XZ.

Na Figura 4.6, é possível observar os deslocamentos possíveis da saia do pistão. No plano XY, verifica-se uma translação em Y e uma rotação em Z. Já no plano XZ, há uma translação em Z e uma rotação em Y, totalizando quatro graus de liberdade possíveis para este componente. Assim, pode-se determinar a espessura de filme para esta junta.

$$h_{pistão} = Cr_{var} - (e_z - H_{var} \sin(\alpha_y)) \sin(\theta + \phi) - (e_y + H_{var} \sin(\alpha_z)) \cos(\theta + \phi) \quad (4.5)$$

Apesar de, teoricamente, o pistão poder apresentar translação em Z (e_z) e rotação em Y (α_y), a modelagem do mecanismo será feita de modo a desprezar tais efeitos, mantendo a atuação do sistema restrita ao plano XY da Figura 4.1. Assim, a equação (4.5) pode ser reduzida à seguinte forma:

$$h_{pistão} = Cr_{var} - (e_y + H_{var} \sen(\alpha_z)) \cos(\theta + \phi) \quad (4.6)$$

4.3. Solução da equação de Reynolds

Uma vez apresentadas a equação de Reynolds, bem como as características geométricas das juntas avaliadas, parte-se para a descrição de um procedimento para solucioná-la, obtendo, por consequência, o campo de pressão nas juntas e os esforços aos quais elas são submetidas.

Da forma como foi escrita na seção 4.1, a equação de Reynolds não apresenta solução analítica. Esta é obtida apenas para os casos específicos de mancais curtos e longos, para os quais a razão do comprimento pelo diâmetro é inferior a $1/8$ ou superior a 4, respectivamente, conforme exposto por Frene *et al.* (1997).

Todavia, para um mancal finito, isto é, para um mancal cuja geometria não permite a aplicação das simplificações relativas a mancais curtos ou longos, uma alternativa viável é uso de um procedimento numérico de solução.

4.3.1. Aplicação do Método dos Volumes Finitos

Neste trabalho, optou-se pelo emprego do Método dos Volumes Finitos, o qual determina uma aproximação discreta para uma equação de conservação contínua. Isto é feito discretizando o domínio de cálculo em uma malha de volumes de controle. Para tal, é preciso que a equação seja válida em todo o domínio e em cada volume, isoladamente. Desse modo torna-se possível integrá-la nos volumes de controle, aproximando as derivadas por séries de Taylor, a exemplo do que é realizado no Método de Diferenças Finitas (Machado, 2014).

Assim, toma-se uma malha de volumes finitos que descreva a superfície do elemento interno dos mancais hidrodinâmicos. No caso das juntas do mecanismo, têm-se o pino, na interface pino-pistão, e a saia do pistão, na interface pistão-cilindro.

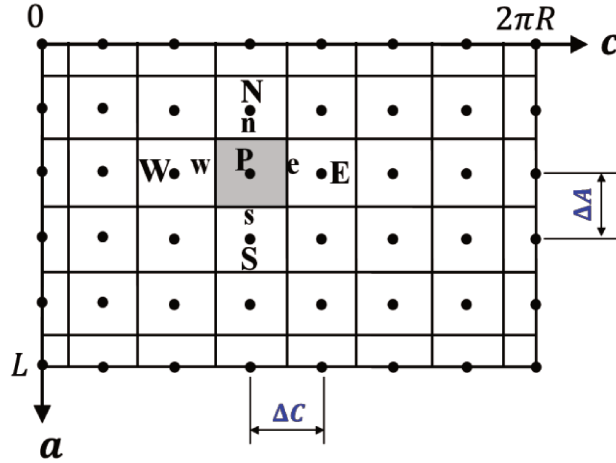


Figura 4.7: Representação da malha de volumes finitos, com destaque para um volume qualquer e suas fronteiras.

Conforme exposto na Figura 4.7, a abordagem por volumes finitos adota uma nomenclatura geográfica, em que as referências aos pontos são feitas através das direções cardeais, ou seja, norte, sul, leste e oeste. Como condição de contorno do problema, tem-se que a pressão nas extremidades axiais do mancal ($a = 0$ e $a = L$) é a própria pressão atmosférica.

A aplicação do método baseia-se em integrar a equação em cada volume, tanto nas fronteiras verticais quanto nas horizontais, aproximando as derivadas de primeira ordem por diferenças entre a propriedade de interesse, no caso a pressão, tomada nos volumes vizinhos. Assim, para os termos do lado esquerdo da equação de Reynolds, tem-se.

$$\int_S^N \int_W^E \frac{\partial}{\partial c} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial c} \right) dc da = \int_S^N h^3 \frac{\partial P}{\partial c} \Big|_w^e da = \int_S^N \left[\left(h_e^3 \frac{\partial P}{\partial c} \Big|_e \right) - \left(h_w^3 \frac{\partial P}{\partial c} \Big|_w \right) \right] da \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \int_S^N \int_W^E \frac{\partial}{\partial a} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial a} \right) dc da &= \int_W^E \int_S^N \frac{\partial}{\partial a} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial a} \right) da dc = \int_W^E h^3 \frac{\partial P}{\partial a} \Big|_s^n dc \\ &= \int_W^E \left[\left(h_n^3 \frac{\partial P}{\partial a} \Big|_n \right) - \left(h_s^3 \frac{\partial P}{\partial a} \Big|_s \right) \right] dc \end{aligned} \quad (4.8)$$

Em (4.8), a inversão da ordem de resolução das integrais iteradas foi possível em virtude da aplicabilidade do Teorema de Fubini, o qual estabelece que se a função $f(c, a)$ for limitada em $\mathbb{R}$ e tiver um número finito de descontinuidades, a ordem de integração não importará, gerando sempre o mesmo resultado (Stewart, 2014). Assim, dando continuidade à resolução, considera-se as aproximações para as derivadas de primeira ordem como diferenças centrais, expostas na sequência.

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial c}\bigg|_e &= \frac{P_E - P_P}{\Delta C} \quad ; \quad \frac{\partial P}{\partial c}\bigg|_w = \frac{P_P - P_W}{\Delta C} \\ \frac{\partial P}{\partial a}\bigg|_n &= \frac{P_N - P_P}{\Delta A} \quad ; \quad \frac{\partial P}{\partial a}\bigg|_s = \frac{P_P - P_S}{\Delta A} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Aplica-se, então, os operadores de diferenças mostrados em (4.9) nas expressões (4.7) e (4.8).

$$\begin{aligned} \int_S^N \left[\left(h_e^3 \frac{\partial P}{\partial c}\bigg|_e \right) - \left(h_w^3 \frac{\partial P}{\partial c}\bigg|_w \right) \right] da &= \left[\frac{h_e^3 (P_E - P_P)}{\Delta C} - \frac{h_w^3 (P_P - P_W)}{\Delta C} \right] \Delta A \\ &= \left[-P_P \left(\frac{h_e^3}{\Delta C} + \frac{h_w^3}{\Delta C} \right) + \frac{h_e^3 P_E}{\Delta C} + \frac{h_w^3 P_W}{\Delta C} \right] \Delta A \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \int_W^E \left[\left(h_n^3 \frac{\partial P}{\partial a}\bigg|_n \right) - \left(h_s^3 \frac{\partial P}{\partial a}\bigg|_s \right) \right] dc &= \left[\frac{h_n^3 (P_N - P_P)}{\Delta A} - \frac{h_s^3 (P_P - P_S)}{\Delta A} \right] \Delta C \\ &= \left[-P_P \left(\frac{h_n^3}{\Delta A} + \frac{h_s^3}{\Delta A} \right) + \frac{h_n^3 P_N}{\Delta A} + \frac{h_s^3 P_S}{\Delta A} \right] \Delta C \end{aligned} \quad (4.11)$$

Partindo-se para os termos do lado direito da equação de Reynolds, o mesmo procedimento é aplicado. Estes termos são denominados de termos fonte na análise, uma vez que constituem a origem do aumento de pressão no fluido, em virtude de descreverem os fenômenos de cunha e esmagamento. Se fossem nulos, tornando a equação homogênea, o resultado de todo o campo de pressão seria simplesmente a condição de contorno aplicada ao mancal, que no caso, é a pressão atmosférica. Portanto, integra-se os termos fonte em um volume de controle, começando pelo relativo ao esmagamento.

$$\int_S^N \int_W^E 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} dc da = 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \int_S^N \Delta C da = 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \Delta C \Delta A \quad (4.12)$$

O termo oriundo da equação (4.12) contém a derivada parcial da espessura do filme de lubrificante em relação ao tempo, sendo necessário calcular esta derivada para as duas juntas modeladas no presente capítulo. Para a interface pino-pistão, tem-se.

$$\frac{\partial h_{pino}}{\partial t} = \frac{\partial h_{pino}}{\partial e_x} \frac{de_x}{dt} + \frac{\partial h_{pino}}{\partial e_y} \frac{de_y}{dt} \quad (4.13)$$

Na equação (4.13), as derivadas das excentricidades no tempo resultam na velocidade radial do pino, decomposta nas direções x e y.

$$\frac{\partial h_{pino}}{\partial t} = \dot{e}_x \sin(\theta + \phi) - \dot{e}_y \cos(\theta + \phi) \quad (4.14)$$

Já para a interface pistão-cilindro, toma-se a derivada da equação (4.6).

$$\frac{\partial h_{pistão}}{\partial t} = \frac{\partial h_{pistão}}{\partial e_y} \frac{de_y}{dt} + \frac{\partial h_{pistão}}{\partial \alpha_z} \frac{d\alpha_z}{dt} \quad (4.15)$$

Que resulta em:

$$\frac{\partial h_{pistão}}{\partial t} = -\dot{e}_y \cos(\theta + \phi) - H_{var} \cos(\alpha_z) \cos(\theta + \phi) \dot{\alpha}_z \quad (4.16)$$

Para o caso do termo referente à cunha de óleo, deve-se relembrar que há duas possibilidades para ocorrência desse fenômeno. Uma delas é ao longo da direção circunferencial, com a derivada da espessura de filme em relação a c , conforme exposto na expressão (4.1). Já a outra se dá na direção axial, resultando na derivada da espessura de filme em relação a a , mostrada na equação (4.2). Por conseguinte, são apresentadas as integrações de um volume de controle para ambos os casos, iniciando pela cunha circunferencial.

$$\int_S^N \int_W^E 6\mu U \frac{\partial h}{\partial c} dc da = 6\mu U \int_S^N h|_w^e da = 6\mu U \Delta A (h_e - h_w) \quad (4.17)$$

Já para a cunha axial, é feito uso novamente do Teorema de Fubini, invertendo a ordem das integrais iteradas, conforme apresentado a seguir:

$$\int_S^N \int_W^E 6\mu V \frac{\partial h}{\partial a} da dc = \int_W^E \int_S^N 6\mu V \frac{\partial h}{\partial a} da dc = 6\mu V \int_W^E h|_s^n dc = 6\mu V \Delta C (h_n - h_s) \quad (4.18)$$

Unindo-se os termos referentes às integrais do gradiente de pressão, bem como dos efeitos de cunha e esmagamento no volume de controle, obtém-se.

$$\begin{aligned} -P_P \left(\frac{h_n^3 \Delta C}{\Delta A} + \frac{h_s^3 \Delta C}{\Delta A} + \frac{h_e^3 \Delta A}{\Delta C} + \frac{h_w^3 \Delta A}{\Delta C} \right) + \left(\frac{h_n^3 \Delta C}{\Delta A} \right) P_N + \left(\frac{h_s^3 \Delta C}{\Delta A} \right) P_S + \left(\frac{h_e^3 \Delta A}{\Delta C} \right) P_E \\ + \left(\frac{h_w^3 \Delta A}{\Delta C} \right) P_W = B \end{aligned} \quad (4.19)$$

Na expressão (4.19), o termo fonte foi denominado de B , o qual depende do caso avaliado para o efeito de cunha, podendo ser dado pela equação (4.20), se o efeito for na direção circunferencial, ou pela (4.21), se for na axial.

$$B = 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \Delta C \Delta A + 6\mu U \Delta A (h_e - h_w) \quad (4.20)$$

$$B = 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \Delta C \Delta A + 6\mu V \Delta C (h_n - h_s) \quad (4.21)$$

De modo a simplificar a apresentação da equação final, referente à solução por volumes finitos, pode-se ainda substituir os fatores que multiplicam as pressões em cada coordenada pelos coeficientes apresentados na sequência.

$$C_N = \frac{h_n^3 \Delta C}{\Delta A} ; C_S = \frac{h_s^3 \Delta C}{\Delta A} ; C_E = \frac{h_e^3 \Delta A}{\Delta C} ; C_W = \frac{h_w^3 \Delta A}{\Delta C} ; \quad (4.22)$$

$$C_P = C_N + C_N + C_E + C_W$$

Assim, a solução da equação de Reynolds por volumes finitos, a qual dever ser aplicada em toda a malha, dadas as condições de contorno apropriadas, é mostrada em (4.23), com os coeficientes dados em (4.22).

$$P_P C_P = P_N C_N + P_S C_S + P_E C_E + P_W C_W - B \quad (4.23)$$

4.3.2. Cálculo das forças hidrodinâmicas nas juntas

Uma vez obtido o campo de pressão nas juntas, resta avaliar as forças hidrodinâmicas oriundas deste campo. Isto é feito considerando a força em cada volume como sendo o produto da pressão naquele volume por sua área. Estes resultados serão sempre perpendiculares à superfície do mancal. Assim, realiza-se uma decomposição nas direções radial e tangencial, com base nas vistas de topo dos mancais.

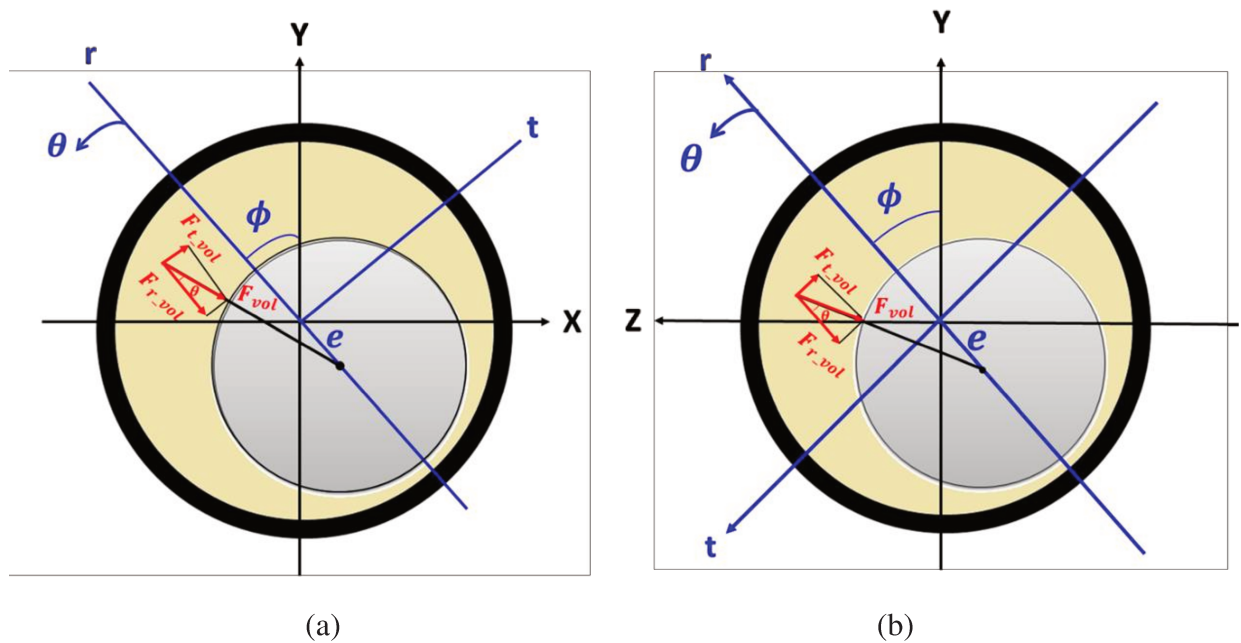


Figura 4.8: Vistas de topo dos mancais. (a) Junta pino-pistão. (b) Junta pistão-cilindro.

Observando-se os diagramas da Figura 4.8, é possível contabilizar as forças sobre toda a superfície dos mancais, ou seja, em todos os volumes da malha, realizando, primeiramente uma

decomposição nas direções radial e tangencial e, em seguida, nas direções do sistema global, sendo X e Y, para a junta pino-pistão e, Y e Z, para a junta pistão-cilindro.

Para o pino, tem-se.

$$\begin{aligned} F_t(i, j) &= F_{vol}(i, j) \sin(\theta) \\ F_r(i, j) &= -F_{vol}(i, j) \cos(\theta) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Transferindo os resultados da equação (4.24) para X e Y, por meio do ângulo de atitude, obtém-se:

$$\begin{aligned} F_{hx}(i, j) &= F_t(i, j) \cos(\phi) - F_r(i, j) \sin(\phi) \\ F_{hy}(i, j) &= F_t(i, j) \sin(\phi) + F_r(i, j) \cos(\phi) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Já no caso da junta pistão-cilindro, a decomposição nas direções radial e tangencial é feita da seguinte forma.

$$\begin{aligned} F_t(i, j) &= -F_{vol}(i, j) \sin(\theta) \\ F_r(i, j) &= -F_{vol}(i, j) \cos(\theta) \end{aligned} \quad (4.26)$$

Finalmente, no plano YZ, obtém-se as seguintes forças.

$$\begin{aligned} F_{hy}(i, j) &= F_r(i, j) \cos(\phi) - F_t(i, j) \sin(\phi) \\ F_{hz}(i, j) &= F_r(i, j) \sin(\phi) + F_t(i, j) \cos(\phi) \end{aligned} \quad (4.27)$$

Conforme discutido na seção 4.2.2, apenas movimentos no plano XY são considerados, de modo que apenas a componente em Y seja levada adiante na análise. Além disso, a determinação das resultantes ao longo de cada junta se dá pelo somatório das forças ao longo de toda a malha de volumes finitos.

4.3.3. Tratamento do atrito

Os esforços oriundos do campo de pressão hidrodinâmica não são os únicos presentes nas juntas, havendo também o atrito do sistema, cuja origem se dá pelo cisalhamento do filme de óleo do mancal.

Para avaliar a tensão de cisalhamento do lubrificante, despreza-se a curvatura no mancal, considerando a interface da junta como sendo composta por placas paralelas infinitas. Adota-se a premissa de escoamento laminar de um fluido Newtoniano, isto é, aquele que possui uma relação linear entre a taxa de deformação e a tensão de cisalhamento (Fox *et al.* 2008).

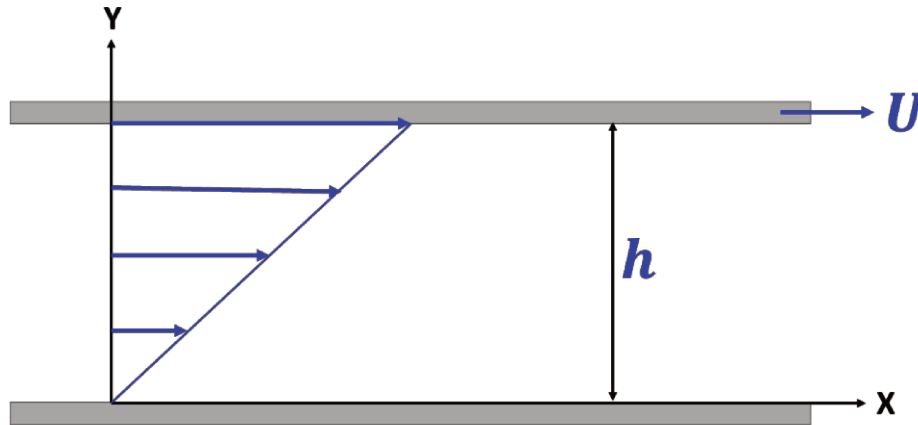


Figura 4.9: Escoamento laminar entre placas paralelas infinitas com distribuição linear de velocidade.

A Figura 4.9 exibe um esquema representativo de um escoamento entre placas paralelas infinitas, separadas por uma altura h , sendo que a placa superior se move com uma velocidade U . Para o caso de uma folga pequena, pode-se supor uma distribuição linear de velocidade no escoamento, como mostra a figura. Sob essas condições, a tensão de cisalhamento do fluido (τ_{xy}) é dada por:

$$\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dy} = \mu \frac{U}{h} \quad (4.28)$$

Para o caso da malha de volumes finitos, obtém-se a força de atrito viscoso (F_{at}) atuando sobre um volume, por meio da multiplicação da tensão de cisalhamento por sua área cisalhada.

$$F_{at}(i, j) = \mu \frac{U}{h(i, j)} \Delta A \Delta C \quad (4.29)$$

Para a força total atuando no corpo, basta somar as forças em cada volume.

$$F_{at} = \sum_i^{N_c} \sum_j^{N_a} \mu \frac{U}{h(i,j)} \Delta A \Delta C \quad (4.30)$$

Deve-se frisar que na análise foi considerado apenas o atrito de origem viscosa. Aquele oriundo de fricção por contato metálico não fora avaliado, uma vez que o mecanismo operava apenas em lubrificação hidrodinâmica, na qual os corpos encontram-se totalmente separados pelo filme de óleo.

Outro ponto importante a ser mencionado é que considerou-se atrito hidrodinâmico apenas na interface do pistão com o cilindro. Com o intuito de verificar se esta consideração era plausível, ou se o atrito na junta pino-pistão também deveria ser adicionado, uma simulação comparativa foi feita. Nela, o atrito no pistão foi incluído no modelo e, externamente a este, por meio dos dados de espessura de filme de óleo e velocidade relativa na junta pino-pistão, o atrito resultante que atuaria nesta junta foi calculado. Assim, comparando-se estes resultados, constatou-se que o atrito na interface do pino com o pistão correspondia a apenas 1% daquele presente na interface do pistão com o cilindro. Por conseguinte, este pôde ser desprezado, simplificando o modelo sem prejudicar seus resultados.

Logo, tendo apresentado o modelo de lubrificação empregado nas juntas do mecanismo biela-manivela do motor, e obtidas as forças em suas interfaces, pode-se dar início à descrição dinâmica do sistema.

5. Modelagem do sistema mecânico

O mecanismo biela-manivela têm sido um dos mais amplamente utilizados em equipamentos de diversas funções e tamanhos, tais como bombas, compressores, motores e prensas. Dentre suas aplicações, a mais conhecida é o motor de combustão interna, em que o movimento linear de um pistão, oriundo da combustão no interior dos cilindros, é convertido em movimento rotativo do virabrequim (manivela) e, conseqüentemente, em deslocamento do veículo.

Nesse contexto, a análise cinemática e dinâmica desse tipo de mecanismo é de grande valia para o entendimento da operação de tais máquinas, no que concerne às posições, velocidades, acelerações e esforços aos quais seus componentes são submetidos.

É comum a descrição simplificada do mecanismo biela-manivela por meio de um modelo com apenas um grau de liberdade. Neste, as juntas entre os componentes são descritas como mancais ideais, ou seja, mancais de deslizamento sem a consideração de folgas nas interfaces. Entretanto, quando se necessita de investigações mais específicas sobre o comportamento do sistema, bem como de aproximações mais realistas, é imperativo que tais folgas sejam levadas em conta. Isto porque apenas com a abertura das juntas, torna-se possível incluir, dentre outros efeitos, aqueles relativos à lubrificação dos componentes, uma vez que, conforme exposto anteriormente, as interfaces entre os corpos são descritas como mancais hidrodinâmicos. Deve-se ainda ressaltar que este procedimento eleva o número de graus de liberdade do sistema e, por conseguinte, a quantidade mínima de equações de movimento necessária para sua completa caracterização.

Neste capítulo, é apresentada a modelagem matemática, ou seja, obtenção das equações de movimento do mecanismo biela-manivela com cinco graus de liberdade. Nesta configuração, consideram-se as folgas nas juntas pino-pistão e pistão-cilindro.

O mecanismo apresentado consiste na associação de dois subsistemas, sendo um referente ao conjunto manivela-biela e outro, relativo ao pistão. O acoplamento deles se dá pela interação hidrodinâmica na junta que os une, por meio dos esforços sobre o pino, os quais são avaliados com base no campo de pressão hidrodinâmica. Considera-se ainda a folga existente na interface pistão-cilindro, permitindo que o pistão apresente movimento de translação ao longo do eixos X e Y, além de rotação no eixo Z. A figura a seguir esquematiza o mecanismo com tais considerações.

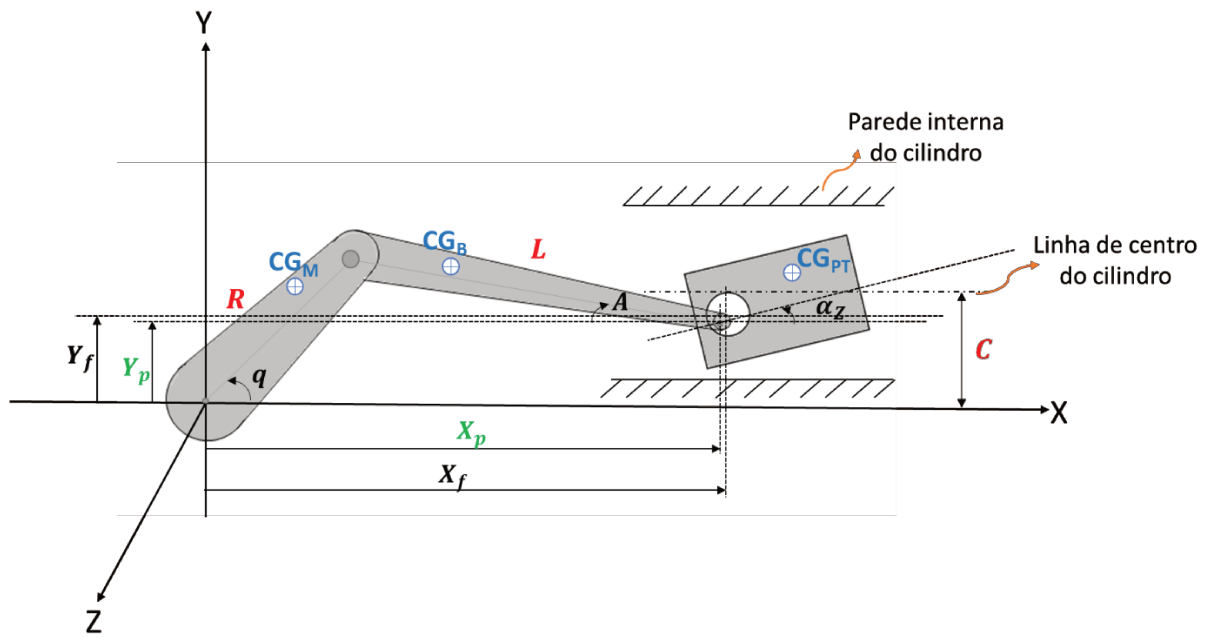


Figura 5.1: Esquema do mecanismo biela manivela de 5GDL.

No esquema da Figura 5.1, o mecanismo fora exposto horizontalmente apenas com intuito de facilitar a visualização. No entanto, sabe-se que este opera na vertical, com a aceleração da gravidade atuando no sentido negativo da direção X .

As grandezas L , R e C representam as dimensões físicas constantes do mecanismo, a saber, os comprimentos da biela e da manivela, além do desalinhamento do cursor, respectivamente.

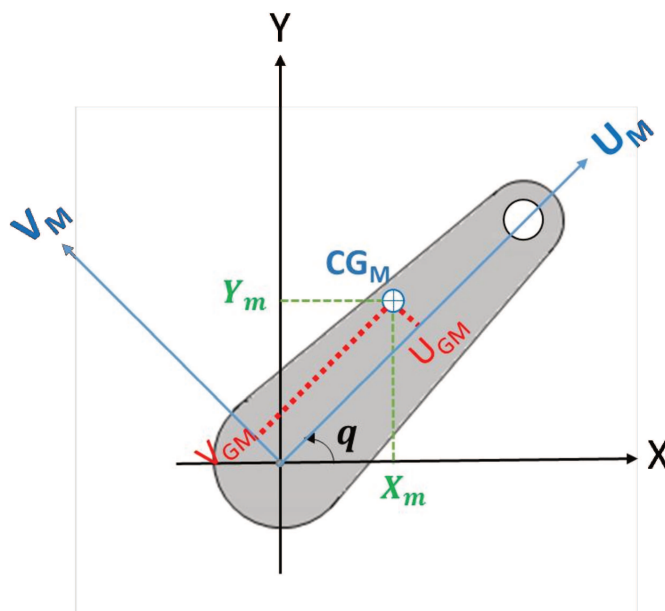
Os ângulos q , A e α_z , bem como os deslocamentos X_f e Y_f , consistem, respectivamente, nas posições angulares da manivela, da biela e do pistão, e na posição linear do centro do furo de inserção do pino no pistão. Tais grandezas foram escolhidas como coordenadas generalizadas na descrição matemática do mecanismo. Vale ressaltar que a definição de uma coordenada generalizada diz respeito às grandezas independentes do sistema, as quais são utilizadas na construção das equações de movimento do mecanismo e na descrição de quaisquer variáveis dependentes que se tenha interesse em analisar. Seus valores devem ser fornecidos como condições de entrada no estudo empreendido.

Os símbolos X_p e Y_p indicam as posições em X e Y , respectivamente, do pino que une a biela ao pistão. Tais grandezas constituem coordenadas secundárias do mecanismo, ou seja, aquelas cuja descrição depende do conhecimento prévio de uma ou mais coordenadas generalizadas.

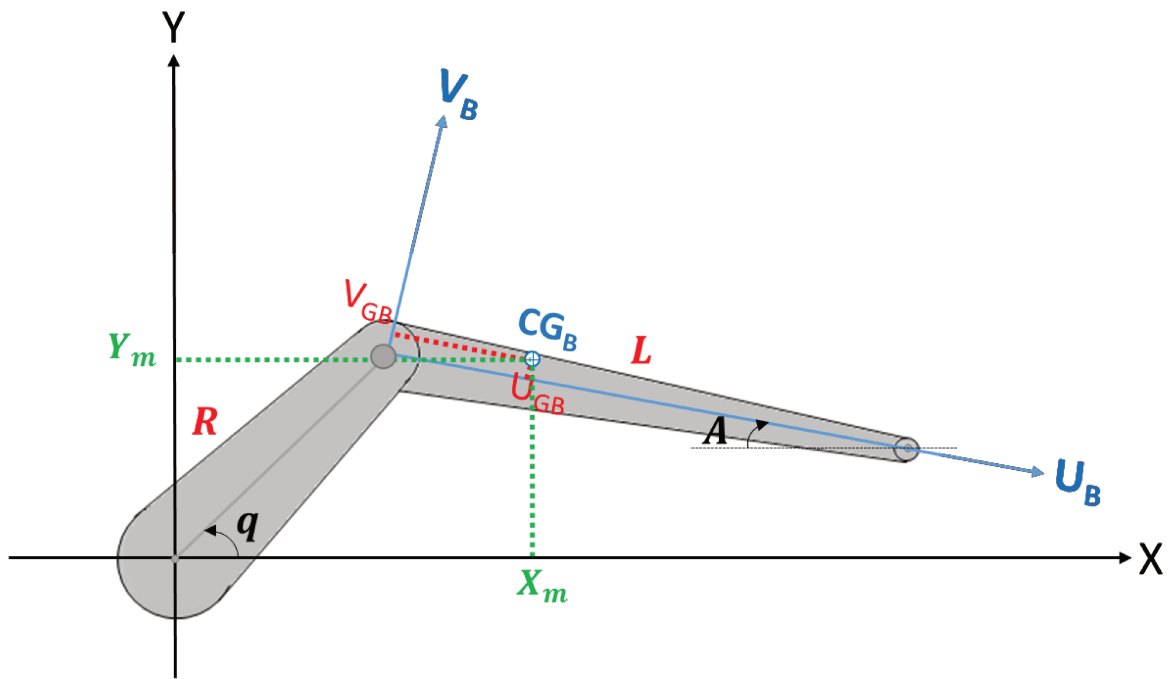
Por fim, os pontos indicados pela sigla CG correspondem aos centros de massa dos componentes, sendo que suas localizações necessitam de sistemas de referência locais para serem determinadas.

As três representações expostas na Figura 5.2 possibilitam a visualização dos sistemas de coordenadas locais da manivela, da biela e do pistão. Estes são necessários, uma vez que para a definição dos pontos de interesse, ou seja, dos centros de massa, no sistema global, deve-se conhecer seus posicionamentos no interior de cada componente.

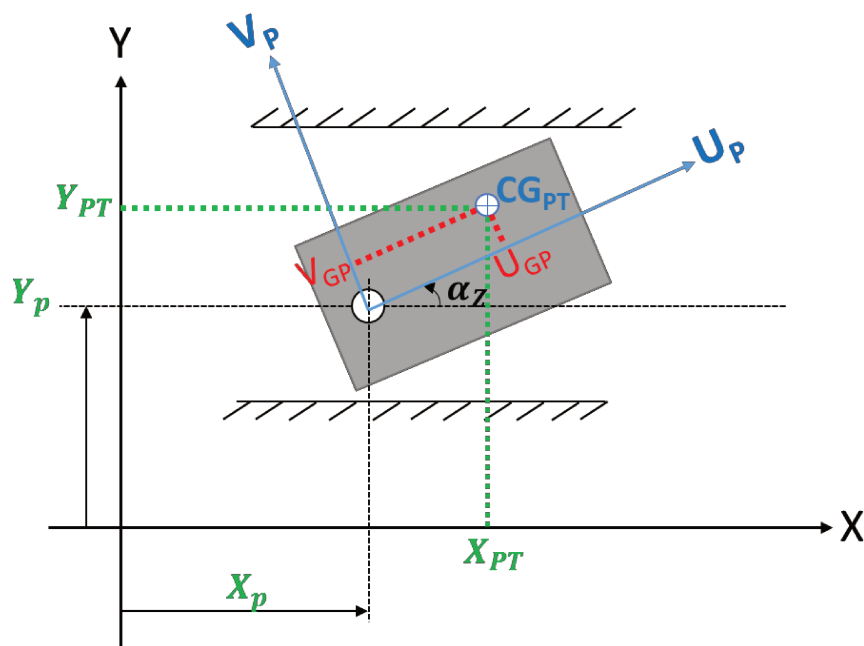
Para a manivela, o sistema local apresenta o semieixo U_M definido a partir da reta que une seu centro de giro ao pino que a conecta com a biela. Este semieixo move-se juntamente à coordenada q , não apresentando movimento relativo à manivela. O outro semieixo, V_M , mantém-se perpendicular a U_M . A biela, por sua vez, apresenta o semieixo U_B , definido sobre a reta que une os centros dos furos de conexão com a manivela e com o pistão. Este semieixo movimenta-se juntamente à coordenada angular A , mantendo-se perpendicular a V_B . Já o pistão conta com o semieixo U_P , definido pela reta que tem início no centro do furo de inserção do pino e estende-se pela direção axial deste corpo. Formando um ângulo reto com U_P , verifica-se a presença do semieixo V_P .



(a)



(b)



(c)

Figura 5.2: Representação dos sistemas de referência locais utilizados na descrição dos centros de massa dos componentes. (a) Manivela. (b) Biela. (c) Pistão.

5.1. Análise cinemática

O estudo cinemático do mecanismo consiste em determinar as equações que descrevam o movimento das coordenadas secundárias adotadas e dos pontos de interesse escolhidos, em função dos valores das coordenadas generalizadas. Para tal, adotou-se a metodologia exposta em Doughty (1988).

5.1.1. Coordenadas secundárias

A descrição do movimento do pino que une a biela ao pistão é feita construindo-se equações de *loop* do subsistema manivela-biela. Tais igualdades recebem esta denominação por partirem de um ponto, percorrerem o mecanismo na direção de interesse e retornarem ao ponto de partida. Assim sendo, as equações de *loop*, em X e Y, são:

$$\text{Em } x: R \cos(q) + L \cos(A) - X_p = 0 \quad (5.1)$$

$$\text{Em } y: R \sin(q) - L \sin(A) - Y_p = 0 \quad (5.2)$$

Em ambas as equações de *loop*, as coordenadas secundárias estão expressas, apenas, em função de coordenadas generalizadas e de constantes geométricas, podendo ser isoladas diretamente.

$$X_p = R \cos(q) + L \cos(A) \quad (5.3)$$

$$Y_p = R \sin(q) - L \sin(A) \quad (5.4)$$

Para o cálculo das velocidades das coordenadas secundárias, toma-se a derivada temporal das equações de posição. Vale lembrar que é necessária a aplicação da regra da cadeia no processo, uma vez que as coordenadas do pino são expressas em função das coordenadas generalizadas do sistema.

$$\frac{dX_p}{dt} = \frac{\partial X_p}{\partial q} \frac{dq}{dt} + \frac{\partial X_p}{\partial A} \frac{dA}{dt} \quad (5.5)$$

$$\frac{dY_p}{dt} = \frac{\partial Y_p}{\partial q} \frac{dq}{dt} + \frac{\partial Y_p}{\partial A} \frac{dA}{dt} \quad (5.6)$$

Conforme pode ser visto nas equações (5.5) e (5.6), surgem derivadas das coordenadas generalizadas no tempo, que nada mais são do que as velocidades de tais coordenadas. Multiplicando cada uma dessas velocidades, aparecem termos oriundos da derivada das coordenadas secundárias por cada uma das coordenadas independentes. Estes termos constituem coeficientes de velocidade, cuja função é associar a velocidade de uma dada coordenada secundária às velocidades das coordenadas generalizadas que descrevem o sistema. Desse modo, as equações (5.5) e (5.6) podem ser reescritas da seguinte forma.

$$\dot{X}_p = K_{Xp1}\dot{q} + K_{Xp2}\dot{A} \quad (5.7)$$

$$\dot{Y}_p = K_{Yp1}\dot{q} + K_{Yp2}\dot{A} \quad (5.8)$$

Em (5.7) e (5.8), o ponto acima das variáveis denota a primeira derivada em relação ao tempo. Ademais, os números subscritos correspondem a cada uma das coordenadas generalizadas, sendo 1 para q e 2 para A . Pode-se, então, determinar as expressões dos coeficientes de velocidade. Primeiramente para aqueles relativos a X_p , tem-se:

$$K_{Xp1} = \frac{\partial X_p}{\partial q} = -R \sin(q) \quad (5.9)$$

$$K_{Xp2} = \frac{\partial X_p}{\partial A} = -L \sin(A) \quad (5.10)$$

Já para os termos de Y_p :

$$K_{Yp1} = \frac{\partial Y_p}{\partial q} = R \cos(q) \quad (5.11)$$

$$K_{Yp2} = \frac{\partial Y_p}{\partial A} = -L \cos(A) \quad (5.12)$$

Conhecidas as expressões de velocidade do pino, torna-se possível derivá-las com relação ao tempo de modo a obter as acelerações secundárias. Ao invés de derivar diretamente as igualdades (5.7) e (5.8), é válido obter, para um sistema genérico de N graus de liberdade, uma expressão geral de aceleração de uma dada coordenada dependente. Assim, considera-se uma coordenada secundária qualquer f e um conjunto de coordenadas generalizadas q_j , com j variando de 1 até o número de graus de liberdade (N). A aceleração de f será dada por:

$$\ddot{f} = \frac{d}{dt}(K_{f1}\dot{q}_1 + K_{f2}\dot{q}_2 + \dots + K_{fN}\dot{q}_N) \quad (5.13)$$

Uma vez que tanto os coeficientes de velocidade quanto as velocidades generalizadas variam com o tempo, faz-se necessária a aplicação da regra do produto para o cálculo das derivadas. Ademais, é preciso lembrar que os coeficientes são também funções das coordenadas generalizadas, de modo que a regra da cadeia também precise ser considerada.

As derivadas dos coeficientes de velocidade pelas coordenadas generalizadas consistem em coeficientes de aceleração. É válido ressaltar que para o cálculo de tais coeficientes, considerou-se que os coeficientes de velocidade eram função de apenas uma coordenada generalizada. Para o sistema modelado no presente capítulo, será visto que esta condição é satisfeita. Caso contrário, surgiriam coeficientes cruzados de aceleração.

Pode-se, portanto, aplicar a expressão geral (5.13) às coordenadas do pino.

$$\ddot{X}_p = \ddot{q}K_{Xp1} + \dot{q}^2 L_{Xp1} + \ddot{A}K_{Xp2} + \dot{A}^2 L_{Xp2} \quad (5.14)$$

$$\ddot{Y}_p = \ddot{q}K_{Yp1} + \dot{q}^2 L_{Yp1} + \ddot{A}K_{Yp2} + \dot{A}^2 L_{Yp2} \quad (5.15)$$

Desse modo, resta determinar os coeficientes de aceleração do pino. Primeiramente os relativos à X .

$$L_{Xp1} = \frac{\partial}{\partial q}(K_{Xp1}) = -R \cos(q) \quad (5.16)$$

$$L_{Xp2} = \frac{\partial}{\partial A}(K_{Xp2}) = -L \cos(A) \quad (5.17)$$

Na sequência, os referentes à Y.

$$L_{Yp1} = \frac{\partial}{\partial q}(K_{Yp1}) = -R \sin(q) \quad (5.18)$$

$$L_{Yp2} = \frac{\partial}{\partial A}(K_{Yp2}) = L \sin(A) \quad (5.19)$$

5.1.2. Ponto de interesse: centro de massa da manivela

Apresentada a formulação que descreve a cinemática do pino que une a biela ao pistão, parte-se para análise dos pontos de interesse do mecanismo, os quais consistem nos centros de massa dos corpos. Para a manivela, considerando-se o sistema de referência local exposto no item na Figura 5.2(a), tem-se as seguintes equações de posição.

$$X_m = U_{GM} \cos(q) - V_{GM} \sin(q) \quad (5.20)$$

$$Y_m = U_{GM} \sin(q) + V_{GM} \cos(q) \quad (5.21)$$

Tomando-se a primeira derivada no tempo das equações de posição, (5.20) e (5.21), obtém-se a velocidade do CG da manivela nas direções X e Y.

$$\dot{X}_m = \frac{\partial X_m}{\partial q} \frac{dq}{dt} \quad (5.22)$$

$$\dot{Y}_m = \frac{\partial Y_m}{\partial q} \frac{dq}{dt} \quad (5.23)$$

Uma vez que a posição do centro de massa da manivela é dependente de apenas uma coordenada generalizada, a saber, o deslocamento angular q , não surgirão coeficientes de velocidades associados às outras duas coordenadas independentes. Assim, as expressões de velocidades são escritas como segue.

$$\dot{X}_m = K_{Xm1} \dot{q} \quad (5.24)$$

$$\dot{Y}_m = K_{Ym1} \dot{q} \quad (5.25)$$

Para (5.24) e (5.25), os coeficientes de velocidade são dados por:

$$K_{Xm1} = \frac{\partial X_m}{\partial q} = -U_{GM} \sin(q) - V_{GM} \cos(q) \quad (5.26)$$

$$K_{Ym1} = \frac{\partial Y_m}{\partial q} = U_{GM} \cos(q) - V_{GM} \sin(q) \quad (5.27)$$

Para o cálculo da aceleração, faz-se uso da mesma regra geral obtida na equação (5.13), lembrando, novamente, da ocorrência de termos relativos somente à coordenada generalizada q .

$$\ddot{X}_m = \ddot{q} K_{Xm1} + \dot{q}^2 L_{Xm1} \quad (5.28)$$

$$\ddot{Y}_m = \ddot{q} K_{Ym1} + \dot{q}^2 L_{Ym1} \quad (5.29)$$

Resta apenas determinar os coeficientes de aceleração derivando-se os de velocidade.

$$L_{Xm1} = \frac{\partial}{\partial q} (K_{Xm1}) = -U_{GM} \cos(q) + V_{GM} \sin(q) \quad (5.30)$$

$$L_{Ym1} = \frac{\partial}{\partial q} (K_{Ym1}) = -U_{GM} \sin(q) - V_{GM} \cos(q) \quad (5.31)$$

5.1.3. Ponto de interesse: centro de massa da biela

Dando continuidade à descrição do comportamento cinemático dos pontos de interesse do mecanismo, constrói-se as equações de posição do CG da biela, tomando como base o sistema de referência exposto na Figura 5.2(b).

$$X_b = R \cos(q) + U_{GB} \cos(A) + V_{GB} \sin(A) \quad (5.32)$$

$$Y_b = R \sin(q) - U_{GB} \sin(A) + V_{GB} \cos(A) \quad (5.33)$$

Assim, a velocidade é determinada na sequência.

$$\dot{X}_b = \frac{\partial X_b}{\partial q} \frac{dq}{dt} + \frac{\partial X_b}{\partial A} \frac{dA}{dt} \quad (5.34)$$

$$\dot{Y}_b = \frac{\partial Y_b}{\partial q} \frac{dq}{dt} + \frac{\partial Y_b}{\partial A} \frac{dA}{dt} \quad (5.35)$$

Diferentemente do observado para o centro de massa da manivela, no caso da biela, verifica-se a dependência de duas coordenadas generalizadas, de modo que surjam coeficientes de velocidade relativos a estas duas variáveis.

$$\dot{X}_b = K_{xb1} \dot{q} + K_{xb2} \dot{A} \quad (5.36)$$

$$\dot{Y}_b = K_{yb1} \dot{q} + K_{yb2} \dot{A} \quad (5.37)$$

Sendo que os coeficientes de velocidade são dados pelas expressões a seguir.

$$K_{xb1} = \frac{\partial X_b}{\partial q} = -R \sin(q) \quad (5.38)$$

$$K_{xb2} = \frac{\partial X_b}{\partial A} = -U_{GB} \sin(A) + V_{GB} \cos(A) \quad (5.39)$$

$$K_{yb1} = \frac{\partial Y_b}{\partial q} = R \cos(q) \quad (5.40)$$

$$K_{yb2} = \frac{\partial Y_b}{\partial A} = -U_{GB} \cos(A) - V_{GB} \sin(A) \quad (5.41)$$

A exemplo da velocidade, para a aceleração também ocorre a dependência de duas coordenadas generalizadas. Considerando-se a expressão (5.13), tem-se:

$$\ddot{X}_b = \ddot{q}K_{xb1} + \dot{q}^2 L_{xb1} + \ddot{A}K_{xb2} + \dot{A}^2 L_{xb2} \quad (5.42)$$

$$\ddot{Y}_b = \ddot{q}K_{yb1} + \dot{q}^2 L_{yb1} + \ddot{A}K_{yb2} + \dot{A}^2 L_{yb2} \quad (5.43)$$

Por fim, são calculados os coeficientes de aceleração do CG da biela.

$$L_{xb1} = \frac{\partial}{\partial q}(K_{xb1}) = -R \cos(q) \quad (5.44)$$

$$L_{xb2} = \frac{\partial}{\partial A}(K_{xb2}) = -U_{GB} \cos(A) - V_{GB} \sin(A) \quad (5.45)$$

$$L_{yb1} = \frac{\partial}{\partial q}(K_{yb1}) = -R \sin(q) \quad (5.46)$$

$$L_{yb2} = \frac{\partial}{\partial A}(K_{yb2}) = U_{GB} \sin(A) - V_{GB} \cos(A) \quad (5.47)$$

5.1.4. Ponto de interesse: centro de massa do pistão

Nesta etapa, são determinadas as expressões de posição, velocidade e aceleração do ponto de interesse localizado no centro de massa do pistão, com base nas coordenadas generalizadas definidas para o mecanismo. Primeiramente, para a posição, tem-se:

$$X_{pt} = X_f + U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z) \quad (5.48)$$

$$Y_{pt} = Y_f + U_{GP} \sin(\alpha_Z) + V_{GP} \cos(\alpha_Z) \quad (5.49)$$

É válido expor que na expressão (5.49), na qual é determinada a posição, em Y, do CG do pistão, não foi incluído o desalinhamento do cursor, representado pela letra C, na Figura 5.2. Isto aconteceu em virtude de a coordenada generalizada Y_f ter sua referência no eixo X, de modo que seu valor já contemple os eventuais desalinhamentos.

É tomada a derivada temporal das equações de posição para cálculo das velocidades.

$$\dot{X}_{pt} = \frac{\partial X_{pt}}{\partial X_f} \frac{dX_f}{dt} + \frac{\partial X_{pt}}{\partial \alpha_Z} \frac{d\alpha_Z}{dt} \quad (5.50)$$

$$\dot{Y}_{pt} = \frac{\partial Y_{pt}}{\partial Y_f} \frac{dY_f}{dt} + \frac{\partial Y_{pt}}{\partial \alpha_Z} \frac{d\alpha_Z}{dt} \quad (5.51)$$

Nas expressões de velocidade, não foram tomadas as derivadas em relação a q e A pelo fato de tais coordenadas pertencerem ao subsistema manivela-biela, não influenciando diretamente nas equações cinemáticas do pistão. Assim, calcula-se os coeficientes, utilizando-se as referências numéricas 3, 4 e 5 para as coordenadas X_f , Y_f e α_Z , respectivamente. Primeiramente, os relativos a X .

$$K_{Xpt3} = \frac{\partial X_{pt}}{\partial X_f} = 1 \quad (5.52)$$

$$K_{Xpt5} = \frac{\partial X_{pt}}{\partial \alpha_Z} = -U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z) \quad (5.53)$$

Já para Y , os coeficientes de velocidade são:

$$K_{Ypt4} = \frac{\partial Y_{pt}}{\partial Y_f} = 1 \quad (5.54)$$

$$K_{Ypt5} = \frac{\partial Y_{pt}}{\partial \alpha_Z} = U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z) \quad (5.55)$$

Portanto, as velocidades são expressas por:

$$\dot{X}_{pt} = \dot{X}_f + K_{Xpt5} \dot{\alpha}_Z \quad (5.56)$$

$$\dot{Y}_{pt} = \dot{Y}_f + K_{Ypt5} \dot{\alpha}_Z \quad (5.57)$$

Dando continuidade à análise, deve-se avaliar as acelerações do CG do pistão, o que é feito derivando-se, em relação ao tempo, as igualdades (5.56) e (5.57).

$$\ddot{X}_{pt} = \ddot{X}_f + \ddot{\alpha}_Z K_{Xpt5} + \dot{\alpha}_Z^2 L_{Xpt5} \quad (5.58)$$

$$\ddot{Y}_{pt} = \ddot{Y}_f + \ddot{\alpha}_Z K_{Ypt5} + \dot{\alpha}_Z^2 L_{Ypt5} \quad (5.59)$$

Por fim, coeficientes de aceleração relativos à α_Z são expressos por:

$$L_{Xpt5} = \frac{\partial K_{Xpt5}}{\partial \alpha_Z} = -U_{GP} \cos(\alpha_Z) + V_{GP} \sin(\alpha_Z) \quad (5.60)$$

$$L_{Ypt5} = \frac{\partial K_{Ypt5}}{\partial \alpha_Z} = -U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z) \quad (5.61)$$

5.2. Análise dinâmica

Conhecidas as trajetórias, velocidades e acelerações dos componentes do mecanismo, torna-se possível efetuar a descrição de seu comportamento dinâmico, de modo a obter um sistema de equações de movimento, cujo número de equações equivale à quantidade de graus de liberdade do mecanismo considerado.

A abordagem escolhida nesta etapa foi aquela desenvolvida por Lagrange, que avalia a variação de energia mecânica de um sistema com múltiplos graus de liberdade, obtendo um sistema de equações de movimento da seguinte forma.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} + \frac{\partial V}{\partial q_j} = Q_j^{nc} \quad ; \quad j = 1, 2, \dots, GDL \quad (5.62)$$

Na expressão (5.62), T corresponde à energia cinética do mecanismo, q_j , à cada uma das coordenadas generalizadas definidas na descrição do mecanismo, V , aos potenciais conservativos e Q_j^{nc} , ao termo de força generalizada não conservativa. Vale destacar que o conceito de força generalizada consiste de um conjunto fictício de esforços, atuantes apenas sobre as coordenadas generalizadas, que gere o mesmo trabalho dos esforços de fato presentes no mecanismo.

Para que esta metodologia pudesse ser aplicada, era necessário conhecer a cinemática dos centros de massa dos componentes, com intuito de se obter a energia cinética total do sistema.

A análise foi então dividida em duas partes, sendo uma referente ao subsistema manivela-biela e outra referente ao subsistema do pistão. Apenas por meio desta separação é possível considerar a folga na junta pino-pistão, uma vez que, conforme anteriormente descrito, o acoplamento entre estes é dado apenas pela interação hidrodinâmica na interface dos corpos. Por conseguinte, para o primeiro subsistema, obteve-se um conjunto de duas equações, nas coordenadas q e A , e para o segundo, um conjunto de três equações, nas coordenadas X_f , Y_f e α_z .

5.2.1. Subsistema manivela-biela

Primeiramente, determina-se a energia cinética desta parte do mecanismo, a qual é composta pelos termos de rotação e de translação da manivela e da biela. O cálculo desta grandeza pode ser feito com base na seguinte equação matricial, conforme exposto em Doughty (1988).

$$T = \frac{1}{2} \{\dot{q}_j\}^t [K_c]^t [M] [K_c] \{\dot{q}_j\} \quad (5.63)$$

Na expressão (5.63), o vetor coluna $\{\dot{q}_j\}$ contém as velocidades das coordenadas generalizadas, M é a matriz de inércia do sistema e K_c consiste na matriz dos coeficientes de velocidade.

Para o subsistema em foco, a matriz de inércia será composta pelas massas da biela e da manivela, além de seus respectivos momentos de inércia.

$$[M] = \begin{bmatrix} M_M & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_M & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_B & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & I_M & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & I_B \end{bmatrix} \quad (5.64)$$

Observa-se, em (5.64), que os termos de massa aparecem duplicados. Isto ocorre devido ao fato de a componente da energia cinética associada à translação dos corpos ser oriunda de deslocamentos em duas direções (X e Y).

Para a determinação da matriz K_c , constrói-se, primeiramente, a equação geral de velocidades dos centros de massa do subsistema, na qual aparecem as translações e rotações da biela e da manivela.

$$\begin{Bmatrix} \dot{X}_m \\ \dot{Y}_m \\ \dot{X}_b \\ \dot{Y}_b \\ \dot{q} \\ \dot{A} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} -U_{GM} \sin(q) - V_{GM} \cos(q) & 0 \\ U_{GM} \cos(q) - V_{GM} \sin(q) & 0 \\ -R \sin(q) & -U_{GB} \sin(A) + V_{GB} \cos(A) \\ R \cos(q) & -U_{GB} \cos(A) - V_{GB} \sin(A) \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{q} \\ \dot{A} \end{Bmatrix} \quad (5.65)$$

Assim, pode-se definir a matriz K_c como sendo:

$$[K_c] = \begin{bmatrix} -U_{GM} \sin(q) - V_{GM} \cos(q) & 0 \\ U_{GM} \cos(q) - V_{GM} \sin(q) & 0 \\ -R \sin(q) & -U_{GB} \sin(A) + V_{GB} \cos(A) \\ R \cos(q) & -U_{GB} \cos(A) - V_{GB} \sin(A) \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.66)$$

Em tese, nada impede que a expressão da energia cinética seja mantida na forma matricial para posterior implementação de algoritmo computacional. Contudo, o custo de processamento dessa forma é demasiadamente elevado, sendo recomendável expandir os produtos e realizar as simplificações possíveis. Deve-se ainda ressaltar que o resultado desse produto será um escalar, ou seja, um número, e não uma matriz. Isso pode ser verificado avaliando-se as dimensões das matrizes, de modo a prever que a dimensão do resultado será 1 por 1. É válido também expor o significado físico desse resultado, o qual é associado ao fato de a energia cinética ser uma propriedade do sistema como um todo, independente das coordenadas. Reside aí uma das vantagens da abordagem por energia, isto é, o fato de não necessitar de uma descrição vetorial.

Efetuada os produtos e as simplificações a partir de (5.63), a expressão da energia cinética para o subsistema biela-manivela é obtida.

$$T = \frac{1}{2} \{ \dot{q}^2 [M_M (U_{GM}^2 + V_{GM}^2) + R^2 M_B + I_M] + \dot{A}^2 [M_B (U_{GB}^2 + V_{GB}^2) + I_B] - 2RM_B \dot{q} \dot{A} [U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] \} \quad (5.67)$$

Conforme mostrado em (5.62), faz-se necessária, para construção das equações de movimento, a derivação parcial da energia cinética em relação às coordenadas generalizadas do subsistema e em relação às suas respectivas velocidades, sendo que este último termo é, então, derivado no tempo.

Tais cálculos são expostos na sequência. Primeiramente, as derivadas em relação a q e A .

$$\frac{\partial T}{\partial q} = -RM_B \dot{q} \dot{A} [-U_{GB} \sin(q + A) + V_{GB} \cos(q + A)] \quad (5.68)$$

$$\frac{\partial T}{\partial A} = -RM_B \dot{q} \dot{A} [-U_{GB} \sin(q + A) + V_{GB} \cos(q + A)] \quad (5.69)$$

Em seguida, as derivadas da energia cinética em relação às velocidades independentes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}} = & \dot{q} [M_M (U_{GM}^2 + V_{GM}^2) + R^2 M_B + I_M] \\ & - RM_B \dot{A} [U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] \end{aligned} \quad (5.70)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{A}} = \dot{A} [M_B (U_{GB}^2 + V_{GB}^2) + I_B] - RM_B \dot{q} [U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] \quad (5.71)$$

Deriva-se, pois, os resultados de (5.70) e (5.71) no tempo.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right) = & \ddot{q} [M_M (U_{GM}^2 + V_{GM}^2) + I_M + R^2 M_B] \\ & - R \ddot{A} [M_B (U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A))] \\ & + R \dot{A} \dot{q} [M_B (U_{GB} \sin(q + A) - V_{GB} \cos(q + A))] \\ & + R \dot{A}^2 [M_B (U_{GB} \sin(q + A) - V_{GB} \cos(q + A))] \end{aligned} \quad (5.72)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{A}} \right) = & \ddot{A} [M_B (U_{GB}^2 + V_{GB}^2) + I_B] \\ & - R \ddot{q} [M_B (U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A))] \\ & + R \dot{A} \dot{q} [M_B (U_{GB} \sin(q + A) - V_{GB} \cos(q + A))] \\ & + R \dot{q}^2 [M_B (U_{GB} \sin(q + A) - V_{GB} \cos(q + A))] \end{aligned} \quad (5.73)$$

Representada a energia cinética e os termos derivados desta, avalia-se a influência de potenciais conservativos sobre o sistema. Neste caso, o único que se faz presente é o potencial gravitacional, com aceleração no sentido negativo da direção X. Assim, a energia potencial é descrita como segue.

$$V = g[M_M X_m + M_B X_b] \quad (5.74)$$

É preciso ainda obter a derivada do potencial conservativo em relação às coordenadas generalizadas, para inclusão na equação de Lagrange.

$$\frac{\partial V}{\partial q} = g \left[M_M \frac{\partial X_m}{\partial q} + M_B \frac{\partial X_b}{\partial q} \right] \quad (5.75)$$

Na igualdade (5.75), as derivadas entre colchetes consistem nos próprios coeficientes de velocidade, determinados nas seções 5.1.2 e 5.1.3. Em vista disso, a expressão (5.75) pode ser reescrita.

$$\frac{\partial V}{\partial q} = g[M_M K_{Xm1} + M_B K_{Xb1}] \quad (5.76)$$

Analogamente, para a outra coordenada independente, tem-se a relação (5.77), lembrando que a posição da manivela depende unicamente de q , o que torna nula a derivada deste termo em relação à A .

$$\frac{\partial V}{\partial A} = g[M_B K_{Xb2}] \quad (5.77)$$

Finalmente, resta determinar o termo de força generalizada não conservativa sobre o subsistema biela-manivela. Utiliza-se, para este fim, o princípio do trabalho virtual. Este corresponde a um método de determinar um conjunto de forças que, ao gerarem deslocamentos virtuais sobre as coordenadas generalizadas, realizem um trabalho virtual equivalente àquele oriundo da soma dos trabalhos virtuais efetuados pelas forças que de fato atuam no sistema, em suas respectivas coordenadas, sejam elas secundárias ou independentes.

Os conceitos de trabalho e deslocamento virtuais são utilizados para descrever a ocorrência de tais fenômenos em um instante nulo de tempo. Considera-se, portanto, o diagrama de corpo livre exposto a seguir.

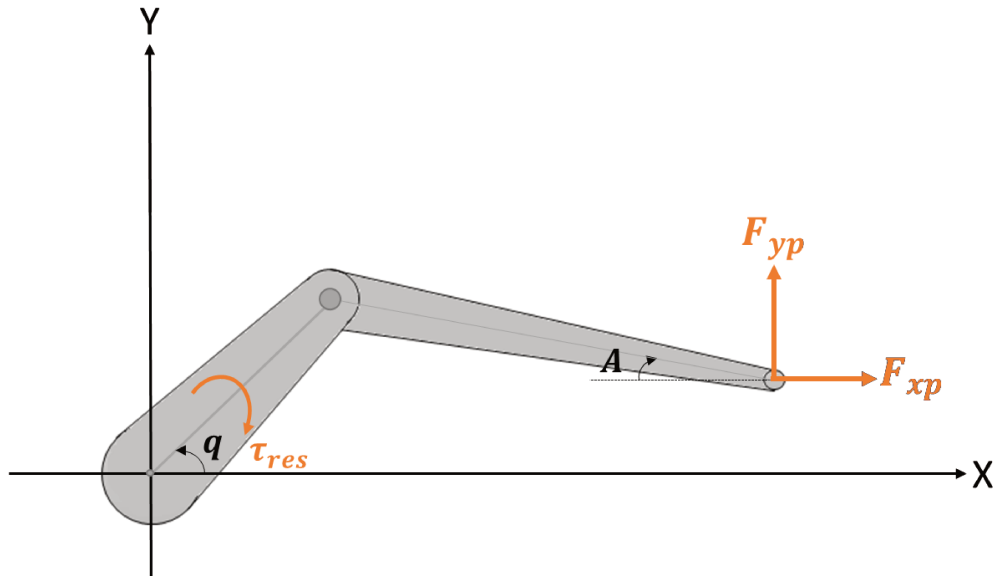


Figura 5.3: Diagrama de corpo livre do subsistema manivela-biela.

Na Figura 5.3, observa-se a presença de três esforços externos. Um deles é um momento resistivo na manivela, τ_{res} , que representa as dissipações de energia no virabrequim enquanto este opera. Este parâmetro é calculado considerando-se um coeficiente de perdas que multiplica a velocidade angular da manivela, a exemplo da modelagem de um amortecimento viscoso. Para este trabalho, utilizou-se um valor de 0,015 para este coeficiente. Os demais esforços são as forças no pino, oriundas da interação hidrodinâmica com o pistão. Tais forças, cujo detalhamento é mostrado no capítulo 4, atuam nas coordenadas X e Y do pino.

Assim, escreve-se a expressão do trabalho virtual em (5.78), em que F_j representa as forças no sistema e δr_j , o deslocamento virtual das coordenadas em que tais forças atuam.

$$\delta W = \sum_j F_j \delta r_j = Q_j^{nc} \delta q_j \quad (5.78)$$

Considerando cada um dos esforços externos e suas respectivas coordenada de aplicação, pode-se reescrever a igualdade (5.78).

$$\delta W_{biela-manivela} = -\tau_{res}\delta q + F_{xp}\delta X_p + F_{yp}\delta Y_p \quad (5.79)$$

Em (5.79), os termos de força aparecem com sinal positivo devido ao fato de as componentes terem sido adotados no mesmo sentido das coordenadas do pino. Já o torque resistivo é introduzido com sinal negativo por estar sempre contrário ao sentido crescente da coordenada q .

Contudo, a equação de trabalho virtual não pode ser mantida na forma como aparece em (5.79), uma vez que é necessário fazer a correspondência dos deslocamentos virtuais das coordenadas secundárias para as coordenadas generalizadas. Para tal, é feito uso dos coeficientes de velocidade, conforme exposto.

$$\delta X_p = \frac{\partial X_p}{\partial q} \delta q + \frac{\partial X_p}{\partial A} \delta A \quad (5.80)$$

$$\delta Y_p = \frac{\partial Y_p}{\partial q} \delta q + \frac{\partial Y_p}{\partial A} \delta A \quad (5.81)$$

Substituindo as derivadas nas equações (5.80) e (5.81) pelos respectivos coeficientes, tem-se:

$$\delta X_p = K_{xp1}\delta q + K_{xp2}\delta A \quad (5.82)$$

$$\delta Y_p = K_{yp1}\delta q + K_{yp2}\delta A \quad (5.83)$$

Logo, substitui-se as correspondências de deslocamentos virtuais de (5.82) e (5.83) na equação (5.79).

$$\delta W_{biela-manivela} = -\tau_{res}\delta q + F_{xp}(K_{xp1}\delta q + K_{xp2}\delta A) + F_{yp}(K_{yp1}\delta q + K_{yp2}\delta A) \quad (5.84)$$

Pode-se ainda separar os esforços em cada coordenada independente.

$$\delta W_{biela-manivela} = (-\tau_{res} + F_{xp}K_{xp1} + F_{yp}K_{yp1})\delta q + (F_{xp}K_{xp2} + F_{yp}K_{yp2})\delta A \quad (5.85)$$

O vetor de forças generalizadas é então obtido, sendo sua primeira linha referente à q e a segunda referente à A .

$$Q^{nc} = \begin{Bmatrix} -\tau_{res} + F_{xp}K_{xp1} + F_{yp}K_{yp1} \\ F_{xp}K_{xp2} + F_{yp}K_{yp2} \end{Bmatrix} \quad (5.86)$$

Unindo-se os termos de energia cinética, potencial e força generalizada não conservativa, constrói-se a forma final da equação de movimento do subsistema biela-manivela, em forma matricial.

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} M_M(U_{GM}^2 + V_{GM}^2) + R^2M_B + I_M & -RM_B[U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] \\ -RM_B[U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] & M_B(U_{GB}^2 + V_{GB}^2) + I_B \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{q} \\ \ddot{A} \end{Bmatrix} \\ & + RM_B[U_{GB} \sin(q + A) - V_{GB} \cos(q + A)] \begin{Bmatrix} \dot{A}^2 \\ \dot{q}^2 \end{Bmatrix} + g \begin{Bmatrix} M_M K_{xm1} + M_B K_{xb1} \\ M_B K_{xb2} \end{Bmatrix} \\ & = \begin{Bmatrix} -\tau_{res} + F_{xp}K_{xp1} + F_{yp}K_{yp1} \\ F_{xp}K_{xp2} + F_{yp}K_{yp2} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (5.87)$$

5.2.2. Subsistema pistão

Mais uma vez, a determinação das equações de movimento é realizada com base na formulação de Lagrange. Assim, deve-se determinar a energia cinética deste subsistema, a partir da seguinte igualdade matricial.

$$T = \frac{1}{2} \begin{Bmatrix} \dot{X}_f & \dot{Y}_f & \dot{\alpha}_Z \end{Bmatrix}^t [K_c]^t [M] [K_c] \begin{Bmatrix} \dot{X}_f \\ \dot{Y}_f \\ \dot{\alpha}_Z \end{Bmatrix} \quad (5.88)$$

Por meio da relação entre as velocidades de translação e rotação do centro de massa do corpo, com as velocidades independentes, determina-se a matriz dos coeficientes de velocidade.

$$\begin{Bmatrix} \dot{X}_{pt} \\ \dot{Y}_{pt} \\ \dot{\alpha}_Z \end{Bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} 1 & 0 & -U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z) \\ 0 & 1 & U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}_{[K_c]} \begin{Bmatrix} \dot{X}_f \\ \dot{Y}_f \\ \dot{\alpha}_Z \end{Bmatrix} \quad (5.89)$$

Já a matriz de inércia é dada por:

$$[M] = \begin{bmatrix} M_{pt} & 0 & 0 \\ 0 & M_{pt} & 0 \\ 0 & 0 & I_{pt} \end{bmatrix} \quad (5.90)$$

Assim, efetua-se os produtos matriciais, bem como as simplificações convenientes, de modo a determinar a expressão final da energia cinética do subsistema em questão.

$$\begin{aligned} T = \frac{1}{2} \{ & M_{pt} (\dot{X}_f^2 + \dot{Y}_f^2) + 2M_{pt} \dot{X}_f \dot{\alpha}_z (-U_{GP} \sin(\alpha_z) - V_{GP} \cos(\alpha_z)) \\ & + 2M_{pt} \dot{Y}_f \dot{\alpha}_z (U_{GP} \cos(\alpha_z) - V_{GP} \sin(\alpha_z)) \\ & + \dot{\alpha}_z^2 [M_{pt} (U_{GP}^2 + V_{GP}^2) + I_{pt}] \} \end{aligned} \quad (5.91)$$

Dando sequência à análise, são calculadas as derivadas da energia cinética em relação às coordenadas generalizadas.

$$\frac{\partial T}{\partial X_f} = \frac{\partial T}{\partial Y_f} = 0 \quad (5.92)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \alpha_z} = & M_{pt} \dot{X}_f \dot{\alpha}_z (-U_{GP} \cos(\alpha_z) + V_{GP} \sin(\alpha_z)) \\ & + M_{pt} \dot{Y}_f \dot{\alpha}_z (-U_{GP} \sin(\alpha_z) - V_{GP} \cos(\alpha_z)) \end{aligned} \quad (5.93)$$

Em seguida, calcula-se as derivadas da energia cinética em relação às velocidades independentes.

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{X}_f} = M_{pt} \dot{X}_f + M_{pt} \dot{\alpha}_z (-U_{GP} \sin(\alpha_z) - V_{GP} \cos(\alpha_z)) \quad (5.94)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{Y}_f} = M_{pt} \dot{Y}_f + M_{pt} \dot{\alpha}_z (U_{GP} \cos(\alpha_z) - V_{GP} \sin(\alpha_z)) \quad (5.95)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial T}{\partial \dot{\alpha}_f} = & M_{pt} \dot{X}_f (-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) \\
& + M_{pt} \dot{Y}_f (U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z)) \\
& + \dot{\alpha}_Z [M_{pt} (U_{GP}^2 + V_{GP}^2) + I_{pt}]
\end{aligned} \tag{5.96}$$

Os resultados de (5.94), (5.95) e (5.96) são derivados no tempo.

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{X}_f} \right) = & M_{pt} \ddot{X}_f + M_{pt} \ddot{\alpha}_Z (-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) \\
& + M_{pt} \dot{\alpha}_Z^2 (-U_{GP} \cos(\alpha_Z) + V_{GP} \sin(\alpha_Z))
\end{aligned} \tag{5.97}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{Y}_f} \right) = & M_{pt} \ddot{Y}_f + M_{pt} \ddot{\alpha}_Z (U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z)) \\
& + M_{pt} \dot{\alpha}_Z^2 (-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z))
\end{aligned} \tag{5.98}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\alpha}_f} \right) = & M_{pt} \ddot{X}_f (-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) \\
& + M_{pt} \dot{X}_f \dot{\alpha}_Z (-U_{GP} \cos(\alpha_Z) + V_{GP} \sin(\alpha_Z)) \\
& + M_{pt} \dot{Y}_f (U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z)) \\
& + M_{pt} \dot{Y}_f \dot{\alpha}_Z (-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) \\
& + \ddot{\alpha}_Z [M_{pt} (U_{GP}^2 + V_{GP}^2) + I_{pt}]
\end{aligned} \tag{5.99}$$

Concluída a descrição da energia cinética, avalia-se a influência de potenciais conservativos sobre o subsistema. O único presente é o gravitacional, relativo à posição em X do centro de massa do pistão.

$$V = g M_{pt} X_{pt} \tag{5.100}$$

As derivadas desse potencial em relação às coordenadas independentes são dadas por:

$$\frac{\partial V}{\partial X_f} = gM_{pt}K_{xpt3} \quad (5.101)$$

$$\frac{\partial V}{\partial Y_f} = 0 \quad (5.102)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \alpha_z} = gM_{pt}K_{xpt5} \quad (5.103)$$

A etapa de cálculo da força generalizada atuante sobre o subsistema pistão parte do seu diagrama de corpo livre, exposto na Figura 5.4.

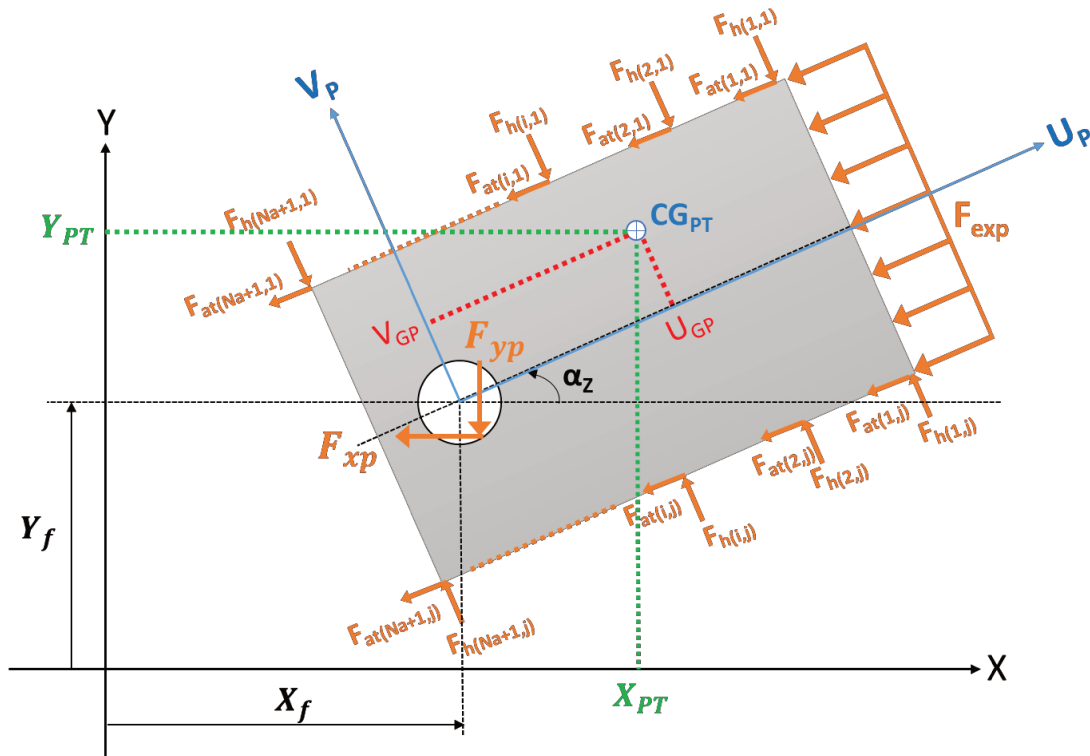


Figura 5.4: Diagrama de corpo livre da saia do pistão.

Este desenho ignora o formato em barril da saia, anteriormente descrito. Isto porque uma vez que o desvio em relação a um perfil cilíndrico se dá na ordem de microns, esta curvatura não exerce influência significativa na decomposição dos esforços em relação ao referencial inercial.

É válido frisar que a Figura 5.4 tem duas formas distintas de representação de forças. A primeira delas descreve a explosão, a qual tem sua origem em um campo de pressão uniforme

atuando sobre o topo do pistão. Já a segunda, relativa à força hidrodinâmica no mancal, bem como ao atrito viscoso, consiste em um conjunto de vetores em pontos discretos, referenciados por índices i e j , que se associam às direções axial e circunferencial, respectivamente. Essa modelagem por vetores discretos é empregada, pois embora o campo de pressão de óleo atue uniformemente em toda a superfície da saia, este é calculado com base em uma malha de volumes finitos. Assim, mesmo com um alto grau de refinamento, a própria natureza do método numérico obriga seus resultados a serem discretos, diferentemente de uma solução analítica, em que se obtém uma função resposta para todo o domínio de interesse.

As forças hidrodinâmicas e de atrito são representadas no plano XY em duas posições da direção circunferencial. As que estão referenciadas com índice $j = 1$, na parte superior, atuam na extremidade esquerda da malha da Figura 4.7, em que $\theta = 0$. Por outro lado, as da parte inferior atuam em uma posição angular próxima a π radianos (índice $j \sim N_c/2$), em que N_c é o número de volumes escolhido na discretização da direção circunferencial. Apesar da Figura 5.4 representar forças hidrodinâmicas e de atrito apenas em duas posições angulares, é imperativo destacar que toda a volta da saia sofre influência destes esforços. Já na direção axial, em ambas as linhas de força representadas (em $\theta = 0$ e $\theta = \pi$), são mostrados todos os volumes da malha, sendo o primeiro identificado pelo índice 1 e o último, pelo índice $N_a + 1$, o qual corresponde à quantidade total de volumes usados na discretização axial.

Assim, a expressão do trabalho virtual total deste subsistema assume a seguinte forma.

$$\delta W_{saia} = \delta W_{pino-pistão} + \delta W_{exp} + \delta W_{cilindro} \quad (5.104)$$

Os três termos à direita da igualdade (5.104) são determinados separadamente, na sequência. O primeiro deles diz respeito às forças hidrodinâmicas na interface da junta pino-pistão.

$$\delta W_{pino-pistão} = -F_{xp}\delta X_f - F_{yp}\delta Y_f + F_t \frac{D_p}{2} \delta \alpha_z \quad (5.105)$$

Conforme mostra a equação (5.105), os esforços hidrodinâmicos na interação do pistão com o pino foram avaliados com base em duas forças de translação, atuantes nas próprias direções das coordenadas independentes X_f e Y_f , e um momento na direção Z, em virtude de tais esforços não ocorrerem exatamente no centro do furo de inserção do pino. Este momento é

dado pelo produto do raio do pino e da componente tangencial da força hidrodinâmica, calculada segundo a equação (4.24), para cada volume da malha, havendo a necessidade de somar a influência de todos os volumes.

Para a explosão, duas abordagens eram cabíveis. A primeira consistia em discretizar a face superior do pistão, onde ocorre a pressão de explosão, de modo a obter um conjunto de coordenadas dependentes, entre as quais o efeito da explosão seria igualmente dividido. Em seguida, seria necessária uma conversão destas coordenadas obtidas para as coordenadas generalizadas, compondo assim o termo de trabalho virtual. No entanto, a despeito de considerar, a rigor, o princípio do trabalho virtual, este enfoque seria por demais oneroso e até mesmo impreciso, uma vez que não se teria a influência do campo de pressão de combustão como um todo, apenas em pontos específicos. Logo, optou-se por uma segunda abordagem, cuja ideia principal era separar a atuação da explosão em uma força exercida no centro de gravidade da saia e um momento resultante. Assim, ter-se-ia que converter apenas as coordenadas do CG para coordenadas independentes e determinar o braço de alavanca da força, gerando um procedimento mais simples e, ainda assim, mais preciso, por levar em conta todo o campo de pressão de combustão. A equação a seguir aplica a metodologia escolhida, na qual as componentes em X e Y da força de explosão foram obtidas pela decomposição em relação ao ângulo α_z .

$$\delta W_{exp} = -F_{Xexp}\delta X_{pt} - F_{Yexp}\delta Y_{pt} - M_{exp}\delta\alpha_z \quad (5.106)$$

Como se sabe, α_z é uma coordenada independente, ao contrário das coordenadas do centro de massa do pistão, cujos deslocamentos virtuais precisam ser transferidos para as coordenadas generalizadas. Assim, deriva-se os deslocamentos virtuais dependentes.

$$\delta X_{pt} = \frac{\partial X_{pt}}{\partial X_f} \delta X_f + \frac{\partial X_{pt}}{\partial Y_f} \delta Y_f + \frac{\partial X_{pt}}{\partial \alpha_z} \delta \alpha_z \quad (5.107)$$

$$\delta Y_{pt} = \frac{\partial Y_{pt}}{\partial X_f} \delta X_f + \frac{\partial Y_{pt}}{\partial Y_f} \delta Y_f + \frac{\partial Y_{pt}}{\partial \alpha_z} \delta \alpha_z \quad (5.108)$$

Substituindo-se as derivadas acima pelos coeficientes de velocidade determinados em 5.1.4 e já desprezando aqueles que são nulos, tem-se:

$$\delta X_{pt} = K_{Xpt3} \delta X_f + K_{Xpt5} \delta \alpha_Z \quad (5.109)$$

$$\delta Y_{pt} = K_{Ypt4} \delta Y_f + K_{Ypt5} \delta \alpha_Z \quad (5.110)$$

Assim, o trabalho virtual da força de explosão é dado por:

$$\begin{aligned} \delta W_{exp} = & (-F_{Xexp} K_{Xpt3}) \delta X_f + (-F_{Yexp} K_{Ypt4}) \delta Y_f \\ & + (-F_{Xexp} K_{Xpt5} - F_{Yexp} K_{Ypt4} - M_{exp}) \delta \alpha_Z \end{aligned} \quad (5.111)$$

Nota-se, contudo, na expressão (5.111), que o momento da força de explosão não fora definido, o que é feito segundo a expressão abaixo, em que V_{GP} é o desalinhamento do centro de gravidade do pistão em relação à direção axial.

$$M_{exp} = F_{exp} V_{GP} \quad (5.112)$$

Para as forças hidrodinâmica e de atrito na interface da saia com o cilindro, optou-se pela abordagem que mantinha o rigor do princípio do trabalho virtual, isto é, avaliava a coordenada de atuação de cada força e, em seguida, a convertia para as coordenadas generalizadas do sistema. Esta escolha foi feita pelo fato de a solução por volumes finitos já apresentar um resultado discreto, não havendo perda adicional de acurácia por conta da discretização do domínio para que se avaliasse as linhas de atuação das forças. Ademais, o ônus de se fazer esta discretização já teria sido empreendido durante análise do modelo de lubrificação.

Para esta abordagem, é conveniente decompor os esforços ao longo das direções X e Y, para cada volume finito da malha, conforme expõem as expressões (5.113) e (5.114).

$$F_{hx}(i,j) = F_h(i,j) \sin(\alpha_Z) \quad ; \quad F_{hy}(i,j) = F_h(i,j) \cos(\alpha_Z) \quad (5.113)$$

$$F_{atx}(i,j) = F_{at}(i,j) \cos(\alpha_Z) \quad ; \quad F_{aty}(i,j) = F_h(i,j) \sin(\alpha_Z) \quad (5.114)$$

Na equação (5.113) e (5.114), o termo $F_h(i,j)$ refere-se, na verdade, à força em Y de cada volume, conforme apresentado na equação (4.27), na seção 4.3.2. É preciso salientar que na seção 4.3.2, o cálculo de esforços hidrodinâmicos é feito como se o plano YZ fosse sempre paralelo à seção transversal da saia. Todavia, a inclinação desta, descrita pelo ângulo α_Z , anula

esta premissa para o modelo com folga na junta pistão-cilindro, tornando necessária, por conseguinte, uma nova decomposição que adeque as forças às direções X e Y do sistema inercial.

Em virtude de a folga na interface pistão-cilindro ser extremamente pequena, tendo ordem de grandeza de microns, é esperado que o pistão não apresente grandes deslocamentos angulares. Por consequência, considerando as decomposições das forças, é esperado que o atrito tenha influência predominante na direção X, tendendo a limitar a velocidade do pistão ao longo desta. Já a força hidrodinâmica tenderá a ter atuação maior em Y, limitando os deslocamentos do pistão que possam causar contato metálico com o cilindro.

Colocadas estas considerações, apresenta-se a expressão do trabalho virtual dos esforços no mancal pistão-cilindro, avaliados para cada volume em uma malha de tamanho N_a por N_c , em que os índices a e c indicam as direções axial e circunferencial, respectivamente.

$$\begin{aligned} \delta W_{cilindro} = & \sum_{i=1}^{N_a+1} \sum_{j=1}^{N_c} [(F_{hx}(i,j) + F_{atx}(i,j)) \delta X_v(i,j)] \\ & + \sum_{i=1}^{N_a+1} \sum_{j=1}^{N_c} [(F_{hy}(i,j) + F_{aty}(i,j)) \delta Y_v(i,j)] \end{aligned} \quad (5.115)$$

Vale ressaltar que na expressão (5.115), o somatório na direção axial é tomado até o número de volumes acrescido de uma unidade, uma vez que nessa direção, há $N_a + 1$ centros de volumes sob o efeito dos esforços, ao contrário do somatório na direção circunferencial, tomado até o próprio número de volumes, uma vez que para manter a continuidade geométrica da saia, a última coluna de volumes ($j = 2\pi$) coincide com a primeira ($j = 0$). De modo a solucionar completamente esta equação, obtendo o trabalho virtual na interface com o cilindro, faz-se necessária a obtenção dos deslocamentos virtuais das coordenadas de cada volume finito da malha. Estas podem ser tomadas a partir da geometria do problema, com base no esquema da Figura 5.5.

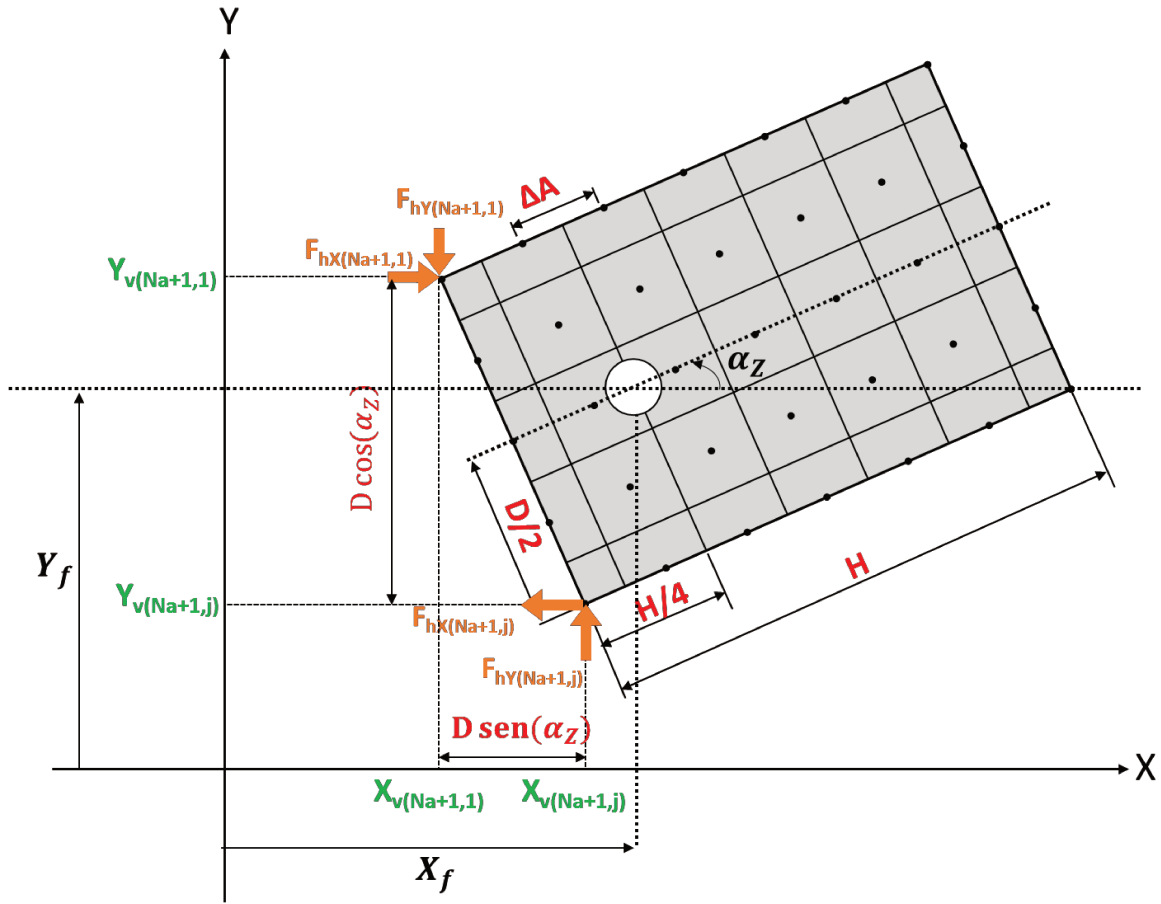


Figura 5.5: Esquema da geometria da saia do pistão para cálculo das coordenadas de atuação das forças do mancal.

A Figura 5.5 exibe a representação da saia do pistão sobreposta por uma malha de volumes finitos. Verifica-se a presença de algumas grandezas, sendo elas o raio da circunferência da extremidade do pistão ($D/2$), a altura da saia (H) e a localização do centro do furo de inserção do pino que a une à biela ($H/4$), tomada a partir de sua superfície inferior. São mostradas, para dois volumes, as forças hidrodinâmicas decompostas nas direções X e Y, bem como as coordenadas de tais volumes no sistema de referência global. Observa-se também as coordenadas generalizadas referentes à posição do furo e à inclinação do pistão. Assim, as coordenadas X e Y dos volumes finitos, no sistema global, podem ser expressas como:

$$\begin{aligned}
 X_v(i,j) = X_f - \frac{D}{2} \sin(\alpha_Z) - \frac{H}{4} \cos(\alpha_Z) + (N_A + 1 - i) \Delta A \cos(\alpha_Z) \\
 + \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \sin(\alpha_Z)
 \end{aligned}
 \quad (5.116)$$

$$Y_v(i, j) = Y_f + \frac{D}{2} \cos(\alpha_z) - \frac{H}{4} \sin(\alpha_z) + (N_A + 1 - i) \Delta A \sin(\alpha_z) - \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \cos(\alpha_z) \quad (5.117)$$

Dando continuidade à análise, deve-se determinar os deslocamentos virtuais das coordenadas dos volumes, com base nos deslocamentos virtuais das coordenadas generalizadas, conforme mostram as expressões (5.118) e (5.119).

$$\delta X_v(i, j) = \frac{\partial X_v(i, j)}{\partial X_f} \delta X_f + \frac{\partial X_v(i, j)}{\partial Y_f} \delta Y_f + \frac{\partial X_v(i, j)}{\partial \alpha_z} \delta \alpha_z \quad (5.118)$$

$$\delta Y_v(i, j) = \frac{\partial Y_v(i, j)}{\partial X_f} \delta X_f + \frac{\partial Y_v(i, j)}{\partial Y_f} \delta Y_f + \frac{\partial Y_v(i, j)}{\partial \alpha_z} \delta \alpha_z \quad (5.119)$$

Avaliando-se as derivadas, obtém-se:

$$\delta X_v(i, j) = \delta X_f + \left[-\frac{D}{2} \cos(\alpha_z) + \frac{H}{4} \sin(\alpha_z) - (N_A + 1 - i) \Delta A \sin(\alpha_z) + \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \cos(\alpha_z) \right] \delta \alpha_z \quad (5.120)$$

$$\delta Y_v(i, j) = \delta Y_f + \left[-\frac{D}{2} \sin(\alpha_z) - \frac{H}{4} \cos(\alpha_z) + (N_A + 1 - i) \Delta A \cos(\alpha_z) + \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \sin(\alpha_z) \right] \delta \alpha_z \quad (5.121)$$

Substituindo-se estes deslocamentos virtuais na equação (5.115), obtém-se o trabalho virtual das forças no mancal pistão-cilindro.

$$\begin{aligned}
\delta W_{cilindro} = & (F_{hx} + F_{atx})\delta X_f + (F_{hy} + F_{aty})\delta Y_f \\
& + \left\{ \sum_{i=1}^{N_A+1} \sum_{j=1}^{N_c} \left[(F_{hx}(i,j) + F_{atx}(i,j)) \left(-\frac{D}{2} \cos(\alpha_Z) + \frac{H}{4} \sin(\alpha_Z) \right) \right. \right. \\
& - (N_A + 1 - i)\Delta A \sin(\alpha_Z) + \left. \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \cos(\alpha_Z) \right] \\
& + \sum_{i=1}^{N_A+1} \sum_{j=1}^{N_c} \left[(F_{hy}(i,j) + F_{aty}(i,j)) \left(-\frac{D}{2} \sin(\alpha_Z) - \frac{H}{4} \cos(\alpha_Z) \right) \right. \\
& + (N_A + 1 - i)\Delta A \cos(\alpha_Z) + \left. \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \sin(\alpha_Z) \right] \left. \right\} \delta \alpha_Z
\end{aligned} \tag{5.122}$$

Assim, torna-se possível conhecer todos os termos de (5.104). Unindo os três trabalhos virtuais desenvolvidos, a saber, da explosão e das duas juntas lubrificadas, é possível montar o vetor de forças generalizadas para o subsistema do pistão, cujos componentes em X_f , Y_f e α_Z são mostrados a seguir.

$$Q^{nc}(1,1) = F_{xp} - F_{Xexp}K_{Xpt3} + F_{hx} + F_{atx} \tag{5.123}$$

$$Q^{nc}(2,1) = F_{yp} - F_{Yexp}K_{Ypt4} + F_{hy} + F_{aty} \tag{5.124}$$

$$\begin{aligned}
Q^{nc}(3,1) = & -F_{Xexp}K_{Xpt5} - F_{Yexp}K_{Ypt5} - M_{exp} + F_t \frac{D_p}{2} \\
& + \left\{ \sum_{i=1}^{N_A+1} \sum_{j=1}^{N_c} \left[(F_{hx}(i,j) + F_{atx}(i,j)) \left(-\frac{D}{2} \cos(\alpha_Z) + \frac{H}{4} \sin(\alpha_Z) \right) \right. \right. \\
& - (N_A + 1 - i)\Delta A \sin(\alpha_Z) + \left. \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \cos(\alpha_Z) \right] \\
& + \sum_{i=1}^{N_A+1} \sum_{j=1}^{N_c} \left[(F_{hy}(i,j) + F_{aty}(i,j)) \left(-\frac{D}{2} \sin(\alpha_Z) - \frac{H}{4} \cos(\alpha_Z) \right) \right. \\
& + (N_A + 1 - i)\Delta A \cos(\alpha_Z) + \left. \left(\frac{1 - \cos(\theta(j))}{2} \right) D \sin(\alpha_Z) \right] \left. \right\}
\end{aligned} \tag{5.125}$$

Finalmente, é construída a equação de movimento do subsistema pistão, exibida em (5.127), a qual deve ser solucionada conjuntamente à equação do subsistema manivela-biela, exposta em (5.87) e reapresentada na sequência, renumerada como (5.126).

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} M_M(U_{GM}^2 + V_{GM}^2) + R^2 M_B + I_M & -RM_B[U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] \\ -RM_B[U_{GB} \cos(q + A) + V_{GB} \sin(q + A)] & M_B(U_{GB}^2 + V_{GB}^2) + I_B \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{q} \\ \ddot{A} \end{Bmatrix} \\
 & + RM_B[U_{GB} \sin(q + A) - V_{GB} \cos(q + A)] \begin{Bmatrix} \dot{A}^2 \\ \dot{q}^2 \end{Bmatrix} + g \begin{Bmatrix} M_M K_{xm1} + M_B K_{xb1} \\ M_B K_{xb2} \end{Bmatrix} \\
 & = \begin{Bmatrix} -\tau_{res} + F_{xp} K_{xp1} + F_{yp} K_{yp1} \\ F_{xp} K_{xp2} + F_{yp} K_{yp2} \end{Bmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.126}$$

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} M_{pt} & 0 & M_{pt}(-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) \\ 0 & M_{pt} & M_{pt}(U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z)) \\ M_{pt}(-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) & M_{pt}(U_{GP} \cos(\alpha_Z) - V_{GP} \sin(\alpha_Z)) & M_{pt}(U_{GP}^2 + V_{GP}^2) + I_{pt} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{x}_f \\ \ddot{y}_f \\ \ddot{\alpha}_Z \end{Bmatrix} \\
 & + \begin{bmatrix} M_{pt}(-U_{GP} \cos(\alpha_Z) + V_{GP} \sin(\alpha_Z)) \\ M_{pt}(-U_{GP} \sin(\alpha_Z) - V_{GP} \cos(\alpha_Z)) \\ 0 \end{bmatrix} \ddot{\alpha}_Z^2 + g \begin{Bmatrix} M_{pt} K_{xpt3} \\ 0 \\ M_{pt} K_{xpt5} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Q^{nc}(1,1) \\ Q^{nc}(2,1) \\ Q^{nc}(3,1) \end{Bmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.127}$$

6. Resultados e discussão

Uma vez concluída a modelagem teórica do sistema, simulações computacionais sobre seu comportamento dinâmico foram realizadas. Os resultados e principais análises são apresentados ao longo do presente capítulo.

Primeiramente, o algoritmo utilizado nas simulações é brevemente descrito por um fluxograma de cálculo. Após isso, os valores atribuídos aos parâmetros de entrada do sistema são apresentados. Em seguida, é mostrada uma avaliação de resultados com diferentes discretizações nas malhas que caracterizam as juntas lubrificadas. Esta etapa foi de suma importância por determinar o refinamento ótimo para realização das simulações subsequentes, uma vez que foi necessário balancear a acurácia dos resultados e o tempo computacional de processamento.

Então, para o mecanismo livre de excitações externas, são exibidos os resultados de simulações sobre a influência dos parâmetros geométricos das juntas lubrificadas na resposta do sistema. O propósito de se realizar simulações sem esforços externos é entender os efeitos da geometria das juntas lubrificadas, filtrando por conseguinte, a influência das forças externas. Assim, ao conhecer-se o comportamento dinâmico do mecanismo livre, torna-se mais fácil avaliar as respostas das simulações com a inclusão do atrito e da explosão, sendo possível compreender quais efeitos advém das características geométricas e quais advém dos esforços.

Finalmente, para os casos com inclusão das forças, é exibida uma avaliação da influência dos parâmetros geométricos das juntas sobre a resposta dinâmica mecanismo e sobre a magnitude das perdas mecânicas.

Em todas as simulações, as respostas foram analisadas tanto do ponto de vista micro, representado pela órbita do pino e pela trajetória do pistão, quanto do macro, com base nas curvas de velocidade da manivela.

6.1. Descrição do algoritmo e parâmetros de entrada

As equações responsáveis pela descrição dinâmica do mecanismo, apresentada no capítulo 5, foram então convertidas em um algoritmo computacional. Para este procedimento, optou-se pela utilização da linguagem Fortran90 ®.

A obtenção de respostas do sistema, para um dado conjunto de condições iniciais, demandava a solução sequencial de várias etapas ao longo do tempo, tais como a lubrificação das juntas e a dinâmica do sistema. Com o intuito de ilustrar este procedimento, um fluxograma de cálculo foi construído.

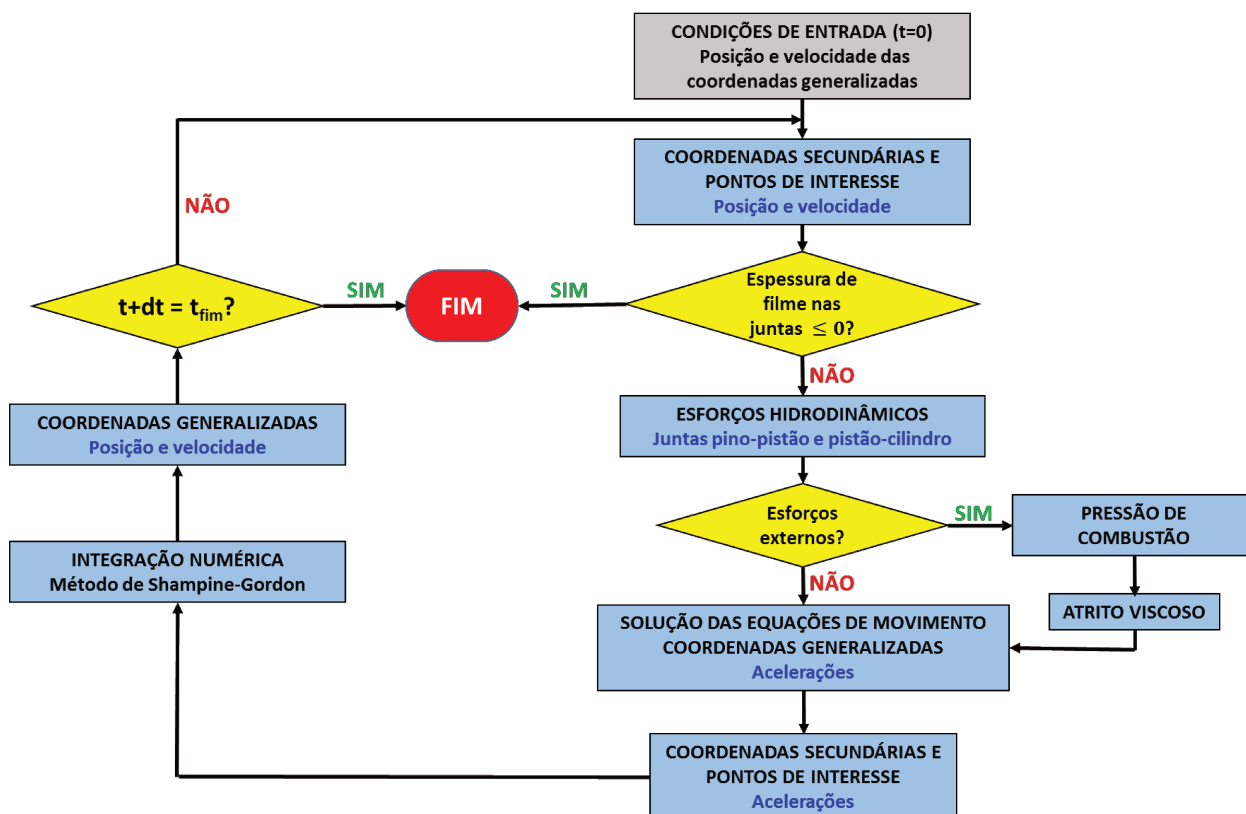


Figura 6.1: Fluxograma de cálculo para realização das simulações.

Na Figura 6.1, o item em cinza indica as condições de entrada do problema. Estas devem ser introduzidas pelo usuário para início da rotina. Obviamente, elas exercem influência sobre a resposta final do mecanismo, principalmente nos casos sem excitações externas, nos quais o regime permanente assemelha-se à entrada.

Os itens retangulares na cor azul indicam procedimentos e sub-rotinas empregadas ao longo da solução do problema para cada passo de tempo. O algoritmo trabalha em uma sequência semelhante ao espaço de estados de um sistema, em que se realiza uma redução de ordem das equações diferenciais, transformando um sistema de cinco equações de segunda ordem em um de dez equações de primeira ordem, no qual se tem entradas de posição e velocidade e saídas de velocidade e aceleração, as quais são integradas numericamente para obtenção da resposta nos instantes de tempo subsequentes.

Inicialmente, dado um conjunto de condições iniciais de posição e velocidade das coordenadas generalizadas, para um instante t , são calculadas as posições e velocidades das coordenadas secundárias. Na sequência, é feita uma verificação da espessura de filme de óleo, indicada por um losango no fluxograma. Caso esta assuma valores nulos ou mesmo negativos em um determinado instante de tempo, caracterizando contato entre os corpos, o programa é interrompido. Isto porque não foi incluído um modelo de contato no sistema, uma vez que o foco é a lubrificação hidrodinâmica.

Então, avalia-se se a simulação irá considerar os esforços de explosão e atrito hidrodinâmico sobre o mecanismo ou se será feita em um caso livre. Após este ponto, as equações de movimento já estão completas, ou seja, com todos os seus termos definidos, permitindo a solução das igualdades matriciais para cálculo das acelerações das coordenadas generalizadas e, posteriormente, das coordenadas secundárias e pontos de interesse, ainda para o instante t .

Assim, tem-se a saída do modelo dinâmico e integração no tempo, obtendo-se as posições e velocidades das coordenadas generalizadas, já para o instante $t + \Delta t$. Finalmente, é feita uma verificação com intuito de identificar se o instante de tempo atual da simulação já atingiu o período total que se pretendia analisar. Em caso positivo, o programa é finalizado e, em caso negativo, tem início uma nova etapa de cálculo.

Para integração numérica das equações de movimento, utilizou-se o algoritmo proposto por Shampine e Gordon, em 1975. Este consiste de um método implícito, ou seja, em que a solução das equações considera tanto o estado atual quanto o posterior do sistema. Este integrador utiliza passo de tempo variável, diminuindo-o em condições críticas do sistema, nas quais a integração das equações de movimento é dificultada, a exemplo da iminência de contato nas juntas. Apesar desta característica contribuir na convergência, para que se obtivesse sucesso na solução numérica, o passo de tempo padrão teve que ser de apenas 10^{-6} s. Isto em virtude da diferença de ordem de grandeza das variáveis envolvidas, uma vez que pequenas perturbações nas coordenadas de maior ordem, como por exemplo o deslocamento primário do pistão, dado em centímetros, implicam alterações significativas nas coordenadas de menor ordem, tais como a espessura do filme de óleo, calculada em micrômetros.

Ademais, destaca-se que este método pertence à classe de algoritmos previsores-corretores, os quais operam em duas etapas. A primeira parte de uma função ajustada aos valores da função objetivo e de suas derivadas, no instante de tempo atual, para prever tais valores no instante seguinte. Já a segunda etapa refina a estimativa inicial para interpolar os resultados, obtendo a resposta no instante de tempo seguinte.

Alguns dos parâmetros que descreviam o mecanismo foram variados de modo que fosse possível conhecer a influência destes sobre a resposta do sistema. Já aqueles mantidos fixos são mostrados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1: Parâmetros fixos nas simulações do mecanismo

	Parâmetro	Valor
Geométricos	D	70,0 mm
	H	70,0 mm
	R	50,8 mm
	L	203,2 mm
	C	0,0 mm
	U_{GM}	0,0 mm
	V_{GM}	0,0 mm
	U_{GB}	50,8 mm
	V_{GB}	0,0 mm
	U_{GP}	0,0 mm
	V_{GP}	0,0 mm
Físicos	M_M	0,8000 kg
	M_B	1,362 kg
	M_{PT}	0,9070 kg
	I_M	0,0060 kg.m ²
	I_B	0,0010 kg.m ²
	I_{PT}	0,0050 kg.m ²
	μ	0,0177 Pa.s
Condições iniciais	q	0,0 rad
	A	0,0 rad
	X_f	0,2540 m
	Y_f	0,0 m
	α_Z	0,0 rad
	$\dot{q}$	250,0 rad/s
	$\dot{A}$	62,5 rad/s
	$\dot{X}_f$	0,0 m/s
	$\dot{Y}_f$	0,0 m/s
	$\dot{\alpha}_Z$	0,0 rad/s

É preciso chamar a atenção para alguns fatos sobre a Tabela 6.1, cujos valores baseiam-se no trabalho de Daniel *et al.* (2016) e assemelham-se aos encontrados na literatura para motores de 1000 cilindradas e quatro cilindros dispostos em linha. O primeiro deles é sobre o desalinhamento do cursor, indicado pela letra C . Como visto, a ele é atribuído o valor zero,

indicando que não havia desalinhamentos do cursor em relação à direção X. Esta consideração garante a validade da equação (3.18), a qual foi utilizada no cálculo do volume instantâneo na câmara de combustão, para subsequente conhecimento da pressão no interior desta, por meio de um modelo de liberação finita de calor presente na literatura.

Além disso, considera-se que o centro de massa da manivela coincide com o centro de rotação deste corpo, o que constitui uma aproximação realista em virtude da presença dos contrapesos no virabrequim. Já o CG do pistão foi considerado coincidente com o furo de inserção do pino. É preciso ainda destacar o valor inicial da posição do furo na direção X, o qual foi de 0,254m. Este corresponde à soma dos comprimentos da biela e da manivela, de modo que, inicialmente, o pistão esteja em seu ponto morto superior, com o pino centrado em relação ao furo.

6.2. Avaliação das malhas de volumes finitos

A eficácia de uma solução advinda de um método numérico que converta um meio contínuo em partes discretas está intimamente relacionada à quantidade de partes em que este domínio é discretizado. Neste trabalho, os modelos de lubrificação utilizados para determinação dos campos de pressão nas juntas do mecanismo foram resolvidos pelo método dos volumes finitos, o qual exige a criação de uma malha que interprete o comportamento real das interfaces.

O refinamento de tais malhas, ou seja, a escolha por uma quantidade cada vez maior de volumes, traz benefícios à qualidade da resposta. Isto porque permite o conhecimento da propriedade de interesse em mais localidades, além de diminuir a distância entre os pontos, para o caso de uma interpolação. Contudo, o custo computacional, traduzido em tempo de processamento, pode ser extremamente elevado, tornando impraticável a obtenção da resposta desejada.

Em virtude desta situação, foram realizadas simulações com diferentes discretizações, de modo a verificar aquela que balanceasse a qualidade dos resultados com o custo computacional. Tais simulações foram realizadas para 3,0s de operação do mecanismo, com os parâmetros expostos na Tabela 6.1 e sob a influência da explosão no cilindro e do atrito viscoso. Os resultados avaliados foram as trajetórias do pino e do pistão, em suas respectivas juntas, bem como a curva de velocidade da manivela. Todos foram obtidos em um microcomputador com quatro núcleos de processamento de 3,60 GHz cada e 16 GB de memória RAM.

Além dos parâmetros fixos já apresentados, a geometria das folgas nas juntas também deve ser especificada. Como o intuito das simulações apresentadas nesta seção era avaliar apenas a influência do refinamento da malha, todas foram feitas com juntas idênticas. A Tabela 6.2 exibe os valores dos parâmetros que as caracterizam.

Tabela 6.2: Parâmetros geométricos das juntas utilizados nas comparações de malhas.

Parâmetro	Valor
Cr máximo (pistão)	60 μm
ΔCr (pistão)	30 μm
Cr (pino)	20 μm
Dp	20 mm
L/D	1
μ	0,0177 Pa.s

Na sequência, uma comparação de resultados com diferentes discretizações é apresentada, permitindo assim verificar a influência do refinamento das malhas na resposta dinâmica do sistema. Em todas as juntas foram utilizadas malhas quadradas, de modo que nas legendas da Figura 6.2 até a Figura 6.5, escritas na forma NxM, o primeiro termo (N) consiste na malha quadrada da junta pino-pistão e o segundo termo (M), na malha quadrada da junta pistão-cilindro. Além das repostas propriamente ditas, é incluída também a Tabela 6.3, com os tempos de processamento necessários para que as simulações fossem concluídas.

O procedimento de verificação consistiu em realizar simulações com malhas cada vez mais refinadas até que não fossem perceptíveis alterações nas respostas. À princípio, manteve-se a uniformidade dos mancais, isto é, o mesmo número de volumes para as juntas pino-pistão e pistão-cilindro, a saber 10x10, 20x20, e 30x30. A sequência não fora levada adiante até 40x40, visto que o tempo de processamento tornar-se-ia inviavelmente alto. Assim, as malhas de 900 volumes (30x30) foram tidas como referências.

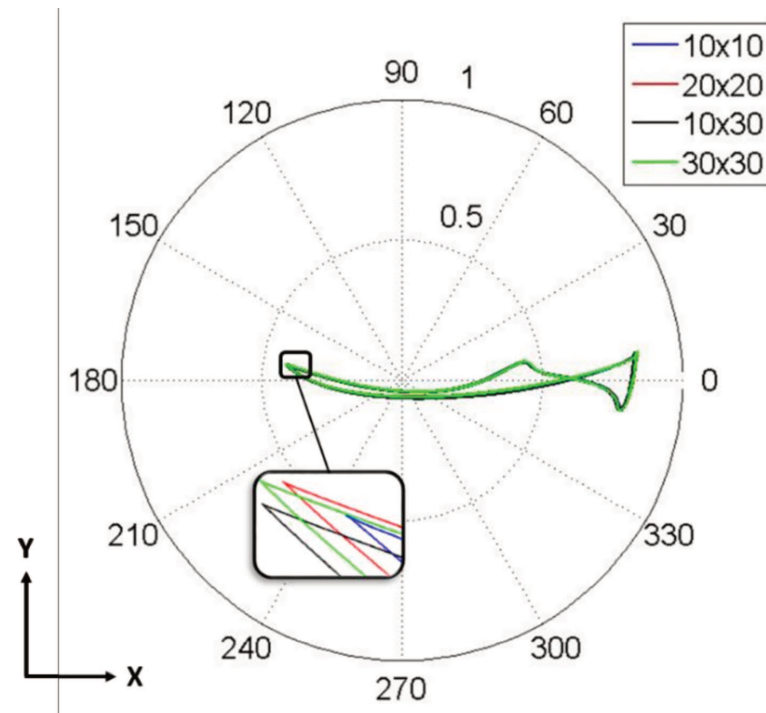


Figura 6.2: Órbitas do pino para diferentes malhas de volumes finitos.

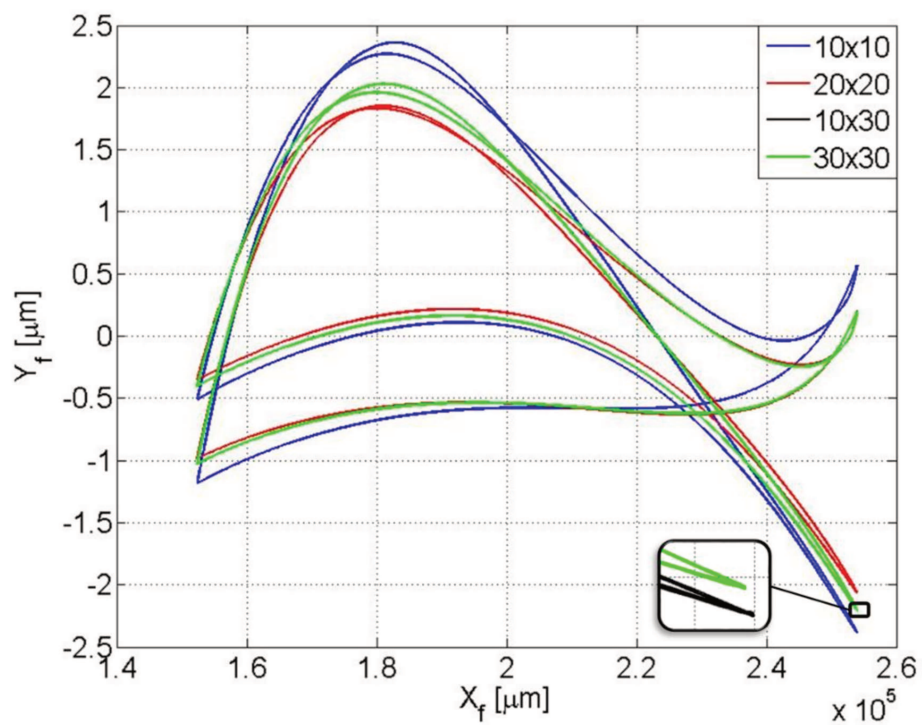


Figura 6.3: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes malhas de volumes finitos.

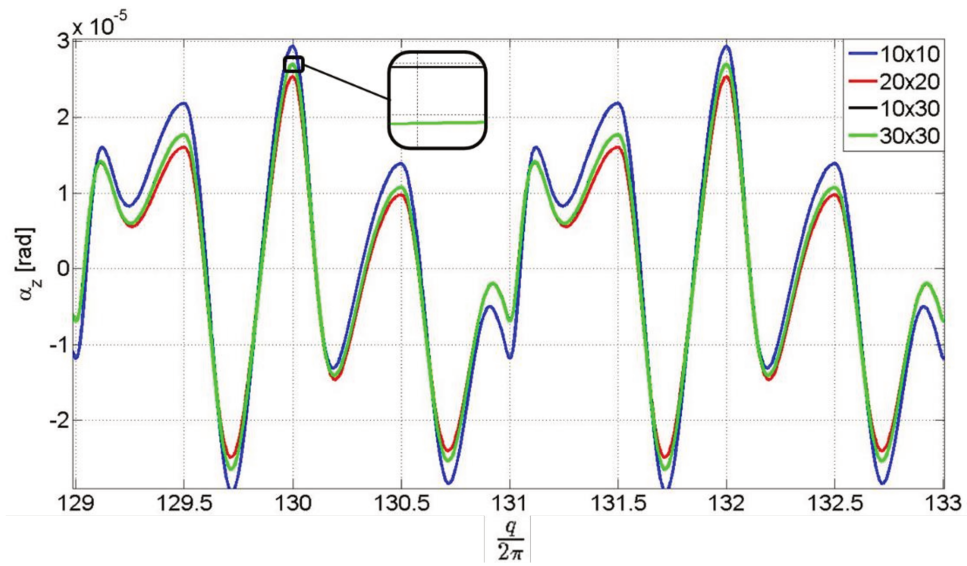


Figura 6.4: Posições angulares do pistão para diferentes malhas de volumes finitos.

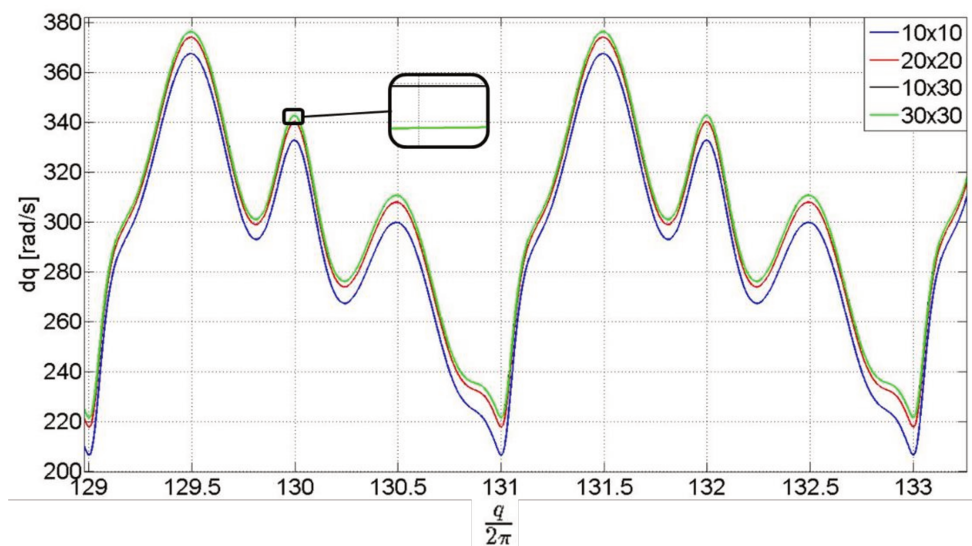


Figura 6.5: Velocidade da manivela para diferentes malhas de volumes finitos.

Tabela 6.3: Tempos de processamento para as comparações de malha.

Malha do pino	Malha do pistão	Tempo computacional (dias)	Tempo normalizado
10 x 10	10 x 10	0,754	1,00
20 x 20	20 x 20	9,852	13,07
30 x 30	30 x 30	35,297	46,82
10 x 10	30 x 30	9,987	13,25

Para a órbita do pino, mostrada na Figura 6.2, houve uma concordância entre todos os resultados, de modo que uma malha 10x10 já era suficiente para que se obtivesse uma resposta satisfatória. Por outro lado, para a trajetória do pistão, tanto no que diz respeito às posições lineares (Figura 6.3) quanto angulares (Figura 6.4), bem como a curva de velocidade da manivela (Figura 6.5) sofreram mudanças significativas, de modo que houvesse a exigência pela utilização da malha de 30x30 volumes. Tais discrepâncias podem ser oriundas da curvatura da saia do pistão, a qual necessita de um maior grau de refinamento para sua correta descrição.

Neste momento, uma simulação adicional foi feita, desta vez com malhas diferentes para as juntas, sendo 10x10 para o pino e 30x30 para o pistão. Como o pino não necessitava de um refinamento elevado, pôde ser mantido com a malha mais grosseira, de modo a reduzir o custo computacional resultante. Assim, esta simulação em malha mista visava verificar se havia dependência significativa entre as juntas. Seus resultados mostraram que não havia, uma vez que as respostas de cada junta foram equivalentes aos casos anteriores, com suas respectivas malhas.

Portanto, justificou-se a opção pela malha mista em todas as simulações seguintes, o que acarretou um ganho em tempo de processamento, conforme mostrado na Tabela 6.3.

6.3. Influência da geometria das juntas no mecanismo livre

Para a avaliação da influência dos parâmetros geométricos das juntas, o mecanismo foi simulado sem excitações externas, uma vez que a alteração das respostas, provocada pelas forças atuantes, poderia dificultar a observação dos efeitos advindos da geometria das interfaces lubrificadas. Conforme mencionado na seção anterior, a discretização em volumes finitos aplicada às simulações foi de 10x10 volumes para o pino e 30x30 para o pistão.

O processo de comparação avaliou quatro parâmetros, sendo dois relativos à junta pino-pistão e dois, à junta pistão-cilindro. Para o pino, variou-se a folga radial e a razão entre comprimento e diâmetro. Já para o pistão, abordou-se a folga radial máxima, bem como a diferença entre esta e a folga mínima, que gera a forma de barril da saia. A avaliação de cada parâmetro foi feita de modo individual, mantendo fixos todos os demais valores. Para tal, foram realizadas simulações com os valores da Tabela 6.1 e com as variáveis da Tabela 6.4. Em todos os casos, o período de tempo simulado foi de 0,5s.

Tabela 6.4: Parâmetros geométricos das juntas lubrificadas e valores simulados.

$Cr_{m\acute{a}x}$ [μm]	ΔCr [μm]	Cr_{pino} [μm]	L/D
30	10	20	0,5
40	15	30	1,0
50	20	-	-

6.3.1. Avaliação de $Cr_{m\acute{a}x}$

A primeira comparação realizada foi entre os três níveis de folga máxima do pistão. Para os demais parâmetros, foram mantidos os seguintes valores: $\Delta Cr = 15\mu m$, $Cr_{pino} = 20\mu m$ e $L/D=1$.

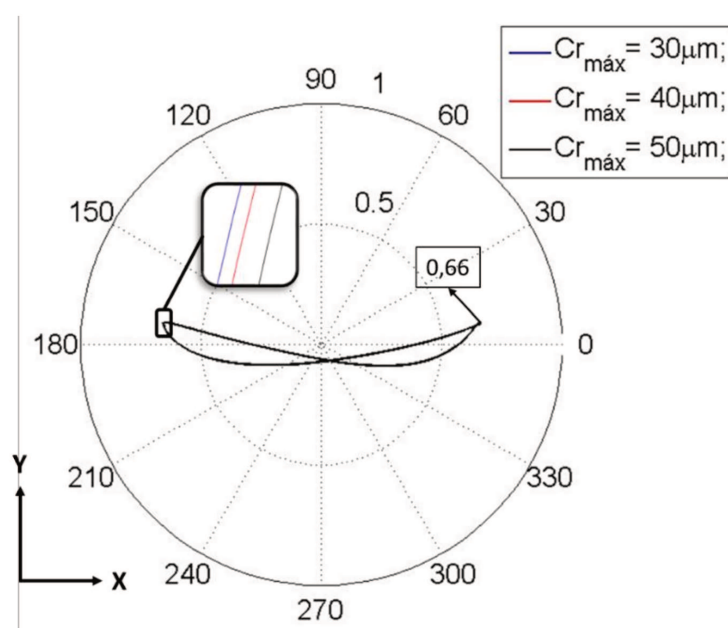


Figura 6.6: Órbita do pino para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).

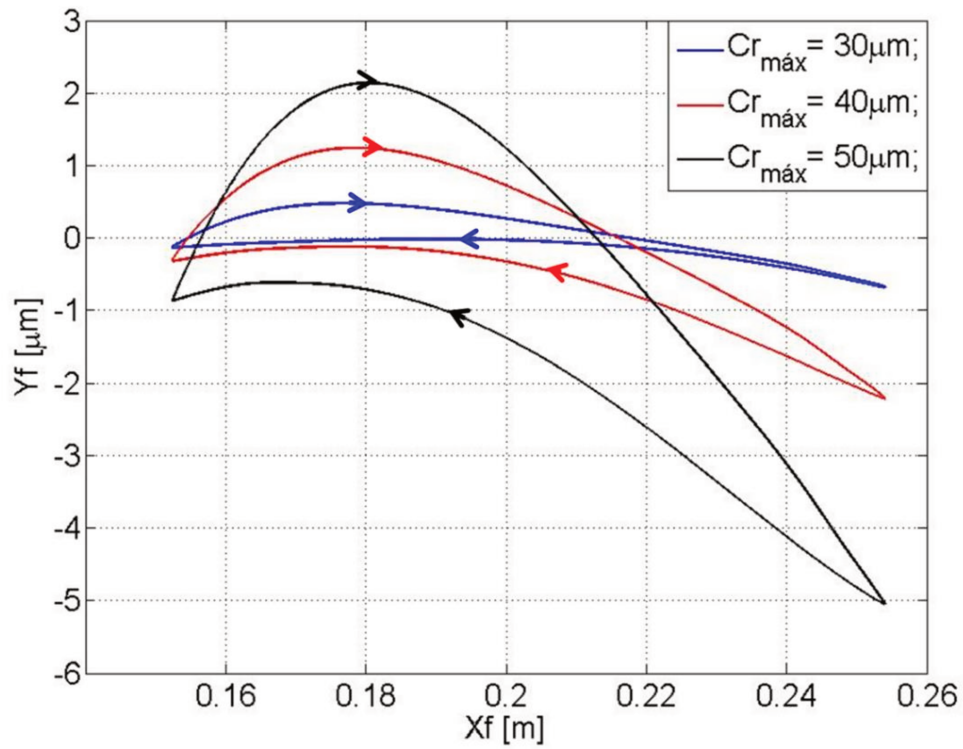


Figura 6.7: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).

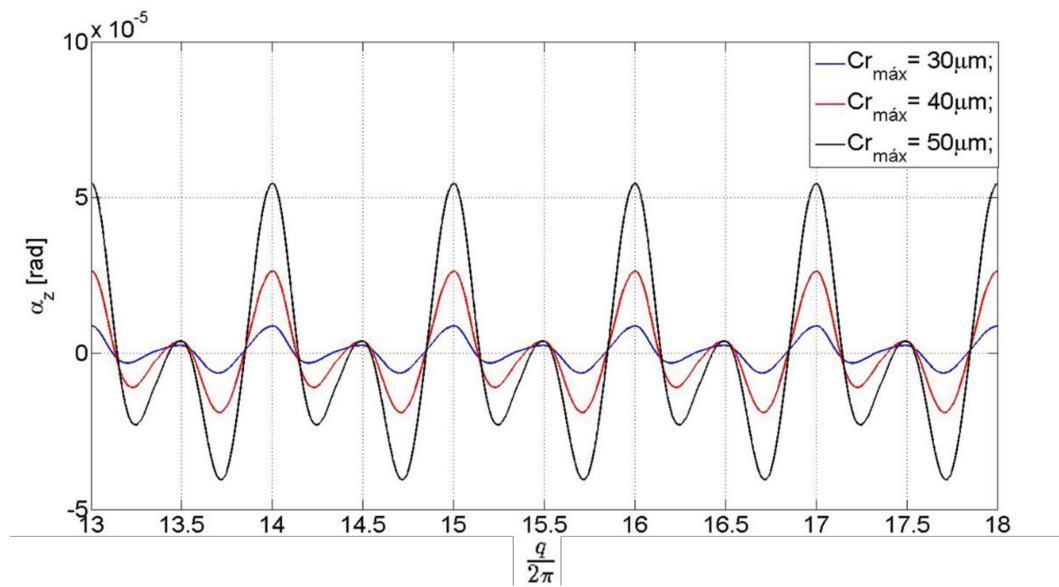


Figura 6.8: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).

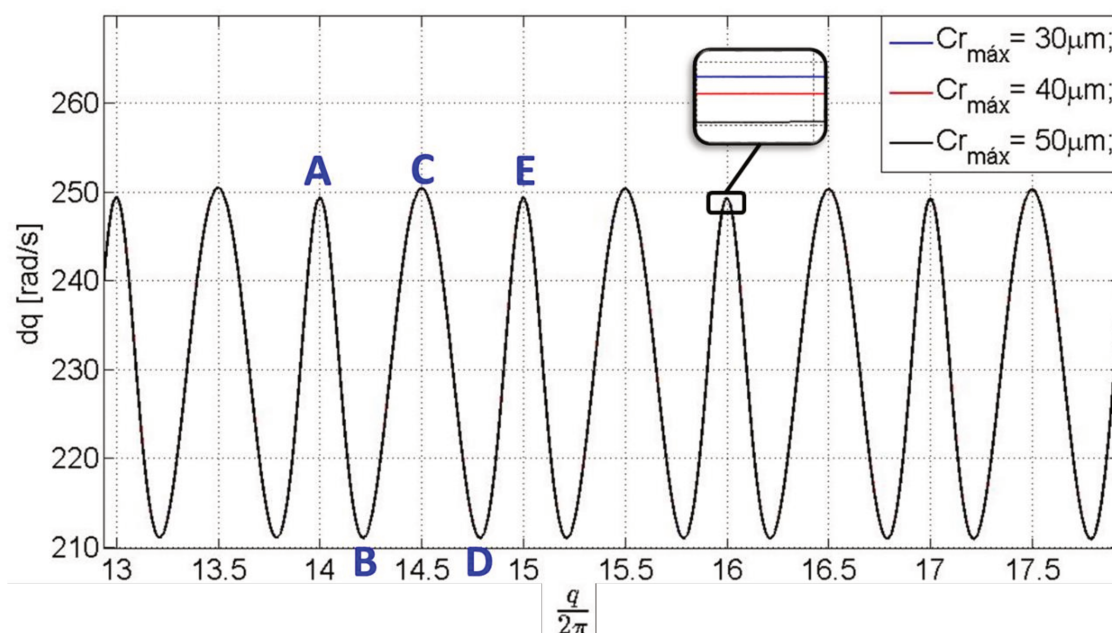


Figura 6.9: Velocidade da manivela para diferentes valores de folga máxima na interface pistão-cilindro (mecanismo livre).

A análise da Figura 6.6 permite afirmar que o comportamento micro do pino, caracterizado por sua órbita no interior do furo do pistão, não sofreu alterações perceptíveis quando da mudança da folga máxima do pistão. Deve-se ressaltar que o gráfico não exibe as excentricidades absolutas, mas sim a razão de excentricidade, a qual é obtida pela razão entre a excentricidade e a folga radial, de modo que se seu valor for nulo, o pino encontra-se centralizado e, se for unitário, o pino está em contato com a superfície interna do pistão. Assim a órbita mostra o deslocamento relativo entre o pino e o mancal, indicando que o pino segue o movimento do pistão da mesma forma para as três folgas simuladas. No entanto, é preciso destacar que os deslocamentos absolutos não são os mesmos. Adentrando ao formato desta órbita, observa-se que o deslocamento do pino deu-se com uma amplitude muito maior na direção X do que na direção Y, o que é explicado pelo fato de o pistão mover-se ao longo de X, de modo que nesta direção o pino desloque-se em relação ao seu furo de inserção mais facilmente, quando comparado à direção Y, na qual a saia tem seu movimento fortemente restrito pelas forças hidrodinâmicas na interface com o cilindro.

Já as trajetórias do pistão foram significativamente diferentes para os três valores de folga máxima deste em relação ao cilindro, como exposto na Figura 6.7. Verifica-se que quanto maior é a folga, maior é também a amplitude de deslocamento na direção Y. Isto porque para os casos em que a folga é maior, há mais espaço para o pistão mover-se, antes de o filme de óleo atingir o pico de pressão, oriundo primordialmente do termo de esmagamento, o qual impulsiona a saia

na direção oposta, para a qual o processo se repete, em um movimento oscilatório. Sobre o formato das curvas, destaca-se o fato de não serem simétricas nos trechos de subida (coordenada em X crescente) e descida (coordenada em X decrescente), identificados pelas setas nas trajetórias. Esta característica de não simetria já era esperada em virtude da natureza não linear das forças hidrodinâmicas. Ao iniciar seu movimento de subida, o pistão, em alta velocidade, desloca-se em direção à parede do cilindro, ao longo do sentido positivo da direção Y . Em virtude do efeito de esmagamento, sofre uma reação contrária pelo filme de óleo, o qual o impulsiona no sentido oposto. Quando inicia seu movimento de descida, o mesmo processo tende a repetir-se. Porém, em virtude de diferenças na inércia e na velocidade do mecanismo, a saia não consegue atingir as mesmas excentricidades da subida, por isso, não retorna pela mesma trajetória.

Embora os valores de ângulo de inclinação do pistão tenham sido extremamente baixos, em razão das altas forças hidrodinâmicas que limitam seu movimento, este deslocamento angular mostrou-se fortemente afetado pela variação de $Cr_{máx}$, conforme mostrado na Figura 6.8. Verifica-se que o aumento na folga permitiu uma maior liberdade de movimentação, caracterizada por picos de amplitude maiores nas curvas de α_z , indicando que a saia pôde inclinar-se mais até que a força hidrodinâmica a impulsionasse no sentido oposto. Observa-se ainda que os picos de deslocamento angular ocorrem no início das voltas do mecanismo, em que o pistão encontra-se em seu ponto morto superior, indicando que neste ponto é maior a possibilidade de contato entre as superfícies, enquanto que no ponto morto inferior a saia mostra-se praticamente alinhada com o cilindro.

No caso da velocidade da manivela, representada na Figura 6.9, não foram observadas discrepâncias oriundas das mudanças na folga máxima do pistão, indicando que este parâmetro não é de grande relevância para o comportamento macro do mecanismo livre. Quanto à curva em si, nota-se uma oscilação de grande amplitude na velocidade, cuja faixa de valores atingidos equivale à 16% do valor nominal dado como entrada (250 rad/s). Para um ciclo qualquer, observa-se que no primeiro quarto de volta, a inércia do mecanismo apresenta valores mais elevados, de modo que a velocidade tenda a cair, como mostra o trecho AB. Já no segundo quarto, representado no trecho BC, a velocidade da manivela aumenta devido a menores valores de inércia ao longo desse trecho. Quando o pistão inicia seu curso de subida, tanto a gravidade quanto a inércia atuam contrárias ao movimento, de modo que haja uma queda de velocidade, indicada no trecho CD. Finalmente, o último quarto de volta apresenta menores valores de inércia do mecanismo, o que justifica o aumento da velocidade verificado até o ponto E. É válido expor que o comportamento da manivela, no que diz respeito à sua velocidade,

apresentaria oscilações de amplitude muito menores caso o volante de inércia tivesse sido considerado na modelagem. Ademais, verifica-se que a gravidade não exerce forte influência no mecanismo, uma vez que independentemente de o pistão mover-se contra ou a favor da aceleração gravitacional, o que prevalece são os efeitos de energia cinética.

6.3.2. Avaliação de ΔCr

Na sequência, foram avaliados os efeitos oriundos das alterações na diferença entre as folgas máxima e mínima do pistão. Este termo representa o quão cilíndrico ou semelhante a um barril é o perfil da saia. Para tal, novamente manteve-se fixos os demais parâmetros, com os seguintes valores: $Cr_{m\acute{a}x} = 40\mu m$, $Cr_{pino} = 20\mu m$ e $L/D=1$.

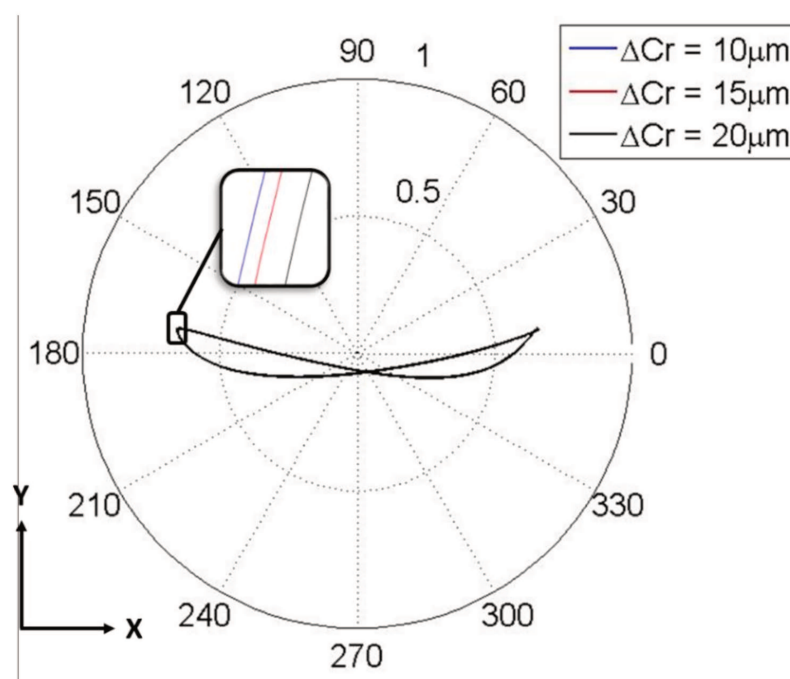


Figura 6.10: Órbita do pino para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).

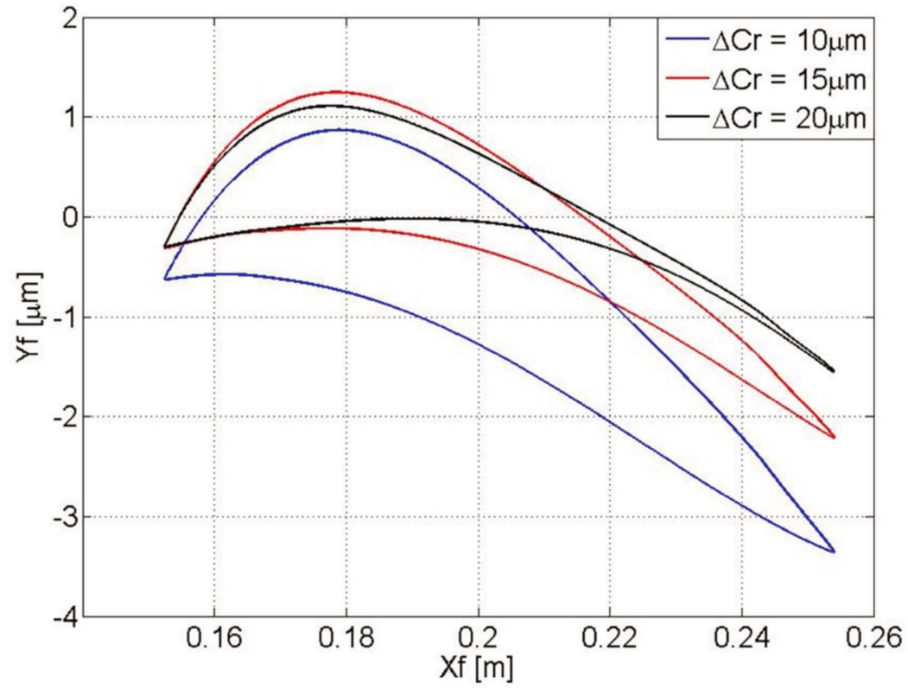


Figura 6.11: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).

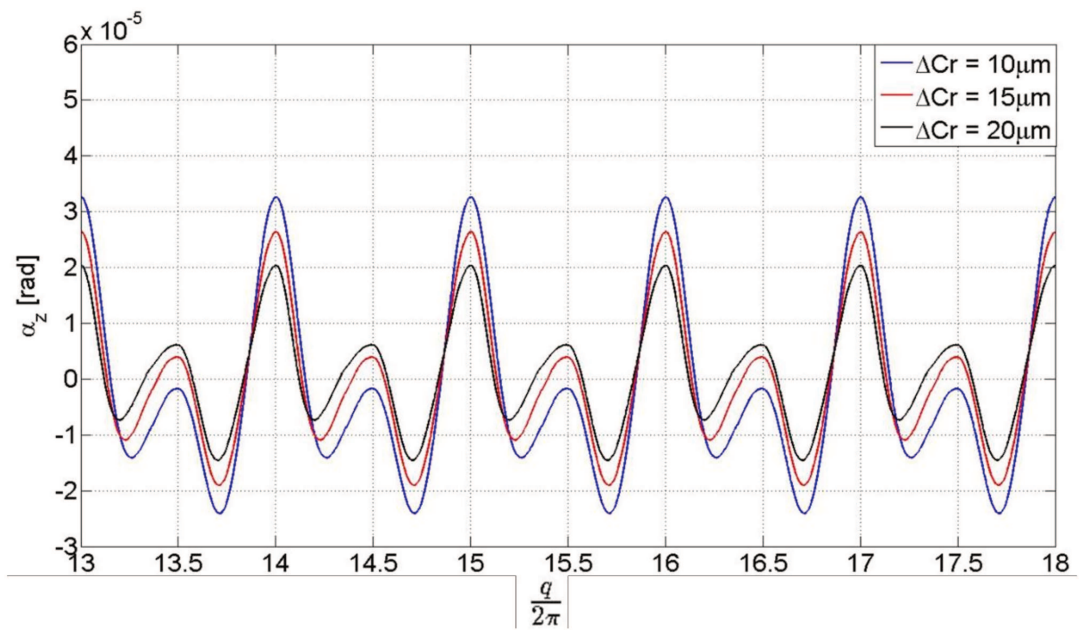


Figura 6.12: Posições angulares do pistão para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).

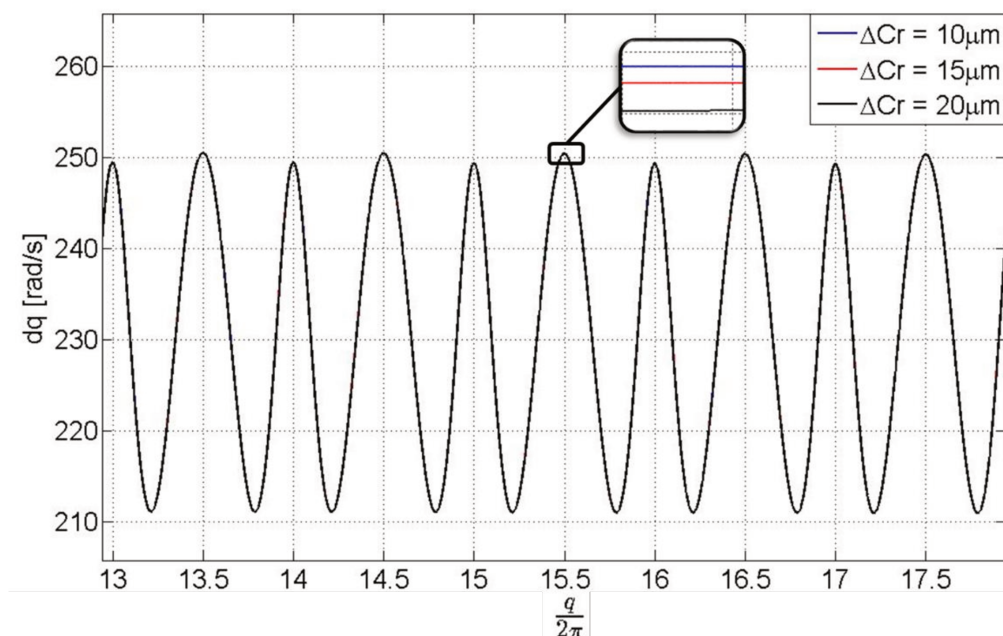


Figura 6.13: Velocidade da manivela para diferentes valores de curvatura da saia (mecanismo livre).

De acordo com a Figura 6.10, é possível constatar que, a exemplo da variação da folga máxima do pistão, mudanças em ΔCr e, conseqüentemente, no perfil da saia, não interferiram na órbita descrita pelo pino. O mesmo ocorreu para a velocidade desempenhada pela manivela ao longo da simulação, como mostra a Figura 6.13. Isto prova que a geometria da saia do pistão afeta apenas seu movimento secundário, não acarretando alterações perceptíveis no pino ou na dinâmica macro do mecanismo.

A Figura 6.11 corrobora esta afirmação, uma vez que são vistas claras distinções entre as três trajetórias do pistão no interior do cilindro. Diferentemente da análise de $Cr_{máx}$, nota-se que variações de ΔCr não alteraram tanto a amplitude das trajetórias do pistão na direção Y. Contudo, os percursos descritos apresentaram diferentes pontos de inversão de movimento e excentricidade máxima. Verifica-se que os maiores valores de ΔCr , que se associam aos perfis menos cilíndricos da saia, acarretam movimentos secundários menos proeminentes e com trajetórias de amplitude ligeiramente menor. Esta distinção advém principalmente do efeito de cunha, que é mais intenso para perfis mais abaulados, visto que o óleo é forçado a escoar por regiões mais convergentes, o que acarreta um aumento das forças hidrodinâmicas.

Nota-se também que a influência do perfil de curvatura da saia sobre as posições angulares do pistão, exibidas na Figura 6.12, foi menor do que aquela observada quando da variação de sua folga máxima em relação ao cilindro. Isto é confirmado pelo fato de a diferença

de amplitudes ter sido menor para os três valores simulados de ΔCr do que de $Cr_{m\acute{a}x}$. É válido expor ainda que o perfil com maior curvatura, ou seja, $\Delta Cr = 20\mu m$, apresentou os menores valores de α_z , mostrando que este parâmetro pode ser uma importante ferramenta na prevencao de grandes ângulos do pistão, os quais podem acarretar contato com o cilindro, ruidos e consequente desgaste dos componentes.

6.3.3. Avaliação de Cr_{pino}

Assim, conhecido o efeito da geometria do pistão sobre o comportamento do sistema livre, iniciou-se o estudo acerca da configuração dos parâmetros relativos ao pino. Para a análise de sua folga radial, fixou-se, além dos valores da Tabela 6.1, os seguintes parâmetros geométricos: $Cr_{m\acute{a}x} = 40\mu m$, $\Delta Cr = 15\mu m$ e $L/D=1$.

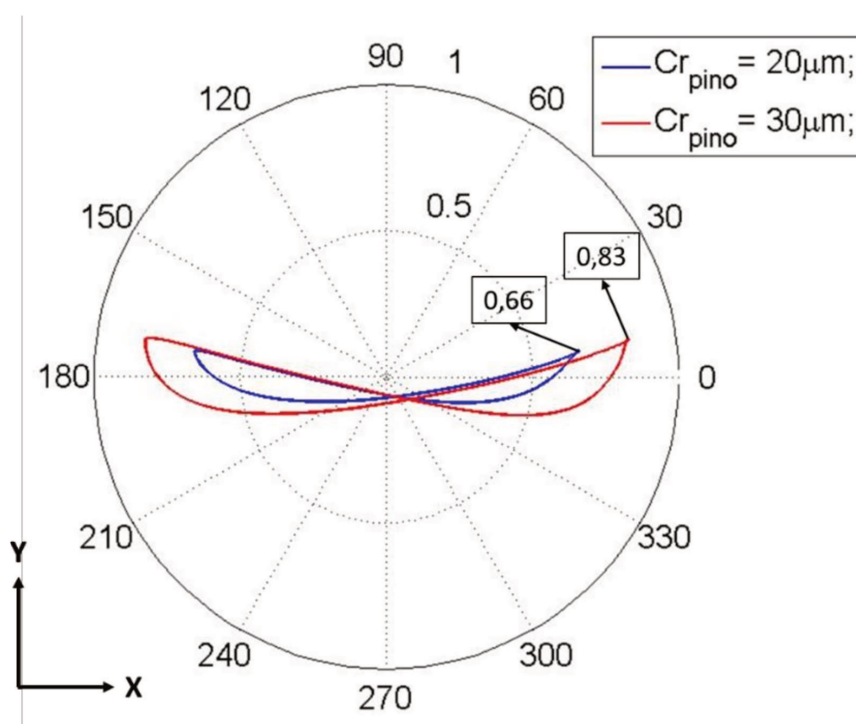


Figura 6.14: Órbitas do pino diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).

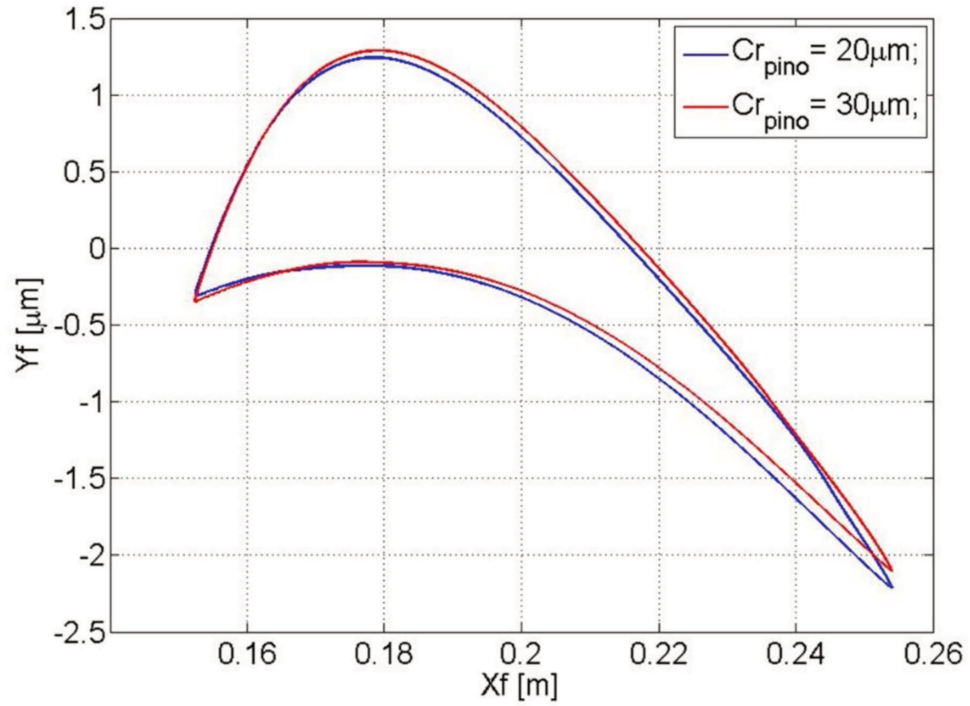


Figura 6.15: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).

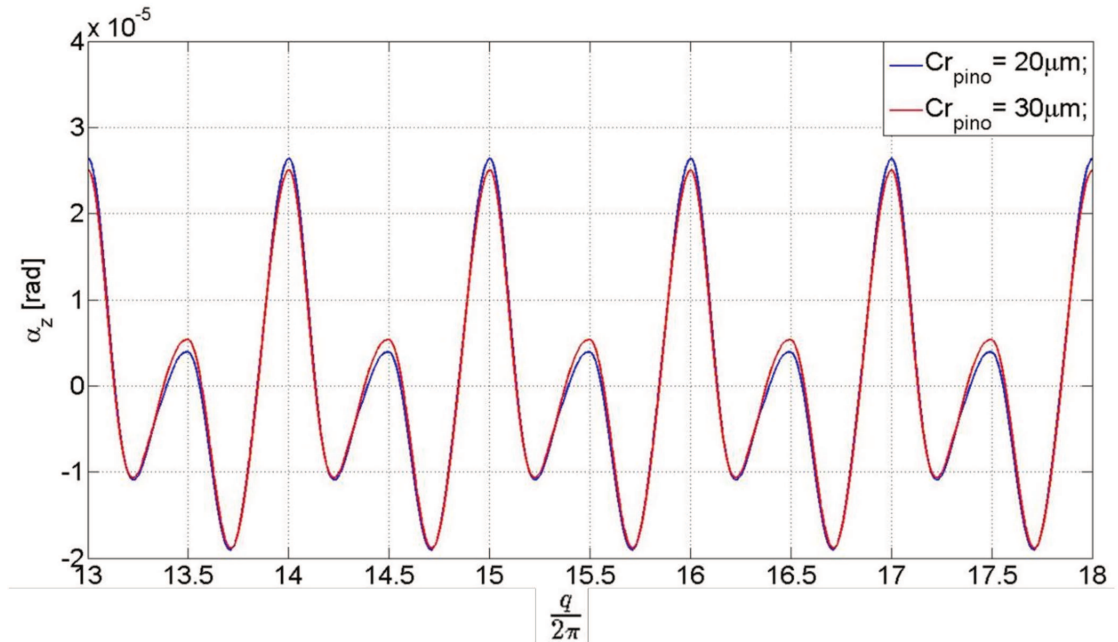


Figura 6.16: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).

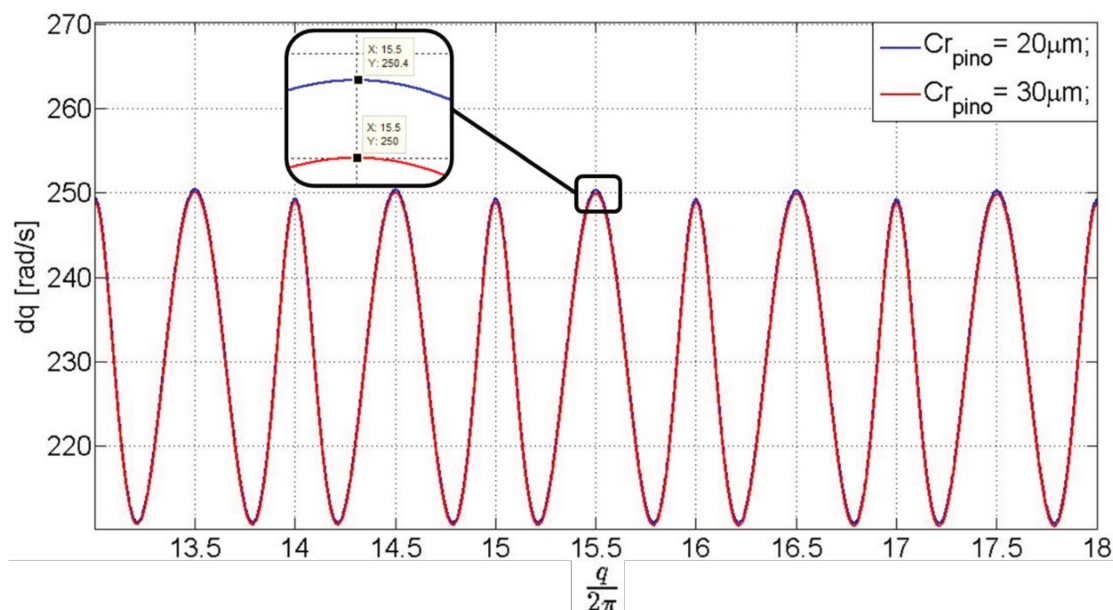


Figura 6.17: Velocidade da manivela para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).

De imediato, verifica-se um efeito ainda não encontrado nas análises precedentes, que é a mudança nas órbitas descritas pelo pino, conforme exhibe a Figura 6.14.

A mudança na folga radial do pino alterou a amplitude de sua órbita, fazendo com que a razão de excentricidade máxima, que era de 0,66, para uma folga de $20\mu m$, passasse para 0,83, para uma folga de $30\mu m$. A exemplo do que ocorrera para a saia do pistão, uma maior folga permite que o pino desloque-se mais, até que a pressão hidrodinâmica seja suficiente para empurrá-lo no sentido oposto. Já para uma folga menor, a pressão hidrodinâmica atinge mais rapidamente o valor necessário para empurrar o pino, impedindo que este apresente grandes deslocamentos.

Nota-se também mais uma consequência do comportamento não linear das forças hidrodinâmicas, visto que um aumento de 50% na folga radial resultou em um aumento de 26% na razão de excentricidade.

A respeito da trajetória do pistão e de sua inclinação no interior do cilindro, exibidas na Figura 6.15 e na Figura 6.16, respectivamente, ocorreram pequenas mudanças pelas alterações na folga radial do pino. Tais diferenças devem-se, principalmente, à atuação do momento da força tangencial, o qual é calculado pelo produto entre esta força e o raio do pino, que atua como seu braço de alavanca para cada volume da malha. Embora o raio seja o mesmo nos dois casos analisados, a mudança na folga radial da interface pino-pistão altera a magnitude da pressão hidrodinâmica e, consequentemente, a força tangencial.

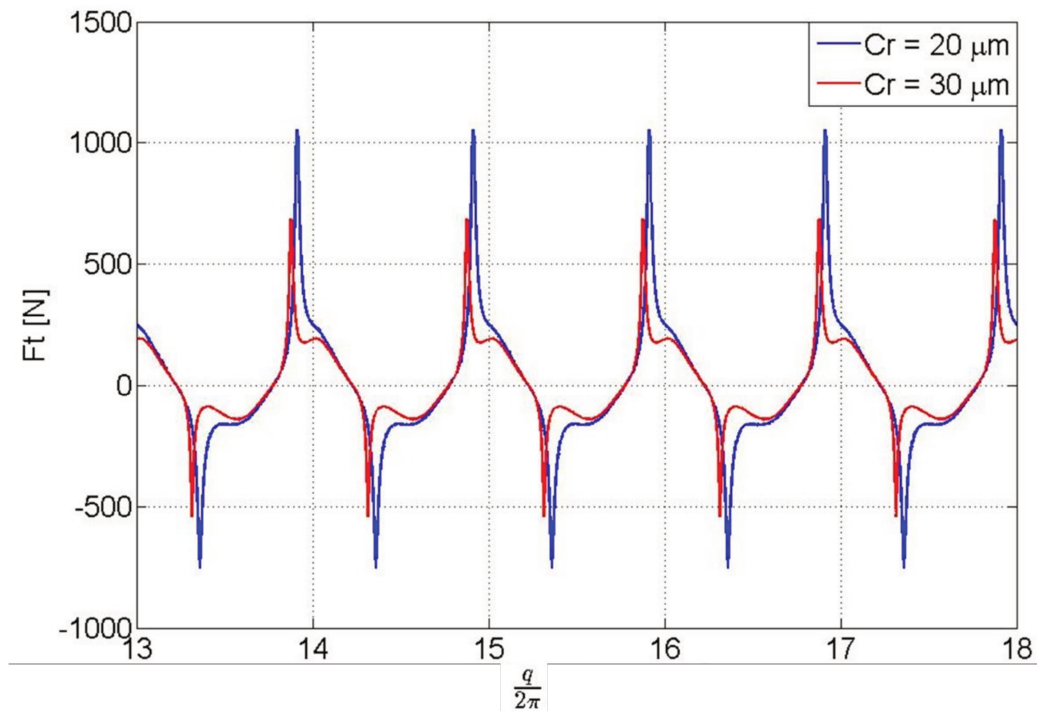


Figura 6.18: Comparação de forças tangenciais para diferentes valores de folga radial na interface pino-pistão (mecanismo livre).

Conforme exibe a Figura 6.18, a força tangencial é maior para uma folga menor, o que se traduz em momentos distintos aplicados ao pistão, justificando as discrepâncias observadas na Figura 6.15 e na Figura 6.16.

Já a resposta macro do sistema praticamente não apresentou variações, uma vez que a mudança na folga radial do incluiu um *offset* entre as curvas de velocidade da manivela, o qual foi de aproximadamente 1,0% da amplitude pico-a-pico, conforme indicado no detalhe da Figura 6.17.

6.3.4. Avaliação da razão L/D

Finalmente, pôde-se observar a influência da razão L/D do pino, que fora modificada pela alteração do valor do comprimento, mantendo o diâmetro igual ao mostrado na Tabela 6.1. Para esta comparação, as demais variáveis geométricas foram mantidas da seguinte forma: $Cr_{\text{máx}} = 40\mu\text{m}$, $\Delta Cr = 15\mu\text{m}$ e $Cr_{\text{pino}} = 20\mu\text{m}$.

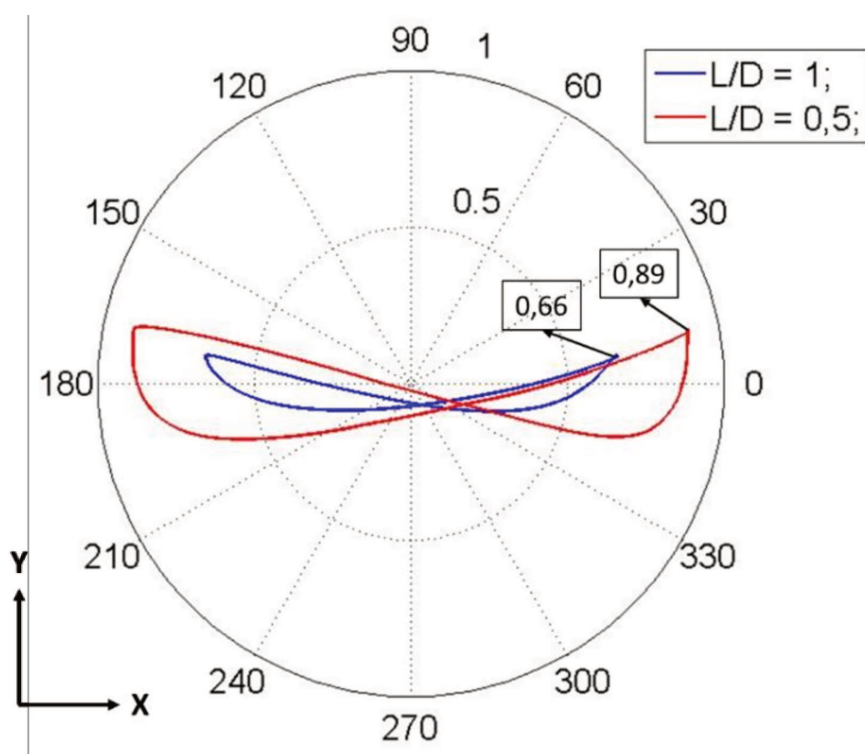


Figura 6.19: Órbitas do pino diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).

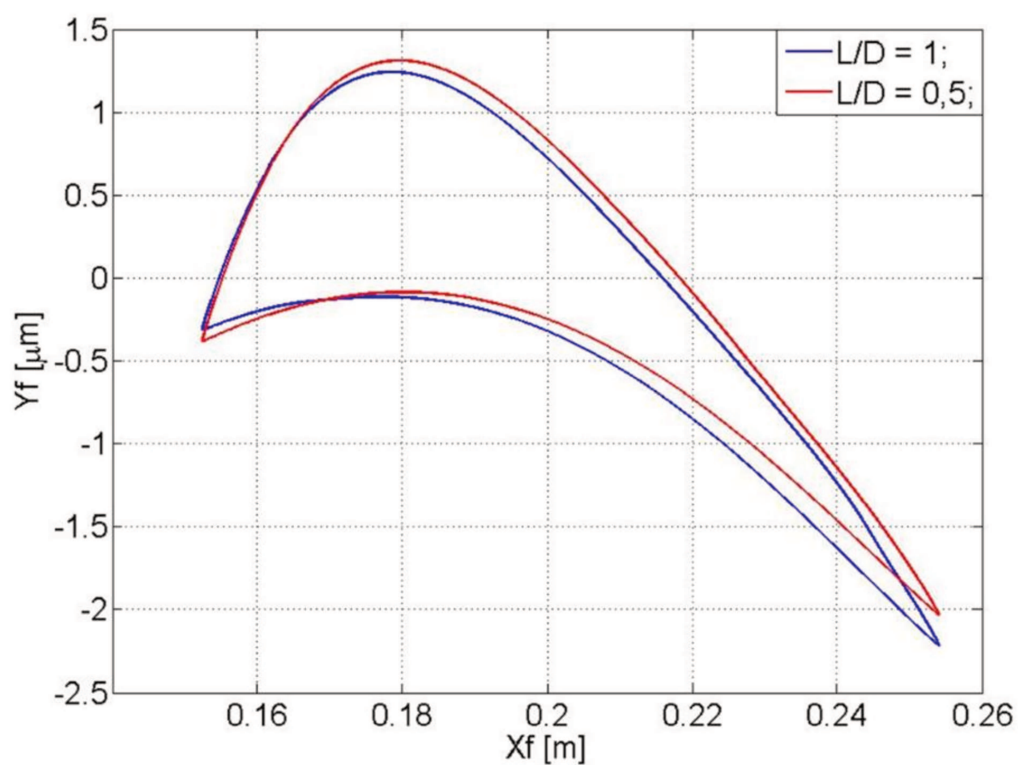


Figura 6.20: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).

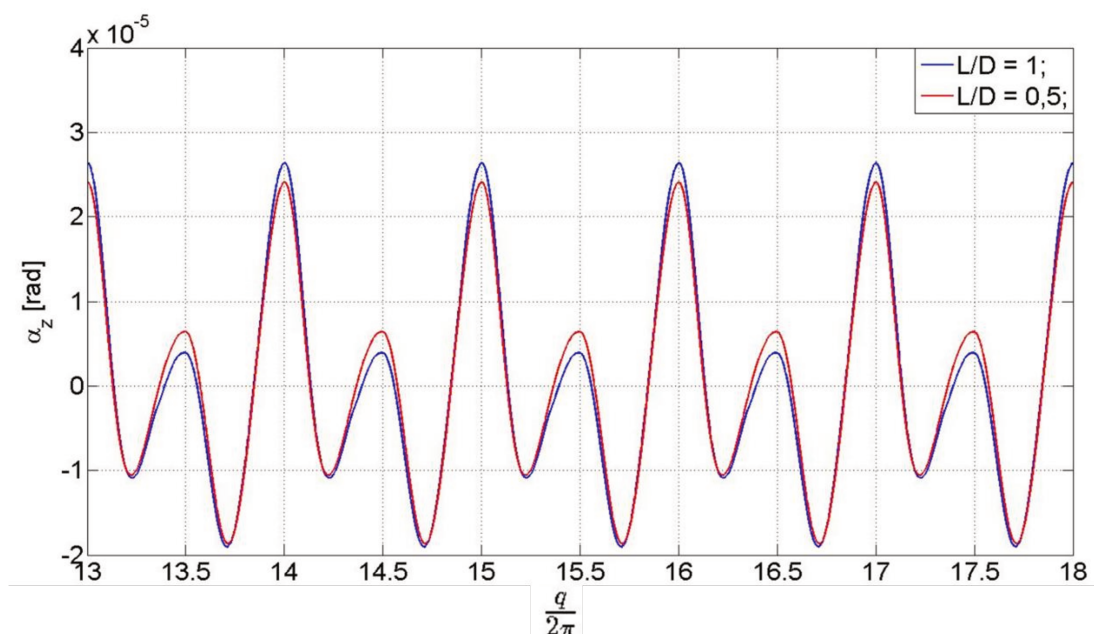


Figura 6.21: Posições angulares do pistão para diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).

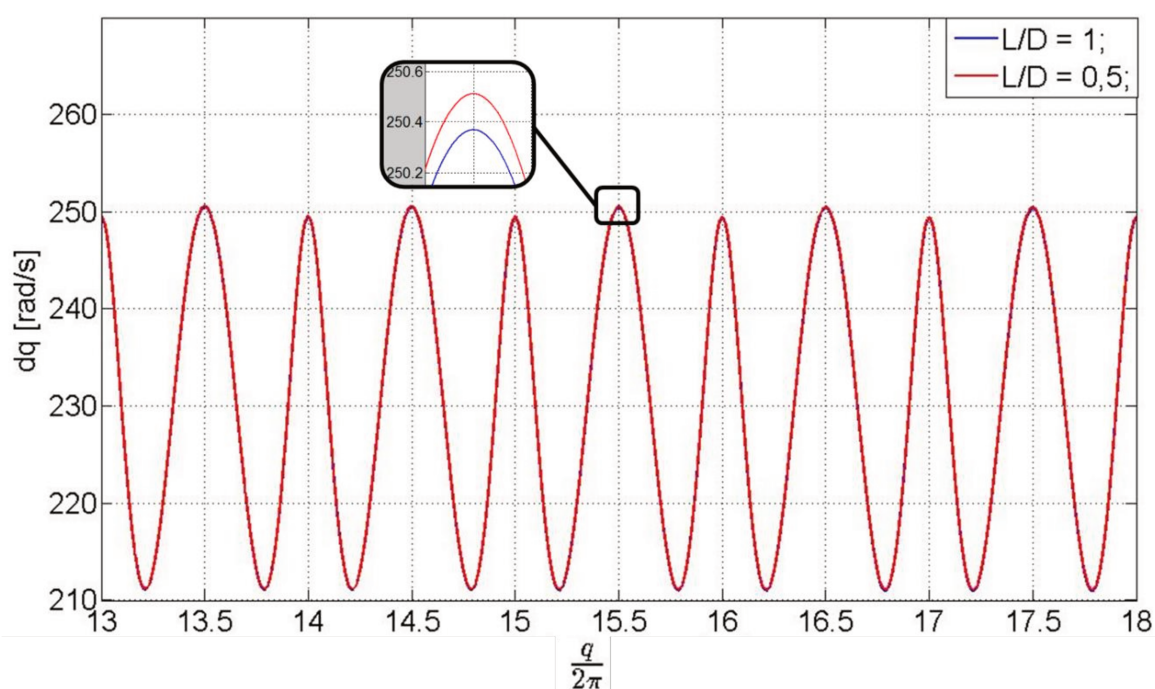


Figura 6.22: Velocidade da manivela para diferentes valores da razão L/D (mecanismo livre).

Assim como a folga radial, a razão L/D também exerce influência sobre a órbita do pino, conforme mostra a Figura 6.19. No presente trabalho, a razão L/D foi diminuída de 1,0 para 0,5 mantendo-se o diâmetro fixo e diminuindo em 50% o valor do comprimento. Esta alteração diminui a área de sustentação hidrodinâmica, permitindo que o pino atinja excentricidades maiores. Caso a mudança na razão de 1,0 para 0,5 tivesse sido feita pelo aumento em 50% do

diâmetro e manutenção do valor do comprimento, o resultado seria inverso. Isto porque nesse cenário a área de sustentação seria aumentada, de modo que houvesse uma limitação ao movimento do pino, reduzindo sua excentricidade.

Com relação ao comportamento de translação e rotação do pistão, exibidos na Figura 6.20 e na Figura 6.21, respectivamente, foram percebidas pequenas mudanças, as quais originam-se da influência do momento da força tangencial na interface pino-pistão, assim como observado na avaliação da folga radial do pino. A curva de velocidade da manivela, exposta na Figura 6.22 foi quase idêntica nos dois casos, apresentando apenas um *offset* de 0,25% da amplitude pico-a-pico.

Este resultado, conjuntamente aos anteriores, permite afirmar que os subsistemas que compõem o mecanismo possuem influências distintas, um sobre o outro. Isto porque os parâmetros geométricos associados à saia do pistão não acarretaram alterações perceptíveis no comportamento do pino. Contudo, o mesmo não foi verificado no caso oposto, visto que os parâmetros da junta pino-pistão mudam a resposta tanto do pino quanto do pistão. Diante disso, toma-se a primeira importante conclusão do trabalho, a qual indica que para a análise da resposta livre do pistão, deve-se considerar também as folgas na junta do pino. Por outro lado, caso haja interesse apenas na resposta dinâmica do pino, os parâmetros relativos à saia do pistão não terão importância, sendo possível, inclusive, modelar o mecanismo sem a folga do pistão em relação ao cilindro, o que reduziria a quantidade de graus de liberdade do sistema, simplificando sua descrição dinâmica e, conseqüentemente, reduzindo o custo computacional de todo o processo.

Por fim, com base nos resultados obtidos para o mecanismo livre de excitações, pode-se recomendar o menor dentre os valores de folga na junta pistão-cilindro ($Cr_{\text{máx}} = 30\mu\text{m}$), bem como o perfil de maior curvatura ($\Delta Cr = 20\mu\text{m}$). Este conjunto de parâmetros amenizou de maneira mais significativa os movimentos secundários do pistão, os quais são possíveis causadores de contato e consequente desgaste. Já para o caso da junta pino-pistão, é possível operar também com o menor valor de folga ($20\mu\text{m}$), o qual limitou mais a amplitude da órbita do pino no mancal, embora possa trazer maiores dificuldades de projeto e montagem. Já no caso da razão L/D , não é indicada uma diminuição para valores menores do que 0,5, uma vez que o pino mostrou-se próximo da parede do mancal e um valor menor ainda geraria menos sustentação, aumentando o risco de contato.

6.4. Influência da geometria das juntas no mecanismo com excitação externa

Anteriormente, na seção 6.3, foram apresentados os resultados oriundos da modificação dos parâmetros geométricos das juntas e suas influências observáveis sobre os comportamentos micro do pino e do pistão, bem como sobre o comportamento macro do sistema, caracterizado pela curva de velocidade da manivela. No entanto, tais simulações não levaram em conta as excitações externas às quais o sistema está sujeito, a saber, a força de explosão e o atrito viscoso na interface do pistão com o cilindro.

Apenas com a inclusão dos esforços externos é possível avaliar como a geometria dos mancais afeta a magnitude das perdas mecânicas, que, no presente trabalho, foram consideradas oriundas exclusivamente de dissipação viscosa. Para tal, o tempo de simulação foi aumentado de 0,5s para 1,5s devido aos efeitos transientes no caso com excitação externa serem mais intensos do que aqueles que ocorriam no mecanismo livre. Desse modo, um tempo maior garante que todos estes efeitos possam ser dissipados e o mecanismo atinja condição de regime permanente.

Os valores de parâmetros fixos e variáveis foram, novamente, os expostos na Tabela 6.1 e na Tabela 6.4, respectivamente, e as malhas utilizadas na discretização das juntas foram aquelas escolhidas na seção 6.2. Ademais, é preciso destacar que o critério de avaliação das perdas mecânicas foi a posição final da manivela, caracterizada pelo número de voltas que esta completara durante o intervalo de tempo simulado. Assim, quanto mais ciclos o sistema tiver completado, menores terão sido suas perdas de energia ao longo do processo.

Portanto, esta seção destina-se a analisar o comportamento do mecanismo sob a ação dos esforços externos de combustão e atrito hidrodinâmico, além de verificar novamente a influência dos parâmetros geométricos das juntas e avaliar as perdas mecânicas para cada uma das geometrias simuladas.

6.4.1. Avaliação de $Cr_{máx}$

Primeiramente, considera-se a folga máxima entre o pistão e o cilindro, mantendo-se, para os demais parâmetros, os valores: $\Delta Cr = 15\mu m$, $Cr_{pino} = 20\mu m$ e $L/D=1$.

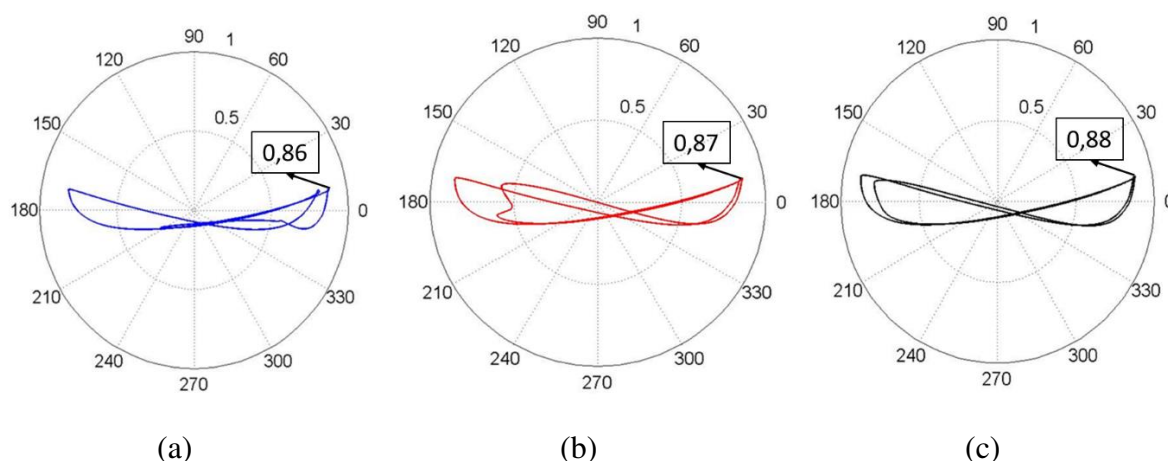


Figura 6.23: Órbita do pino para diferentes folgas máximas da saia em relação ao cilindro (mecanismo com excitação). (a) 30 μ m. (b) 40 μ m. (c) 50 μ m.

A Figura 6.23 exibe uma tendência diferente daquela vista nas simulações com o mecanismo livre, uma vez que a variação de um parâmetro geométrico relativo à saia do pistão trouxe mudanças significativas na órbita descrita pelo pino.

Observando-se mais atentamente os gráficos, é possível constatar que os três apresentam trajetórias de comportamento duplo, sendo uma comum aos três casos e outra distinta. O que explica este fato é o tempo do ciclo de combustão do motor, que corresponde à duas voltas da manivela (720°), sendo que em apenas metade deste deslocamento angular o mecanismo está sujeito à pressão de explosão.

No trecho em que o mecanismo não sofre influência da combustão, apenas o atrito hidrodinâmico e o torque resistivo na manivela contribuem no balanço de forças. Desse modo, tanto o formato quanto a amplitude das órbitas tendem a ser semelhantes para os três valores de folgas máximas da saia. Ademais, este formato tem características similares às vistas no caso sem excitação externa, exposto na Figura 6.9(a), diferindo na amplitude da órbita, que foi de 0,66 para em torno de 0,87, uma vez que no caso com excitação externa, o pino foi capaz de avançar mais em direção à parede do mancal, antes que a pressão hidrodinâmica fosse suficiente para impulsioná-lo na direção oposta. Isto porque o mecanismo opera em velocidade permanente mais elevada do que no caso livre, conforme exposto na Figura 6.27.

Adentrando ao trecho das órbitas em que a força de explosão atua, verifica-se que mudanças menos abruptas do pino no interior do mancal foram observadas quando consideradas maiores folgas entre o pistão e o cilindro. A alteração nos valores de tais folgas acarreta mudanças na magnitude do atrito hidrodinâmico atuante na saia, uma vez que folgas menores tendem a reduzir a espessura de filme de óleo e, assim, aumentar a dissipação viscosa. Dessa

forma, quanto menor o atrito, mais próximo da condição dinâmica livre encontra-se o mecanismo, justificando a maior semelhança entre as órbitas obtidas com e sem explosão para a folga de 50 μ m, em relação às demais.

Assim, pode-se observar que para o caso com excitação, a variação da folga do pistão implica na variação do atrito e, conseqüentemente, em alterações no comportamento dinâmico do par pino-pistão, enquanto que para o caso livre, a variação da folga do pistão não alterava a órbita do pino, como pode ser observado na Figura 6.9.

Além disso, esta alteração nas condições dinâmicas do mecanismo faz com que o pico de pressão de combustão ocorra em diferentes momentos da trajetória do pino no interior do mancal. Para a folga de 30 μ m, este pico ocorreu em um instante no qual o pino estava próximo ao centro do mancal, introduzindo uma aceleração contrária a seu movimento naquele instante. Para a folga de 40 μ m, o pico de pressão de combustão deu-se com o pino próximo à parede do mancal e no caso de 50 μ m, ainda mais próximo, quase na iminência de inversão de sentido.

Portanto, dentre os valores simulados de folga máxima, os maiores exibiram comportamentos potencialmente melhores, isto porque nas folgas de 30 μ m e 40 μ m, houve um dispêndio de energia na inversão do sentido de movimento relativo na junta pino-pistão, quando da ocorrência do pico de explosão, o que quase não fora observado para a folga de 50 μ m. Ademais, esta folga não acarretou maior amplitude e, conseqüentemente, maior possibilidade de contato, apesar de ter menor sustentação hidrodinâmica.

Dando sequência à verificação da influência da folga máxima, parte-se para a observação do comportamento micro do pistão. A Figura 6.24 exhibe tais resultados. Observa-se que o formato geral dos três casos é semelhante entre si e em relação ao caso livre. Contudo, assim como no caso do pino, nota-se a presença de duas trajetórias, relacionadas a trechos com e sem a atuação da força de explosão.

Embora o formato seja semelhante, a amplitude atingida pelo pistão apresentou grandes mudanças. Primeiramente, em relação ao caso livre, nota-se um aumento de amplitude, o qual se justifica pela velocidade em regime permanente ter sido maior quando da inclusão dos efeitos de combustão, o que intensificou o movimento secundário do pistão, ou seja, aquele ao longo da direção Y. Comparando-se, então, os três valores simulados de folga, percebe-se um aumento nítido de amplitude de oscilação em Y, conforme expõe o comparativo da Figura 6.25. A exemplo do que ocorrera para o pino, uma folga menor enrijece o mancal, fazendo com que o pistão tenha menos liberdade de movimento antes de o campo de pressão o impulsionar no sentido oposto.

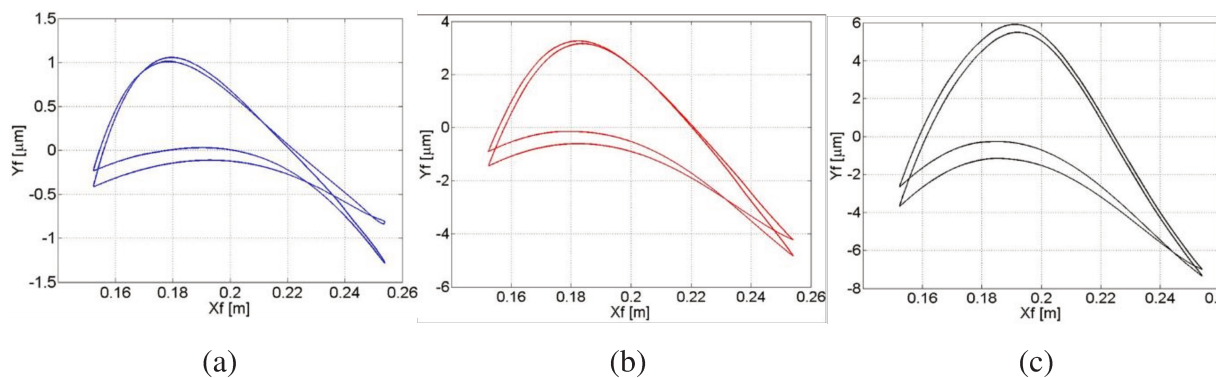


Figura 6.24: Trajetória do centro do furo do pistão para diferentes folgas máximas da saia em relação ao cilindro (mecanismo com excitação). (a) $30\mu\text{m}$. (b) $40\mu\text{m}$. (c) $50\mu\text{m}$.

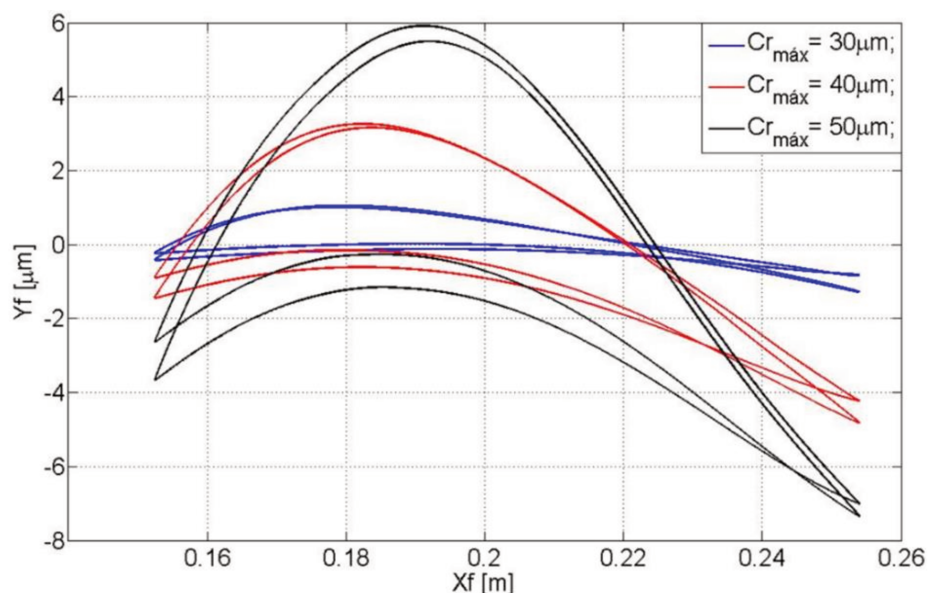


Figura 6.25: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes folgas máximas da saia (mecanismo com excitação).

Outro ponto que merece destaque é o fato de que para as condições geométricas simuladas, o pistão esteve longe de tocar a parede interna do cilindro. No caso da folga máxima de $50\mu\text{m}$, que apresentou os maiores deslocamentos em Y dentre as simulações, a amplitude foi de aproximadamente $7\mu\text{m}$, que representa apenas 23% da excentricidade limite para contato, indicando que a lubrificação manteve-se sempre na condição hidrodinâmica.

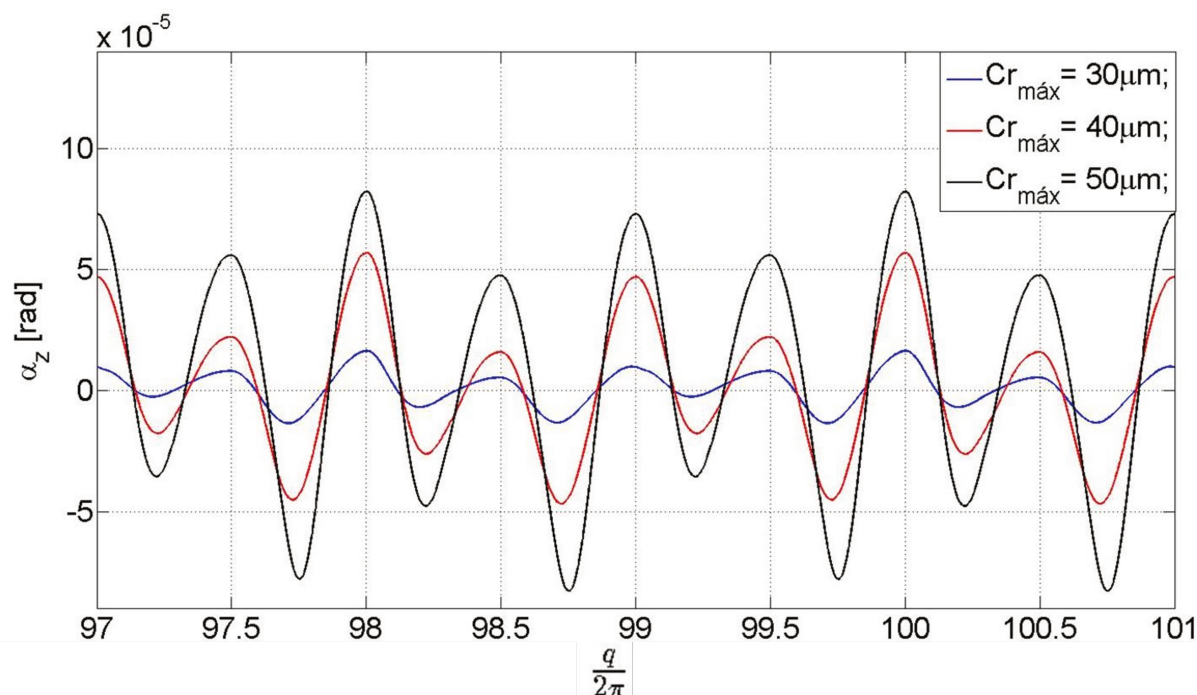


Figura 6.26: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga máxima da saia em relação ao cilindro (mecanismo com excitação).

Já no caso das posições angulares do pistão para os diferentes valores de folga máxima, exibidas na Figura 6.26, nota-se um comportamento similar ao observado no caso do mecanismo livre, do ponto de vista das diferenças entre os valores simulados, uma vez que os maiores picos ocorreram para as maiores folgas, indicando maior liberdade de movimento, causada por forças hidrodinâmicas menores. Contudo, no que diz respeito ao ciclo mecânico, verifica-se uma diferença do caso sem excitações, no qual, para o ponto morto inferior, a saia mostrava-se praticamente alinhada ao cilindro. Com a inclusão das excitações, surgem picos de inclinação neste ponto, ocasionados primordialmente pelo momento da força de atrito.

Logo, pode-se afirmar que do ponto de vista da trajetória do pistão, o aumento de sua folga máxima em relação ao cilindro acarretou uma intensificação de seus movimentos secundários, ou seja, translação em Y e rotação, os quais tendem a gerar maiores possibilidades de contato, além de gasto energético em deslocamentos que não sejam de interesse do processo.

Por fim, avalia-se a resposta macro do mecanismo, com base nas curvas de velocidade da manivela, expostas na Figura 6.27 e, em detalhe, na Figura 6.28.

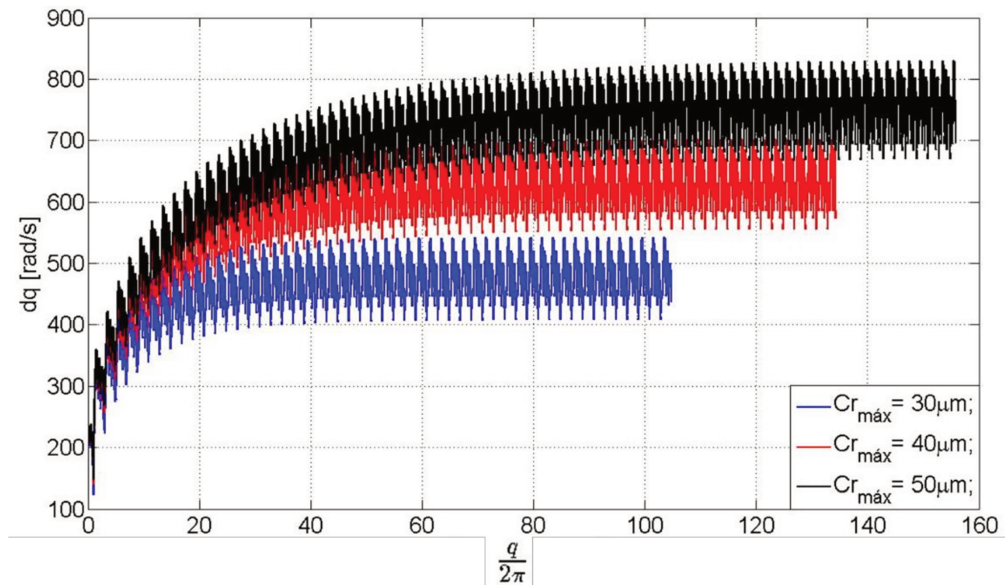


Figura 6.27: Velocidades angulares da manivela para diferentes folgas máximas da saia do pistão (mecanismo com excitação).

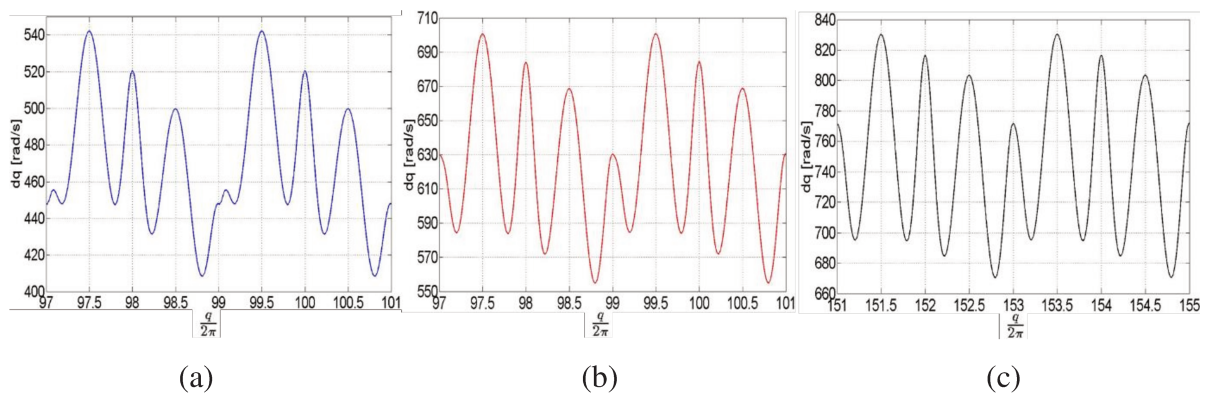


Figura 6.28: Detalhes das curvas de velocidade angular da manivela para diferentes folgas máximas da saia do pistão (mecanismo com excitação). (a) 30μm. (b) 40μm. (c) 50μm.

Ao observar as respostas completas, na Figura 6.27, verifica-se que o aumento da folga máxima do pistão acarretou um aumento da velocidade final em regime permanente, além de ter propiciado um maior número de voltas do mecanismo, indicando que as perdas mecânicas, oriundas do atrito viscoso, foram menos intensas. Isto ocorre pelo fato de o atrito ser inversamente proporcional à espessura de filme de óleo, como mostra a equação (4.30). Assim, ao diminuir-se a folga, ocorre um aumento da dissipação de energia, fazendo com que o sistema atinja menor velocidade em regime permanente.

Na Tabela 6.5, são mostradas as quantidades de voltas que o mecanismo completou durante o tempo 1,5s de simulação. Conforme mencionado, a diminuição da folga radial da saia

atuou no sentido de intensificar as perdas por atrito hidrodinâmico, atingindo diferenças significativas, tal como um aumento de quase 50% entre as folgas de 30 e 50 microns. Nota-se também a não linearidade da relação de perdas, conforme a alteração nos valores de folga.

Tabela 6.5: Voltas completas da manivela para diferentes valores de folga máxima.

$Cr_{m\acute{a}x}$ [μm]	Voltas completas	Diferença
30	104,69	0,00%
40	134,27	28,25%
50	155,77	48,79%

É válido destacar que as simulações realizadas consideraram um modelo isotérmico. No entanto, sabe-se que a operação do mecanismo tende a elevar a temperatura do lubrificante, diminuindo sua viscosidade e, conseqüentemente, o atrito hidrodinâmico. Tal efeito tenderia a aproximar a quantidade total de voltas completadas em cada caso. Ademais, a modelagem dinâmica considerou apenas um pistão, não introduzindo o efeito do volante de inércia, o qual, indubitavelmente, diminuiria a oscilação da velocidade da manivela, contribuindo também para alterar as diferenças percentuais em voltas completadas.

Desse modo, embora tenha sido observado que uma folga menor reduz os movimentos secundários do mecanismo, diminuindo, por consequência a possibilidade de contato metálico, ela introduz elevadas perdas mecânicas no sistema, além de dificultar o projeto e montagem, em virtude das tolerâncias envolvidas.

Com relação aos detalhes das curvas, mostrados na Figura 6.28, nota-se que para cada ciclo termodinâmico do mecanismo, composto por duas voltas da manivela, ocorrem quatro picos de velocidade, os quais são fruto da combinação dos efeitos de inércia e de combustão. Embora os valores de velocidade sejam distintos, os comportamentos exibidos para as três folgas máximas da saia são similares. Na sequência, é apresentada uma descrição pormenorizada deste comportamento, tomando como exemplo o caso de 40 μm .

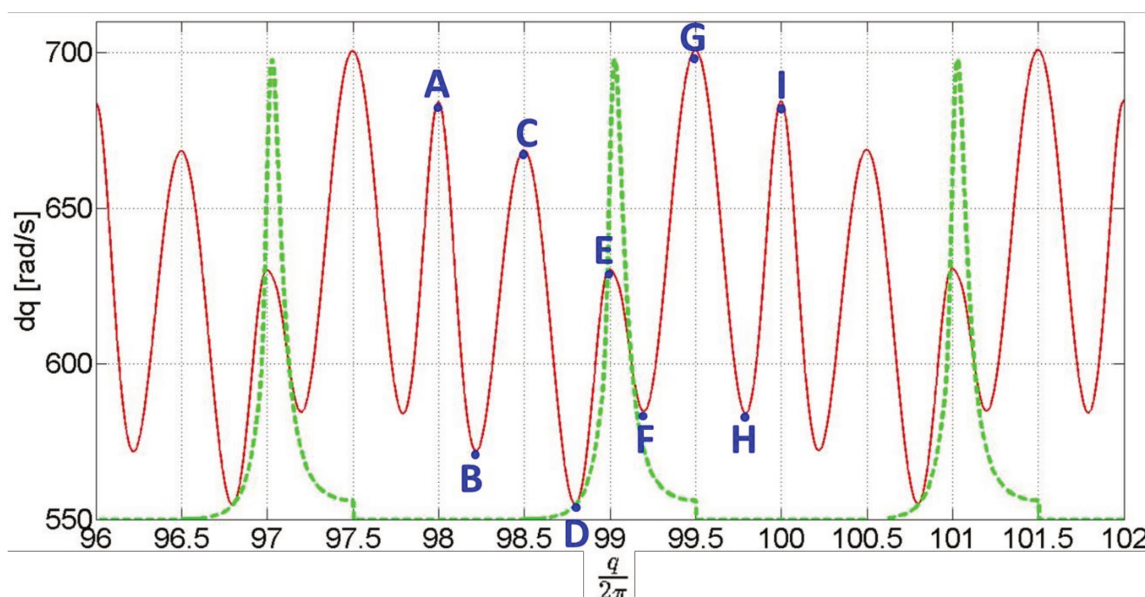


Figura 6.29: Detalhamento da curva de velocidade da manivela considerando os esforços externos para a folga máxima do pistão de 40 μm .

Na Figura 6.29, a linha vermelha representa o perfil de velocidade da manivela para a simulação com folga máxima da saia de 40 μm . Já a linha tracejada na cor verde consiste na força de explosão. Obviamente, esta é exibida em uma escala diferente da real, o que é feito com o intuito de melhorar a visualização do fenômeno, garantindo que a força e a velocidade apareçam no mesmo enquadramento.

Ao iniciar sua nonagésima oitava volta, no ponto A da figura, o mecanismo apresenta uma queda de velocidade no primeiro quarto de volta, correspondente ao trecho AB. Isto ocorre pelo fato de a inércia generalizada do sistema ser dependente de sua posição, sendo que para este trecho, uma inércia alta tende a reduzir a velocidade do mecanismo, o que fora também observado no caso livre. Em seguida, no trecho BC, que representa o segundo quarto de volta, a inércia do sistema apresenta menores valores, o que contribui para que o sistema acelere até que o pistão atinja seu ponto morto inferior, encerrando a admissão da mistura a ser queimada.

Então, ao adentrar a segunda metade da primeira volta, indicada pelo trecho CD, o mecanismo sofre novamente com valores desfavoráveis de inércia, além de ter a ação contrária da pressão na câmara de combustão, uma vez que o estágio de compressão do ciclo termodinâmico já se inicia neste trecho, de modo que D seja o ponto de menor velocidade do ciclo como um todo. No último quarto da primeira volta, entre os pontos D e E, a inércia generalizada favorece um aumento de velocidade do sistema. Todavia, este segmento ocorre inteiramente na etapa de compressão da mistura ar-combustível, de modo que a velocidade

atingida seja limitada por este esforço contrário, o que se comprova pelo fato de o ponto E ser o menor dentre os máximos locais de velocidade para o ciclo de quatro tempos.

Neste instante, o pistão encontra-se em seu ponto morto superior, no qual acontece a ignição da mistura. Embora no trecho EF, que consiste no primeiro quarto da segunda volta, o pistão já sofra ação favorável da pressão na câmara, a elevada inércia destas posições angulares provoca uma queda de velocidade, ainda que não tão acentuada como no trecho AB, sujeito às mesmas condições inerciais, mas sem o auxílio da força de explosão. Posteriormente, ao longo do trecho FG, o mecanismo experimenta seu intervalo de maior aceleração e, consequentemente, maior aporte de energia. Isto se dá pela baixa inércia nestas posições angulares e pelo auxílio da força de explosão.

No ponto G, termina a expansão da mistura, com o pistão em seu ponto morto inferior, dando início à metade final da segunda volta e ao estágio de exaustão. No quarto GH, novamente a inércia dificulta a realização do movimento, e não havendo mais a contribuição da pressão na câmara, o mecanismo perde velocidade. Finalmente, nos últimos 90° do ciclo da manivela, a inércia atua favoravelmente, aumentando a velocidade do sistema até que este atinja o ponto I, encerrando a exaustão dos gases de queima e dando início a um novo ciclo termodinâmico, a partir de seu ponto morto superior.

6.4.2. Avaliação de ΔCr

Avaliada a influência da folga máxima da junta pistão-cilindro, cabe agora verificar os efeitos que o perfil da saia, definido pela diferença entre suas folgas máxima e mínima, tem sobre o comportamento dinâmico do mecanismo. Para tal, os demais parâmetros das juntas lubrificadas foram fixados com $Cr_{m\acute{a}x} = 40\mu m$, $Cr_{pino} = 20\mu m$ e $L/D = 1$, e os demais termos de entrada da simulação seguiram os valores da Tabela 6.1.

Na Figura 6.30, são exibidas as órbitas do pino para os valores simulados de ΔCr . Verifica-se que o aumento deste parâmetro, o que se traduz em um perfil de curvatura mais acentuada para a saia, tende a alterar drasticamente o trecho do ciclo relativo à ação da pressão de combustão.

A exemplo do que fora verificado na avaliação de $Cr_{m\acute{a}x}$, a alteração de ΔCr modifica as condições dinâmicas do sistema por meio de mudanças no atrito hidrodinâmico na interface entre pistão e cilindro. Consequentemente, a ocorrência do pico de explosão se dá também em condições distintas. Contudo, as mudanças de órbita do pino para os três valores de ΔCr foram inferiores às observadas pela alteração de $Cr_{m\acute{a}x}$. Isto porque o perfil de curvatura da saia tem

menos influência sobre o atrito hidrodinâmico do que a folga radial, a qual afeta principalmente a espessura do filme de óleo.

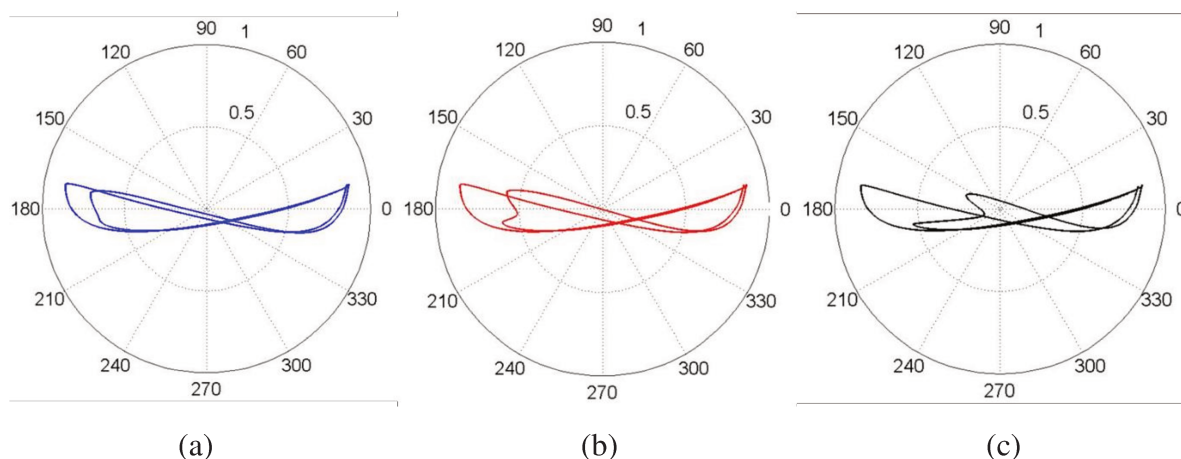


Figura 6.30: Órbitas do pino para diferentes valores de ΔC_r (mecanismo com excitação). (a) $10\mu\text{m}$. (b) $15\mu\text{m}$. (c) $20\mu\text{m}$.

Do ponto de vista do comportamento micro do pistão, exposto em detalhes na Figura 6.31 e de maneira comparativa na Figura 6.32, verifica-se que tanto o formato, quanto a amplitude das trajetórias são semelhantes para os três valores simulados de ΔC_r , havendo uma pequena intensificação do movimento secundário conforme se diminui a curvatura da saia.

Este comportamento difere do observado no caso da folga máxima. Isto porque, conforme mencionado, a curvatura da saia intensifica, majoritariamente, o termo de cunha do filme de óleo. No entanto, o principal efeito responsável pela limitação do movimento secundário (ao longo de Y) é o esmagamento, de modo que as amplitudes das trajetórias não apresentaram grandes diferenças.

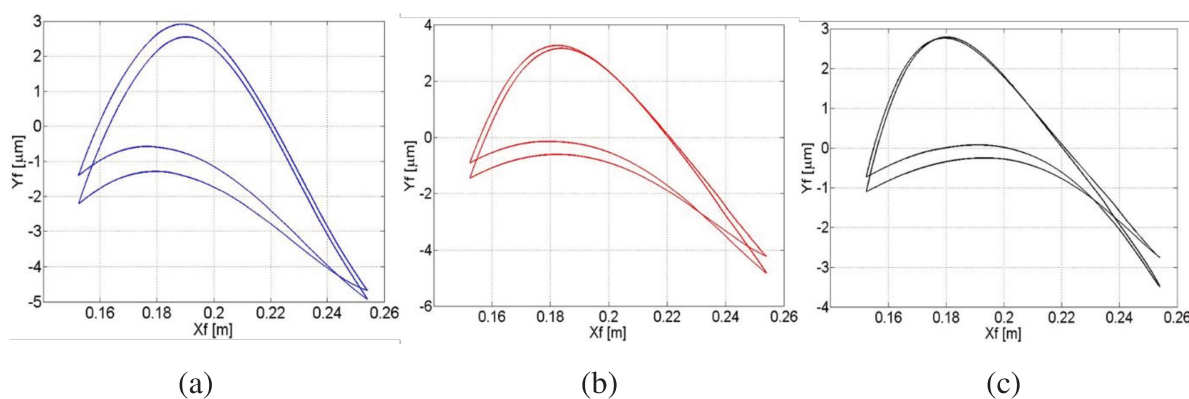


Figura 6.31: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de ΔC_r (mecanismo com excitação). (a) $10\mu\text{m}$. (b) $15\mu\text{m}$. (c) $20\mu\text{m}$.

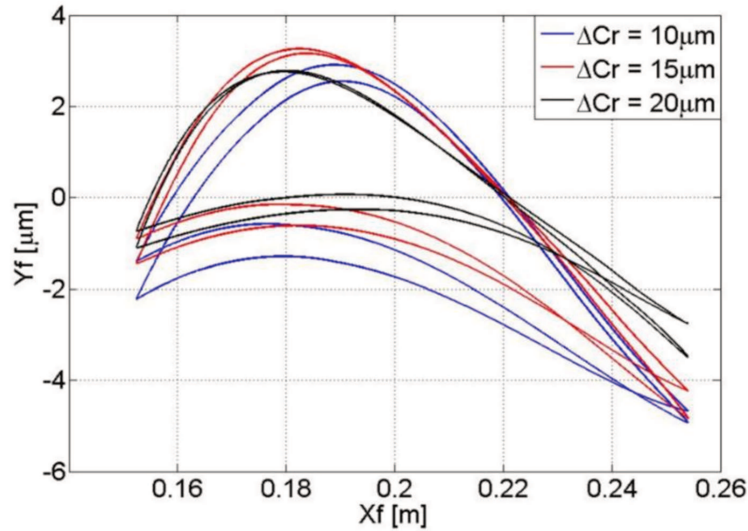


Figura 6.32: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação).

Analisando-se agora as posições angulares do pistão, expostas na Figura 6.33, observa-se que a discrepância de amplitudes foi menos acentuada do que nas simulações em que variou-se a folga máxima. Verifica-se também que o perfil de maior curvatura, para o qual $\Delta Cr = 20\mu m$, apresentou as menores inclinações e que os demais valores, para os quais a saia aproxima-se mais de um cilindro, exibiram resultados similares. Isto mostra que uma curvatura maior contribui positivamente na dinâmica do sistema, uma vez que limita a inclinação da saia, gerando alguns benefícios tais como menor risco de contato e maior aproveitamento da explosão, cuja resultante atua mais próxima da direção X.

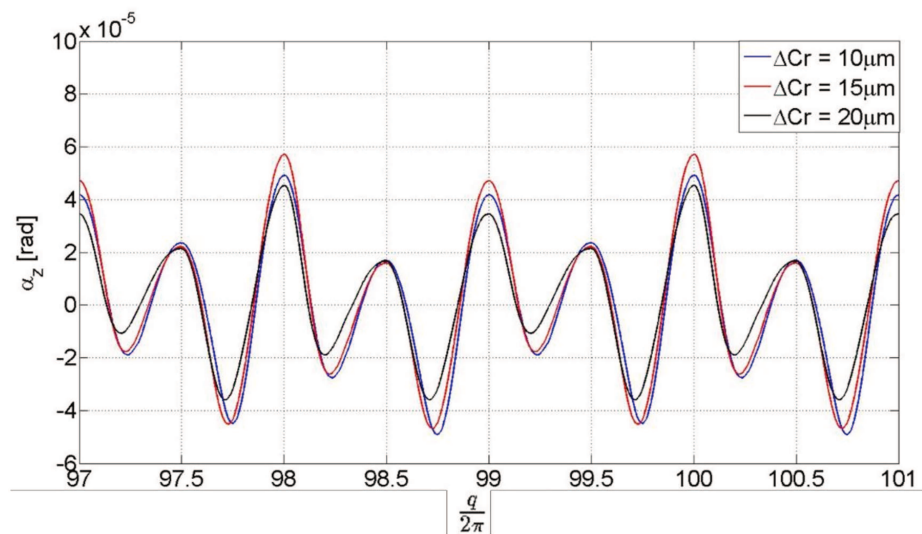


Figura 6.33: Posições angulares do pistão para diferentes curvaturas da saia (mecanismo com excitação).

Finalmente, é avaliada a resposta macro do sistema, com base nas curvas de velocidade da manivela. Os trechos expostos na Figura 6.34 exibem um comportamento similar ao já descrito na seção 6.4.1, havendo a presença de quatro picos para cada ciclo termodinâmico do motor, correspondente a duas voltas do virabrequim.

Assim, pode-se afirmar que a relação entre as inércias e a atuação da pressão de combustão sobrepõe-se às variações de ΔCr , mantendo praticamente o mesmo perfil anteriormente apresentado.

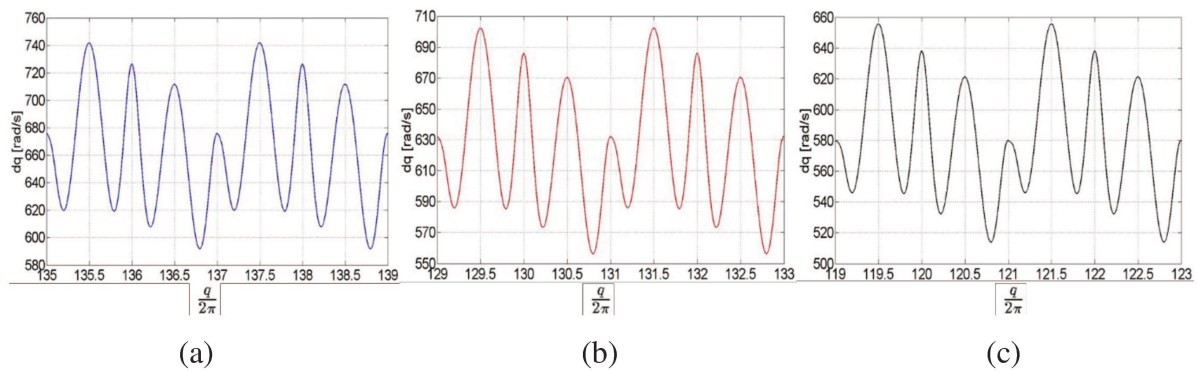


Figura 6.34: Detalhes das curvas de velocidade angular da manivela para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação). (a) $10\mu m$. (b) $15\mu m$. (c) $20\mu m$.

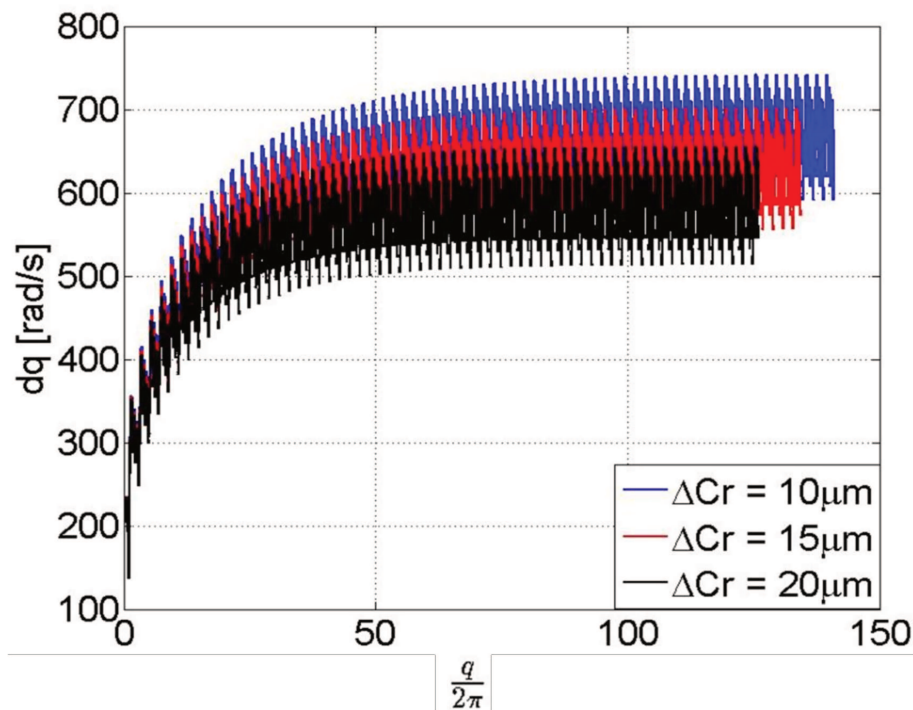


Figura 6.35: Velocidades angulares da manivela para diferentes valores de ΔCr (mecanismo com excitação).

No que diz respeito à comparação de resultados de velocidade, mostrada na Figura 6.35, verifica-se que a mudança do grau de curvatura da saia trouxe poucas alterações às velocidades terminais atingidas pelo mecanismo e, consequentemente, ao número de voltas completado. Conforme mencionado, a curvatura do perfil da saia influencia mais intensamente o termo de cunha da equação de Reynolds, o qual contribui na sustentação do pistão, mas não acarreta grandes variações de atrito, que é mais influenciado pela folga na interface.

Com o intuito de expor tais efeitos de maneira quantitativa, foi construída a Tabela 6.6. Com base nela, é possível constatar que houve um aumento no número de voltas completadas para perfis de curvatura menos acentuada. Contudo, este aumento percentual foi inferior ao observado quando da variação da folga máxima.

Tabela 6.6: Voltas completas da manivela para diferentes valores de ΔCr .

$\Delta Cr [\mu m]$	Voltas completas	Diferença
10	141,09	11,98%
15	134,27	6,56%
20	126,00	0,00%

6.4.3. Avaliação de Cr_{pino}

Encerradas as considerações acerca da geometria da junta pistão-cilindro, tem início o estudo da influência dos parâmetros da junta pino-pistão sobre a dinâmica do sistema mecânico com excitações externas. Inicialmente, verifica-se o efeito da folga radial da junta, mantendo os demais valores em $Cr_{m\acute{a}x} = 40\mu m$, $\Delta Cr = 15\mu m$ e $L/D = 1$.

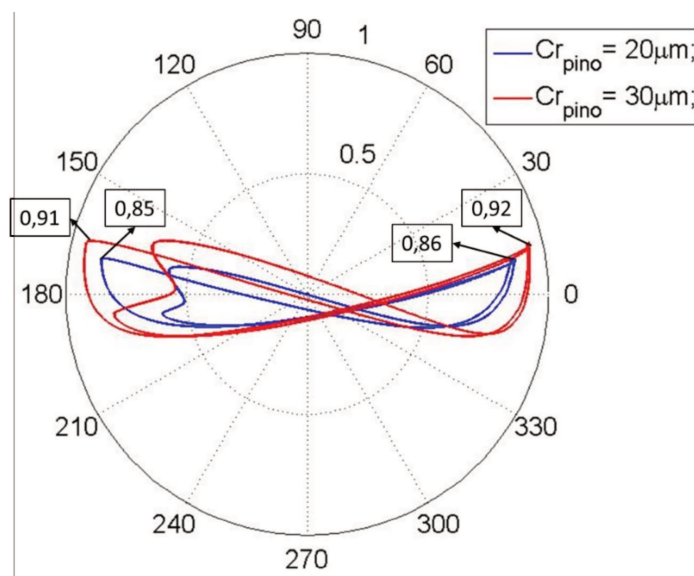


Figura 6.36: Órbitas do pino para diferentes valores de sua folga radial em relação ao pistão.

Na Figura 6.36, verifica-se que a órbita do pino sofre alterações significativas para os diferentes valores simulados de folga radial. Conforme já citado, um valor maior de folga ameniza a pressão hidrodinâmica em serviço, permitindo que o pino atinja valores mais elevados de excentricidade, quando comparado a um caso de folga menor. Apesar das diferenças de amplitude, o formato de órbita foi semelhante para os dois valores de folga, indicando que os picos de pressão de combustão ocorreram em instantes equivalentes nos dois casos, de modo a alterar da mesma maneira a trajetória do pino, em relação a um ciclo sem explosão.

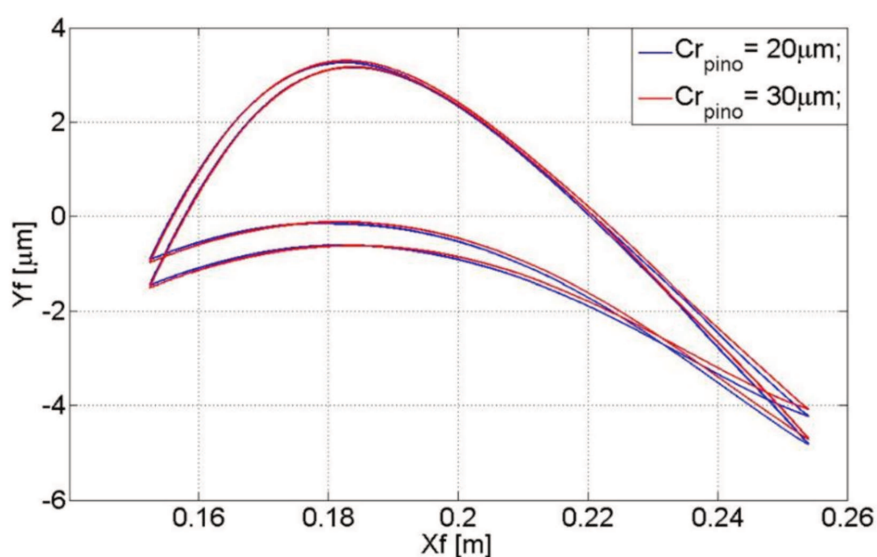


Figura 6.37: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores da folga do pino.

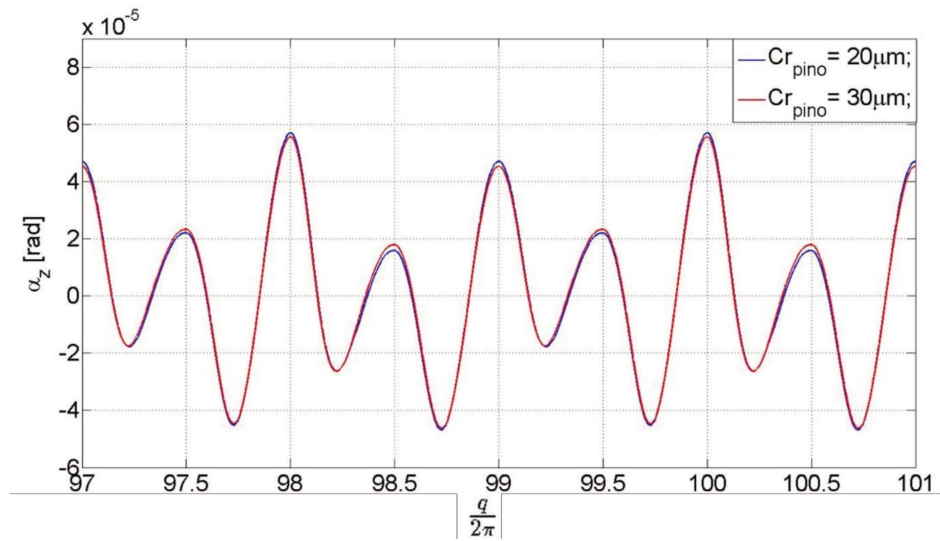


Figura 6.38: Posições angulares do pistão para diferentes valores de folga máxima do pino em relação à saia.

Já a trajetória do pistão no interior do cilindro mostrou-se muito similar para ambos os valores de folga radial na junta pino-pistão. Nos deslocamentos de translação e rotação, exibidos na Figura 6.37 e na Figura 6.38, respetivamente, diferenças sutis ocorreram, principalmente em posições próximas ao ponto morto superior, seja para uma volta com explosão seja para uma sem. Nesse ponto, a sensibilidade do sistema a quaisquer efeitos é maior, visto que em virtude da velocidade ser nula, caracterizando a inversão do sentido de movimento do pistão, não há sustentação hidrodinâmica. Desse modo, sem a presença do maior esforço sobre o sistema, os efeitos da inércia e do atrito viscoso tornam-se mais evidentes.

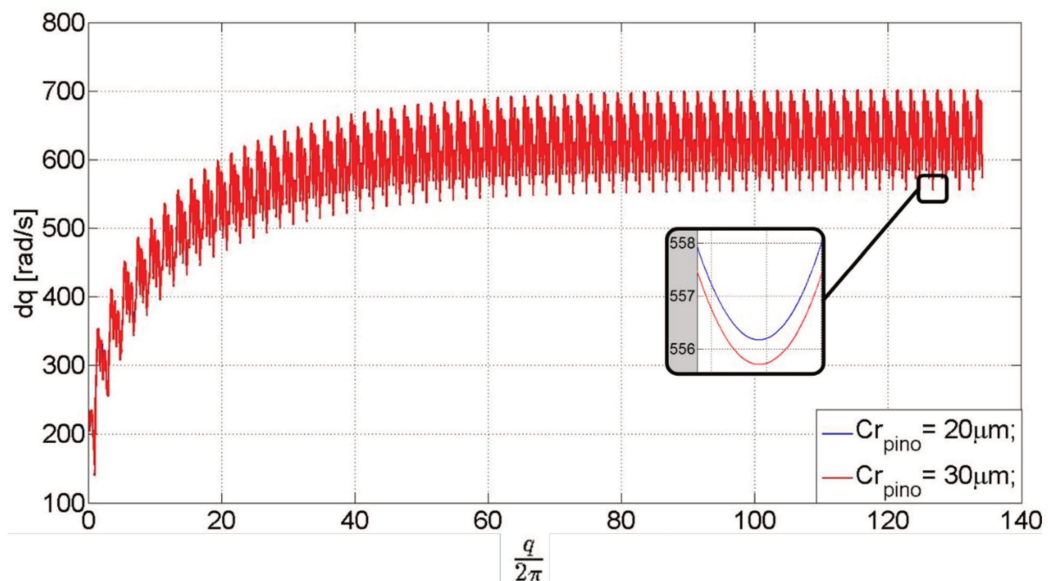


Figura 6.39: Velocidades angulares da manivela para diferentes valores de folga do pino.

Adentrando ao comportamento macro do sistema, avaliado com base na curva de velocidade da manivela, exposta na Figura 6.39, nota-se que praticamente não houve distinção de resultados para os valores simulados de folga do pino, indicando que este parâmetro tem forte influência sobre sua própria junta, mas não exerce efeitos importantes sobre a outra interface lubrificada, tampouco sobre a resposta dinâmica do mecanismo como um todo.

Tabela 6.7: Voltas completas da manivela para diferentes valores de folga do pino.

$Cr_{\text{pino}} [\mu\text{m}]$	Voltas completas	Diferença
20	134,27	0,05%
30	134,21	0,00%

No campo das perdas mecânicas, a alteração da folga radial do pino não acarretou mudanças. Com base na Tabela 6.7, não é possível atribuir quaisquer melhoras de rendimento a este parâmetro, uma vez que a diferença percentual de voltas completadas durante o intervalo de tempo simulado foi extremamente baixa.

Portanto, assim como já introduzido na seção 4.3.3, a influência da junta pino-pistão sobre as perdas hidrodinâmicas mostra-se desprezível perante as perdas no mancal pistão-cilindro. Além disso, as alterações de folga no pino não acarretaram mudanças significativas no comportamento dinâmico do pistão e, conseqüentemente, nas perdas por atrito viscoso da saia. Desse modo, pode-se operar com o valor menor de folga na junta pino-pistão ($20\mu\text{m}$), uma vez que reduz-se a amplitude da órbita do pino, diminuindo a possibilidade de contato entre as superfícies, visto que o filme de óleo provém sustentação suficiente para mantê-las separadas.

6.4.4. Avaliação da razão L/D

Finalmente, avalia-se o efeito da razão L/D, mantendo os outros parâmetros das juntas em $Cr_{\text{máx}} = 40\mu\text{m}$, $\Delta Cr = 15\mu\text{m}$ e $Cr_{\text{pino}} = 40\mu\text{m}$. Para alterações deste parâmetro, apenas o comprimento foi modificado, e o diâmetro teve seu valor igual ao da Tabela 6.1.

No que diz respeito à órbita do pino, exposta na Figura 6.40, observa-se que a diminuição da razão L/D atuou no sentido de aumentar a amplitude da trajetória, sem no entanto modificar seu formato.

A mudança de amplitude ocorre pelo fato de o mancal ter menos área de sustentação, ou seja, menos área de atuação da pressão hidrodinâmica, resultando em uma menor capacidade

de sustentação. Assim, o pino aproxima-se mais da parede interna do cilindro para que a pressão de filme atinja valor suficiente para impulsiná-lo na direção oposta.

Isto mostra que uma redução ainda maior do comprimento do pino e, conseqüentemente da razão L/D , não seria indicada. Embora possa trazer benefícios econômicos, por conta da redução de material e peso, observa-se que para $L/D = 0,5$, o pino já esteve muito próximo de tocar a parede do mancal (razão de excentricidade máxima de 0,93). Provavelmente, $L/D < 0,5$ acarretaria contato metálico pela ruptura do filme de óleo, gerando desgaste dos componentes e até mesmo falha crítica do sistema.

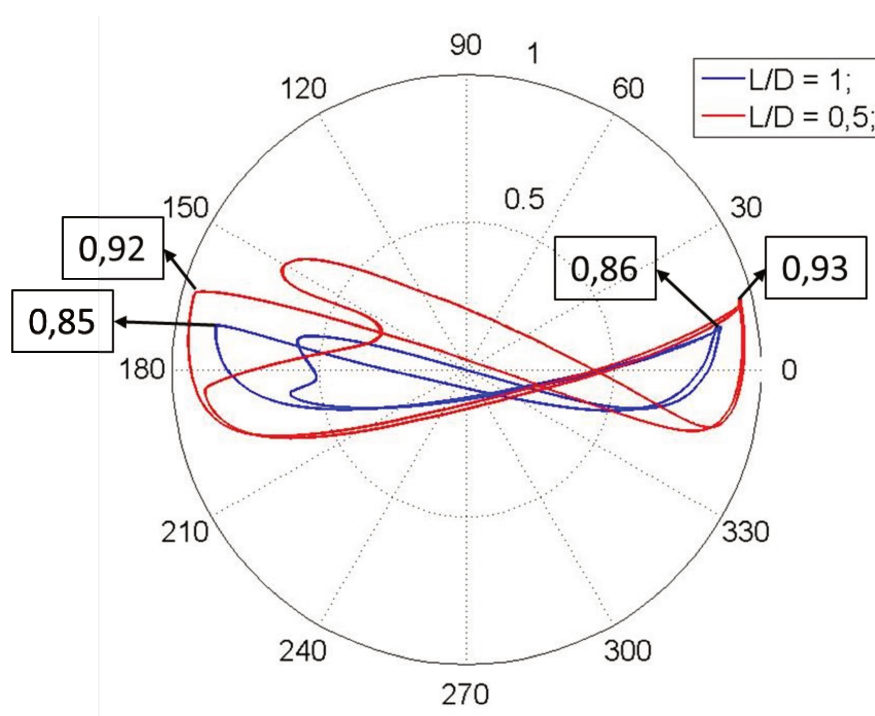


Figura 6.40: Órbitas do pino para diferentes valores da razão L/D .

Comparando as trajetórias descritas pelo pistão no interior do cilindro, observa-se que não houve uma grande influência da razão L/D , tanto na translação quanto na rotação, exibidas na . As pequenas discrepâncias acontecem no ponto morto superior, em que não há sustentação hidrodinâmica, em virtude de a velocidade ser nula, conforme já mencionado anteriormente.

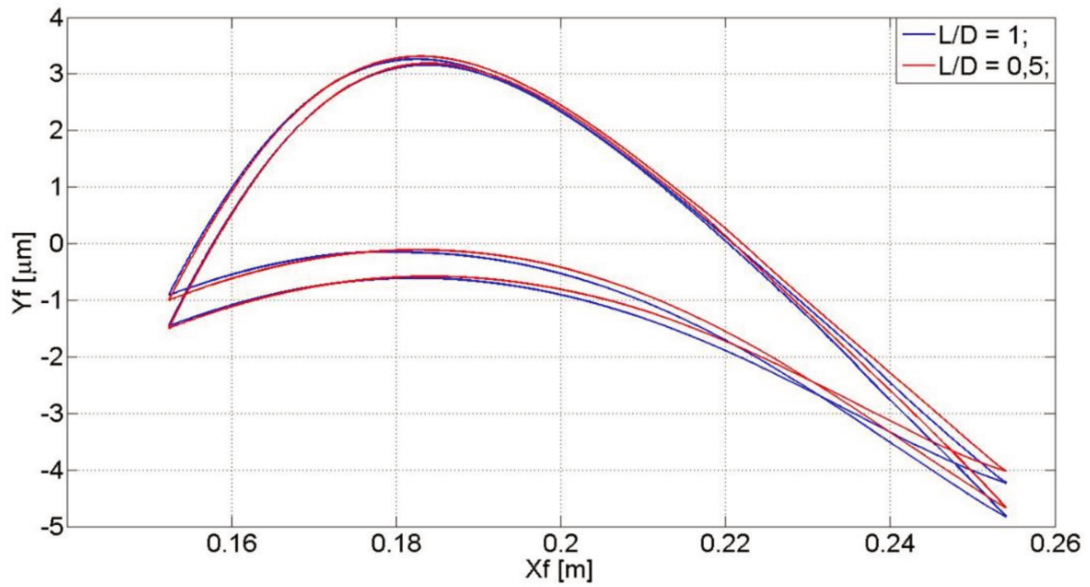


Figura 6.41: Trajetórias do centro do furo do pistão para diferentes valores da razão L/D .

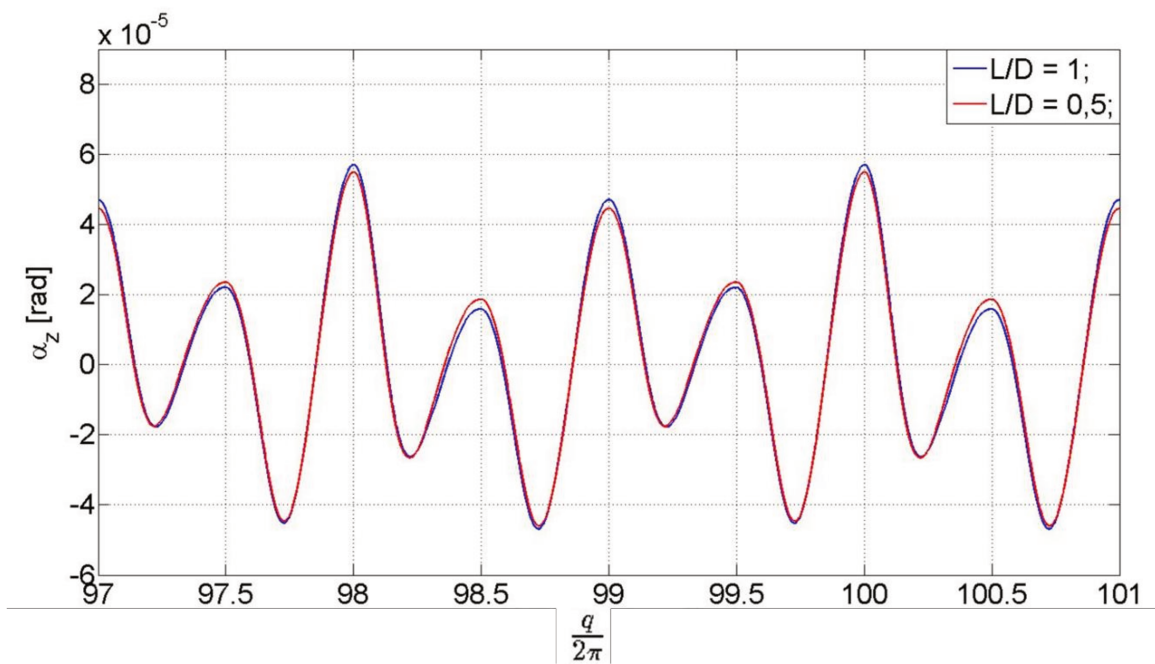


Figura 6.42: Posições angulares do pistão para diferentes valores da razão L/D .

Em relação ao comportamento macro do mecanismo, mostrado na curva de velocidade da manivela da Figura 6.43, as mudanças foram ainda mais imperceptíveis, não sendo possível constatar de fato se foram oriundas da alteração da razão L/D ou de imprecisões no processo de solução numérica, assim como observado quando da variação da folga radial do pino.

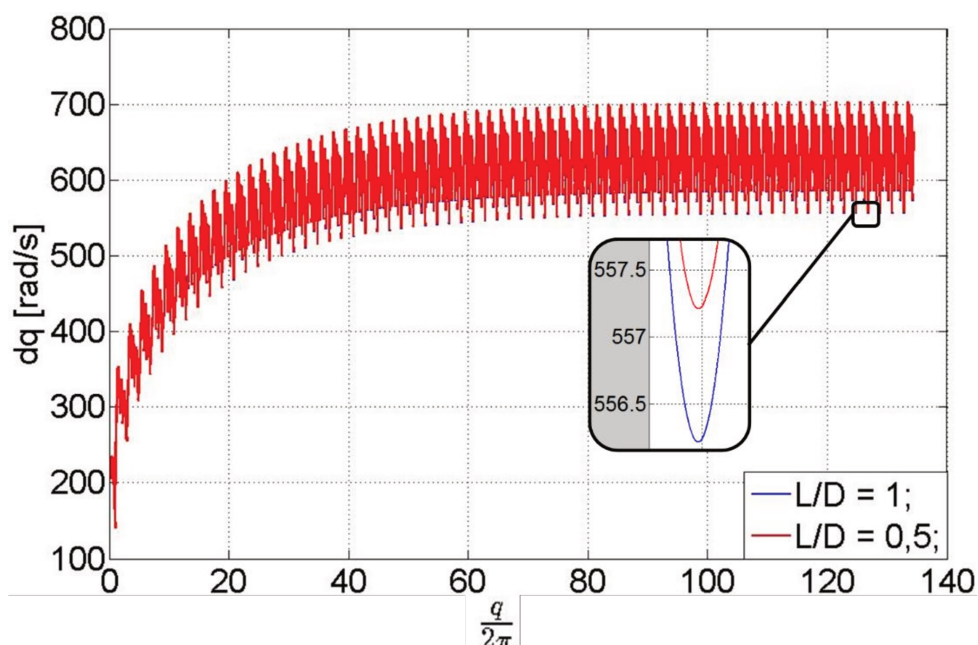


Figura 6.43: Velocidades angulares da manivela para diferentes valores da razão L/D .

Este resultado permite afirmar que do ponto de vista de perdas mecânicas, traduzido na quantidade de voltas completadas pela manivela durante o tempo de simulação de 1,5s, também não há diferenças importantes. Tal constatação é confirmada com os dados da Tabela 6.8, a qual mostra um aumento de apenas 0,13% nas voltas da manivela quando alterada a razão L/D de 0,5 para 1,0. Deve-se frisar que esta diferença ocorre pela influência do pino na dinâmica micro do pistão e, por conseguinte, nas perdas, já que a dissipação viscosa na própria junta pino-pistão não é considerada na modelagem.

Tabela 6.8: Voltas completas da manivela para diferentes valores da razão L/D .

L/D	Voltas completas	Diferença
0,5	134,27	0,00%
1	134,45	0,13%

Portanto, para o sistema sob efeito da explosão no cilindro e do atrito hidrodinâmico, as sugestões acerca da geometria da saia, do ponto de vista de aplicação, divergem daquelas feitas para o mecanismo livre. Isto porque a inclusão dos esforços mostrou que os menores valores de folga máxima na junta, os quais foram recomendados no mecanismo livre por amenizarem os deslocamentos secundários, desta vez, trouxeram maiores perdas por atrito viscoso, diminuindo o rendimento do mecanismo. Da mesma forma, um perfil com maior grau de curvatura, embora

diminua os movimentos secundários do pistão, também intensifica as perdas mecânicas, sendo recomendado o valor de ΔCr que gere uma curvatura menos acentuada.

Já os parâmetros relativos ao pino mostraram influência local acentuada, visto que modificaram as órbitas do pino no mancal, porém não alteram as respostas micro do pistão e macro do mecanismo. Desse modo, as mesmas recomendações do caso livre podem ser feitas para a geometria da junta pino-pistão. Primeiramente, a operação com o menor valor de folga, uma vez que este parâmetro não exerceu influências significativas na dinâmica micro do pistão e, conseqüentemente, nas perdas mecânicas por atrito. Além disso, novamente não é indicada uma redução da razão L/D para valores menores do que 0,5, para os quais a amplitude da órbita, caracterizada pela razão de excentricidade, tornar-se-ia demasiadamente elevada, elevando o risco de contato.

7. Conclusões e sugestões para trabalhos futuros

Uma vez analisados os resultados advindos das simulações com o modelo desenvolvido, cabe sumarizar as principais conclusões oriundas do trabalho, além de projetar futuros desdobramentos desta pesquisa.

7.1. Conclusões

O estudo agregou contribuições à análise dinâmica do mecanismo biela-manivela de um motor a combustão interna, considerando os mancais hidrodinâmicos nas juntas entre o pino da biela e o pistão e entre o pistão e o cilindro.

Inicialmente, foi feita uma revisão da literatura sobre os temas de lubrificação, além de conceitos sobre a modelagem dinâmica de juntas não ideais. Esta seção teve como objetivo introduzir o estado da arte no tema, de modo a contextualizar o presente trabalho. Além disso, verificou-se a carência de estudos que considerassem simultaneamente as folgas nas interfaces pino-pistão e pistão-cilindro do mecanismo, evidenciando a importância do trabalho ao preencher esta lacuna.

Em seguida, foi feita uma apresentação teórica dos modelos utilizados no trabalho. O primeiro exposto foi um modelo de liberação finita de calor para cálculo da pressão na câmara de combustão, em função das posições angulares da manivela. O segundo foi o modelo de lubrificação, com base na equação completa de Reynolds, a qual fora solucionada numericamente pelo Método dos Volumes Finitos. Já o terceiro consistiu em um modelo dinâmico do sistema biela-manivela, considerando os esforços hidrodinâmicos e de combustão.

Com o modelo finalizado, foram realizadas simulações computacionais para investigação de alguns parâmetros de interesse. Verificou-se ainda que o mancal da junta pistão-cilindro era mais sensível ao tamanho da malha de volumes finitos. Desse modo, um maior grau de refinamento fora empregado para esta junta, adotando-se uma malha de tamanho 30x30. Já para a interface pino-pistão, obteve-se resultados satisfatórios já com uma malha 10x10, de modo que uma discretização mais refinada não traria benefícios à qualidade da solução, atuando apenas para aumentar o custo computacional do método. Esta diferença de sensibilidade ocorre pelo fato de o perfil da saia do pistão apresentar uma curvatura que o diverje de uma forma

perfeitamente cilíndrica, além de uma quantidade maior de graus de liberdade do que o pino. Tais características afetam a lubrificação deste mancal. Assim, é preciso um refinamento maior para que se garanta a veracidade da solução.

Após a determinação do refinamento apropriado, foram realizadas simulações para observação da influência de parâmetros geométricos das juntas lubrificadas. Avaliou-se a folga máxima entre pistão e cilindro, o perfil de curvatura da saia, a razão comprimento por diâmetro do pino e sua folga em relação ao pistão. Esta análise dividiu-se em duas etapas, sendo uma sem e outra com a presença das forças de combustão e de atrito hidrodinâmico. Tal separação visou um melhor entendimento de quais efeitos eram fruto da geometria dos mancais e quais advinham dos esforços aos quais o sistema era submetido em serviço.

Para os casos livres, constatou-se que os parâmetros geométricos relativos ao pistão não geraram influência perceptível sobre a órbita do pino e sobre a velocidade da manivela. Esta última, por sua vez, apresentou um comportamento oscilatório de grande amplitude pelo fato de a inércia do sistema ser baixa, em virtude da não consideração do volante de inércia na modelagem. Houve mudanças apenas nas trajetórias de translação e rotação do pistão. Observou-se que a diminuição da folga máxima atuava na redução do movimento de translação secundária e um perfil com maior curvatura reduzia a inclinação do pistão. Tais consequências são benéficas, uma vez que diminuem o risco de contato com a parede do cilindro, garantindo também que seu deslocamento se dê primordialmente no eixo X, o que é desejável na operação do mecanismo.

Ainda sobre as simulações com o mecanismo livre, verificou-se que os parâmetros do pino afetavam não apenas sua própria órbita, mas também exerciam influência perceptível sobre o comportamento micro da saia. Este efeito surgiu do fato de as resultantes hidrodinâmicas não ocorrerem no ponto central do furo de inserção do pino, de modo que a componente tangencial destes esforços gerasse um momento na saia, alterando sua trajetória para os diferentes valores de folga e razão L/D avaliados.

Com relação à junta pino-pistão em si, valores menores de folga fizeram com que a amplitude da órbita do pino fosse também menor, reduzindo a possibilidade de contato, pelo aumento da pressão hidrodinâmica. Já no que diz respeito à razão L/D , valores menores permitiram amplitudes maiores, em virtude da redução na área de sustentação hidrodinâmica, não sendo indicados valores de L/D inferiores a 0,5, uma vez que a sustentação poderia se tornar extremamente baixa, não garantindo a separação das superfícies metálicas.

Adentrando às simulações com inclusão dos esforços externos, observou-se que desta vez os parâmetros geométricos relativos à saia do pistão afetavam não apenas seu comportamento,

mas também o pino e a resposta macro do sistema. Sob essa ótica, embora as folgas máximas maiores permitam movimentos secundários indesejáveis, ou seja, rotação em Z e translação em Y, elas tendem a reduzir o atrito hidrodinâmico, melhorando por consequência, o aproveitamento energético do motor. Já o perfil de curvatura também mostrou influência sobre a dinâmica micro do pino e sobre as perdas por atrito viscoso, porém estas foram menos significativas, havendo melhor aproveitamento para o perfil de menor grau de curvatura.

Para o caso do pino, uma folga menor contribuiu ao limitar sua amplitude de órbita, reduzindo a possibilidade de contato, o que contribui para o melhor funcionamento do sistema, embora dificulte sua fabricação e montagem, em virtude das tolerâncias de projeto. Observou-se ainda que a diminuição da razão L/D , por meio da redução do comprimento, não é indicada a valores menores do que 0,5. Isto porque embora esta ação reduza peso do sistema, acarreta menor sustentação hidrodinâmica e maior possibilidade de ruptura do filme de óleo, assim como observado para os casos livres de esforços.

Ainda sobre as simulações com esforços, foi avaliada a curva de velocidade da manivela, a qual apresentou influências significativas tanto da inércia do sistema quanto da força de explosão, valendo lembrar novamente que caso houvesse a inclusão do volante de inércia, sua presença alteraria estes efeitos.

Por fim, com relação às perdas mecânicas do sistema, concluiu-se que a folga máxima da saia do pistão foi o parâmetro mais importante, visto que sua modificação de $30\mu\text{m}$ para $50\mu\text{m}$ acarretou uma redução de quase 49% das perdas por atrito viscoso. Já as mudanças no perfil de curvatura da saia trouxeram ganhos menores, em torno de 12%, quando ΔC_r fora diminuído de $20\mu\text{m}$ para $10\mu\text{m}$. Deve-se ressaltar, no entanto, que tais resultados não se traduziriam em reduções equivalentes no consumo de combustível de um veículo, pelo fato de haver outras perdas não modeladas e pela consideração de temperatura constante e, consequentemente, viscosidade constante.

Em contrapartida, a geometria da junta pino-pistão não exerceu influência sobre as perdas mecânicas. Isto porque o atrito viscoso nesta junta era cerca de 1% daquele associado à interface do pistão com o cilindro, sendo inclusive desprezado na análise. Tal discrepância advém da diferença entre as velocidades tangenciais relativas nas juntas e, principalmente, da diferença entre as áreas cisalhadas dos filmes de óleo.

Em suma, a principal contribuição do trabalho foi o desenvolvimento de um modelo dinâmico do sistema biela-manivela de um motor de combustão interna com a inclusão simultânea das folgas lubrificadas nas juntas pino-pistão e pistão-cilindro. Obteve-se, pois, uma ferramenta de análise numérica extremamente versátil, permitindo a avaliação da influência de

características geométricas e físicas do sistema sobre sua resposta dinâmica, bem como sobre seu aproveitamento energético.

7.2. Sugestões para trabalho futuros

São apresentados nesta seção alguns dos possíveis desdobramentos deste trabalho, com o intuito de nortear futuros pesquisadores do tema. Os pontos sugeridos visam a melhora do modelo, aproximando-o ainda mais da realidade, ao incluir efeitos que não foram considerados neste estudo.

- Avaliação das folgas na interface virabrequim-biela, de maneira análoga à empregada nas juntas modeladas no presente trabalho.
- Consideração dos efeitos de cavitação nas juntas e texturização da superfície interna do cilindro.
- Inclusão das rugosidades superficiais dos corpos que compõem os mancais do mecanismo.
- Adoção de um modelo elastohidrodinâmico, o qual permita uma melhor avaliação dos esforços nas juntas lubrificadas, por meio da consideração de deformações locais dos corpos.
- Adoção de um modelo termohidrodinâmico, tornando possível avaliar também a variação da viscosidade com a temperatura e consequentes mudanças na sustentação dos corpos e no atrito hidrodinâmico. Além disso, a dilatação térmica dos corpos, a qual teria influência direta sobre as folgas nas juntas também poderia ser analisada.

Referências bibliográficas

ABEKWAR. Motores a pistão, 2013.

Disponível em: <https://abekwar.wordpress.com/2013/04/09/motores-a-pistao/>

Acesso em: 06/07/2016.

American Bearing Manufactures Association. Bearing Timeline.

Disponível em: http://www.americanbearings.org/?page=bearing_timeline

Acesso: 22/01/2016.

BANNWART, A. C., CAVALCA, K. L., DANIEL, G. B. Hydrodynamic bearings modeling with alternate motion. *Mechanics Research Communications*, v. 37, n. 6, p. 590-597, 2010.

BRUNETTI, F. Motores de Combustão Interna: Volume 1. Blucher – São Paulo, 2012.

BUKOVNIK, S., DORR, N., CAIKA, V., BARTZ, W.J., LOIBNEGGER, B. Analysis of diverse simulation models for combustion engine journal bearings and the influence of oil condition, *Tribology International*, v 39 (8), pp. 820-826, 2006.

CHO, J. R., MOON, S. J. A numerical analysis of the interaction between the piston oil film and the component deformation in a reciprocating compressor. *Tribology International*, v. 38, n. 5, p. 459-468, 2005.

COPE, W. The Hydrodynamic Theory of Film Lubrication. *Proc. Roy. Soc., Vol. A197*, pp. 201 – 216, 1948.

DANIEL, G. B. Análise Dinâmica de um Sistema Pino-Pistão com Lubrificação Hidrodinâmica. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 145p, 2008.

DANIEL, G. B., CAVALCA, K. L. Analysis of the dynamics of a slider-crank mechanism with hydrodynamic lubrication in the connecting rod–slider joint clearance, *Mech. Mach. Theory* 46, 1434–1452, 2011.

DANIEL, G. B., MACHADO, T. H., CAVALCA, K. L. Investigation on the influence of the cavitation boundaries on the dynamic behavior of planar mechanical systems with hydrodynamic bearings. *Mechanism and Machine Theory*, v. 99, p. 19-36, 2016.

DESCARBONIZADORAS, 2016.

Disponível em: <http://descarbonizadoras.com/m-1100-lph/>

Acesso em: 06/07/2016.

DOUGHTY, S. Mechanics of Machines. John Wiley & Sons, 1988.

DOWSON, D. A generalized Reynolds equation for fluid-film lubrication. International Journal of Mechanical Sciences, Vol. 4, n. 2, pp. 159 – 170, 1962.

DOWSON, D. Osborne Reynolds Centenary (1886-1986) – Proc. Of IMech- Vol. 201, N. C2, p. 75-96, 1987.

DOWSON, D., TAYLOR, C. M. Cavitation in bearings. Annual Review of Fluid Mechanics, v. 11, n. 1, p. 35-65, 1979.

FAST, G. The Flexible-Sleeve Multiple-Oil-Film Radial Bearing, Transcription, ASME, 68, 725, 1941.

FERGUSON, C. R., KIRKPATRICK, A. T. Internal Combustion Engines Applied Thermosciences. John Wiley & Sons, 2nd ed., 2001.

FLORES, P., AMBRÓSIO, J., CLARO, J. P. Dynamic analysis for planar multibody mechanical systems with lubricated joints. Multibody System Dynamics, v. 12, n. 1, p. 47-74, 2004a.

FLORES, P., AMBRÓSIO, J. Revolute joints with clearance in multibody systems. Computers & structures, v. 82, n. 17, p. 1359-1369, 2004b.

FLORES, P., AMBRÓSIO, J., CLARO, J. C. P., LANKARANI, H. M., KOSHY, C. S. Lubricated revolute joints in rigid multibody systems. Nonlinear Dynamics, 56(3), 277-295, 2009.

FOGG, A. Fluid Film Lubrication of Parallel Thrust Surfaces, Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol. 155, pp. 49-67, 1946.

FORD, Duratec HE 4 Cylinder PFI, 2000.

Disponível em: <https://www.youtube.com/watch?v=OXd1PIGur8M>

Acesso em: 06/07/2016.

FOX, R. W., PRITCHARD, P. J., McDONALD, A. T. Introdução à mecânica dos fluidos. 7ª edição, Grupo Gen-LTC, 2008.

FURUNO, K. *et al.* Improvement of Reliability for UEC Marine Diesel Engines, Mitsubishi Juko Giho Vol.34 No.4, p.256, 1997.

FRENE, J., NICOLAS, D., DEGUEURCE, B., BERTHE, D., GODET, M. Hydrodynamic lubrication: bearings and thrust bearings. Vol. 33. Elsevier, 1997.

GANDARA, I., BANNWART, A. C., CAVALCA, K. L. Hydrodynamic lubrication applied to bearings with oscillating motion, Proceedings of COBEM-2005, Ouro Preto-Brazil, pp.1-10, 2005a.

GANDARA, I., BANNWART, A. C., CAVALCA, K. L. Hydrodynamic lubrication applied to bearings with oscillating motion in internal combustion engines, Proceedings of SAE Brazil Congress, pp.1-7, 2005b.

GANDARA, I., Modelagem de mancais hidrodinâmicos com movimento oscilatório. Dissertação (Mestrado) Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 112p. 2006.

GÜMBEL, L. K. R. Vergleich der Ergebnisse der rechnerischen Behandlung des Lagerschmierungsproblem mit neueren Versuchsergebnissen. Monatsber. Berliner Bez. Ver. Dtsch. Ing., Sept., pp. 1 25-28, 1921.

HAINES, R. S. An experimental investigation into the dynamic behaviour of revolute joints with varying degrees of clearance. Mechanism and Machine Theory, v. 20, n. 3, p. 221-231, 1985.

HE, Z., XIE, W., ZHANG, G., HONG, Z., ZHANG, J. Piston dynamic characteristics analyses based on FEM method Part I: Effected by piston skirt parameters. Advances in Engineering Software, v. 75, p. 68-85, 2014.

HEYWOOD, John B. *et al.* Internal combustion engine fundamentals. New York: Mcgraw-hill, 1988.

HERTZ, H. On the Contact of Elastic Solids, Miscellaneous Papers, New York: Macmillan, p. 146, 1881.

HUMMEL, C. Kritische Drehzahlen als Folge der Nachgiebigkeit des Schmiermittels im Lager, VDI Forschungsheft, 287p, 1926.

JONES, G. J. Crankshaft Bearings: Oil Film History, Proc.9th Leeds-Lyon Symp. p.83, 1983.

KRAGELSKY, I. V. Friction wear lubrication, vol. 1, ed. Mir Publishers, Moscow, 1978.

LI, D. F., ROHDE, S. M., EZZAT, H. A. An automotive piston lubrication model. ASLE transactions, v. 26, n. 2, p. 151-160, 1983.

LIGIER, J. L., RAGOT, P. Piston-Pin: Wear and Rotating Motion, SAE Paper 2005-01-1651, Detroit, USA, 2005.

LUND, J. W. Spring and damping coefficients for the tilting-pad journal bearing. ASLE transactions, v. 7, n. 4, p. 342-352, 1964.

MACHADO, T., H. Identificação do Desgaste em Mancais Hidrodinâmicos Através do Efeito de Anisotropia. Tese (Doutorado) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 160p, 2014.

MAHLE. Downsized Engine: 3D Animation, 2009.
Disponível em: <https://www.youtube.com/watch?v=epx91vEtrds>
Acesso em: 06/07/2016.

MAHLE. Catálogo de pistões, Camisas, Kits e Bronzinas. 2015/2016.
Disponível em: <http://www.mahle-aftermarket.com/la/pt/catalog/products-catalogs/>
Acesso em: 13/07/2016

MAKINO, T., KOGA, T. Crank bearing design based on 3-D elastohydrodynamic lubrication theory. Mitsubishi Heavy Industries, Ltd. Technical review, Vol. 39, No. 1, pp. 16-20, Feb. 2002.

MARTIN, F. A. Engine bearing design: Design studies, wider aspects and future developments. Tribology Series, v. 26, p. 113-157, 1993.

MENG, F. M., ZHANG, Y. Y., HU, Y. Z., WANG, H. Thermo-elasto-hydrodynamic lubrication analysis of piston skirt considering oil film inertia effect. Tribology international, 40(7), 1089-1099, 2007.

MENG, X., XIE, Y. A new numerical analysis for piston skirt–liner system lubrication considering the effects of connecting rod inertia. *Tribology International*, v. 47, p. 235-243, 2012.

MICHELL, A. G. M. Improvements in thrust and like bearings, British Patent N° 875, 1905.

MR AUTOMOTIVO. Motor a Combustão: como funciona – parte 2, 2014.

Disponível em: <http://www.mrautomotivo.com.br/blog/index.php/motor-de-combustao-interna-parte-2/>

Acesso em: 06/07/2016.

MR AUTOMOTIVO. Motor a Combustão: como funciona – parte 3, 2015.

Disponível em: <http://www.mrautomotivo.com.br/blog/index.php/motor-de-combustao-interna-componentes-parte-2-2/>

Acesso em: 06/07/2016.

NAVIER, C. L. M. H. M´emoire sur les lois du mouvement des fluides, M´em. Acad. Sci. Inst. France, 6, 389-440, 1822.

NORTON, R. L. Projeto de Máquinas – Uma Abordagem Integrada, 2ª edição, Bookman, Porto Alegre, 2004.

OCVIRK, F. W. Short bearing approximation for full journal bearings, National Advisory Committee for Aeronautics. Technical Note 2808, Cornell University, 1952.

OCVIRK, F. W., DUBOIS G. B. Analytical Derivation and Experimental Evaluation of Short Bearing Approximation for Full Journal Bearings, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Note 1157, Cornell University, 1953.

OCVIRK, F. W., DUBOIS G. B. Relation of Journal Bearing Performance to Minimum Oil-Film Thickness, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Note 4223, Cornell University, 1958.

ORCUTT, F. K., NG, C. W., VOHR, J. H., ARWAS, E. B. Lubrication Analysis in Turbulent Regime, First Quarterly Report to NASA on contract NASw-1021, October, 1964.

ORCUTT, F. K., NG, C. W., VOHR, J. H., ARWAS, E. B. Lubrication Analysis in Turbulent Regime, Second Quarterly Report to NASA on contract NASw-1021, January, 1965.

ORCUTT, F. K. Steady-State and Dynamic Properties of Journal Bearings in Laminar and Superlaminar Flow Regimes: Tilting-Pad Bearings. Report to NASA on contract NASw-1021, April, 1967.

ORCUTT, F. K., Ng, C. W. Steady-State and Dynamic Properties of Journal Bearings in Laminar and Superlaminar Flow Regimes: Full-Floating-Ring Bearings. Report to NASA on contract NASw-1021, June, 1967.

PATIR, N., CHENG, H. S. An average flow model for determining effects of three-dimensional roughness on partial hydrodynamic lubrication. Journal of Tribology, v. 100, n. 1, p. 12-17, 1978.

PETROFF, N. A theoretical and experimental study of mediate friction, in the Engineering, P. H. Parr (Trans.), pp. 244, 245, 294, 295, 351, 352, 376, 377, 1912.

PINKUS, O. Analysis of Elliptical Bearing, Transactions of the ASME, Vol. 78, pp. 965-973, 1956.

PINKUS, O. Analysis and Characteristics of Three-Lobe Bearing, Journal of Basic Engineering, pp. 49-55, 1959.

PINKUS, O., STERNLICHT, S. A. Theory of hydrodynamic lubrication, McGraw-Hill, New York, 1961.

PINKUS, O. The Reynolds Centennial: A Brief History of the Theory of Hydrodynamic Lubrication, Transactions of the ASME - Journal of Tribology, Vol. 109, pp. 2-20, 1987.

RAVN, P. A continuous analysis method for planar multibody systems with joint clearance. Multibody system dynamics, v. 2, n. 1, p. 1-24, 1998.

RAVN, P., SHIVASWAMY, S., ALSHAER, B. J., LANKARANI, H. M. Joint clearances with lubricated long bearings in multibody mechanical systems. Journal of Mechanical Design, v. 122, n. 4, p. 484-488, 2000.

REIS, V. L. Modelagem do mecanismo biela-manivela com folga na junta pino-pistão. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 138p, 2013.

REIS, V. L., DANIEL, G. B., CAVALCA, K. L. Dynamic analysis of a lubricated planar slider-crank mechanism considering friction and Hertz contact effects. *Mechanism and Machine Theory*, v. 74, p. 257-273, 2014.

REYNOLDS, O. On the Theory of Lubrication and its application to M. Beauchamps Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 177, p. 157-234, 1886.

RHEE, J., AKAY, A. Dynamic response of a revolute joint with clearance. *Mechanism and Machine Theory*, v. 31, n. 1, p. 121-134, 1996.

SCHWAB, A. L., MEIJAARD, J. P., MEIJERS, P. A comparison of revolute joint clearance models in the dynamic analysis of rigid and elastic mechanical systems. *Mechanism and machine theory*, v. 37, n. 9, p. 895-913, 2002.

SEIREG, S. Friction and lubrication in mechanical design. CRC Press, 1998.

SHAMPINE, L. F., GORDON, M. K. Computer solution of ordinary differential equations - The initial value problem. W.II. Freeman and Company, San Francisco, 1975.

SOMMERFELD, A. Zur Hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung, *Zs. Math. and Phys.*, Vol. 50, No.1, pp.97-155, 1904.

SOONG, K., THOMPSON, B. S. A theoretical and experimental investigation of the dynamic response of a slider-crank mechanism with radial clearance in the gudgeon-pin joint. *Journal of Mechanical Design*, v. 112, n. 2, p. 183-189, 1990.

STEWART, J. Cálculo – Volume 2, Tradução da 7ª edição norte-americana. Cengage Learning, São Paulo, 2014.

STODOLA, A. Kritische Wellenstörung infolge der Nachgiebigkeit des Oelpolsters im Lager. *Schweizerische Bauzeitung*, v. 85, p. 265-266, 1925.

STOKES, G. G. On the theories of the internal friction of fluids in motion, and of the equilibrium and motion of elastic solids, *Trans. Camb. Philos. Soc.* 8:287-319, 1845.

TAYLOR, G. I. Stability of a Viscous Liquid Contained Between Two Rotating Cylinders. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 223: 289–343, 1923.

TIAN, L., WANG, W. J., PENG, Z. J. Dynamic behaviours of a full floating ring bearing supported turbocharger rotor with engine excitation. *Journal of Sound and Vibration*, v. 330, n. 20, p. 4851-4874, 2011.

TOWER, B. First Report on Friction Experiments, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 1883, pp. 632-666; Second Report, *ibid.*, 1885, pp. 58-70; Third Report, *ibid.*, 1888, pp. 173-205; Fourth Report, *ibid.*, 1891, pp 111-140.

TSUHA, N. A. H. Análise do mecanismo camo-seguidor de translação sob lubrificação elastohidrodinâmica. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 157p, 2015.

TUCKMANTEL, F. W. S. Integração de Sistemas Rotor-Mancais Hidrodinâmicos-Estruturas de Suporte para Resolução Numérica. Dissertação de Mestrado, 159p. – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, 2010.

WANG, D., KEITH, T.G., YANG, Q., VAIDYANATHAN, K. Lubrication Analysis of a Connecting Rod Bearing in a High-Speed Engine. Part I: Rod and Bearing Deformation. *Tribology Transactions*, Vol 47, pp. 208-289, 2004a.

WANG, D., KEITH, T.G., YANG, Q., VAIDYANATHAN, K. Lubrication Analysis of a Connecting Rod Bearing in a High-Speed Engine. Part II: Lubrication Performance Evaluation for Non-Circular Bearing. *Tribology Transactions*, Vol 47, pp. 290-29, 2004b.

ZHANG, C., CHENG, H. S., QIU, L., KNIPSTEIN, K. W., BOLYARD, J. Scuffing behavior of piston-pin/bore bearing in mixed lubrication - Part I: experimental studies. *Tribology transactions*, v. 46, n. 2, p. 193-199, 2003.

ZHANG, C., CHENG, H. S., WANG, Q. J. Scuffing behavior of piston-pin/bore bearing in mixed lubrication - Part II: scuffing mechanism and failure criterion. *Tribology transactions*, v. 47, n. 1, p. 149-156, 2004.

ZHANG, J., MENG, Y. Direct Observation of Cavitation Phenomenon and Hydrodynamic Lubrication Analysis of Textured Surfaces. *Tribology Letters*, v. 46, n. 2, p. 147-158, 2012.

ZHAO, B., DAI, X. D., ZHANG, Z. N., XIE, Y. B. A new numerical method for piston dynamics and lubrication analysis. *Tribology International*, v. 94, p. 395 - 408, 2015.

ZHAO, B., ZHOU, K., XIE, Y. A new numerical method for planar multibody system with mixed lubricated revolute joint. *International Journal of Mechanical Sciences*, v. 113, p. 105-119, 2016a.

ZHAO, B., ZHANG, Z. N., FANG, C. C., DAI, X. D., XIE, Y. B. Modeling and analysis of planar multibody system with mixed lubricated revolute joint. *Tribology International*, v. 98, p. 229-241, 2016.

ZHU, D., CHENG, H. S., ARAI, T., HAMAI, K. A numerical analysis for piston skirts in mixed lubrication—Part I: Basic modeling. *Journal of tribology*, v. 114, n. 3, p. 553-562, 1992.

ZHU, D., HU, Y. Z., CHENG, H. S., ARAI, T., HAMAI, K. A Numerical Analysis for Piston Skirts in Mixed Lubrication: Part II—Deformation Considerations. *Journal of tribology*, v. 115, n. 1, p. 125-133, 1993.