

Geisa Arruda Zuffi

# **Estudo Teórico e Experimental da Levitação Acústica de Campo Próximo**

Uberlândia

2022

Geisa Arruda Zuffi

# **Estudo Teórico e Experimental da Levitação Acústica de Campo Próximo**

Universidade Federal de Uberlândia–UFU

Faculdade de Engenharia Mecânica

Programa de Pós-Graduação

Orientador: Prof. Dr. Valder Steffen Jr.

Coorientador: Prof. Dr. Aldemir Ap. Cavalini Jr.

Uberlândia

2022

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

---

Z94e Zuffi, Geisa Arruda, 1992-  
2022 Estudo teórico e experimental da levitação acústica de campo próximo  
[recurso eletrônico] / Geisa Arruda Zuffi. - 2022.

Orientador: Valder Steffen Junior.

Orientador: Aldemir Ap. Cavalini Junior

Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Programa de  
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Modo de acesso: Internet.

Disponível em: <http://doi.org/10.14393/ufu.te.2022.5302>

Inclui bibliografia.

1. Engenharia Mecânica. I. Steffen Junior, Valder, 1952-, (Orient.). II.  
Cavalini Junior, Aldemir Ap., 1983-. III. Universidade Federal de  
Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV.  
Título.

---

CDU: 621

Glória Aparecida  
Bibliotecária - CRB-6/2047


**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA**

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica  
 Av. João Naves de Ávila, nº 2121, Bloco 1M, Sala 212 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-MG, CEP 38400-902  
 Telefone: (34) 3239-4282 - www.posgrad.mecanica.ufu.br - secposmec@mecanica.ufu.br


**ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO**

Programa de Pós-Graduação em:	Engenharia Mecânica				
Defesa de:	Tese de Doutorado Acadêmico, nº 320, COPEM				
Data:	14/02/2022	Hora de início:	08:00	Hora de encerramento:	12:20
Matrícula do Discente:	11713EMC009				
Nome do Discente:	Geisa Arruda Zuffi				
Título do Trabalho:	Estudo Teórico e Experimental da Levitação Acústica de Campo Próximo				
Área de concentração:	Mecânica dos Sólidos e Vibrações				
Linha de pesquisa:	Dinâmica de Sistemas Mecânicos				
Projeto de Pesquisa de vinculação:					

Reuniu-se por meio de videoconferência a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Aldemir Aparecido Cavalini Júnior - FEMEC/UFU; Rogério Sales Gonçalves - FEMEC/UFU; Marcus Antonio Viana Duarte - UFU; Celso Vieira Abud - UFCAT; Maira Martins da Silva - USP/São Carlos e Valder Steffen Junior - FEMEC/UFU, orientador da candidata. Ressalta-se que os Prof. Valder Steffen Junior, Aldemir Aparecido Cavalini Júnior, Rogério Sales Gonçalves, Marcus Antonio Viana Duarte e a Discente participaram da defesa por meio de videoconferência desde a cidade de Uberlândia/MG; Celso Vieira Abud desde a cidade de Catalão/GO; e Maira Martins da Silva desde a cidade de São Carlos/SP, em atendimento a Portaria nº 36, de 19 de março de 2020, da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES.

Iniciando os trabalhos, o presidente da mesa, Dr. Valder Steffen Junior, apresentou a Comissão Examinadora e a candidata, agradeceu a presença do público, e concedeu a Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação da Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(às) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Valder Steffen Junior, Professor(a) do Magistério Superior**, em 14/02/2022, às 12:14, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Aldemir Aparecido Cavalini Junior, Professor(a) do Magistério Superior**, em 14/02/2022, às 12:15, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Rogério Sales Gonçalves, Professor(a) do Magistério Superior**, em 14/02/2022, às 12:15, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Marcus Antonio Viana Duarte, Professor(a) do Magistério Superior**, em 14/02/2022, às 12:20, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Maíra Martins da Silva, Usuário Externo**, em 14/02/2022, às 12:20, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Celso Vieira Abud, Usuário Externo**, em 14/02/2022, às 12:24, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site [https://www.sei.ufu.br/sei/controlador\\_externo.php?acao=documento\\_conferir&id\\_orgao\\_acesso\\_externo=0](https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0), informando o código verificador **3343323** e o código CRC **F344B6A8**.

# Agradecimentos

À Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia e ao seu programa de pós-graduação, pelo apoio financeiro e estrutural.

À CAPES e ao programa PRInt - UFU pelo apoio financeiro.

Ao Prof. Dr. Valder Steffen Jr. por ter me orientado.

Ao Prof. Dr. Aldemir Ap. Cavalini Jr. por ter me coorientado, e por ter mantido a positividade ao longo de toda a jornada.

Aos Professores da FEMEC, em especial Prof. Dr. Marcus Antonio Viana Duarte, Prof. Dr. Elias Bitencourt e Prof. Msc. Pedro Pio Rosa Nishida.

Aos Professores Dr. Fran Sérgio Lobato e Dr. Fabian Andres Lara - Molina, por terem me ensinado tanto sobre análises de incerteza e sensibilidade.

Aos colegas e amigos de laboratório, em especial Leandro Augusto, Marcus Fernandes, Jefferson, Marcelo Samora, Karina Tsuruda, Fabiana.

Ao Prof. Dr. Roberto Finzi por me auxiliar no processo de aquisição de equipamentos.

Ao Prof. Dr. Izhak Bucher por ter me recebido em seu laboratório em Israel.

Aos colegas do laboratório de Israel Yoav, por ter me ensinado tanto sobre levitação acústica com tanta paciência, e Eyal por ter tentado me ensinar que não tem problema errar.

À minha família pela compreensão e suporte.

Ao meu companheiro Hélio pelo amor e incentivo.

À minha psico Aline, por toda a paciência e dedicação.

E a Deus, pela vida, sanidade, saúde e graças alcançadas.

# Resumo

A levitação acústica de campo próximo consiste na criação de um filme de gás comprimido entre uma superfície de acionamento e o objeto que se deseja transportar ou levitar. A superfície de acionamento é então responsável pela pressurização desse gás (normalmente o ar), que ocorre devido às oscilações de grande amplitude e alta frequência (frequência ultrassônica, superior a  $20\text{ kHz}$ ), geralmente alcançadas a partir da utilização de transdutores ultrassônicos (mais comumente, os transdutores de Langevin), operando em condição de ressonância. A elevação da pressão desse gás dependerá de suas viscosidade e compressibilidade, e a média do campo de pressão resultante gerado (no domínio do tempo) deverá ser maior do que a pressão do ambiente no qual se encontra o sistema de levitação. Sendo assim, a levitação acústica de campo próximo insere-se no contexto da busca por alternativas que permitam o transporte e o armazenamento de objetos e substâncias sem que haja contato entre eles e a superfície transportadora e que movimentos lineares ou rotacionais de alta velocidade em máquinas possam ocorrer sem a utilização de lubrificantes convencionais. Entretanto, esta técnica possui limitações no que diz respeito a aplicações onde é necessária uma alta capacidade de carga. Sendo assim, este trabalho tem como objetivo analisar o comportamento da técnica de levitação acústica de campo próximo sob condições distintas de forma a determinar quais são os agentes que exercem influência sobre a sua capacidade de carga. Para isso, foi feito um estudo teórico a partir dos modelos matemáticos de um sistema de levitação acústica de campo próximo com o objeto a ser levantado fixo e livre e, em seguida, foi aplicada a técnica de análise de incertezas e sensibilidade intervalares com o objetivo de avaliar os efeitos de incertezas aplicadas aos parâmetros operacionais (frequência de acionamento, tamanho da superfície de acionamento, amplitude de vibração) e ambientais (pressão inicial e viscosidade do fluido ambiente) no desempenho da levitação acústica de campo próximo. Dessa forma foi possível verificar que a capacidade de carga do sistema de levitação com o disco superior fixo, é mais sensível às incertezas aplicadas nas condições ambientais e na frequência operacional. Enquanto que o sistema de levitação com o disco superior livre tem o seu desempenho mais influenciado pelos parâmetros operacionais (amplitude de vibração e tamanho da superfície de acionamento). Por fim, é realizado um

estudo experimental comparativo entre sistemas de levitação acústica de campo próximo com superfícies de acionamento com e sem ranhuras e análises numéricas comparativas entre sistemas sem texturas (superfície de acionamento lisa), com ranhuras de diferentes tamanhos e com degraus em posições distintas. De modo geral, a superfície de acionamento lisa foi a que apresentou o melhor desempenho dentre as avaliadas, seguida pela superfície com degraus.

**Palavras-chave:** Levitação Acústica de Campo Próximo, Análises de Incertezas e Sensibilidades Intervalares, Levitação Acústica com Ranhuras, Análise de Incertezas em Levitação Acústica.

# Abstract

Near-field Acoustic levitation occurs when a squeezed film is created between a driven surface and the object to be either transported or levitated. The driven surface is then responsible for the pressurization of the gas (usually the air), which occurs due to its large amplitude and high frequency oscillations (ultrasonic frequency, greater than  $20\text{ kHz}$ ), normally achieved through the use of ultrasonic transducers (more commonly a Langevin transducer) operating in resonance condition. The increase in the pressure of this gas will depend on its viscosity and compressibility. Besides, the average of the resulting pressure field generated (in the time domain) should be greater than the pressure of the environment in which the levitation system is inserted. Thus, near-field acoustic levitation is part of the search for alternatives that allow for the transport and storage of objects and substances without contact between surfaces, so that linear or rotational high-speed movements in machines may occur without the use of conventional lubricants. However, this technique has limitations with respect to applications where a high load capacity is required. Therefore, this work aims to analyze the behavior of the near-field acoustic levitation technique under different conditions in order to determine which agents exert some influence on its carrying capacity. For this aim, the numerical model of a near-field acoustic levitation system with the object to be levitated fixed and free is presented. Then, the interval uncertainty and sensitivity analyses technique is applied in order to evaluate the effects of uncertainties on both the operational (drive frequency, drive surface size, vibration amplitude) and environmental (initial pressure and ambient fluid viscosity) parameters regarding the near-field acoustic levitation performance. In this way, it was possible to verify that the load capacity of the levitation system with the upper disk fixed, is more sensitive to the uncertainties applied in the environmental conditions and in the operational frequency. While the levitation system with the upper disc free has its performance more influenced by the operational parameters (amplitude of vibration and size of the actuation surface). Finally, a comparative experimental study is carried out between near-field acoustic levitation systems with drive surfaces with and without grooves and comparative numerical analyzes between systems without textures (smooth drive surface), with grooves of different sizes and with steps in

different positions. different. In general, the smooth drive surface presented the best performance among those evaluated, followed by the stepped surface.

**Keywords:** Near-field Acoustic Levitation, Interval uncertainty and sensitivity analyses, Acoustic levitation with textures.

# Lista de figuras

Figura 1 – Organização de conteúdos. . . . .	24
Figura 2 – Esquema da levitação acústica de ondas estacionárias (HRKA, 2015). . . . .	26
Figura 3 – Levitação acústica de pequenos animais realizada por Xie et al. (2006): (a) e (b) Formiga; (c) e (d) Joaninha; (e) e (f) Peixe. . . . .	27
Figura 4 – Sistema proposto por Bazou, Kuznetsova e Coakley (2005). . . . .	28
Figura 5 – Esquema levitação acústica de campo próximo (HASHIMOTO; KOIKE; UEHA, 1996). . . . .	29
Figura 6 – Estrutura do mancal axial com levitação ultrassônica. . . . .	31
Figura 7 – Mancal proposto por Zhao (2010). . . . .	31
Figura 8 – Modelos de mancais propostos e avaliados por Stolarski, Xue e Yoshimoto (2011). . . . .	32
Figura 9 – Mancal proposto por Wang e Au (2012). . . . .	33
Figura 10 – Mancal proposto por Hongchen e Zhigang (2016). . . . .	34
Figura 11 – Mancal proposto por Li et al. (2016). . . . .	35
Figura 12 – Mancal proposto por Shi et al. (2020). . . . .	36
Figura 13 – Motor ultrassônico proposto por Yamayoshi et al. (1994). . . . .	37
Figura 14 – Modelos de mancais propostos e avaliados por Yamazaki et al. (1996). . . . .	38
Figura 15 – Motor ultrassônico proposto por Hu, Nakamura e Ueha (1999). . . . .	39
Figura 16 – Mancal proposto por Chen et al. (2014). . . . .	40
Figura 17 – Modelo de transporte sem contato proposto por Amano et al. (2000). . . . .	41
Figura 18 – Modelo de transporte sem contato proposto por Chang et al. (2016). . . . .	42
Figura 19 – Sistema de transporte utilizando levitação acústica de ondas estacionárias proposto por Thomas et al. (2017). . . . .	43
Figura 20 – Refletores analisados por Li, Liu e Feng (2017). . . . .	44
Figura 21 – Esquema do sistema e dos refletores analisados por Li et al. (2018). . . . .	46

Figura 22 – Sistema equacionamento. . . . .	48
Figura 23 – Sistema simétrico coordenadas polares. . . . .	52
Figura 24 – Sistema com o disco a ser levitado engastado. . . . .	55
Figura 25 – Sistema com o disco a ser levitado livre. . . . .	57
Figura 26 – Sistemas de equações a serem resolvidos. . . . .	58
Figura 27 – Esquema das diferenças finitas usadas na Eq. 3.25. . . . .	60
Figura 28 – Processo seguido pelo algoritmo de otimização. . . . .	66
Figura 29 – Campo de pressão para o caso $\sigma = 2425; \epsilon = 0,5$ . . . . .	70
Figura 30 – Campo de pressão para o caso $\sigma = 97; \epsilon = 0,1$ . . . . .	71
Figura 31 – Campo de pressão para o caso $\sigma = 24; \epsilon = 0,05$ . . . . .	72
Figura 32 – Campo de pressão no gap variando com $\sigma$ . . . . .	73
Figura 33 – Campo de pressão no gap variando com $\epsilon$ . . . . .	75
Figura 34 – Campo de pressão máximo no <i>gap</i> variando com $\epsilon$ e $\sigma$ . . . . .	76
Figura 36 – Deslocamento do disco superior com sua massa variando. . . . .	77
Figura 37 – Força de levitação com a massa do disco variando. . . . .	78
Figura 38 – Deslocamento do disco superior com $h_0$ variando. . . . .	79
Figura 39 – Força de levitação com $h_0$ variando. . . . .	80
Figura 40 – Deslocamento do disco superior com $\delta_h$ variando. . . . .	82
Figura 41 – Força de levitação com $\delta_h$ variando. . . . .	82
Figura 42 – Deslocamento do disco superior com $R_0$ variando. . . . .	83
Figura 43 – Força de levitação com $r_0$ variando. . . . .	84
Figura 44 – Deslocamento do disco superior com $\omega$ variando. . . . .	85
Figura 45 – Força de levitação com $\omega$ variando. . . . .	86
Figura 46 – Incerteza intervalar aplicada em todos os parâmetros simultaneamente. . . . .	88
Figura 47 – Incerteza aplicada a $\delta_h$ . . . . .	89
Figura 48 – Incerteza aplicada a $h_0$ . . . . .	89
Figura 49 – Incerteza aplicada a $p_0$ . . . . .	89
Figura 50 – Incerteza aplicada a $\mu$ . . . . .	89
Figura 51 – Incerteza aplicada a $r_0$ . . . . .	90
Figura 52 – Incerteza aplicada a $\omega$ . . . . .	90
Figura 53 – Sensibilidade intervalar relativa normalizada dos parâmetros $\delta_h$ , $h_0$ , $p_0$ , $\mu$ , $r_0$ e $\omega$ do sistema de levitação acústica considerado. . . . .	91

Figura 54 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a $\delta_h$ . . . . .	92
Figura 55 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a $\delta_h$ . . . . .	93
Figura 56 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a $h_0$ . . . . .	94
Figura 57 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a $h_0$ . . . . .	94
Figura 58 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a $\mu$ . . . . .	95
Figura 59 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a $\mu$ . . . . .	96
Figura 60 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a $p_0$ . . . . .	96
Figura 61 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a $p_0$ . . . . .	97
Figura 62 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a $\omega$ . . . . .	97
Figura 63 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a $\omega$ . . . . .	98
Figura 64 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a $r_0$ . . . . .	98
Figura 65 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a $r_0$ . . . . .	99
Figura 66 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a todos os parâ- metros simultaneamente. . . . .	99
Figura 67 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a todos os parâmetros simultaneamente. . . . .	100
Figura 35 – Influência de $\epsilon$ e $\sigma$ sobre a capacidade de carga do sistema. . . . .	101
Figura 68 – Sistema de levitação com sensores. . . . .	103
Figura 69 – Detalhes de parte do sistema de levitação. . . . .	104
Figura 70 – Representação esquemática da bancada experimental. . . . .	105
Figura 71 – Altura de levitação atingida pelo objeto vs Amplitude definida no controlador AR . . . . .	107
Figura 72 – Amplitude de vibração da superfície de acionamento vs Ampli- tude definida no controlador AR . . . . .	108
Figura 73 – Altura de levitação atingida pelo objeto vs Amplitude de vibração da superfície de acionamento . . . . .	109
Figura 74 – Frequência do controlador AR vs Amplitude definida no contro- lador AR . . . . .	110
Figura 75 – Sistema de levitação acústica de campo próximo com a malha. . . . .	111
Figura 76 – Sistema de levitação considerado nas simulações dos campos de pressão. . . . .	112
Figura 77 – Modo de vibrar do sistema de acionamento. . . . .	113
Figura 78 – Campo de pressão acústica. . . . .	113

Figura 79 – Campo de pressão para superfície de acionamento ranhurada com várias larguras de ranhura. . . . .	115
Figura 80 – Campo de pressão para superfície de acionamento ranhurada com várias alturas de ranhura. . . . .	117
Figura 81 – Modo de vibrar do sistema de acionamento com degraus. . . . .	118
Figura 82 – Campo de pressão acústica total. . . . .	119
Figura 83 – Comparação entre campos de pressão para as diversas configurações estudadas. . . . .	120

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Condições de contorno e iniciais do problema apresentado . . .	52
Tabela 2 – Caso base da tese . . . . .	54
Tabela 3 – Tempo de simulação . . . . .	71
Tabela 4 – Parâmetros incertos e seus limites de análise - Disco engastado .	87
Tabela 5 – Parâmetros incertos e seus limites de análise - Disco livre . . . .	91
Tabela 6 – Propriedades do alumínio . . . . .	109
Tabela 7 – Frequências naturais mais próximas de $28\text{ kHz}$ , obtidas para valores distintos de $dr$ . . . . .	114
Tabela 8 – Frequências naturais mais próximas de $28\text{ kHz}$ , obtidas para valores distintos de $dh$ . . . . .	116

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>18</b>
<b>1.1</b>	<b>Contextualização</b>	<b>18</b>
<b>1.2</b>	<b>Objetivos</b>	<b>21</b>
1.2.1	Gerais	21
1.2.2	Específicos	21
<b>1.3</b>	<b>Organização</b>	<b>22</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>25</b>
<b>2.1</b>	<b>Levitação acústica</b>	<b>25</b>
2.1.1	Levitação acústica de ondas estacionárias	25
2.1.2	Levitação acústica de campo próximo	28
2.1.3	Principais aplicações da levitação acústica de campo próximo	29
2.1.3.1	Mancais	29
2.1.3.2	Motores ultrassônicos	36
2.1.3.3	Transporte de materiais	40
<b>2.2</b>	<b>Texturização da superfície de acionamento</b>	<b>43</b>
2.2.1	Ranhuras	43
2.2.2	Degraus	47
<b>3</b>	<b>EQUACIONAMENTO DO PROBLEMA DE LEVITAÇÃO ACÚSTICA</b>	<b>48</b>
<b>3.1</b>	<b>Equação de Reynolds</b>	<b>48</b>
<b>3.2</b>	<b>Equação de Reynolds para levitação acústica de campo próximo</b>	<b>50</b>
3.2.1	Hipótese de comportamento isotérmico	53
3.2.2	Validade da Equação de Reynolds	53
<b>3.3</b>	<b>Comportamento dinâmico do sistema com disco a ser levitado engastado</b>	<b>55</b>
<b>3.4</b>	<b>Comportamento dinâmico do sistema com disco a ser levitado livre</b>	<b>56</b>

<b>3.5</b>	<b>Solução numérica</b> . . . . .	<b>57</b>
3.5.1	Método de Euler explícito . . . . .	58
3.5.2	<i>pdepe</i> – solver EDP MatLab® . . . . .	60
3.5.3	Método das linhas . . . . .	61
<b>3.6</b>	<b>Análises de incerteza e de sensibilidade</b> . . . . .	<b>62</b>
3.6.1	Análise de incerteza intervalar . . . . .	64
3.6.2	Análise de sensibilidade intervalar . . . . .	66
3.6.2.1	Análise de sensibilidade intervalar na otimização global . . . . .	67
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>4.1</b>	<b>Disco engastado</b> . . . . .	<b>69</b>
4.1.1	Comparação entre as técnicas de solução numérica e validação . . .	69
4.1.2	Comportamento do campo de pressão . . . . .	71
4.1.3	Comportamento da força de levitação . . . . .	74
<b>4.2</b>	<b>Disco livre</b> . . . . .	<b>76</b>
4.2.1	Comportamento dinâmico e força de levitação acústica . . . . .	76
4.2.1.1	Valores distintos de massa . . . . .	76
4.2.1.2	Valores distintos da espessura média do filme de ar . . . . .	78
4.2.1.3	Valores distintos da amplitude de vibração da superfície de acionamento	81
4.2.1.4	Valores distintos de raios do discos . . . . .	82
4.2.1.5	Valores distintos de frequência de operação . . . . .	84
<b>4.3</b>	<b>Incerteza e sensibilidade</b> . . . . .	<b>86</b>
4.3.1	Disco engastado . . . . .	86
4.3.2	Disco livre . . . . .	91
<b>5</b>	<b>ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DINÂMICO DO SISTEMA DE LEVITAÇÃO ACÚSTICA DE CAMPO PRÓXIMO SOB INFLUÊNCIA DE TEXTURAS</b> . . . . .	<b>102</b>
<b>5.1</b>	<b>Análise experimental</b> . . . . .	<b>102</b>
<b>5.2</b>	<b>Descrição do experimento</b> . . . . .	<b>102</b>
<b>5.3</b>	<b>Resultados</b> . . . . .	<b>105</b>
<b>5.4</b>	<b>Hipóteses</b> . . . . .	<b>106</b>
<b>5.5</b>	<b>Análise numérica</b> . . . . .	<b>108</b>

<b>5.6</b>	<b>Campos de pressão</b> . . . . .	<b>111</b>
5.6.1	Comparação entre sistemas de acionamento com e sem ranhuras . .	112
5.6.2	Sistema de acionamento com ranhuras . . . . .	114
<b>5.7</b>	<b>Superfície de acionamento com degraus</b> . . . . .	<b>117</b>
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO</b> . . . . .	<b>121</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	<b>126</b>

# 1 Introdução

## 1.1 Contextualização

As diversas técnicas de levitação têm se mostrado promissoras, uma vez que possibilitam o manuseio e o transporte de objetos os mais variados, inclusive os flexíveis, recém-pintados ou frágeis e de objetos de escala micrométrica, tais como micro componentes, além de evitar a ocorrência de contaminação durante o transporte ou manuseio dos mesmos, atendendo a requisitos das indústrias alimentícia e farmacêutica, por exemplo.

Ademais, desaparece a necessidade de utilizar recipientes de armazenamento, evitando a contaminação indesejada advinda do uso de um recipiente e, portanto, viabiliza a preparação de materiais de alta pureza, além de permitir a medição de algumas propriedades físicas de substâncias líquidas sem que haja contato algum com a mesma, fornecendo assim dados mais confiáveis (GAO; CAO; WEI, 1999).

Além disso, a aplicação dessas técnicas em sistemas com movimento linear ou rotacional, permite utilizar altas velocidades, sem que haja superaquecimento ou desgaste de componentes e dispensa a utilização de lubrificantes (ZHAO, 2010), viabilizando a utilização de mancais em ambientes com atmosfera explosiva e em salas limpas, além de diminuir a exigência por manutenções (para troca de óleo e substituição de peças danificadas por desgaste) e facilitar operações remotas (FERREIRA, 2017).

Dessa forma, muitos cientistas têm se dedicado a estudar e desenvolver técnicas de levitação, que podem ser classificadas em cinco categorias principais: magnética, elétrica, óptica, aerodinâmica e acústica (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005).

No que diz respeito às técnicas magnéticas e elétricas, de maneira geral, apesar de não haver um limite no que diz respeito a força de levitação que pode ser gerada (capacidade de carga) ou ao tamanho e a forma do objeto a ser levitado,

essas técnicas só podem ser aplicadas se o material envolvido for condutor, não podendo serem utilizadas no transporte de medicamentos ou alimentos. Além disso, podem criar campos magnéticos ao seu redor, permitem perturbar outros processos que se encontrem nas suas adjacências. Também não são sistemas compactos, não podem operar sob altas temperaturas e necessitam de um controlador (ou sistema de controle) para se manter estáveis (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005).

Já as técnicas ópticas só podem ser empregadas se o objeto que se deseja levitar tiver até  $50 \mu m$  de diâmetro e possuir um índice de refração maior do que o do ambiente em que se encontra. Além disso, a força de levitação máxima a ser atingida varia de 0,1 a  $1nN$ , de acordo com o tipo de material do objeto (opaco, transparente ou translúcido) (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005). Dessa forma, o campo de aplicação dessa técnica tem se concentrado no estudo de átomos, partículas, micropartículas e bactérias (FERREIRA, 2017).

Por outro lado, as técnicas de levitação aerodinâmica não possuem restrição alguma quanto ao material do objeto ou ao seu tamanho. Entretanto, o objeto deve possuir ao menos uma superfície plana (visando a aplicação no transporte e manuseio). Essas técnicas também necessitam um suprimento externo de ar pressurizado, filtro especial e sistema de recirculação (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005), o que eleva o custo de operação, além de demandar um espaço físico significativo, fazendo com que estas técnicas se tornem pouco atraentes.

Sendo assim, a levitação acústica insere-se na busca por alternativas mais versáteis que não imponham restrições quanto ao tamanho, ao formato, a composição do objeto ou ao ambiente de operação.

Na literatura são reportadas duas técnicas de levitação acústica: levitação acústica de ondas estacionárias e levitação acústica de campo próximo. Ambas as técnicas não oferecem restrição alguma quanto a composição do objeto, garantem o não contato entre o objeto a ser levitado e a superfície de acionamento do início ao fim do processo, podem ser aplicadas em qualquer ambiente (exceto no vácuo), seus sistemas são compactos (não necessitam de suplemento de ar comprimido ou filtros) e são estáveis (ILSSAR; BUCHER; FLASHNER, 2017) (VANDAELE;

LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005). Porém, elas se diferem em dois aspectos:

1. Tamanho do objeto a ser levitado: A levitação acústica de ondas estacionárias só é capaz de promover a suspensão de objetos que possuam tamanho igual ou inferior à metade do comprimento de onda gerada. Como este sistema deve operar em uma frequência acima de  $20kHz$  (ultrassom), o tamanho máximo do objeto deve ser de  $2,7\text{ mm}$ . Por outro lado, a levitação acústica de campo próximo não impõe restrição alguma.
2. Estabilidade (e/ou controlabilidade): A levitação acústica de campo próximo permite movimentar o objeto lateralmente, em qualquer direção, e rotacioná-lo, sem que seja necessário movimentar o transdutor (ou a superfície de acionamento). Já a técnica de ondas estacionárias permite agarrar e liberar, orientar e posicionar as peças. Para rotacionar ou transladar objetos com esta técnica, no entanto é necessário mover o refletor (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005).

Consequentemente, a levitação acústica de ondas estacionárias é mais utilizada em processos sem armazenamento (*containerless*) e na manipulação de substâncias. Já a levitação acústica de campo próximo é uma alternativa interessante para máquinas rotativas que operam em altas velocidades, bem como no manuseio, armazenamento e transporte de componentes e substâncias que não podem ser contaminados pelo contato, como wafers de silício e substratos de vidro com cristal líquido (LCD) (ILSSAR; BUCHER; FLASHNER, 2017) (KIKUCHI et al., 2021).

À vista disso, a levitação acústica de campo próximo se mostra mais promissora, diante da tradição do laboratório no qual este trabalho foi desenvolvido (Laboratório de Mecânica de Estruturas - LMEst) no desenvolvimento de pesquisas voltadas para máquinas rotativas, especialmente com mancais magnéticos e, também, com transportadores vibratórios (ALBUQUERQUE et al., 2004).

No entanto, a levitação acústica de campo próximo possui aplicabilidade restrita quando se requer uma alta capacidade de carga e pouco se sabe a cerca dos parâmetros que influenciam o seu desempenho, sendo necessário assim realizar um

estudo mais aprofundado. Dessa forma, propõe-se avaliar a influência de fatores ambientais (pressão inicial -  $p_0$ ), propriedades do fluido (viscosidade dinâmica -  $\mu$ ), parâmetros geométricos (tamanho da superfície de acionamento -  $r_0$ ) e de trabalho/acionamento (frequência de excitação -  $\omega$ , amplitude de vibração da superfície de acionamento -  $\delta_h$  e distância média e inicial entre os discos -  $h_0$ ), sobre a capacidade de carga alcançada, por meio da aplicação do método de análise de incertezas e sensibilidade intervalares, objetivando identificar quais desses parâmetros influenciam positivamente ou negativamente no processo de levitação, de forma a encontrar condições que permitam melhorar o seu desempenho.

Além disso, o comportamento dinâmico da técnica foi avaliado numericamente sob diferentes carregamentos (variação de massa do objeto a ser levitado) e com números de compressão distintos ( $\sigma$ ).

A aplicabilidade de texturas como forma de aprimorar a levitação acústica de campo próximo foi avaliada experimentalmente a partir da inserção de ranhuras na superfície de acionamento e, numericamente, por meio de simulações numéricas feitas utilizando o método de elementos finitos via COMSOL<sup>®</sup>. Dessa forma, foram obtidos os campos de pressão para tamanhos distintos de ranhuras e degraus, ambos colocados na superfície de acionamento.

## 1.2 Objetivos

### 1.2.1 Gerais

Este trabalho tem como objetivo analisar o comportamento da técnica de levitação acústica de campo próximo sob condições distintas e determinar quais são os agentes que exercem influencia na sua capacidade de carga.

### 1.2.2 Específicos

1. Definir as equações utilizadas para simular o comportamento da levitação acústica de campo próximo, bem como os métodos de resolução aplicáveis;
2. Compreender o comportamento dinâmico da levitação acústica de campo

próximo, com ênfase no campo de pressão obtido no vão entre a superfície de acionamento e o objeto a ser levitado, e na capacidade de carga do sistema, levando em consideração a força de sustentação gerada e a altura atingida pelo objeto a ser levitado, quando aplicável, através de simulações numéricas do sistema;

3. Avaliar os efeitos de parâmetros geométricos, ambientais e de trabalho no desempenho da levitação acústica de campo próximo por meio da aplicação da técnica de análise de incertezas e sensibilidade intervalares;
4. Determinar o comportamento do sistema de levitação acústica de campo próximo diante a inserção de texturas na sua superfície de acionamento.

### 1.3 Organização

A fim de alcançar os objetivos propostos, este trabalho foi estruturado em sete capítulos, a saber:

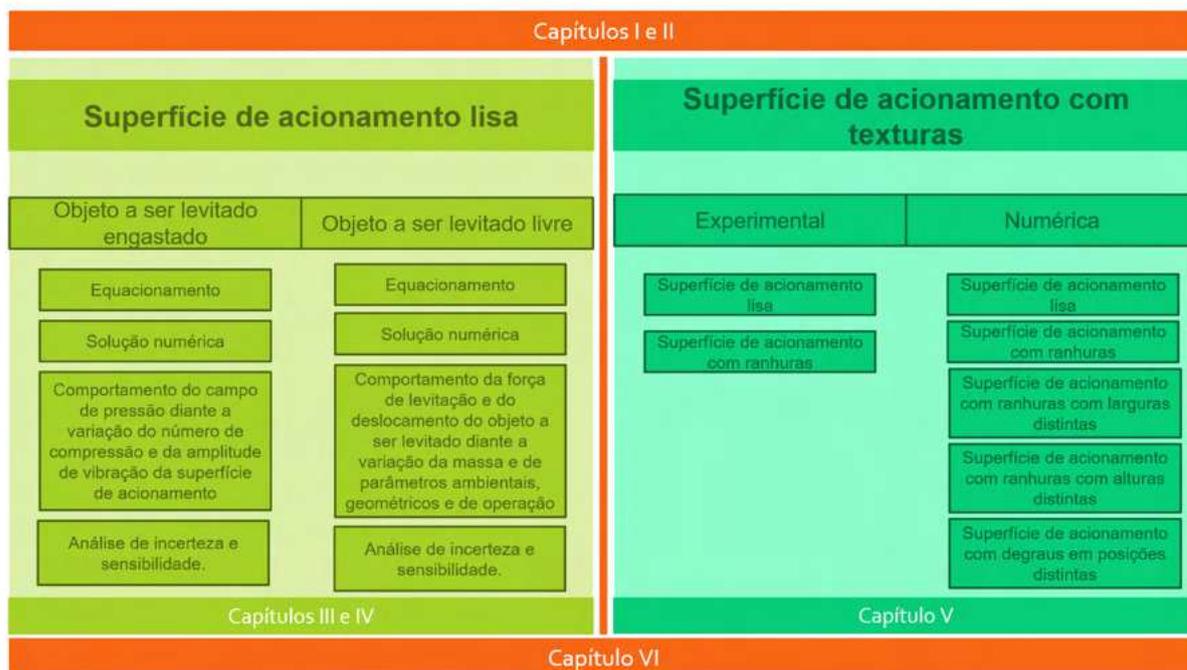
- **Capítulo I - Introdução**
- **Capítulo II - Revisão Bibliográfica** - São apresentadas as principais técnicas de levitação acústica, bem como suas aplicações. Este capítulo apresenta também a teoria associada às análises de incerteza e de sensibilidade intervalares usadas para investigar a influência da variação de alguns parâmetros do sistema de levitação acústica de campo próximo sobre o desempenho do dispositivo. Além disso, são apresentadas as teorias e os principais trabalhos que utilizaram ranhuras e degraus na superfície de acionamento do sistema de levitação acústica de campo próximo;
- **Capítulo III - Equacionamento** - Obtenção da Equação de Reynolds utilizada para obter o comportamento do filme de gás no vão, a partir da forma geral da Equação de Reynolds. As simplificações e suposições feitas para tal são analisadas e explicadas por meio da literatura. Além disso, são abordadas as equações responsáveis por descrever o comportamento dinâmico

do objeto a ser levitado para o caso em que se encontra fixo (engastado) e para o caso em que se encontra livre;

- **Capítulo IV - Resultados** - Estuda-se aqui o comportamento dinâmico para o disco superior engastado e livre, a influência na variação dos parâmetros ambientais e de projeto, além da aplicação de incertezas intervalares sobre estes parâmetros, tendo como objeto de avaliação a força de levitação produzida e o deslocamento vertical do objeto a ser levitado;
- **Capítulo V - Análise comportamental do sistema de levitação acústica de campo próximo sob influência de texturas** - Descrição do sistema de levitação acústica de campo próximo utilizado, da bancada experimental e das etapas do experimento. Apresentação e discussão acerca dos resultados obtidos para o disco com e sem ranhuras. Apresentação e descrição dos sistemas simulados através do código computacional COMSOL<sup>®</sup>, sem ranhuras, com ranhuras de diferentes dimensões e com degraus com tamanhos e posições distintas. Apresentação e discussão dos resultados, tendo como objeto de análise as pressões máximas e mínimas geradas no vão de cada um dos sistemas de levitação analisados;
- **Capítulo VI - Conclusão** - São apresentadas as considerações finais acerca dos principais pontos do trabalho e apresentadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

Em termo de conteúdo o trabalho encontra-se dividido em duas partes, sendo que a primeira contempla os estudos teóricos e numéricos realizados com a superfície de acionamento lisa para o caso em que o disco a ser levitado encontra-se fixo e para o caso em que ele está livre, englobando os capítulos III e IV; a segunda parte contempla os estudos experimentais e numéricos feitos considerando superfícies com dois padrões distintos de texturas (ranhuras e degraus) em configurações distintas (tamanhos diversos de ranhuras e posições variadas de locação dos degraus), tendo o seu conteúdo abordado, majoritariamente, no capítulo V. Os demais capítulos (I, II e VI) apresentam conteúdos comuns a ambas as partes. Essa organização de conteúdos pode ser visualizada na Fig.1.

Figura 1 – Organização de conteúdos.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

## 2 Revisão Bibliográfica

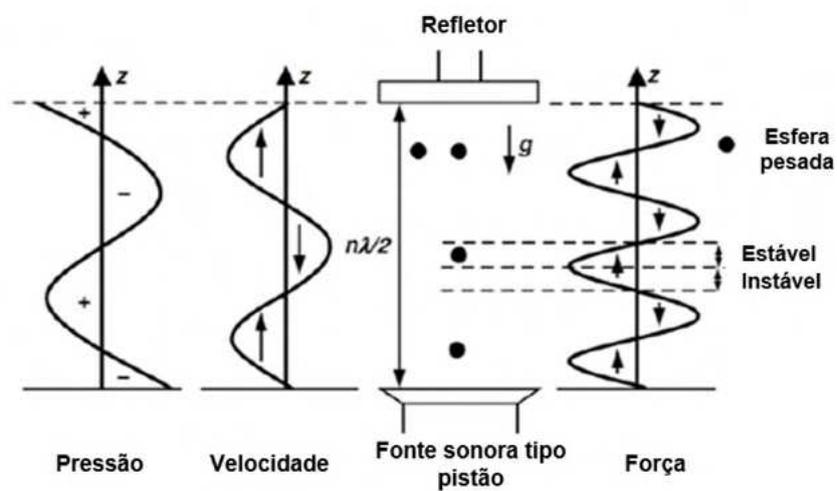
### 2.1 Levitação acústica

A levitação acústica ocorre quando um transdutor, operando em frequências ultrassônicas (maiores que  $20kHz$ ), é capaz de criar um campo de pressão, com força resultante maior ou igual ao peso do objeto que se pretende levitar. Isso pode ser feito a partir de duas técnicas: levitação acústica de ondas estacionárias (*Standing Wave Acoustic Levitation*) e levitação acústica de campo próximo (*Near-field Acoustic Levitation - NFAL*) (SHI et al., 2020), que serão apresentadas nas seções 2.1.1 e 2.1.2, respectivamente.

#### 2.1.1 Levitação acústica de ondas estacionárias

Na levitação acústica de ondas estacionárias utiliza-se um transdutor ultrassônico, que pode ser plano ou curvo, para gerar uma onda sonora com uma frequência acima de 20 kHz (ultrassom). A onda gerada por este transdutor é então projetada no refletor e rebatida pelo mesmo no transdutor, dando origem a ondas de mesma frequência propagando em direção oposta. A colisão dessas ondas resulta em pontos de interferência destrutiva e construtiva (nós e antinós, respectivamente), como mostra a Fig. 2. Nos nós, o movimento é nulo, gerando uma zona de baixa pressão. Por outro lado, nos ventres tem-se uma área de máxima pressão. Como os objetos tendem a se mover de áreas de alta pressão para áreas de baixa pressão, quando posicionados entre o transdutor e o refletor, na onda estacionária criada, eles tenderão a se deslocar para o nó mais próximo e lá permanecer (HRKA, 2015). Por esse motivo, apenas objetos de altura igual ou inferior à metade do comprimento de onda gerada podem ser levitados. Por outro lado, a técnica de levitação acústica de campo próximo, também chamada de *squeeze film levitation*, não oferece restrições quanto ao tamanho do objeto a ser levitado.

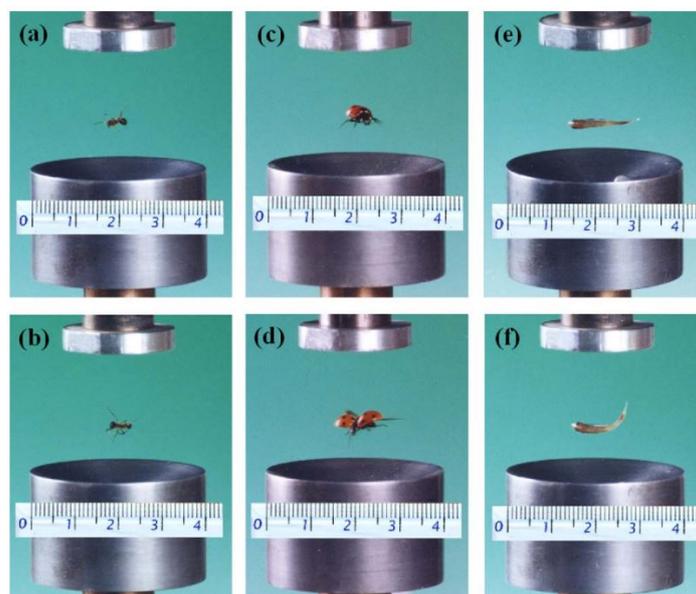
Figura 2 – Esquema da levitação acústica de ondas estacionárias (HRKA, 2015).



Fonte: Adaptado de Hrka (2015).

É importante ressaltar que, não sendo necessária a eletrificação ou magnetização do objeto a ser levitado, pode-se levitar quaisquer tipos de materiais, inclusive pequenos animais (XIE et al., 2006), como pode ser visto na Fig. 3.

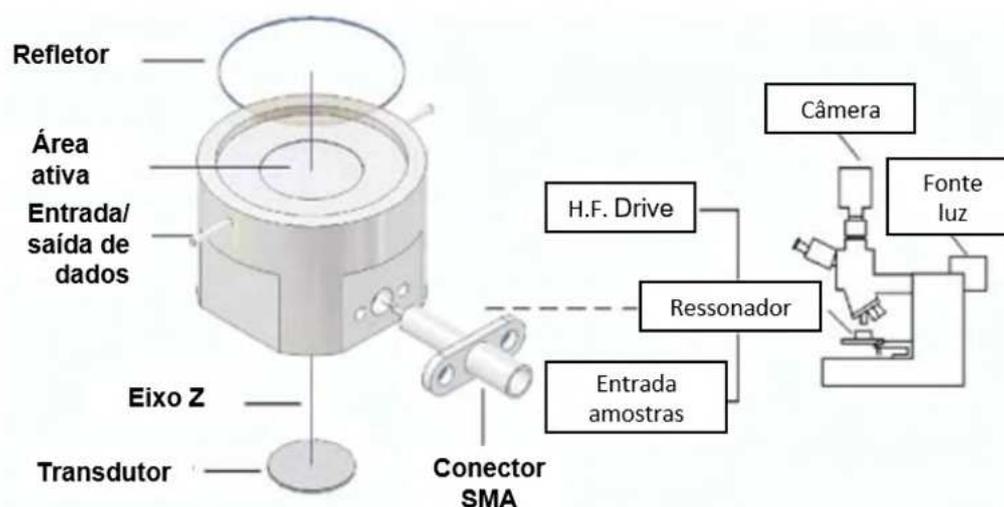
Figura 3 – Levitação acústica de pequenos animais realizada por Xie et al. (2006): (a) e (b) Formiga; (c) e (d) Joaninha; (e) e (f) Peixe.



Fonte: Adaptado de Xie et al. (2006).

Além disso, como mostrado por (BAZOU; KUZNETSOVA; COAKLEY, 2005), a variação da temperatura, na área compreendida entre o transdutor e o refletor, é muito baixa (aumento da temperatura foi de  $0,5\text{ K}$  na pressão mais alta empregada por  $2\text{ min}$  e cerca de  $0,005\text{ K}$  durante as exposições mais longas à baixa pressão), o que permite utilizar a técnica na suspensão de células, como feito por (BAZOU et al., 2011), que relataram ainda não haver modificações na expressão gênica de células-tronco embrionárias (ES) de camundongos devido a utilização da técnica. Este aspecto torna a técnica habilitada para pesquisa nas ciências biológicas. O sistema de levitação proposto e utilizado por (BAZOU; KUZNETSOVA; COAKLEY, 2005) e também utilizado por (BAZOU et al., 2011), é mostrado na Fig.4.

Figura 4 – Sistema proposto por Bazou, Kuznetsova e Coakley (2005).

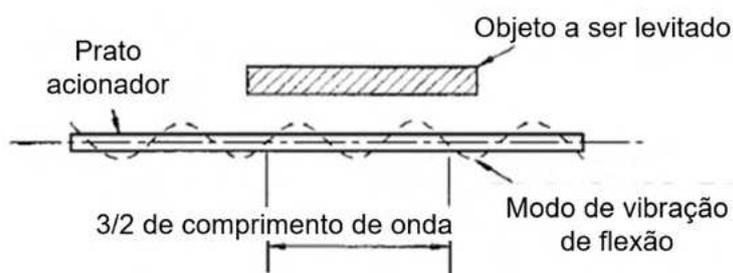


Fonte: Adaptado de Bazou, Kuznetsova e Coakley (2005).

### 2.1.2 Levitação acústica de campo próximo

Segundo Ilssar e Bucher (2015), a levitação acústica de campo próximo consiste na criação de um filme de gás comprimido entre uma superfície de acionamento e o objeto que se deseja transportar ou levitar. A superfície de acionamento é então responsável pela pressurização desse gás (normalmente o ar), que ocorre devido às suas oscilações de grande amplitude e alta frequência (frequência ultrassônica, superior a  $20kHz$ ), geralmente alcançadas a partir da utilização de transdutores ultrassônicos (mais comumente o transdutor de Langevin), operando em condição de ressonância. A elevação da pressão desse gás dependerá das suas viscosidade e compressibilidade, e a média do campo de pressão resultante gerado (no domínio do tempo) deverá ser maior do que a pressão do ambiente no qual se encontra o sistema de levitação (MINIKES; BUCHER, 2006). Como resultado, tem-se uma força capaz de levitar o objeto acima da superfície de acionamento. A Fig. 5 apresenta um esquema representativo acerca da levitação acústica de campo próximo.

Figura 5 – Esquema levitação acústica de campo próximo (HASHIMOTO; KOIKE; UEHA, 1996).



Fonte: Adaptado de Hashimoto, Koike e Ueha (1996).

### 2.1.3 Principais aplicações da levitação acústica de campo próximo

#### 2.1.3.1 Mancais

Segundo Zhao, Mojzisch e Wallaschek (2013), em sistemas onde precisão e movimentos de alta velocidade são necessários, mancais tradicionais não podem ser utilizados devido a problemas de desgaste e geração de calor associados ao atrito elevado. Dessa forma, os mancais sem contato, tais como os eletromagnéticos, os hidrodinâmicos/hidrostáticos e os aerodinâmicos/aerostáticos, têm sido amplamente estudados. Estes mancais permitem operações de grande precisão, com baixo atrito e, conseqüentemente, baixo desgaste.

No caso dos mancais aerodinâmicos e dos hidrostáticos, o fornecimento contínuo de ar e lubrificante são necessários, elevando o custo de operação e fazendo com que estes mancais se tornem pouco atrativos ou mesmo inaceitáveis para certas aplicações. Já os magnéticos, apesar de não apresentarem estes inconvenientes, não podem ser utilizados com componentes magneticamente sensíveis. Portanto, é de grande interesse buscar alternativas capazes de superar estas limitações. Dentro desta perspectiva, a levitação acústica de campo próximo tem se mostrado promissora, uma vez que ela não necessita um suplemento externo de ar comprimido ou que o ar seja enclausurado para que haja compressão. Além disso, o sistema de

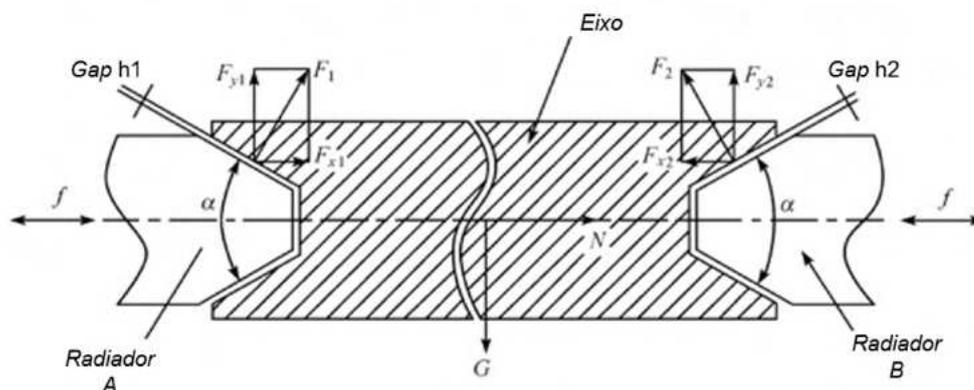
lubrificação não é necessário, possibilitando a construção de um sistema compacto e que pode ser utilizado inclusive em salas limpas.

Salbu (1964) foi o primeiro a propor a construção de um mancal sem contato utilizando a técnica *squeeze film action*, onde se obtém um filme de ar comprimido da mesma maneira como ocorre na levitação acústica de campo próximo. Entretanto, foram utilizados atuadores magnéticos para gerar a compressão de ar necessária operando em uma frequência audível, o que resultou em um mancal bastante ruidoso.

Posteriormente, transdutores piezelétricos passaram a ser utilizados por Warnock (1967), Emmerich (1967), Farron e Teitelbaum (1969) e Scranton (1987), o que possibilitou a construção de um sistema compacto com pequena dissipação de energia. No entanto, a capacidade de carga destes dispositivos não foi avaliada experimentalmente.

Peng et al. (2009) realizaram testes visando aplicar a técnica de levitação acústica de campo próximo nos mancais de um volante de inércia (*flywheel*). O sistema projetado é mostrado na Fig. 6 e possui dois atuadores dispostos nas extremidades do eixo a ser levitado de forma que a força gerada por eles atua horizontalmente na direção do centro do eixo. Esses atuadores são acionados com uma frequência de 20,48 kHz e o motor que aciona o eixo opera a uma velocidade máxima de 10000 rpm.

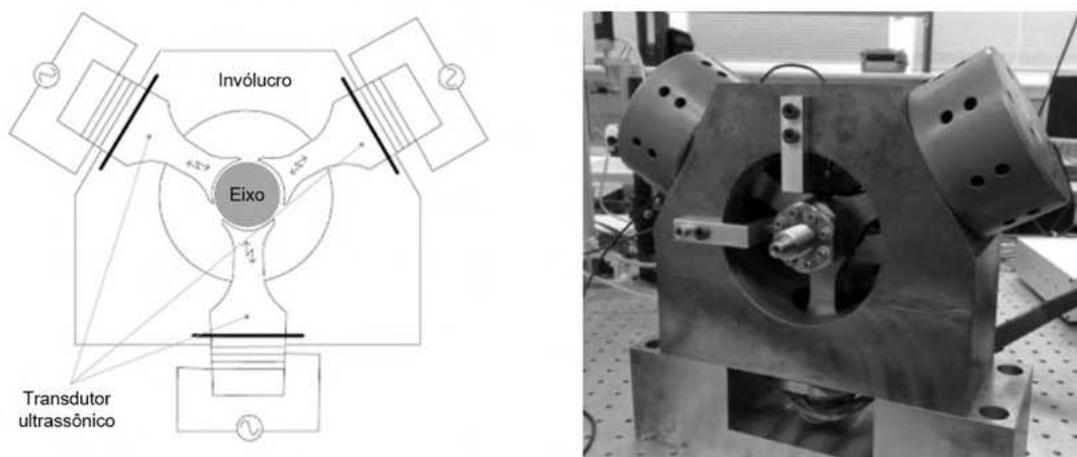
Figura 6 – Estrutura do mancal axial com levitação ultrassônica.



Fonte: Adaptado de Peng et al. (2009).

Zhao (2010) propôs um mancal composto por três transdutores piezelétricos montados de forma circular, como mostra a Fig. 7. Neste caso, cada transdutor possui uma superfície côncava de  $100^\circ$  para envolver a superfície cilíndrica do eixo. Quando os transdutores são acionados em seu primeiro modo de vibrar longitudinal, tem-se a formação de um filme de ar comprimido no *gap* existente entre o mancal e o eixo. Assim, é gerado um conjunto de forças capaz de levitar o eixo e mantê-lo em sua posição de equilíbrio.

Figura 7 – Mancal proposto por Zhao (2010).

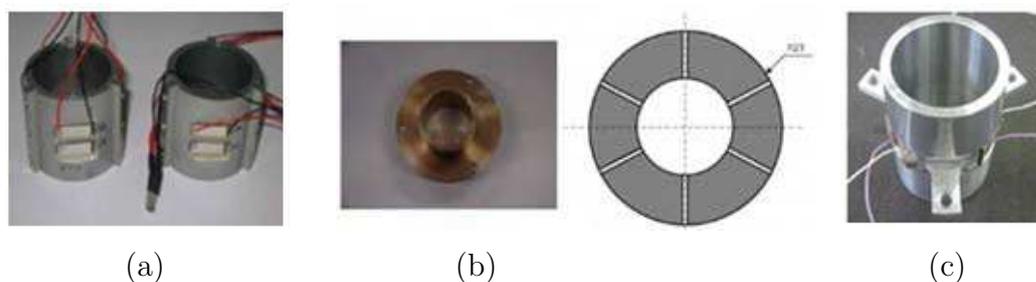


Fonte: Adaptado de Zhao (2010).

Este mancal foi testado em um sistema formado por um eixo suportado em uma de suas extremidades pelo mancal proposto e, na outra, por um mancal de rolamento. Dois sensores de deslocamento foram utilizados para medir a posição do eixo (direções horizontal e vertical). Foi possível obter uma força de sustentação de 51 N com um *gap* de 28  $\mu\text{m}$  medido para uma frequência de acionamento de 20 kHz. O sistema se mostrou estável para o eixo sem rotação e apresentou poucas oscilações para o eixo operando em 1000 rpm.

Stolarski, Xue e Yoshimoto (2011) propuseram três modelos de mancais usando a técnica de levitação acústica de campo próximo, conforme apresentados na Fig. 8. A Fig. 8a mostra um mancal onde foram utilizados três atuadores piezelétricos dispostos em torno da superfície externa do mancal, permitindo ocorrer deformações apenas ao longo da sua circunferência. A Fig. 8b mostra um mancal com seis segmentos piezelétricos ligados entre si. A Fig. 8c apresenta um mancal onde são permitidas deformações ao longo da sua circunferência e direção longitudinal. Similar ao sistema mostrado na Fig. 8a, este mancal utiliza três atuadores piezelétricos dispostos em torno da sua circunferência. Nos experimentos realizados com os três modelos foi avaliada apenas a capacidade de carga. Dessa forma, o mancal da Fig. 8c apresentou o melhor desempenho, sendo capaz de levantar uma carga de até 5,6 N.

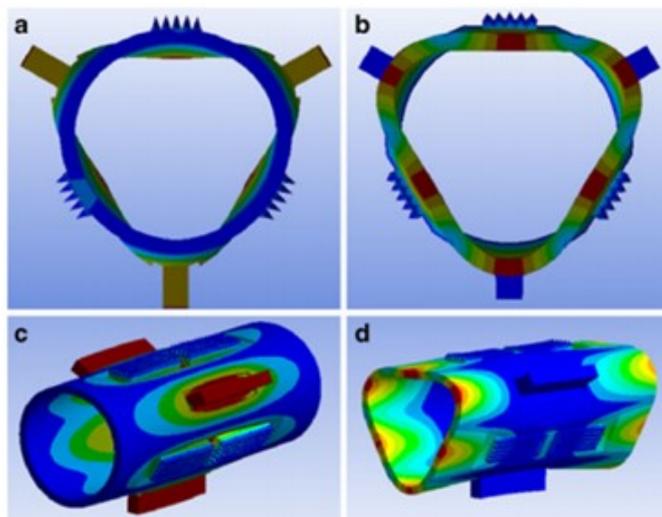
Figura 8 – Modelos de mancais propostos e avaliados por Stolarski, Xue e Yoshimoto (2011).



Fonte: Adaptado de Stolarski, Xue e Yoshimoto (2011).

Wang e Au (2012) propuseram um sistema onde foram utilizados 6 atuadores piezelétricos agrupados dois a dois, longitudinalmente, separados de  $120^\circ$ , como mostra a Fig.9 . O sistema baseia-se na deformação da guia. Não foram realizados experimentos com rotação. Foi possível obter uma força máxima de levitação de aproximadamente  $3,5\text{ N}$  com uma frequência de  $16,37\text{ kHz}$ .

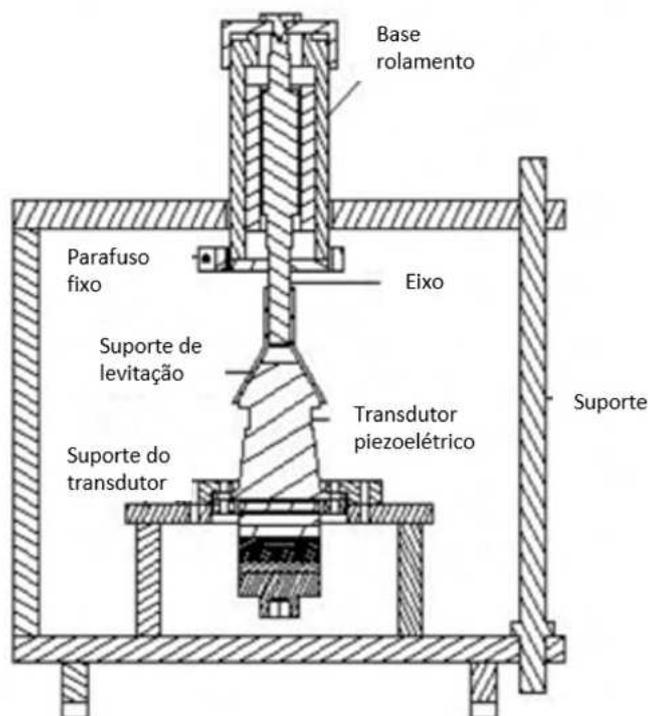
Figura 9 – Mancal proposto por Wang e Au (2012).



Fonte: Adaptado de Wang e Au (2012).

Hongchen e Zhigang (2016) aplicaram a técnica da levitação ultrassônica em um mancal desenvolvido para um motor elétrico de  $200\text{ g}$  operando a  $60000\text{ rpm}$ , como mostra a Fig. 10. Foi utilizado um único transdutor piezelétrico em formato cônico. Os experimentos mostraram que a técnica de levitação acústica foi capaz de oferecer uma boa sustentação e estabilidade.

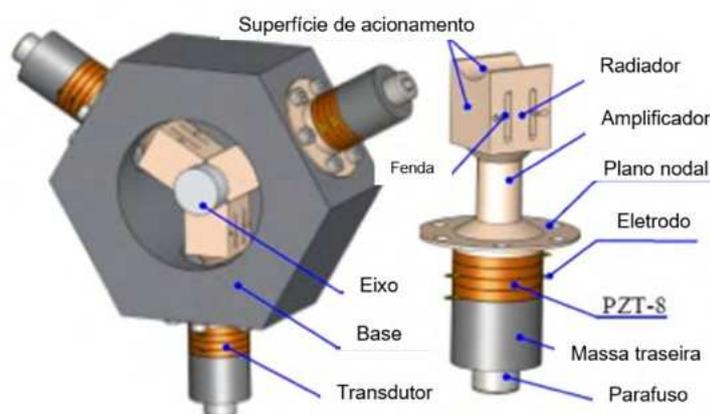
Figura 10 – Mancal proposto por Hongchen e Zhigang (2016).



Fonte: Adaptado de Hongchen e Zhigang (2016).

Li et al. (2016) propuseram um mancal composto por três transdutores piezoelétricos separados  $120^\circ$  entre si, como ilustrado na Fig. 11. A massa do eixo levitado foi de  $23\text{ g}$  e uma tensão de  $150\text{ V}$  foi aplicada nos transdutores durante os testes realizados. O protótipo foi capaz de sustentar carregamentos radiais e axiais de até  $15\text{ N}$  e  $6\text{ N}$ , respectivamente, com uma frequência de operação de  $16,11\text{ kHz}$ . Diante os experimentos realizados, foi possível concluir ainda que o aumento da força de carregamento do mancal proposto depende da diminuição do *gap* entre o mancal e o eixo. Nenhum experimento foi realizado com o eixo em rotação.

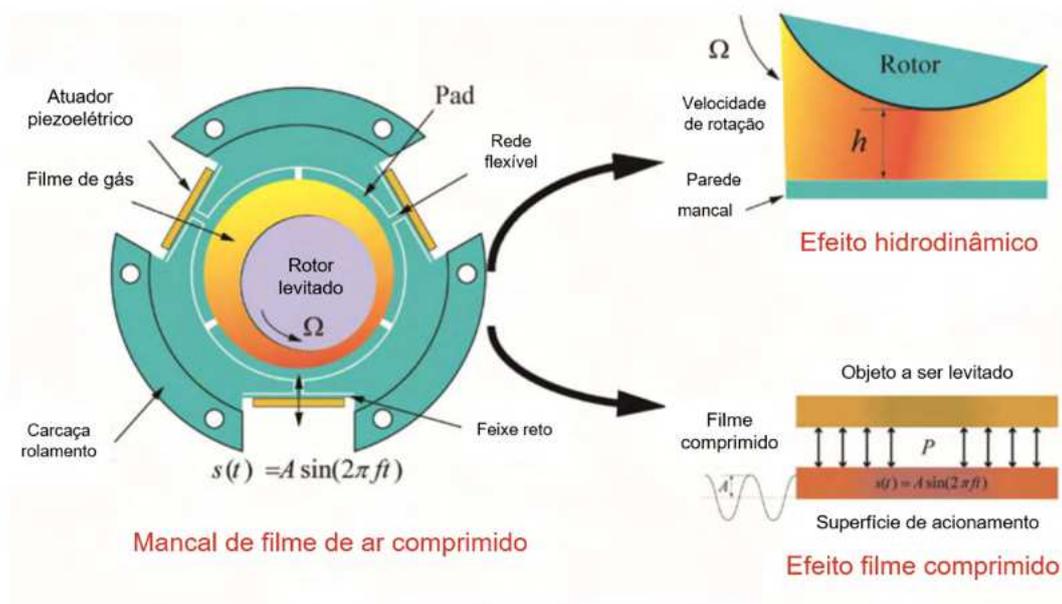
Figura 11 – Mancal proposto por Li et al. (2016).



Fonte: Adaptado de Li et al. (2016).

Shi et al. (2020), propõem um mancal "híbrido", formado por um sistema *tilting pad* (*Flexure Pivot Tilting Pad - FPTP*) e um sistema de ar comprimido acusticamente (*Squeeze Film Acoustic Bearing - SFAB*), que opera utilizando a técnica da levitação acústica de campo próximo. O mancal, consiste em três FPTPs e três atuadores piezoelétricos (PZTs), como pode ser visto na Fig.12, e pode trabalhar simultaneamente com efeitos hidrodinâmicos (do FPTP) e de ar comprimido (do SFAB). Seu desempenho foi avaliado a partir de um modelo onde foram medidas as influências do sinal de excitação de entrada, do método de instalação e dos parâmetros geométricos. Os resultados obtidos foram validados a partir de experimentos. Finalmente, uma configuração experimental e sistema de medição foram desenvolvidos para validar os resultados numéricos. Dessa maneira, os autores puderam concluir que o mancal proposto é capaz de levitar o rotor durante a partida e que quando os dois sistemas estão operando, a capacidade de carga aumenta aproximadamente 10%. Com apenas o modelo hidrodinâmico operando a força de levitação atingida foi 16,624 N, enquanto com os dois sistemas operando foi possível produzir uma força de 18,5511 N.

Figura 12 – Mancal proposto por Shi et al. (2020).

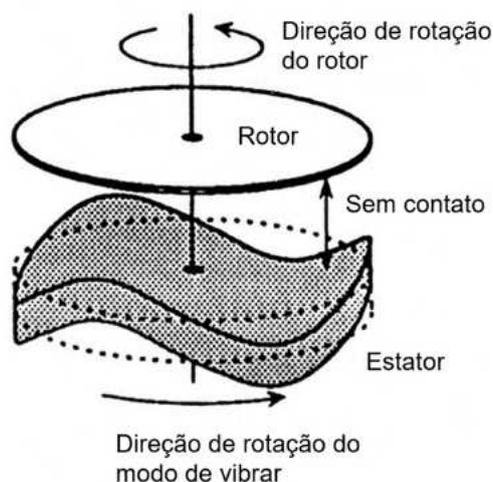


Fonte: Adaptado de Shi et al. (2020).

### 2.1.3.2 Motores ultrassônicos

Yamayoshi et al. (1994) realizaram um experimento com o sistema rotor-estator mostrado na Fig. 13. Neste caso, o estator é formado por um disco piezoeletrico em uma base de duralumínio. A rotação e a levitação do rotor são realizadas simultaneamente.

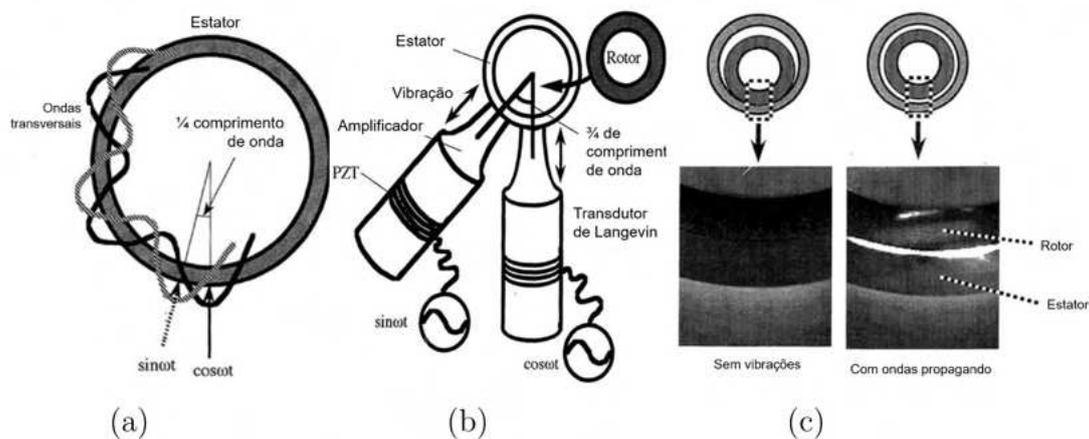
Figura 13 – Motor ultrassônico proposto por Yamayoshi et al. (1994).



Fonte: Adaptado de Yamayoshi et al. (1994).

Yamazaki et al. (1996) desenvolveram um mancal cilíndrico para operar com um rotor também cilíndrico utilizando a técnica da levitação acústica de campo próximo ou levitação ultrassônica, conforme ilustrado na Fig.14. O rotor é levitado (Fig.14(c)) e rotacionado por uma onda que se propaga ao longo do mancal (Fig.14(a)), formada pela superposição de duas ondas estacionárias com diferença de fase de  $90^\circ$  geradas por dois transdutores de Langevin como mostrado na Fig. 14(b). Foram realizados experimentos para duas frequências de acionamento,  $26\text{ kHz}$  e  $47\text{ kHz}$ , sendo possível alcançar a velocidade máxima de rotação de  $3000\text{ rpm}$  com uma frequência de  $26\text{ kHz}$ .

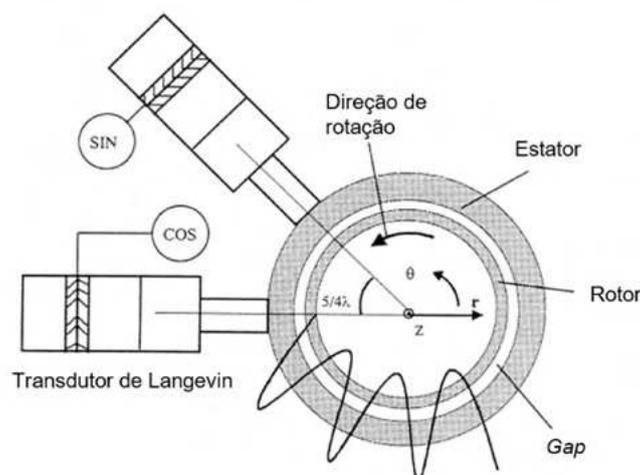
Figura 14 – Modelos de mancais propostos e avaliados por Yamazaki et al. (1996).



Fonte: Adaptado de Yamazaki et al. (1996).

Hu, Nakamura e Ueha (1999) projetaram o motor ultrassônico apresentado na Fig. 15 com o rotor levantado acusticamente. O objetivo foi superar a velocidade de rotação máxima atingida pelos motores ultrassônicos sem contato convencionais de  $3200 \text{ rpm}$ . A frequência de operação dos transdutores foi fixada em  $26,5 \text{ kHz}$ , correspondente ao sétimo modo de vibração do sistema. A rotação e levitação do rotor foram realizadas, tornando possível obter uma rotação superior a  $4400 \text{ rpm}$ .

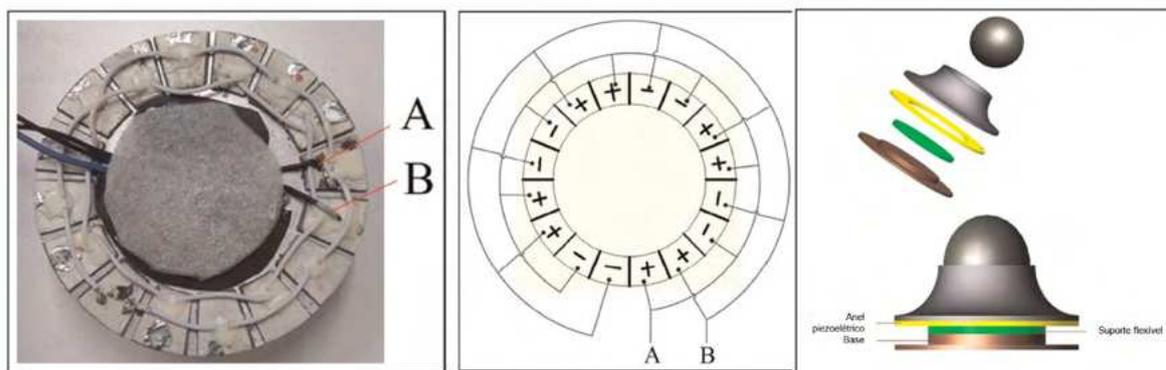
Figura 15 – Motor ultrassônico proposto por Hu, Nakamura e Ueha (1999).



Fonte: Adaptado de Hu, Nakamura e Ueha (1999).

Chen et al. (2014) propuseram um mancal em forma de *bowl* capaz de levantar um rotor esférico utilizando a técnica de levitação acústica de campo próximo que pode ser visto na Fig. 16. O projeto foi concebido visando aplicação em giroscópios. Foram utilizados dois grupos de atuadores piezelétricos que geram ondas estacionárias. O peso do rotor utilizado foi de 44 g, sendo possível obter uma rotação máxima de 1182 rpm. Os experimentos foram realizados com duas frequências de acionamento, 52,06 kHz e 49,77 kHz.

Figura 16 – Mancal proposto por Chen et al. (2014).

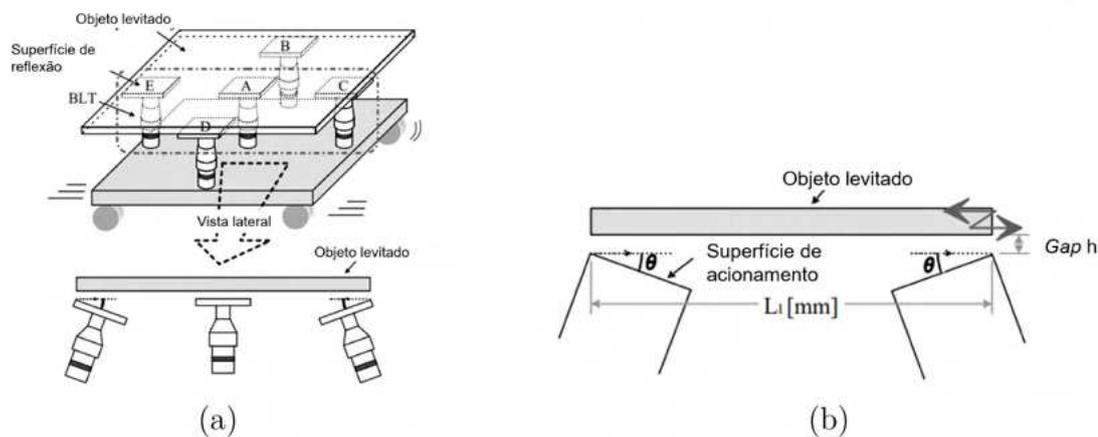


Fonte: Adaptado de Chen et al. (2014).

### 2.1.3.3 Transporte de materiais

Amano et al. (2000) desenvolveram um novo sistema de transporte sem contato, que utiliza vários transdutores ultrassônicos e a técnica da levitação acústica de campo próximo (Fig. 17 (a)). O objetivo dos autores foi transportar um objeto plano de grande porte e, para isso, testaram o sistema proposto, operando com dois e três transdutores. Além disso, foram avaliadas as forças de levitação acústica e o tamanho do *gap* para angulações e distâncias distintas dos transdutores. Como resultado, a força aumentou à medida que o ângulo também aumentou, atingindo o seu máximo quando as dimensões horizontais do sistema e do objeto a ser levitado são as mesmas, como mostra a Fig. 17 (b). A força máxima obtida foi de  $4\text{ N/m}$ .

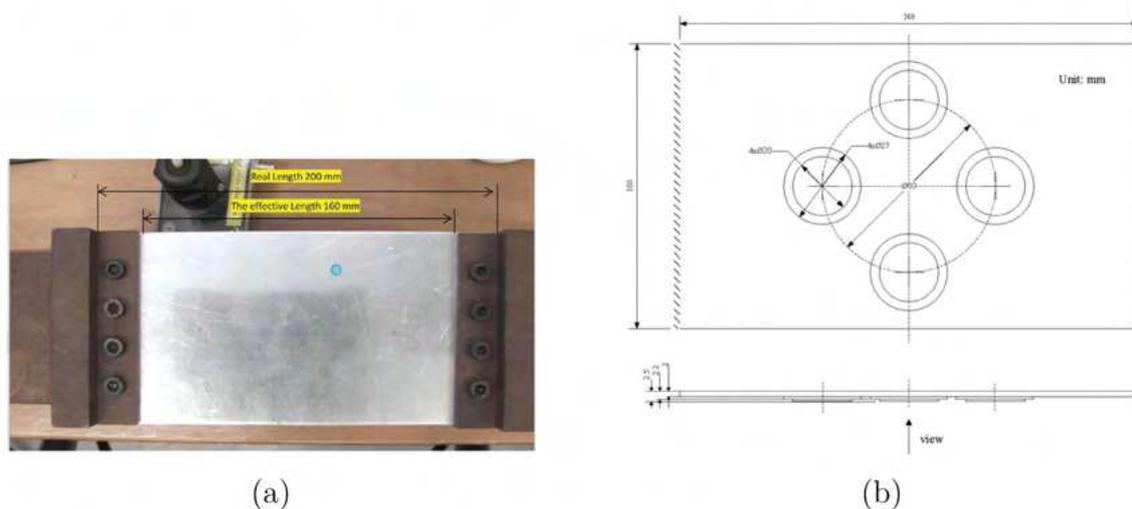
Figura 17 – Modelo de transporte sem contato proposto por Amano et al. (2000).



Fonte: Adaptado de Amano et al. (2000).

Para evitar atritos e riscos superficiais durante o transporte de objetos, Chang et al. (2016) propuseram um protótipo de levitação acústica que opera com quatro discos piezelétricos, como mostra a Fig. 18. Afim de verificar a sua viabilidade, os modos de vibrar foram obtidos via Ansys<sup>®</sup> e a capacidade de carga foi avaliada por meio de simulações e também experimentalmente. Os resultados indicaram que o sistema apresenta maior capacidade de carga quando o sistema de transporte opera na mesma frequência de ressonância.

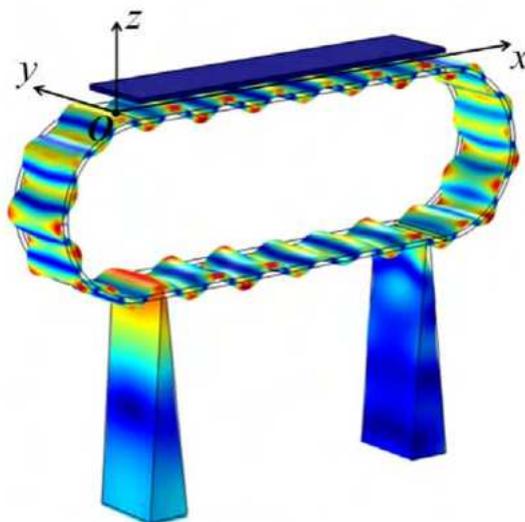
Figura 18 – Modelo de transporte sem contato proposto por Chang et al. (2016).



Fonte: Adaptado de Chang et al. (2016).

Thomas et al. (2017) desenvolveram um sistema de levitação acústica para realizar o transporte de partículas, mostrado na Fig. 19. O sistema é formado por uma superfície emissora (ou acionadora) em forma de anel e um refletor plano, sendo que, as vibrações são geradas por dois transdutores de Langevin. Essas vibrações da superfície emissora, produzem ondas estacionárias no espaço entre a superfície e o refletor, onde pequenas partículas podem ser levitadas e transportadas à medida que as amplitudes dos sinais de excitação dos transdutores são modificadas, deslocando as posições nodais horizontalmente. O sistema projetado foi analisado por meio de simulações em elementos finitos, que permitiram obter a distribuição de amplitude de deslocamento ao longo da estrutura de anel e as amplitudes de pressão e velocidade acústicas no espaço entre a superfície de acionamento e o refletor plano. Além disso, foram realizados experimentos que mostraram que o sistema projetado pelos autores é capaz de transportar partículas de  $0,5 \text{ mm}$  a  $3 \text{ mm}$  no ar.

Figura 19 – Sistema de transporte utilizando levitação acústica de ondas estacionárias proposto por Thomas et al. (2017).



Fonte: Adaptado de Thomas et al. (2017).

## 2.2 Texturização da superfície de acionamento

### 2.2.1 Ranhuras

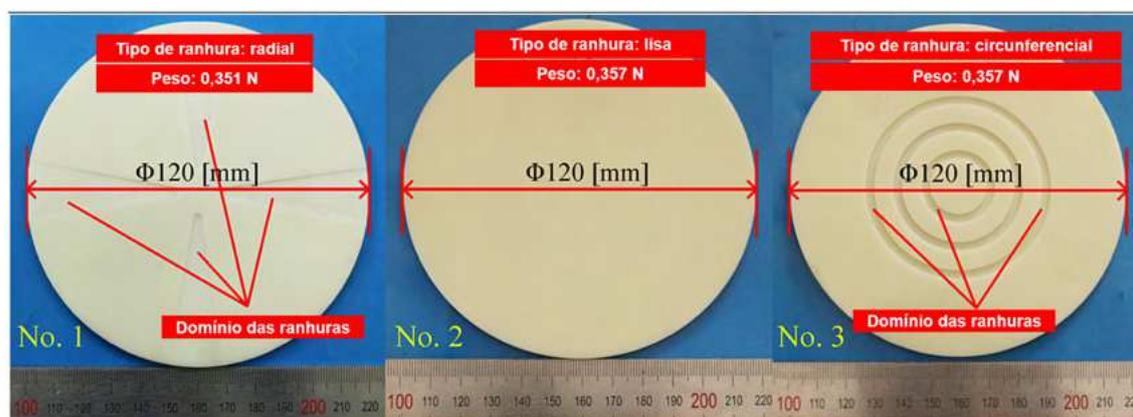
Diversos trabalhos analisaram a influência da inserção de texturas em sistemas deslizantes com lubrificação a gás e água em seus mecanismos (WANG et al., 2003) (BUJURKE; BASTI; KUDENATTI, 2008) (FENG et al., 2017), e provaram que isso pode melhorar sua capacidade de carga. Porém, a dinâmica dos sistemas de levitação acústica de campo próximo nesse caso é diferente daquela encontrada nos demais casos analisados, sendo assim necessário investigar a influência da adição de texturas em sua superfície.

Desta forma, a fim de superar a baixa capacidade de carga dos sistemas de levitação acústica de campo próximo, Li, Liu e Feng (2017), analisaram a inserção de texturas em sistemas deslizantes lubrificados a gás e água, tendo adicionado ranhuras no seu refletor. Os autores avaliaram numericamente e experimentalmente, o desempenho do sistema com dois padrões de ranhuras, circunferencial (No.1

na Fig.20) e radial (No.3 na Fig.20), tendo como parâmetro de análise a altura alcançada pelo objeto a ser levitado. Os resultados obtidos foram comparados com aqueles de um sistema com refletor liso (No.2 na Fig.20). As ranhuras circunferenciais concentraram-se na região central do refletor e permitiram obter uma altura de levitação maior do que a obtida com o refletor sem ranhuras, enquanto que as ranhuras radiais obtiveram uma altura menor.

Além disso, examinaram numericamente o efeito de diferentes números de ranhuras circunferenciais e diversos valores para a largura e profundidade das ranhuras. Observaram que a força de levitação cresce à medida que a profundidade da ranhura aumenta, atingindo seu pico em  $1,5\text{ mm}$ ; para profundidades maiores, obtêm-se forças menores. De forma semelhante, a força de levitação tem seu valor máximo alcançado para um número de ranhuras igual a 3. Por outro lado, quando se avalia a influência da largura das ranhuras sobre a força de levitação, tem-se que esta atinge seu valor máximo para dois valores distintos de largura,  $3\text{ mm}$  e  $5\text{ mm}$ , levando os autores do artigo a concluir que, o efeito da largura da ranhura na força de levitação é insignificante.

Figura 20 – Refletores analisados por Li, Liu e Feng (2017).



Fonte: Adaptado de Li, Liu e Feng (2017).

Li et al. (2018) investigaram o efeito da adição de ranhuras na capacidade de carga em um sistema de transporte com levitação acústica de campo próximo. Assim como no trabalho anteriormente mencionado, as ranhuras foram usinadas no

refletor (objeto a ser levantado e transportado) ao invés da superfície de acionamento. Duas padronagens de ranhuras foram avaliadas: paralelas à superfície de transporte (No.2 da Fig.21 ) e perpendiculares a ela (No.3 da Fig.21 ). Os resultados obtidos foram comparados com os do sistema operando com um refletor sem ranhuras (No.1 da Fig.21 ). As ranhuras perpendiculares (ranhuras na direção  $y$ ) foram as que obtiveram maior altura de levitação, indicando assim uma maior capacidade de carga. A variação de outros parâmetros relacionados à ranhura, tais como profundidade, largura, comprimento e quantidade, também foram discutidos e os resultados indicaram que cada um deles, deve ter um valor ótimo que permite obter uma maior capacidade de carga.

À medida que o número de ranhuras aumenta, a altura de levitação também aumenta, até atingirem um valor ótimo acima do qual a altura de levitação cai.

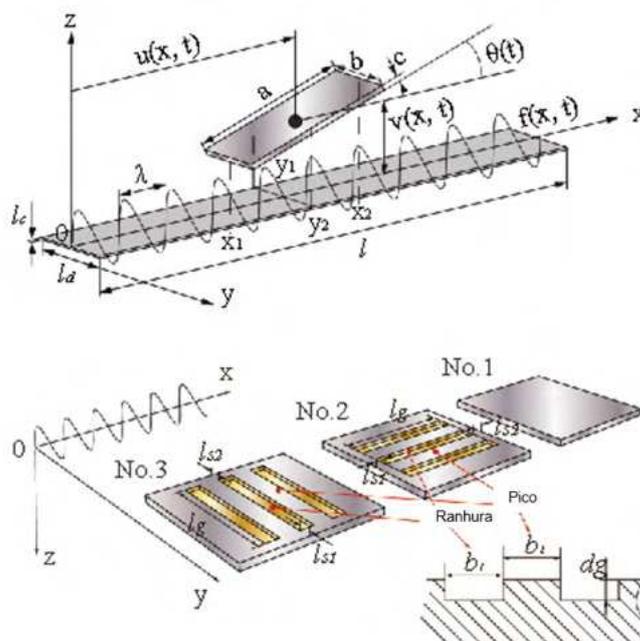
A altura de levitação aumenta com a quantidade de ranhuras, porque aumentar a quantidade de ranhuras significa aumentar a quantidade de regiões nas quais ocorre retenção de pressão (evita que o gás comprimido flua ), o que por sua vez faz aumentar a capacidade de carga. Entretanto, ela diminui a partir de um ponto ótimo, porque ocorre também um aumento da distância entre o objeto a ser levantado e a superfície de transporte, o que implica em uma diminuição da capacidade de carga. O mesmo ocorre quando o efeito da largura da ranhura é analisado. Quanto maior a largura, maior a retenção, mas a partir de uma certa largura, a ranhura deixa de fazer efeito.

A altura de levitação aumenta com a profundidade da ranhura, até atingir um ótimo e depois diminui com um aumento na profundidade da ranhura, porque a capacidade de carga é determinada pelo efeito de acoplamento das altas e baixas pressões formadas no *gap* entre o objeto a ser levantado e a superfície de transporte. Sendo assim, ranhuras rasas (com profundidade pequena), mas com pressão negativa significativa e ranhuras profundas (com grande profundidade), mas com pressão positiva pequena, não são capazes de levar a uma grande capacidade de carga.

O comprimento da ranhura, por sua vez, influencia a distribuição de pressão dentro do *gap*. À medida que o comprimento da ranhura aumenta, a distribuição de pressão se torna mais uniforme, o que implica em uma maior capacidade de

carga. Todavia, tem-se uma diminuição da retenção de pressão provocada pela ranhura, o que faz com que a capacidade de carga diminua. Assim, haverá um comprimento ótimo de ranhura capaz de garantir uma melhoria na capacidade de carga do sistema de transporte com levitação acústica de campo próximo.

Figura 21 – Esquema do sistema e dos refletores analisados por Li et al. (2018).



Fonte: Adaptado de Li et al. (2018).

Em ambos os trabalhos mencionados, as ranhuras são feitas no refletor (objeto a ser levitado) e não na superfície de acionamento, o que pode comprometer o resultado obtido, uma vez que a adição de ranhuras na superfície de acionamento, muda a sua estrutura, o que por sua vez influencia tanto a frequência natural quanto o seu modo de vibrar e estes dois fatores são cruciais na obtenção da força de levitação do sistema de levitação acústica de campo próximo, pois influenciam diretamente a eficiência do emissor de vibrações ultrassônicas.

Sendo assim, um dos objetivos deste trabalho é analisar a influência da adição de ranhuras na superfície de acionamento. Além disso, propõem-se examinar a

influência do posicionamento das ranhuras sobre os nós da superfície de acionamento. Uma vez que os nós correspondem às regiões de pressão nula que antecedem as regiões de alta pressão (negativa e positiva), acredita-se que, desta forma, deve haver uma melhora significativa da capacidade de carga do sistema. Isso será verificado através de uma análise comparativa de resultados experimentais, obtidos para o sistema com e sem ranhuras.

### 2.2.2 Degraus

De acordo com Gallego-Juarez et al. (2001), para melhorar o desempenho de um transdutor ultrassônico, é necessário garantir uma distribuição uniforme dos deslocamentos de vibração em sua superfície, bem como um deslocamento máximo sobre ela e uma transmissão eficiente da energia. Esses requisitos podem ser alcançados com um bom casamento de impedância entre o transdutor e o meio e com um movimento da superfície equivalente ao observado por um pistão teórico.

Gallego-Juárez, Rodriguez-Corral e Gaete-Garretón (1978) propuseram um transdutor ultrassônico com uma placa circular com degraus em três posições nodais a fim de obter um padrão de vibração e diretividade semelhante ao de um pistão teórico de mesmo raio, de forma a conciliar um bom casamento de impedância entre o transdutor e o meio, garantindo boa transmissão de energia e grande amplitude do modo de vibrar. Segundo os autores, devido ao cancelamento de fase, os transdutores comuns que operam com placas planas apresentam uma baixa diretividade. No entanto, acrescentando os degraus nos dois lados das linhas nodais da superfície, tem-se que a radiação produzida estará em fase em todo o seu comprimento e, assim, será possível obter uma diretividade equivalente a do movimento tipo pistão. A altura dos degraus adotada, foi equivalente a meio comprimento de onda do som irradiado no meio de propagação. Foi possível obter uma eficiência na transmissão de energia de 85%.

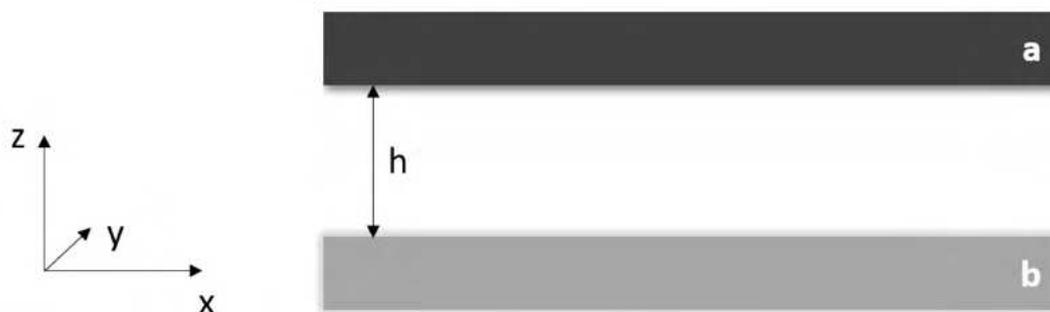
### 3 Equacionamento do problema de Levitação Acústica

#### 3.1 Equação de Reynolds

A Equação de Reynolds pode ser obtida a partir das equações de Navier - Stokes e da Continuidade, para o sistema mostrado na Fig.22 formado por duas placas paralelas  $a$  e  $b$ , com uma distância  $h$  entre si, considerando (SALBU, 1964) (HAMROCK; SCHMID; JACOBSON, 2004):

- Fluxo laminar e isotérmico entre as placas;
- Os efeitos de inércia são muito pequenos e, portanto negligenciáveis;
- A espessura do filme de fluido é muito menor do que as outras dimensões;
- A pressão não muda ao longo da espessura do filme.

Figura 22 – Sistema equacionamento.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Dessa forma obtém - se a forma geral da Equação de Reynolds apresentada na Eq.(3.1).

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h(u_a + u_b)}{2} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho h(v_a + v_b)}{2} \right) + \rho(w_a - w_b) - \rho u_a \frac{\partial h}{\partial x} - \rho v_a \frac{\partial h}{\partial y} + h \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde

$\rho$  : densidade,  $Kg/m^3$

$h$  : espessura do filme de fluido,  $m$

$\mu$  : viscosidade dinâmica,  $Ns/m^2$

$p$  : pressão,  $N/m^2$

$u_a$  : velocidade na direção  $x$  na placa  $a$ ,  $m/s$

$u_b$  : velocidade na direção  $x$  na placa  $b$ ,  $m/s$

$v_a$  : velocidade na direção  $y$  na placa  $a$ ,  $m/s$

$v_b$  : velocidade na direção  $y$  na placa  $b$ ,  $m/s$

$w_a$  : velocidade na direção  $z$  na placa  $a$ ,  $m/s$

$w_b$  : velocidade na direção  $z$  na placa  $b$ ,  $m/s$

De forma geral considera-se que (HAMROCK; SCHMID; JACOBSON, 2004) :

$$\rho(w_a - w_b) - \rho u_a \frac{\partial h}{\partial x} - \rho v_a \frac{\partial h}{\partial y} + h \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial \rho h}{\partial t} \quad (3.2)$$

Substituindo a Eq.3.2 na Eq. 3.1, obtem-se a forma de representação mais geral ou comum da equação de Reynolds (Eq.(3.3)):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h(u_a + u_b)}{2} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho h(v_a + v_b)}{2} \right) + \frac{\partial \rho h}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

## 3.2 Equação de Reynolds para levitação acústica de campo próximo

Os termos  $(\partial/\partial x)[h\rho(u_a + u_b)/2]$  e  $(\partial/\partial y)[h\rho(v_a + v_b)/2]$ , dizem respeito a taxa em que a densidade e a velocidade do fluido mudam nas direções  $x$  e  $y$ . Na modelagem do sistema apresentado na Fig. 22 considerar - se -á que não ocorrem movimentos laterais (deslizamento) (Eq.(3.4)). Dessa forma, estes termos serão desconsiderados no equacionamento do sistema de levitação acústica de campo próximo. O termo  $\rho(w_a - w_b)$  é o responsável pelo efeito de compressão que ocorre na direção normal (direção  $z$ ), como mostra a Eq.(3.5). A medida que os discos se aproximam, seu valor aumenta de forma proporcional à diferença entre as velocidades  $w_a$  e  $w_b$  (*squeeze effect*)(HAMROCK; SCHMID; JACOBSON, 2004).

$$\begin{aligned} u_a &= 0 \\ u_b &= 0 \\ v_a &= 0 \\ v_b &= 0 \end{aligned} \tag{3.4}$$

$$w_a - w_b = \frac{dh}{dt} \tag{3.5}$$

Considerando que o fluido é newtoniano e um gás perfeito, a equação de estado para o gás perfeito (Eq.(3.6)) pode ser utilizada. Substituindo a Eq.(3.6), bem como a Eq. (3.4), na Eq.(3.3), e considerando o processo como sendo isotérmico, obtém-se a Eq.(3.7).

$$\rho = \frac{p}{\bar{R}t_m} \tag{3.6}$$

onde

$\bar{R}$  : constante universal dos gases,  $JK^{-1}kg^{-1}$

$t_m$  : temperatura do gás,  $K$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{ph^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{ph^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial ph}{\partial t} = 0 \quad (3.7)$$

Se o filme for considerado infinitamente longo, tem-se que  $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$  e a Eq. (3.7) pode ser reduzida à Eq. (3.8), o que torna a obtenção do campo de pressão mais simples.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{ph^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial ph}{\partial t} = 0 \quad (3.8)$$

Neste caso, é possível tirar vantagem de uma simetria espacial do sistema ao introduzir um sistema de coordenadas polares. Sendo assim, passando para coordenadas polares a Eq.(3.7) e substituindo os parâmetros adimensionais definidos na Eq.(3.9), obtêm-se a Eq.(3.10).

$$P = \frac{p}{p_0}, \quad H = \frac{h}{h_0}, \quad R = \frac{r}{r_0}, \quad T = \omega t, \quad \sigma = \frac{12\omega\mu r_0^2}{p_0 h_0^2} \quad (3.9)$$

onde

$p_0$  : pressão atmosférica,  $N/m^2$

$h_0$  : distância média entre as placas (ou espessura média do filme de ar),  $m$

$r_0$  : raio do disco,  $m$

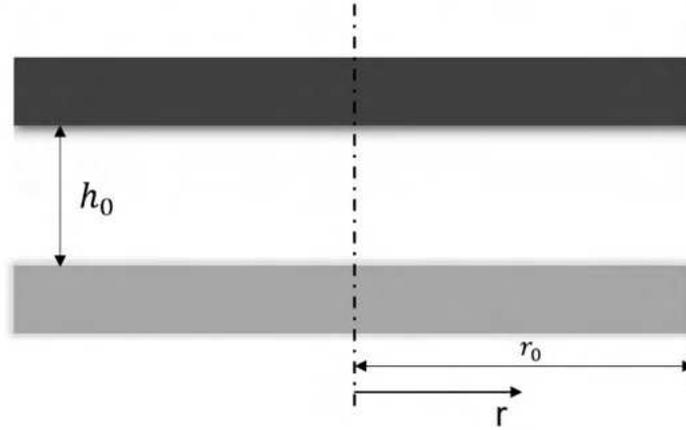
$\omega$  : frequência de acionamento da placa inferior,  $rad/s$

$\sigma$  : número de compressão (*squeeze number*)

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( -H^3 R P \frac{\partial P}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left( -H^3 P \frac{\partial P}{\partial \Theta} \right) + \sigma \frac{\partial P H}{\partial T} = 0 \quad (3.10)$$

Como os discos são considerados paralelos, movimentando-se apenas na direção normal (em Z) e o sistema é axisimétrico (LANGLOIS, 1962), a Eq.(3.10), pode ser reduzida à Eq.(3.11) (SALBU, 1964).

Figura 23 – Sistema simétrico coordenadas polares.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Tabela 1 – Condições de contorno e iniciais do problema apresentado

Condição inicial	$P(R, T = 0) = 1$
Condição de contorno de Dirichlet	$P(R = 1, T) = 1$
Condição de contorno de Neumann	$\frac{\partial P(R=0, T)}{\partial R} = 0$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( H^3 R P \frac{\partial P}{\partial R} \right) = \sigma \frac{\partial P H}{\partial T} \quad (3.11)$$

Considera-se que a pressão inicial no filme de gás é igual a pressão ambiente ( $p_0$ ), assim como a pressão nas bordas dos discos (condição de contorno de Dirichlet). O sistema é considerado simétrico em relação ao centro do disco, logo a derivada da pressão é nula neste local (condição de contorno de Neumann). Um resumo das condições iniciais e de contorno do problema é apresentado na Tab.1.

A Eq.(3.11) deve ser resolvida concomitantemente à equação que modela a espessura do filme de ar. Esta equação depende da dinâmica à qual o objeto a ser levitado está submetido, e será apresentada nas seções 3.3, que se refere ao disco a ser levitado para a condição engastado e 3.4, que trata do disco a ser levitado para a condição livre.

### 3.2.1 Hipótese de comportamento isotérmico

De acordo com Minikes e Bucher (2006), o tempo crítico da variação da temperatura (aproximadamente  $h_0^2/\alpha$ ) é pelo menos uma ordem de magnitude menor do que o tempo necessário para completar um período de oscilação (Eq.(3.12)). Isso significa que a dissipação da temperatura é mais rápida do que a propagação do próprio fluido, o que permite considerar a temperatura como sendo uniforme por toda a extensão do fluido, durante cada ciclo de tempo.

$$\begin{aligned}\frac{h_0^2}{\alpha} &= \frac{(50e - 6)^2}{2,074e - 5} = 1,20e - 4[s] \\ T &= \frac{1}{\omega} = \frac{1}{28000} = 3,57e - 5[s]\end{aligned}\tag{3.12}$$

Onde  $\alpha = 2,074e - 5[m^2/s]$  é a difusividade térmica do ar a  $1atm$  e  $25^\circ C$  e  $T$  é o período.

Além disso, como a espessura do filme de ar é muito pequena e seu calor específico é muito baixo quando comparado ao das superfícies que estão em contato, todo o fluido no *gap*, pode ser considerado como sendo isotérmico.

### 3.2.2 Validade da Equação de Reynolds

A levitação acústica de campo próximo pode ser modelada a partir da acústica ou da mecânica dos fluidos. Neste trabalho, foi abordada a modelagem a partir da teoria da mecânica dos fluidos.

Zhao (2010) fez uma análise comparativa dos dois modelos e concluiu que para  $\sigma > 100$ , a força de levitação pode ser obtida precisamente através da equação de Reynolds, sendo que para  $\sigma > 1000$ , tanto a sua solução analítica como a numérica podem ser utilizadas. E para  $\sigma < 100$ , o modelo baseado na teoria de acústica (*acoustic radiation pressure model*), apresentou uma melhor aproximação. Para o modelo baseado nas teorias de mecânica dos fluidos, o autor resolveu o sistema formado pela Eq.(3.8) e Eq. (3.15) em suas formas adimensionais, ou seja, o disco a ser levitado foi considerado engastado). O "caso base" adotado no presente trabalho utilizou os valores dos parâmetros mostrados na Tab. 2. O valor de  $\sigma$  calculado para este caso é 1521,237 (Eq.(3.13)), estando em conformidade com as

recomendações de Zhao (2010). Além disso, esse modelo é amplamente difundido, tendo sido utilizado por Ilssar e Bucher (2015), Salbu (1964), Minikes e Bucher (2003), Wang e Wei (2013), Langlois (1962).

Tabela 2 – Caso base da tese

Parâmetro	Unidade	Valor
$\delta_h$	$m$	$5,00e - 6$
$h_0$	$m$	$5,00e - 5$
$p_0$	$N/m^2$	101325
$\mu$	$m^2/s$	$1,8253e - 5$
$\omega$	$rad/s$	$28000 \times 2\pi$
$r_0$	$m$	$100e - 3$

$$\sigma = \frac{12\omega\mu r_0^2}{p_0 h_0^2} = 1521,237 \quad (3.13)$$

Outros autores investigaram as limitações da utilização da Equação de Reynolds simplificada ou, adaptada, para a levitação de campo próximo. Diante disso, recomenda-se um maior cuidado ao utilizar essa equação sob as seguintes condições (BRUNETIÈRE; WODTKE, 2020):

- Baixa pressão ambiente (80 *Torr*): a presença do efeito de rarefação, induzindo deslizamento do ar nas placas, deve ser considerado (ANDREWS; HARRIS; TURNER, 1993);
- Número de Reynolds maior que 1: a inércia do fluido pode afetar o comportamento do filme de ar no *gap* (MOHITE; SONTI; PRATAP, 2008) (BRUNETIÈRE; WODTKE, 2020);
- Superfície de acionamento com comprimento maior do que o objeto a ser levitado: *edge effects*, manifestados como uma diferença de pressão, podendo ser observados para baixos  $\sigma$ , devido à interação do fluido com a superfície acionadora (MINIKES; BUCHER, 2006);
- Quando uma das placas gira: efeitos de inércia centrífuga podem ser observados (GARRATT et al., 2010);

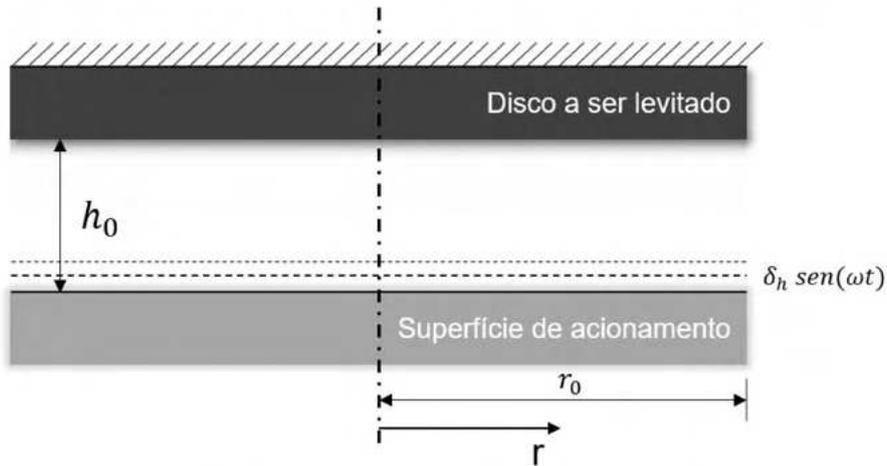
- Quando o período de oscilação da superfície de acionamento é menor do que o tempo necessário para a pressão se propagar pelo do filme de fluido (número de *Helmholtz* = 1): acima desse valor, algumas ondas de pressão acústica, que não podem ser capturadas pela equação de Reynolds, aparecem (BRUNETIÈRE; WODTKE, 2020).

### 3.3 Comportamento dinâmico do sistema com disco a ser levitado engastado

Quando o disco a ser levitado é considerado engastado, apenas a espessura inicial do filme de ar e a vibração da superfície de acionamento influenciam o comportamento do *gap* (do filme de fluido), como mostra a Eq.(3.14), onde  $h_0$  representa a espessura inicial do filme de ar e  $\delta_h$ , a amplitude de vibração da superfície de acionamento. Uma representação do sistema considerado é apresentada na Fig.24.

$$h(t) = h_0 + \delta_h \text{sen}(\omega t) \tag{3.14}$$

Figura 24 – Sistema com o disco a ser levitado engastado.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Esta equação pode então ser adimensionalizada como mostra a Eq. (3.15).

$$\begin{aligned}
 h(t) &= \frac{h_0}{h_0} + \frac{\delta_h}{h_0} \text{sen}(\omega t) \\
 H(t) &= 1 + \epsilon \text{sen}(T)
 \end{aligned}
 \tag{3.15}$$

O modo de vibrar da superfície de acionamento é desconsiderado neste caso. Caso não fosse, seria necessário subtrair a equação que representa a movimentação da superfície correspondente ao seu modo de vibrar ( (WANG; WEI, 2013)).

### 3.4 Comportamento dinâmico do sistema com disco a ser levantado livre

Para o caso em que o disco a ser levantado encontra-se livre, a Eq. (3.11) deve ser acoplada à equação do movimento que leva em consideração a dinâmica do filme de ar sob as circunstâncias descritas. A espessura do *gap* quando o objeto a ser levantado é livre pode ser descrita como sendo a altura do objeto a ser levantado ( $z(t)$ ), medida a partir da posição nominal da superfície de excitação, menos a vibração da superfície de acionamento, como mostra a Eq.(3.16) (ILSSAR; BUCHER, 2015).

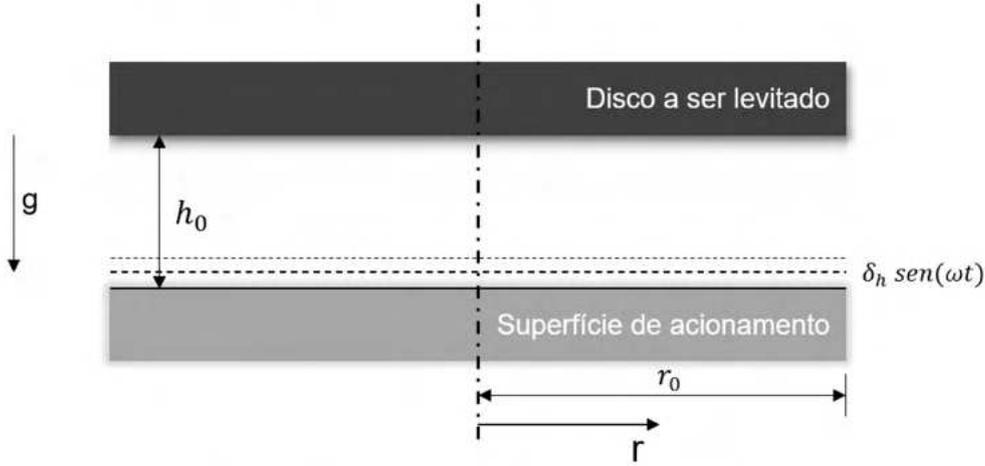
$$h(t) = z(t) - \delta_h \text{sen}(\omega t) \tag{3.16}$$

A equação que descreve a dinâmica do objeto a ser levantado livre pode ser obtida através do somatório de forças que atuam sobre o disco a ser levantado ( Fig.25), sendo estas a força peso (Eq.3.18) e a força de levitação (Eq.(3.17)), sendo igual ao produto da sua massa ( $m$ ) pela sua aceleração ( $\frac{d^2z}{dt^2}$ ). Desta forma, é obtida a Eq.(3.19).

$$f_t = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} r(p - p_0) dr d\theta = 2\pi \int_0^{r_0} r(p - p_0) dr \tag{3.17}$$

$$f_p = mg \tag{3.18}$$

Figura 25 – Sistema com o disco a ser levantado livre.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

$$\begin{aligned} \sum F &= m \frac{d^2 z}{dt^2} = m \frac{dw_a}{dt} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= f_t - f_p \end{aligned} \quad (3.19)$$

Substituindo a Eq.(3.16) na Eq.(3.19), obtêm-se a Eq.(3.20) que representa a dinâmica do filme de ar (ILSSAR; BUCHER, 2015).

$$m \frac{d^2 h}{dt^2} = 2\pi \int_0^{r_0} r(p - p_0)dr - mg + m\omega^2 a \sin(\omega t) \quad (3.20)$$

Adimensionalizando esta equação, tem-se:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial T^2} = \frac{2\pi p_0 r_0^2}{mh_0 \omega^2} \int_0^1 R(P - 1)dR - \frac{g}{\omega^2 h_0} + \epsilon \sin(T) \quad (3.21)$$

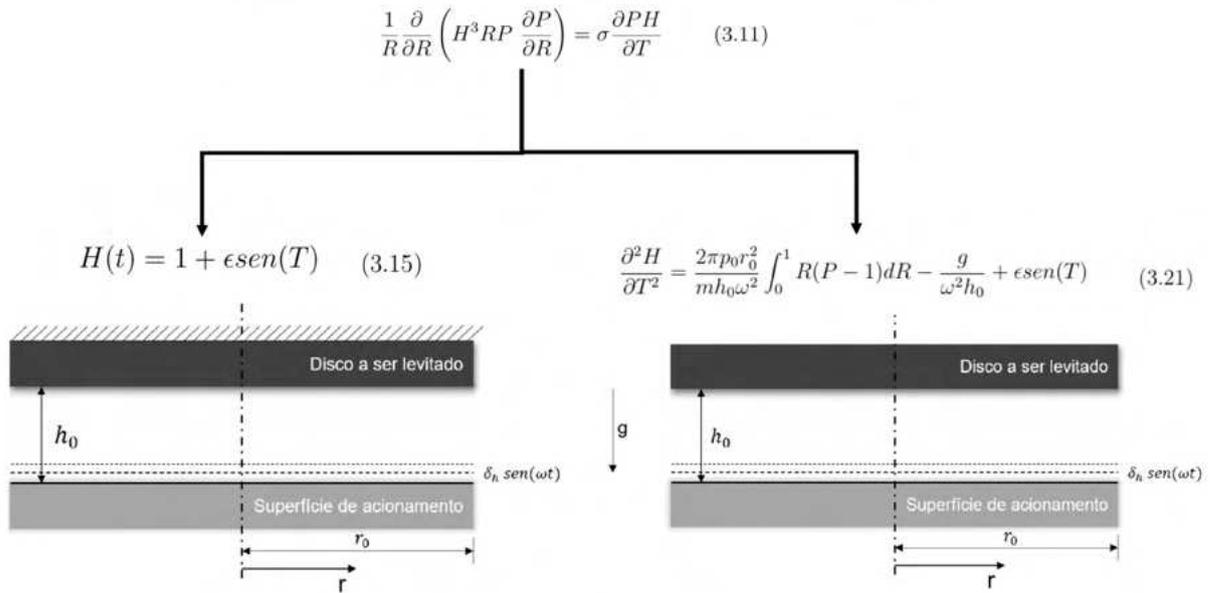
### 3.5 Solução numérica

Visando estudar o fenômeno físico da levitação acústica de campo próximo, optou-se por uma análise teórica. A partir disso, foram feitas modelagens matemáticas dos problemas físicos apresentados nas seções 3.2, 3.3 e 3.4, a partir das

quais foram obtidas as equações do movimento para o caso em que o disco é considerado fixo (Eq. (3.11) e (3.15)) e para o caso em que o disco é considerado livre (Eq.(3.11) e (3.21)). Essas equações podem ser utilizadas para explicar e/ou prever o comportamento dos sistemas sob diferentes circunstâncias, porém, para isso é necessário obter suas soluções. Para tanto, serão utilizados métodos computacionais apropriados.

Para obter o campo de pressão produzido no *gap* pela levitação acústica de campo próximo, as Eq. (3.11) e (3.15) devem ser resolvidas simultaneamente, para o caso em que o disco é considerado fixo; já as Eq. (3.11) e (3.21) são usadas para o caso em que o disco é considerado livre.

Figura 26 – Sistemas de equações a serem resolvidos.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

### 3.5.1 Método de Euler explícito

Primeiramente, discretiza-se a Eq.(3.11) no espaço. Para isso, aplica-se a técnica de diferenças finitas centrais, sendo consideradas as aproximações apresentadas pelas Eq.(3.22). Dessa forma, obtêm-se a Eq.(3.23).

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial P}{\partial R} &= \frac{P_{i+1} - P_{i-1}}{2\Delta R} \\
 \frac{\partial^2 P}{\partial R^2} &= \frac{P_{i+1} - 2P_i + P_{i-1}}{\Delta R^2} \\
 \Delta R &= R_{i+1} - R_i
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

$$\left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_i = \frac{H_i^2}{\sigma} \left( \frac{P_i}{R_i} \left( \frac{P_{i+1} - P_{i-1}}{2\Delta R} \right)_i + \left( \frac{P_{i+1} - P_{i-1}}{2\Delta R} \right)_i^2 + P_i \left( \frac{P_{i+1} - 2P_i + P_{i-1}}{\Delta R^2} \right)_i \right) - \frac{P_i}{H_i} \left( \frac{dH}{dT} \right)_i \tag{3.23}$$

Em seguida é feita uma discretização explícita por diferenças progressivas de primeira ordem no tempo, como mostra a Eq.(3.24). Dessa forma, obtêm-se a Eq. (3.25), discretizada no tempo e no espaço, como mostra a Fig.27.

$$\frac{\partial P^n}{\partial T_i} = \frac{P_i^{n+1} - P_i^n}{\Delta T} \tag{3.24}$$

$$\left[ \frac{(H^n)^2}{\sigma} \left( \frac{P_i^n}{R_i} \left( \frac{P_{i+1}^n - P_{i-1}^n}{2\Delta R} \right) + \left( \frac{P_{i+1}^n - P_{i-1}^n}{2\Delta R} \right)^2 + P_i^n \left( \frac{P_{i+1}^n - 2P_i^n + P_{i-1}^n}{\Delta R^2} \right) \right) - \frac{P_i^n}{H^n} \left( \frac{dH}{dT} \right)^n \right] P_i^{n+1} = P_i^n + \Delta T \tag{3.25}$$

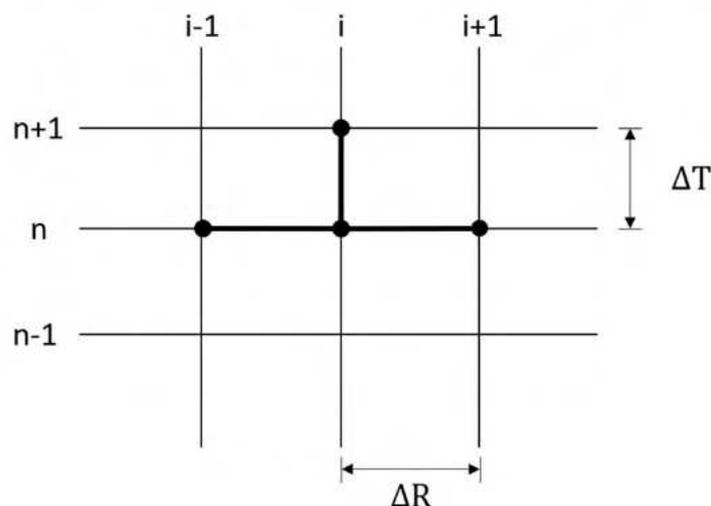
A pressão é então obtida da seguinte forma:

1.  $P^1$  é calculado a partir das condições iniciais e em todos os pontos no espaço;
2.  $P^2, P^3, P^4, \dots, P^{n_f}$  são calculados na sequência, da mesma forma, pois para calcular  $P^2$ , são necessários todos os valores de  $P^1$ .

Para o caso em que o disco a ser levitado é fixo, tem-se:

$$\begin{aligned}
 H &= 1 + \epsilon \sin(T) \\
 \frac{dH}{dT} &= \epsilon \cos(T)
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

Figura 27 – Esquema das diferenças finitas usadas na Eq. 3.25.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

### 3.5.2 *pdepe* – solver EDP MatLab<sup>®</sup>

*pdepe* é um *solver* do MatLab<sup>®</sup> que resolve sistemas de equações com derivadas parciais parabólicas e elípticas, de uma dimensão e que variam no tempo. Ao menos uma das equações do sistema a ser resolvido deve ser do tipo parabólica.

Para utilizar esta função, a equação a ser solucionada deve ser escrita no formato padrão do *solver*, apresentado na Eq.(3.27).

$$c \left( x, t, u, \frac{\partial u}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial t} = x^{-m} \frac{\partial}{\partial x} \left( x^m f \left( x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right) + s \left( x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (3.27)$$

Onde:

$x$  é a variável espacial independente;

$t$  variável independente temporal;

$u$  é a variável dependente, diferenciável em  $x$  e em  $t$ ;

$m$  é um escalar que representa a simetria do problema (plana = 0, cilíndrica = 1 ou esférica = 2);

$c$ ,  $f$  e  $s$  são coeficientes definidos a partir das variáveis de entrada  $x$ ,  $t$ ,  $u$  e de  $\frac{\partial u}{\partial x}$ .

Fornecendo os vetores  $x$  e  $t$  ( $R$  e  $T$  no caso do sistema de levitação acústica de campo próximo) que contém o espaço de solução no tempo e no espaço, respectivamente, as condições iniciais (através da função  $pdex1ic(x)$ ) e de contorno (função  $pdex1bc(xl, ul, xr, ur, t)$ ) e os coeficientes  $c$ ,  $f$  e  $s$  (função  $pdex1pde$ ), obtêm-se  $u(x, t)$  que é  $P(R, T)$  (Eq.(3.28)).

$$\begin{aligned}
 x &= R \\
 t &= T \\
 u &= P \\
 c &= \sigma H \\
 f &= PH^3 \frac{dP}{dR} R \\
 s &= -\sigma \left( \frac{dH}{dT} P \right)
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

### 3.5.3 Método das linhas

Este método consiste em discretizar um sistema de Equações Diferenciais Parciais (EDP) em todas as direções, exceto em uma, normalmente no tempo, dando origem a um sistema de Equações Diferenciais Ordinárias (EDO) que podem então ser facilmente integradas utilizando um integrador numérico. Dessa forma, discretiza-se a Eq.(3.11) apenas na direção  $R$ , utilizando diferenças centrais (Eq.(3.22)), como mostra a Eq.(3.29).

$$\left( \frac{dP}{dT} \right)_i = \frac{H_i^2}{\sigma} \left( \frac{P_i}{R_i} \left( \frac{P_{i+1} - P_{i-1}}{2\Delta R} \right)_i + \left( \frac{P_{i+1} - P_{i-1}}{2\Delta R} \right)_i^2 + P_i \left( \frac{P_{i+1} - 2P_i + P_{i-1}}{\Delta R^2} \right)_i \right) - \frac{P_i}{H_i} \left( \frac{dH}{dT} \right)_i \tag{3.29}$$

Adimensionalizando a Eq.(3.16) (considerando o caso disco a ser levantado livre), obtêm-se a Eq.(3.30) e considera-se a sua derivada como sendo dada pela Eq.(3.31).

$$H(T) = Z - \epsilon \text{sen}(T) \quad (3.30)$$

$$\frac{dH}{dT} = \frac{dZ}{dT} - \epsilon \text{cos}(T) \quad (3.31)$$

E, a partir da Eq.(3.19), define-se a sua forma adimensionalizada, mostrada na Eq.(3.32).

$$\begin{aligned} F_t &= \frac{f_t p_0 r_0^2}{m h_0 \omega^2} \\ F_p &= \frac{f_p}{\omega^2 h_0 m} \\ \frac{d^2 Z}{dT^2} &= F_t - F_p \end{aligned} \quad (3.32)$$

Considerando a Eq.(3.33), integra-se  $dQ/dT$ , definido na Eq.(3.34).

$$\frac{dX}{dT} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{dZ}{dT} \\ \frac{d^2 Z}{dT^2} \end{array} \right\} \quad (3.33)$$

$$\frac{dQ}{dT} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{dX}{dT} \\ \frac{dP}{dT} \end{array} \right\} \quad (3.34)$$

### 3.6 Análises de incerteza e de sensibilidade

O principal obstáculo que a técnica de levitação acústica de campo próximo precisa transpor é a sua baixa capacidade de carga (conforme mencionado nas seções anteriores). De acordo com Zhao (2010), dois parâmetros exercem grande influência na capacidade de carga do sistema:  $\sigma$  e  $\epsilon$ .

O número de compressão  $\sigma$ , é dependente de quatro parâmetros, sendo dois ambientais ( $p_0$  e  $\mu$ ) que sofrerão variações dependendo do ambiente no qual o sistema se encontra, um geométrico que poderá sofrer variações dependendo do método de fabricação e da tolerância adotada, o que influenciará por sua vez a frequência natural no sistema  $\omega$  e a distância média entre as superfícies  $h_0$ , que

pode variar dependendo do acabamento das superfícies e também do aparelho de medição.

Já o parâmetro adimensional  $\epsilon$ , dependerá de  $\delta_h$  e  $h_0$ , sendo que o valor de  $\delta_h$ , também poderá sofrer variações causadas por perdas de eficiência no sistema (devido aos equipamentos utilizados) ou devido ao sistema de medição utilizado.

Além disso, oscilações de grande amplitude e alta frequência são necessárias para promover a levitação acústica de campo próximo. Essa condição é normalmente alcançada a partir da utilização de transdutores ultrassônicos, operando na condição de ressonância. No entanto, esses transdutores apresentam baixo amortecimento, o que os torna sensíveis a quaisquer desvios da frequência para a qual foram projetados (ILSSAR; BUCHER, 2017). Conseqüentemente, os seus parâmetros operacionais,  $\omega$  e  $\delta_h$ , podem sofrer pequenas variações em torno de seus valores nominais, o que afeta o desempenho do sistema. Além disso, como a altura de levitação está na ordem dos micrômetros, pequenas variações na distância média entre a superfície impulsionada e o objeto a ser levantado ( $h_0$ ) podem provocar alterações na força de levitação.

Variações nas propriedades do fluido ( $\mu$ ) e na pressão inicial no *gap* ( $p_0$ ), também podem ocorrer devido a mudanças no ambiente onde o sistema é mantido o que influenciará diretamente a pressurização do ar e conseqüentemente afetará a capacidade de carga que esta técnica proporciona. Ademais, variações no tamanho dos discos ( $r_0$ ), podem influenciar a pressurização do ar no *gap* e provocar desvios da frequência de ressonância ( $\omega$ ), para a qual o sistema foi projetado. As variações desse parâmetro podem ser advindas, tanto do sistema de medição utilizado nos experimentos, quanto de erros de fabricação que geralmente podem ocorrer dentro de uma faixa de tolerância pré-determinada pelo projetista.

Neste contexto, as análises de incerteza e sensibilidade intervalares propostas por Moore, Kearfott e Cloud (MOORE; KEARFOTT; CLOUD, 2009) e Moens e Vandepitte (MOENS; VANDEPITTE, 2006b), tornam-se atrativas por permitirem delimitar uma faixa dentro da qual esses parâmetros podem variar e avaliar o desempenho da técnica de levitação acústica de campo próximo (MOENS; VANDEPITTE, 2006a) dentro desse intervalo. Além disso, as análises mencionadas

têm potencial para indicar quais parâmetros, mediante ajustes, seriam capazes de aumentar a capacidade de carga do sistema.

### 3.6.1 Análise de incerteza intervalar

O objetivo da análise de incertezas intervalar é quantificar, por meio de intervalos, o impacto que a variação de um parâmetro em um dado modelo matemático de um sistema em estudo tem sobre a variação de suas características de desempenho. Dessa forma, considerando que o parâmetro avaliado se encontra em um intervalo com limite superior  $p^u$  e limite inferior  $p_l$ , tem-se que a relação entre ele e a saída do sistema, em termos de seus intervalos, pode ser dada a partir de uma função intervalar  $fI$ , considerada a Eq. (3.35), sendo  $yI$  o intervalo de saída, com limite superior  $y^u$  e inferior  $y_l$ , e  $pI$  o intervalo referente ao parâmetro analisado, como mostra a Eq. (3.37).

$$yI = fI(pI) \quad (3.35)$$

onde:

$$pI = [p^u, p_l] \quad (3.36)$$

$$yI = [y^u, y_l] \quad (3.37)$$

As curvas que delimitam a resposta dinâmica do sistema analisado podem então ser obtidas a partir de uma otimização global que busque o valor máximo e o valor mínimo da função  $fI$  no domínio  $pI$  do parâmetro incerto sobre a análise  $p$ , tal qual as Eq. (3.38) e (3.39):

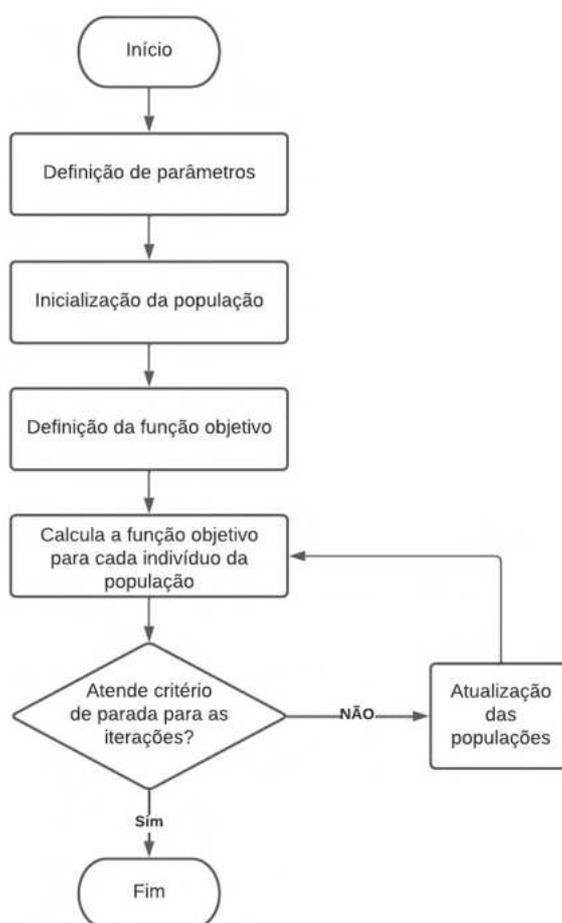
$$y_l = \min_{p \in pI} f(p) \quad (3.38)$$

$$y^u = \max_{p \in pI} f(p) \quad (3.39)$$

Neste trabalho isso é feito a partir de um algoritmo que utiliza o método de otimização da Evolução Diferencial (STORN; PRICE, 1997) (STORN, 1995). O

fluxograma que descreve o processo utilizado é mostrado na Fig. 28. Primeiramente são especificados os parâmetros a serem otimizados que serão aqueles para os quais se deseja obter as incertezas intervalares:  $\delta h$ ,  $h_0$ ,  $p_0$ ,  $\mu$ ,  $\omega$  e  $r_0$ , com seus respectivos limites inferior e superior. Em seguida, os valores dos parâmetros iniciais são selecionados aleatoriamente de maneira uniforme no intervalo compreendido entre os limites inferior e superior definidos na etapa anterior para cada um dos parâmetros. A função objetivo é então definida em acordo com as Eq. (3.38) e (3.39), sendo que, neste trabalho, procura-se encontrar os valores máximo e mínimo da pressão obtida no vão entre a superfície de acionamento e o objeto que se pretende levitar engastado a partir da resolução da Eq. (3.11); e os valores máximo e mínimo da força de levitação acústica gerada pelo sistema de levitação acústica de campo próximo, considerando o objeto que se pretende levitar na condição livre, dada pela Eq. (3.17). A cada nova iteração, novas populações são gerados através de mutações e recombinações entre os seus indivíduos e a função objetivo é então recalculada. Esse processo segue até que o critério de parada seja atingido. Neste caso, o critério de parada escolhido foi o do número máximo de iterações. foi o de número máximo de iterações (VIANA; STEFFEN, 2007).

Figura 28 – Processo seguido pelo algoritmo de otimização.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

### 3.6.2 Análise de sensibilidade intervalar

De acordo com Moens e Vandepitte (2006b), tem-se que os raios dos intervalos de entrada e saída são definidos como sendo a metade da diferença entre o limite superior e o limite inferior, como mostra a Eq.(3.40) e a relação entre eles é dada por meio da função  $f^\Delta$ , conforme a Eq. (3.42)

$$\Delta y = f^\Delta(\Delta p) \quad (3.40)$$

$$\Delta y = \frac{y^u - y_I}{2} \quad (3.41)$$

$$\Delta p = \frac{p^u - p_I}{2} \quad (3.42)$$

Dessa forma, a sensibilidade intervalar de uma saída intervalar  $yI$  com respeito a uma entrada intervalar  $pI$  é determinada a partir da Eq. (3.43), quando considera-se apenas um parâmetro incerto. Quando mais de um parâmetro incerto é considerado, utiliza-se a Eq. (3.44).

$$\delta_{pI}^{yI} = \frac{\partial(\Delta y)}{\partial(\Delta p)} = \frac{\partial f^\Delta(\Delta p)}{\partial(\Delta p)} \quad (3.43)$$

$$\rho_i = \frac{\partial\left(\frac{\Delta y}{\Delta y^*}\right)}{\partial\left(\frac{\Delta p_i}{\Delta p_i^*}\right)} = \frac{\Delta p_i^*}{\Delta y^*} \times \delta_{pI_i}^{yI} \quad (3.44)$$

Onde  $\Delta y^*$  e  $\Delta p_i^*$  são as larguras nominais intervalares no problema definido. Esses parâmetros são dimensionais, não permitindo comparar incertezas intervalares de parâmetros físicos distintos. A sensibilidade intervalar relativa normalizada, por sua vez, é definida como:

$$v_{pI_i}^{yI} = \frac{\rho_{pI_i}^{yI}}{\sum_{i=1}^n \rho_{pI_i}^{yI}} \quad (3.45)$$

Essa sensibilidade intervalar relativa normalizada representa a contribuição relativa de diferentes intervalos de entrada sobre a sensibilidade intervalar total do problema definido, o que permite comparar a contribuição da variação do intervalo dos parâmetros entre si, por ser um valor adimensional.

### 3.6.2.1 Análise de sensibilidade intervalar na otimização global

Como os limites  $y_l$  e  $y^u$  são encontrados através da avaliação da função  $f$  nos valores do parâmetro, pertencentes ao intervalo  $pI$ , o intervalo  $yI$  não pode se estreitar quando o comprimento do intervalo de entrada  $\Delta p$  aumenta. Isso significa que:

$$\delta_{pI}^{y_l} = \frac{\partial y_l}{\partial(\Delta p)} \leq 0 \quad (3.46)$$

$$\delta_{pI}^{y^u} = \frac{\partial y^u}{\partial(\Delta p)} \geq 0 \quad (3.47)$$

Os limites superior e inferior das sensibilidades estão diretamente relacionados ao comportamento da função analisada  $f$  nos locais dos parâmetros  $p^{y_l}$  e  $p^{y^u}$  onde os limites de saída são obtidos. Em suma, os limites inferior e superior da sensibilidade levam a:

$$\delta_{pI}^{y_l} = - \left| \left( \frac{\partial y}{\partial p} \right)_{p^{y_l}} \right| \quad (3.48)$$

$$\delta_{pI}^{y^u} = \left| \left( \frac{\partial y}{\partial p} \right)_{p^{y^u}} \right| \quad (3.49)$$

## 4 Resultados

### 4.1 Disco engastado

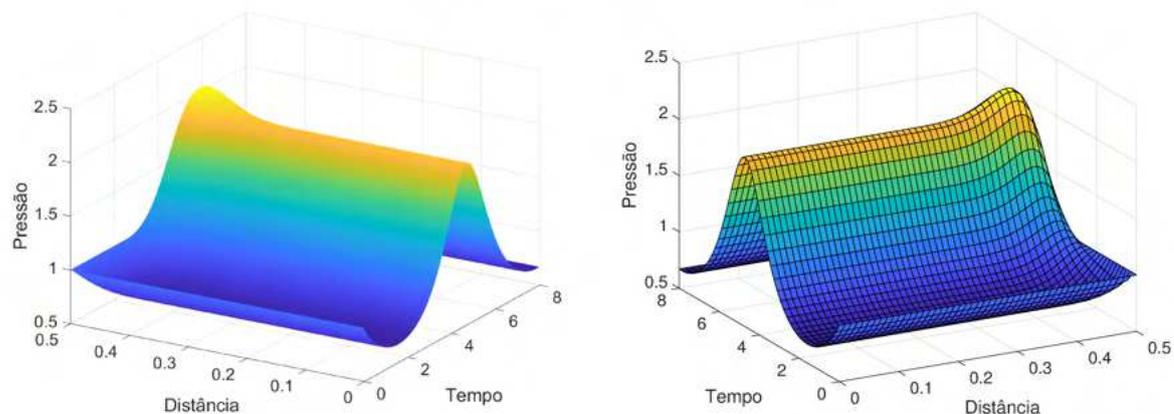
#### 4.1.1 Comparação entre as técnicas de solução numérica e validação

A forma adimensional da Eq. (3.8), que descreve o comportamento da pressão ao longo do *gap*, foi resolvida numericamente, para três valores distintos de  $\sigma$ , a saber, 2425, 97 e 24, correspondentes a um sistema com um disco de diâmetro  $x = 30 \text{ mm}$ ,  $\delta_h = 50 \times 10^{-6} \text{ m}$ ,  $\omega = 20 \text{ kHz}$  e  $h_0 = 10 \times 10^{-6} \text{ m}$ ,  $50 \times 10^{-6} \text{ m}$  e  $100 \times 10^{-6} \text{ m}$ , respectivamente, a partir da técnica Euler explícito (seção 3.5.1) e do *solver pdepe* do Matlab<sup>®</sup> (seção 3.5.2), com o objetivo de comparar o desempenho dessas abordagens entre si e com os resultados apresentados por Zhao (2010).

Dessa forma, foram obtidos os resultados mostrados nas Fig. 29, 30 e 31 que mostram a distribuição da pressão ao longo da metade do comprimento do *gap*, como proposto por Zhao (2010). Pode-se observar que o comportamento da pressão obtida a partir das técnicas propostas é semelhante ao obtido pelo autor citado, sendo os valores de pico maiores do que os valores absolutos dos vales, garantindo uma pressão média positiva no tempo, como descrito por Zhao (2010). Além disso, as pressões nas bordas das placas são sempre iguais à pressão ambiente, como especificado na condição de contorno de *Dirichlet*. Os valores de pressão atingidos parecem ser os mesmos obtidos pelo autor, sendo que, para o caso da Fig. 29, há um pico de pressão próximo à borda para as soluções encontradas a partir do Euler e do *pdepe*, que é bem mais suave no gráfico do autor, ou seja, quase imperceptível. Comparando as duas abordagens de solução adotadas entre si, têm-se que as distribuições de pressão encontradas são iguais.

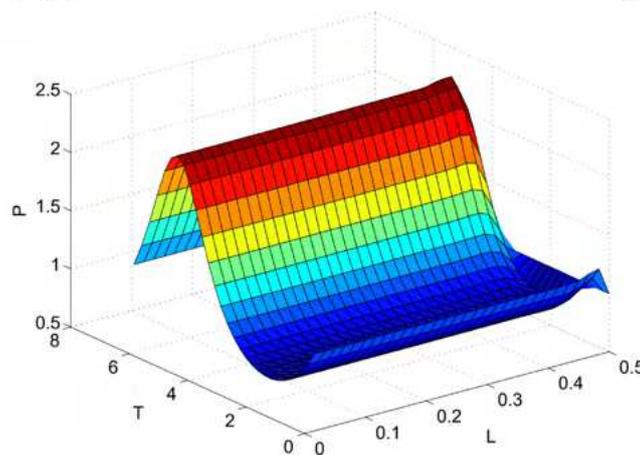
A Tab. 3 mostra os tempos de simulação obtidos a partir de cada uma das abordagens para os casos analisados. Observa-se que o tempo gasto pela abordagem de Euler é cerca de 400 vezes maior para  $\sigma = 2425$  e  $\epsilon = 0,5$ , 600 para  $\sigma = 97$  e  $\epsilon = 0,1$  e 13000 para  $\sigma = 24$  e  $\epsilon = 0,05$ . À medida que o valor de  $\sigma$  e  $\epsilon$  diminuam,

Figura 29 – Campo de pressão para o caso  $\sigma = 2425; \epsilon = 0,5$ .



Euler

*pdepe*

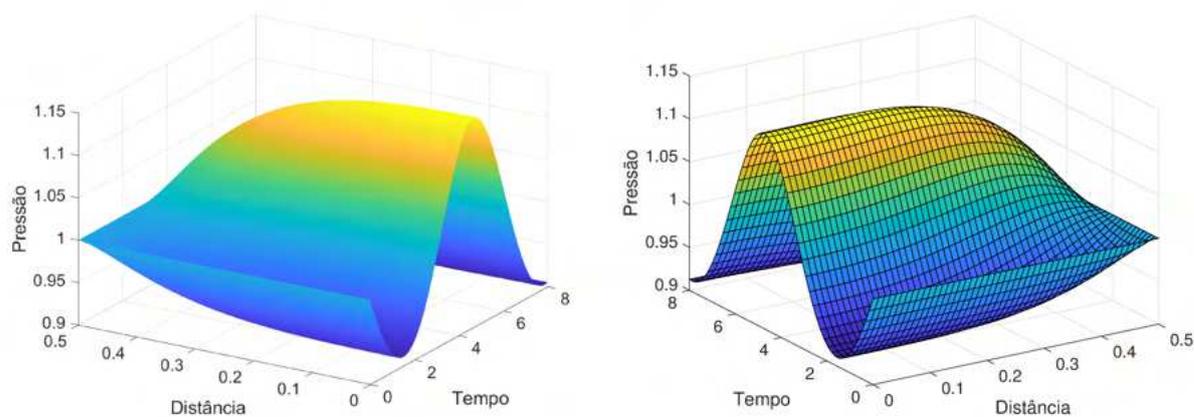


(ZHAO, 2010)

foi necessário diminuir o passo de tempo para que a convergência fosse atingida no método de Euler, aumentando assim o seu custo computacional.

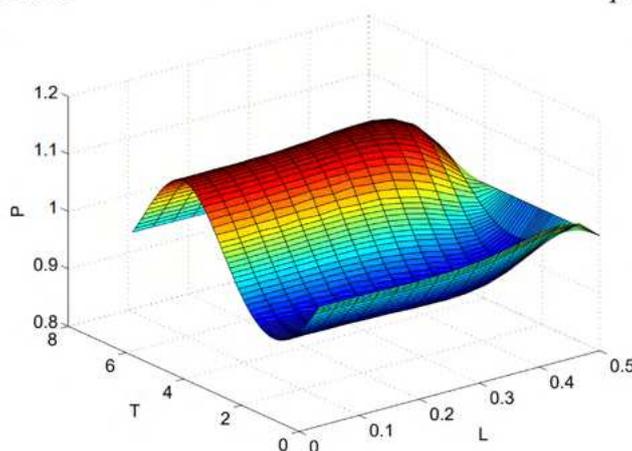
Os resultados apresentados nas Fig. 33 e 32, foram obtidos utilizando o método de Euler, enquanto que os apresentados nas Fig. 34 e 35 e na seção 4.3.1, foram obtidos utilizando o código *pdepe*.

Figura 30 – Campo de pressão para o caso  $\sigma = 97; \epsilon = 0,1$ .



Euler

*pdepe*



(ZHAO, 2010)

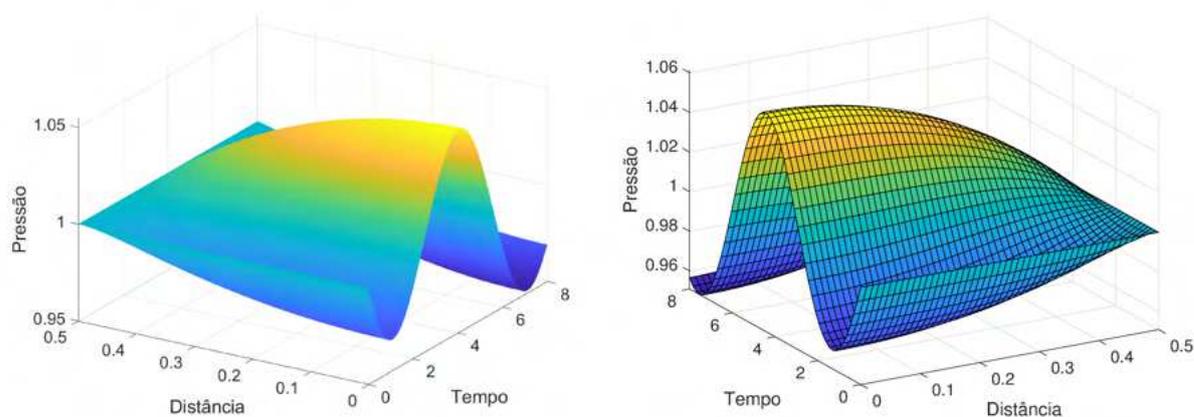
Tabela 3 – Tempo de simulação

Caso	Euler	pdepe
$\sigma = 2425; \epsilon = 0,5$	357,05 s	0,73 s
$\sigma = 97; \epsilon = 0,1$	983,37 s	1,44 s
$\sigma = 24; \epsilon = 0,05$	9825,12 s	0,73 s

#### 4.1.2 Comportamento do campo de pressão

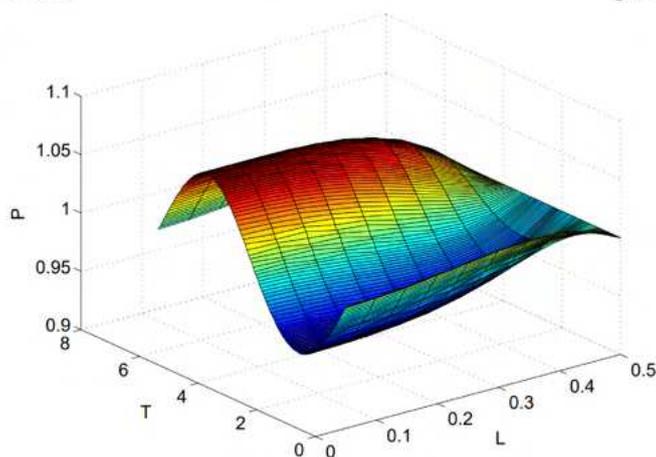
A Figura 32 apresenta o comportamento do campo de pressão do filme de ar comprimido compreendido entre as superfícies inferior do objeto a ser levantado e

Figura 31 – Campo de pressão para o caso  $\sigma = 24; \epsilon = 0,05$ .



Euler

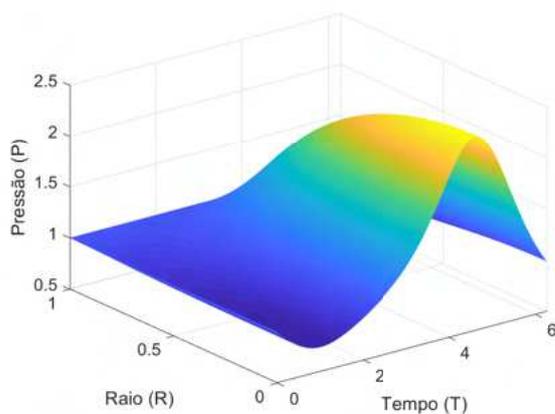
*pdepe*



(ZHAO, 2010)

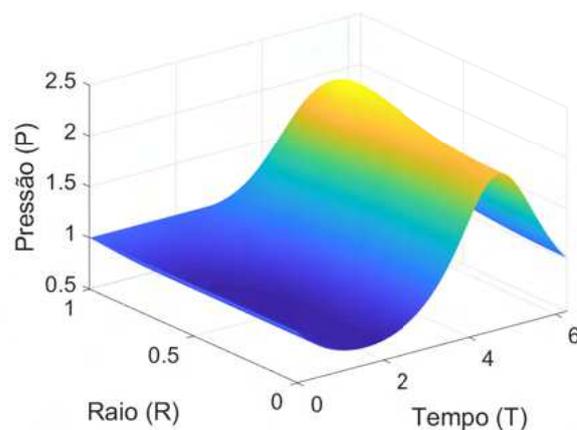
superior da superfície de acionamento para quatro valores distintos de  $\sigma$ : 10, 100, 1000 e 10000 (Fig. 32a, 32b, 32c e 32d, respectivamente) com  $\epsilon$  igual a 0,5.

Considerando um tempo de simulação de  $T = 2\pi$ , os resultados para  $\sigma = 10$  mostram que a máxima pressão que pode ser obtida é de  $P = 1,6$  ( $p = 0,16$  MPa) e está localizada próxima ao centro do *gap* e diminui à medida que se aproxima da extremidade dos discos. Por outro lado, para  $\sigma = 100, 1000$  e 10000, a pressão máxima encontra-se próxima às extremidades dos discos, aumentando a partir de  $r = 0,5$  para o primeiro caso,  $r = 0,80$  para o segundo e  $r = 0,90$  para o terceiro, sendo as pressões máximas atingidas iguais a  $P = 1,7$  ( $p = 0,17$  MPa),  $P = 2,4$

Figura 32 – Campo de pressão no gap variando com  $\sigma$ .

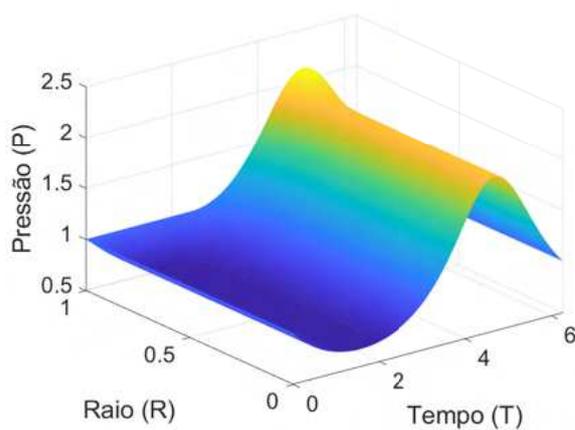
(a)

$$\epsilon = 0,5; \sigma = 10.$$



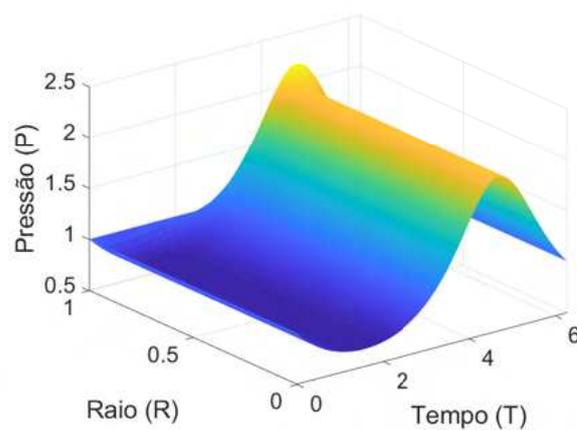
(b)

$$\epsilon = 0,5; \sigma = 100.$$



(c)

$$\epsilon = 0,5; \sigma = 1000.$$



(d)

$$\epsilon = 0,5; \sigma = 10000.$$

Fonte: Elaborado pela própria autora.

( $p = 0,24$  MPa) e  $P = 2,22$  ( $p = 0,22$  MPa), respectivamente, e um mínimo de  $P = 2$  ( $p = 0,20$  MPa).

A Figura 33 mostra o comportamento do campo de pressão para  $\sigma = 100$  e  $\epsilon = 0,01, 0,1, 0,5$  e  $0,9$  (Fig. 33a, 33b, 33c e 33d, respectivamente). Note que para os quatro valores analisados de  $\epsilon$ , a distribuição do campo de pressão no

*gap* vai ficando mais uniforme, à medida que o valor de  $\epsilon$  diminui, porém, não diminuiu ao se aproximar das extremidades dos discos, tal qual o mostrado na Fig. 32a. Dessa forma, assume-se que o comportamento do campo de pressão esteja diretamente relacionado ao valor de  $\sigma$ , tendo  $\epsilon$  pouca ou nenhuma influência sobre esta distribuição. Em contrapartida, o valor de  $\epsilon$  parece exercer uma forte influência sobre a amplitude do campo de pressão gerado. Assim, para  $\epsilon = 0,01$ , o máximo valor alcançado pelo campo de pressão foi de  $P = 1,005$  ( $p = 0,10 \text{ MPa}$ ); para  $\epsilon = 0,1$ ,  $P = 1,13$  ( $p = 0,11 \text{ MPa}$ ); para  $\epsilon = 0,5$ ,  $P = 1,75$  ( $p = 0,18 \text{ MPa}$ ) e para  $\epsilon = 0,9$ ,  $P = 13$  ( $p = 1,30 \text{ MPa}$ ).

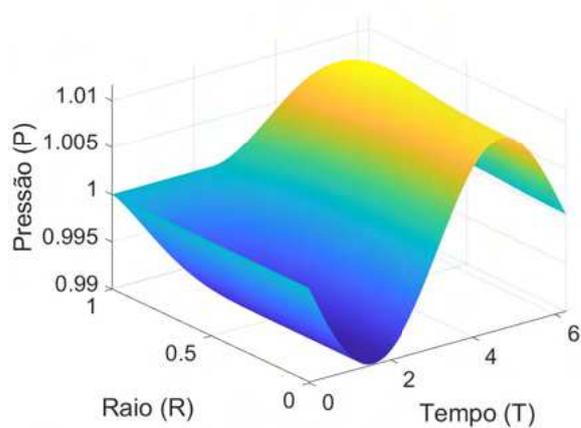
A Figura 34 mostra a máxima pressão obtida variando ambos os parâmetros  $\epsilon$  e  $\sigma$ , para um intervalo de tempo de  $T = 2\pi$ . Como esperado,  $\sigma$  exerce pouca influência sobre a amplitude do campo de pressão gerado, que se mostra dependente do parâmetro  $\epsilon$ , aumentando proporcionalmente ao seu valor.

### 4.1.3 Comportamento da força de levitação

Para analisar a influência dos parâmetros  $\epsilon$  e  $\sigma$  sobre a capacidade de carga da levitação acústica de campo próximo são considerados diferentes valores de massa para o objeto a ser levitado,  $500g$ ,  $1000g$ ,  $5000g$ ,  $10000g$  e  $50000g$  (Fig. 35) e  $T = 2\pi$ . As marcações em azul na Fig. 35 representam as combinações de  $\epsilon$  e  $\sigma$  nas quais ocorre a levitação e as marcações em vermelho representam aquelas nas quais a levitação não ocorre.

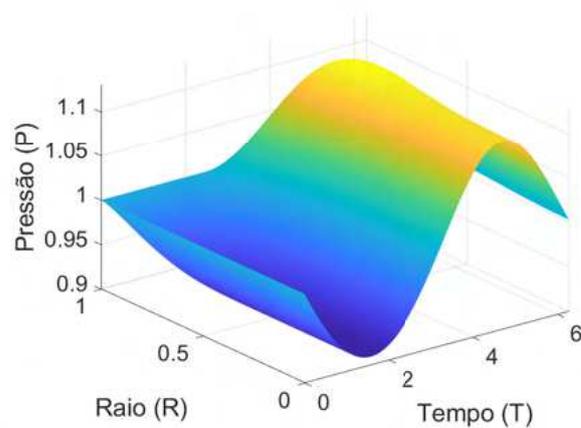
Para as massas de  $500g$  e  $1000g$  (Figs. 35a e 35b), o valor mínimo de  $\epsilon$  para que ocorra levitação é  $0,1$  ocorrendo para todos os valores de  $\sigma$  nesta faixa. O mesmo comportamento é observado nos casos em que a massa é igual a  $5000g$  e  $50000g$ , sendo que, a medida que o valor da massa aumenta, para que ocorra a levitação é necessário aumentar também o valor de  $\epsilon$ , devendo este ser maior ou igual a  $0,2$ , para uma massa de  $5000g$ , e maior ou igual a  $0,5$  para a massa de  $50000g$ . Já para o caso em que a massa é de  $10000g$ , a levitação ocorre para todos

Figura 33 – Campo de pressão no gap variando com  $\epsilon$ .



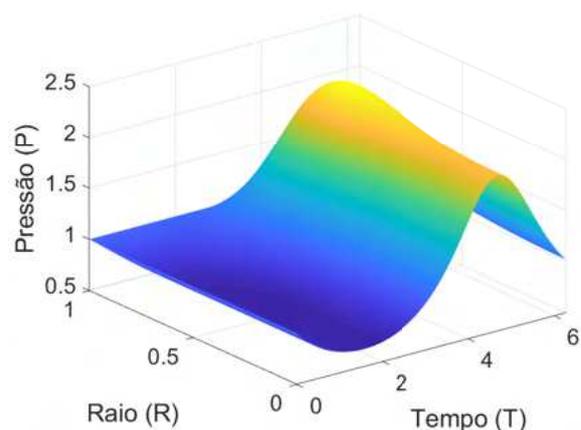
(a)

$\epsilon = 0,01; \sigma = 100.$



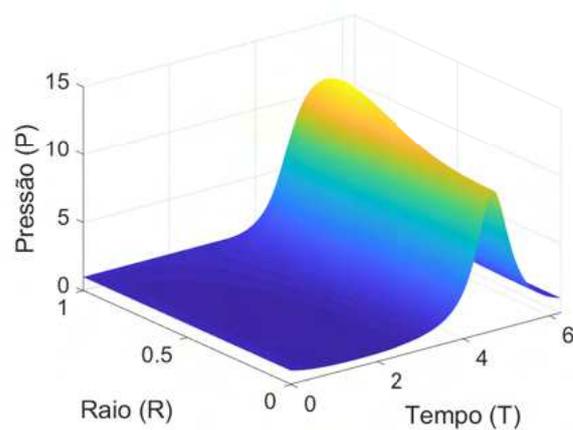
(b)

$\epsilon = 0,1; \sigma = 100.$



(c)

$\epsilon = 0,5; \sigma = 100.$

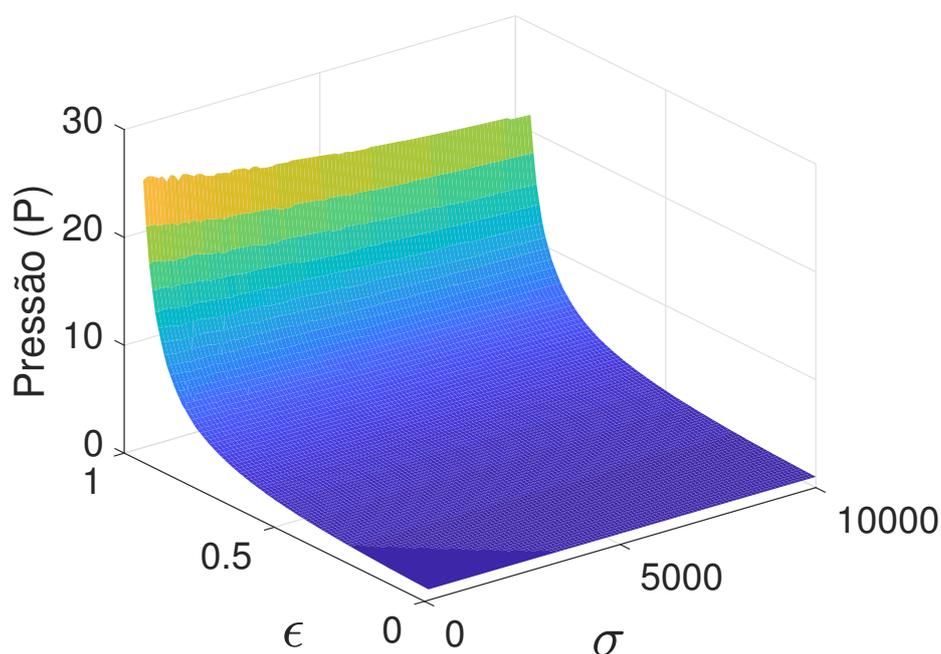


(d)

$\epsilon = 0,9; \sigma = 100.$

Fonte: Elaborado pela própria autora.

os valores de  $\sigma$  quando  $\epsilon$  é maior ou igual a 0,3 e para valores de  $\sigma$  menores que 310, para  $\epsilon = 0,2$ .

Figura 34 – Campo de pressão máxima no *gap* variando com  $\epsilon$  e  $\sigma$ .

Fonte: Elaborado pela própria autora.

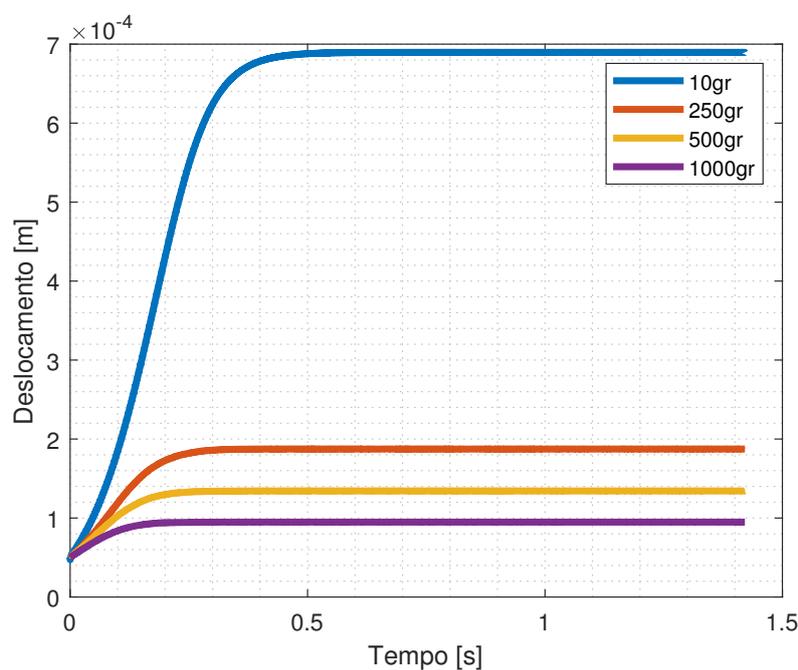
## 4.2 Disco livre

### 4.2.1 Comportamento dinâmico e força de levitação acústica

#### 4.2.1.1 Valores distintos de massa

Assumindo quatro valores de massa, pode-se obter o gráfico do movimento do disco a ser levitado, conforme mostrado na Fig. 36. Note que para a massa de  $10g$ , tem-se que o objeto a ser levitado atinge a altura máxima de  $6,89 \times 10^{-4}m$  no tempo de  $0,7s$ , quando entra em regime permanente. Já para a massa de  $250g$ , a altura máxima atingida é de  $1,9 \times 10^{-4}m$ , no tempo de  $0,34s$ . Para a massa de  $500g$  e de  $1000g$ , o objeto a ser levitado atingiu as alturas máximas de  $1,4 \times 10^{-4}m$  e  $0,95 \times 10^{-4}m$ , nos tempos de  $0,35s$  e  $0,25s$ , respectivamente.

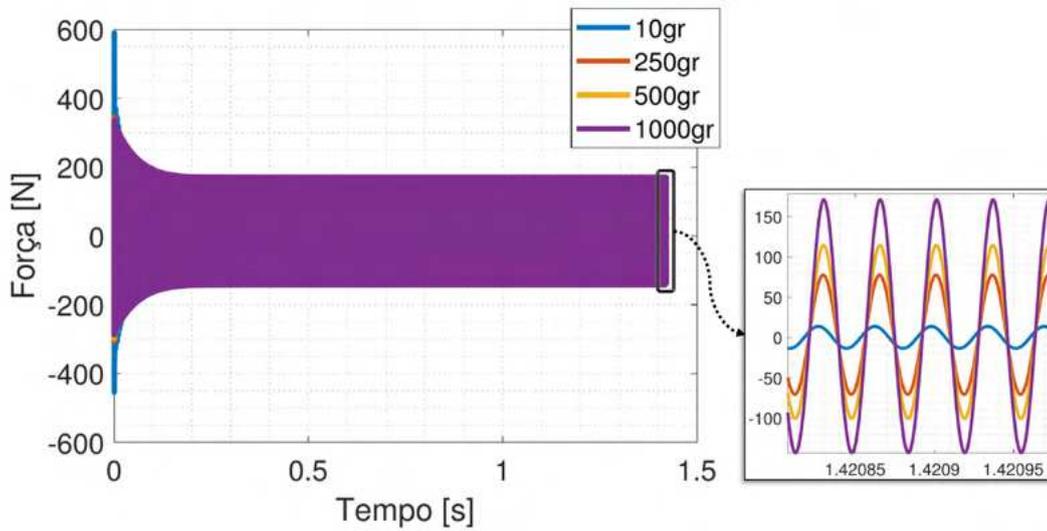
Figura 36 – Deslocamento do disco superior com sua massa variando.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

No que diz respeito à força de levitação acústica, tem-se a Fig. 37 que mostra o comportamento desta força para as massas de 10, 250, 500 e 1000 g. Para o primeiro caso analisado, em que a massa é de 10 g, a amplitude da força em regime permanente é de 15 N. À medida em que a massa do objeto a ser levitado aumenta, a amplitude da força também aumenta, sendo 80 N, 115 N e 170 N, para as massas de 250, 500 e 1000 g, respectivamente. O sistema com a massa de 10 g levou 0,4 s para atingir o regime permanente, enquanto que, para as demais massas, o sistema atinge o regime permanente em 0,2 s.

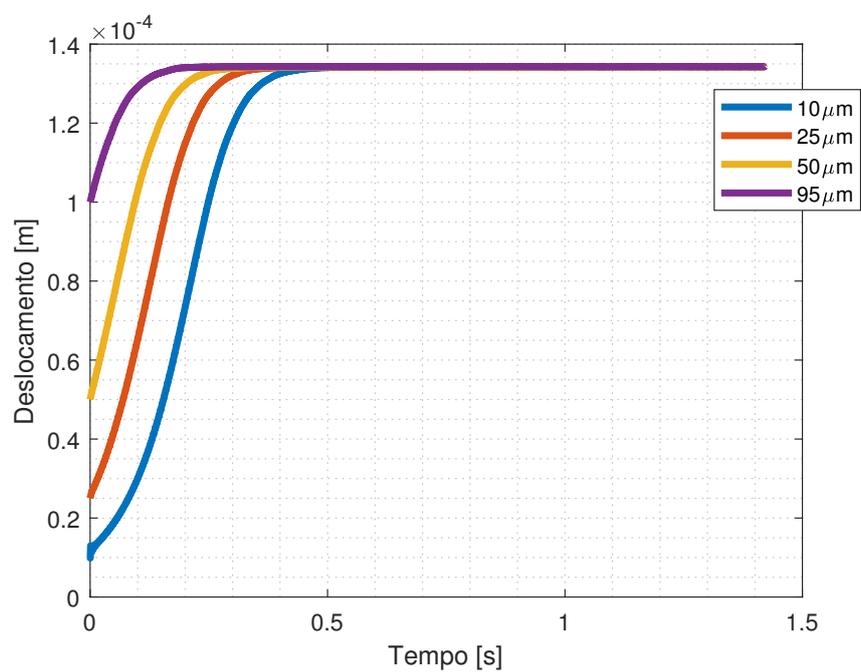
Figura 37 – Força de levitação com a massa do disco variando.



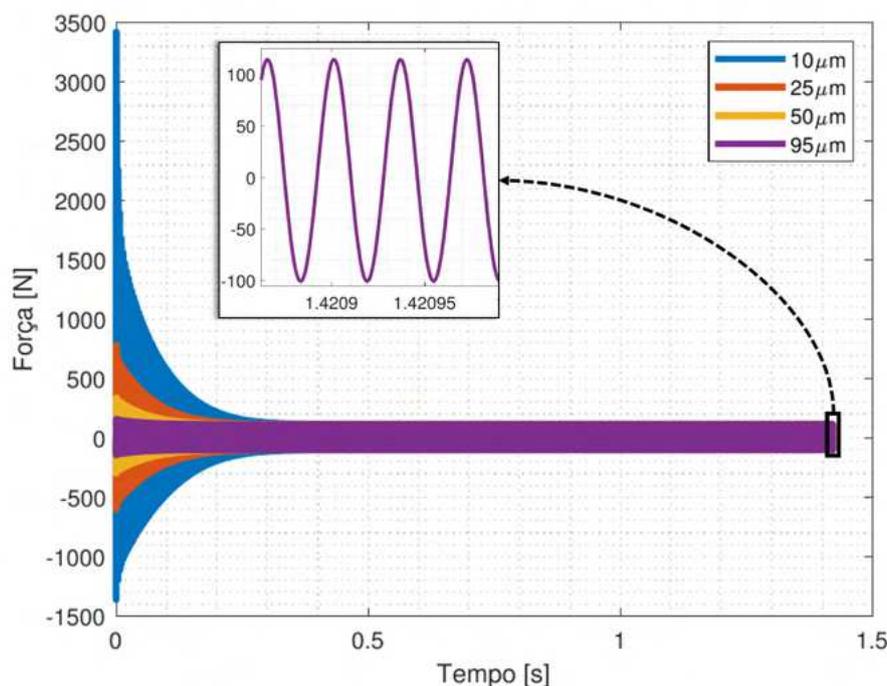
Fonte: Elaborado pela própria autora.

#### 4.2.1.2 Valores distintos da espessura média do filme de ar

Impondo quatro valores distintos de  $h_0$  ao sistema, pode-se obter o gráfico do deslocamento do disco superior (objeto a ser levitado), mostrado na Fig. 38. Para o *gap* inicial de  $10\mu m$ , tem-se que o valor máximo obtido na altura do objeto a ser levitado é  $1,3427 \times 10^{-4} m$ , sendo que o sistema atinge o equilíbrio por volta de  $0,8 s$  de simulação. Para  $h_0 = 25\mu m$ , tem-se a altura máxima de  $1,3426 \times 10^{-4} m$ , atingida em  $0,7 s$ . Já para,  $h_0 = 50\mu m$ , tem-se a altura máxima de aproximadamente  $1,3429 \times 10^{-4} m$ , entrando em regime permanente em  $0,66 s$ . A maior altura atingida pelo objeto a ser levitado, considerando apenas os valores de  $h_0$  testados, é de  $1,3431 \times 10^{-4} m$ , para  $h_0 = 95\mu m$ . O regime permanente para este mesmo valor ocorre a partir de  $0,58 s$ . Assim, é possível observar que o valor de  $h_0$  pouco influenciou a altura atingida pelo objeto superior, porém interfere no tempo necessário para que o sistema atinja o regime permanente.

Figura 38 – Deslocamento do disco superior com  $h_0$  variando.

Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 39 – Força de levitação com  $h_0$  variando.

Fonte: Elaborado pela própria autora.

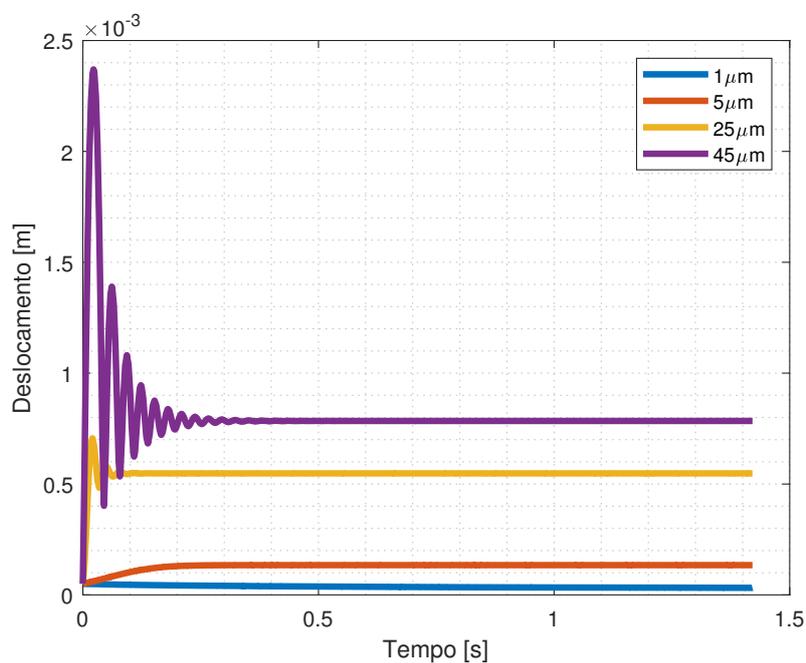
Já em termos de força, Fig. 39, tem-se que o tempo necessário para o sistema atingir o equilíbrio de forças varia de acordo com o valor de  $h_0$  adotado, sendo que, quanto maior o seu valor, menor é o tempo necessário. Dessa forma, para o caso em que  $h_0 = 10\mu\text{m}$  são necessários 0,3 s; para  $h_0 = 25\mu\text{m}$  são necessários 0,4 s; para  $h_0 = 50\mu\text{m}$  são necessários 0,2 s e para  $h_0 = 95\mu\text{m}$  são necessários 0,1 s.

Além disso, observa-se que o valor da força inicial (força antes do equilíbrio), aumenta com o valor de  $h_0$ , diminuindo na medida em que o deslocamento do disco superior caminha para o regime permanente, e então atinge o valor de aproximadamente 114,45 N, para  $h_0 = 95\mu\text{m}$ ; 114,55 N para  $h_0 = 25\mu\text{m}$  e  $h_0 = 50\mu\text{m}$  e 114,6 N para  $h_0 = 10\mu\text{m}$ , como pode ser visto na Fig.39. Isso pode ser um indicativo de que, quanto menor o valor de  $h_0$ , menor a força necessária para promover a levitação do objeto.

#### 4.2.1.3 Valores distintos da amplitude de vibração da superfície de acionamento

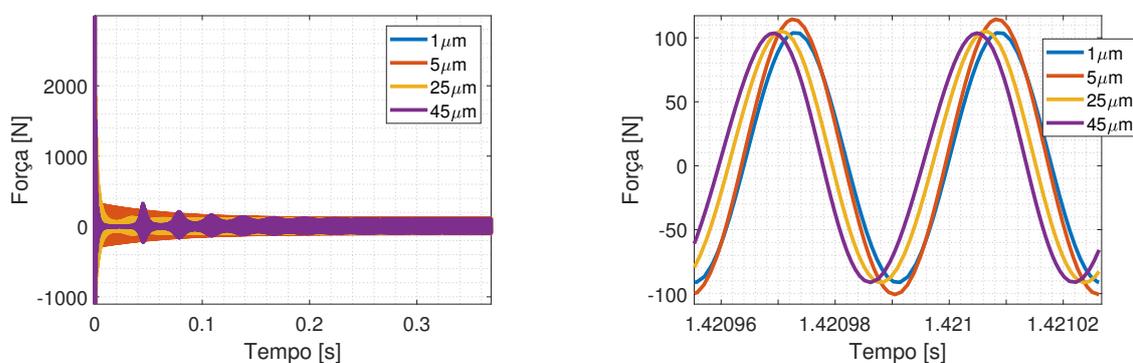
A Figura 40 mostra o deslocamento do objeto levitado para quatro valores distintos da amplitude de vibração da superfície de acionamento  $\delta_h$ , sendo estes,  $1\mu m$ ,  $5\mu m$ ,  $25\mu m$  e  $45\mu m$ . Para  $\delta_h = 45\mu m$ , o sistema entra em regime permanente em um tempo de  $0,6 s$ , sendo a altura máxima atingida pelo objeto a ser levitado em regime permanente de  $7,9 \times 10^{-4} m$ . Com  $\delta_h = 25\mu m$ , o regime permanente é alcançado com um tempo de  $0,15 s$  e um deslocamento de  $5,5 \times 10^{-4} m$ . Para  $\delta_h = 5\mu m$ , esses valores sobem para  $0,3 s$  e  $13,5 \times 10^{-5} m$ , respectivamente. Para  $\delta_h = 1\mu m$ , o sistema não é capaz de entrar em um regime permanente de operação dentro do intervalo de tempo de simulação. Observa-se, assim, que à medida que se aumenta a amplitude de vibração da superfície de acionamento, o deslocamento do disco superior também aumenta. Por outro lado, o tempo necessário para alcançar o regime permanente sofre influência da amplitude vibração  $\delta_h$ , porém os valores não parecem ser proporcionais. O mesmo ocorre com a força, como pode ser visto na Fig.41, entretanto, não ocorre uma grande variação na amplitude atingida, que fica em torno de  $100 N$  para os quatro casos analisados.

Figura 40 – Deslocamento do disco superior com  $\delta_h$  variando.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 41 – Força de levitação com  $\delta_h$  variando.



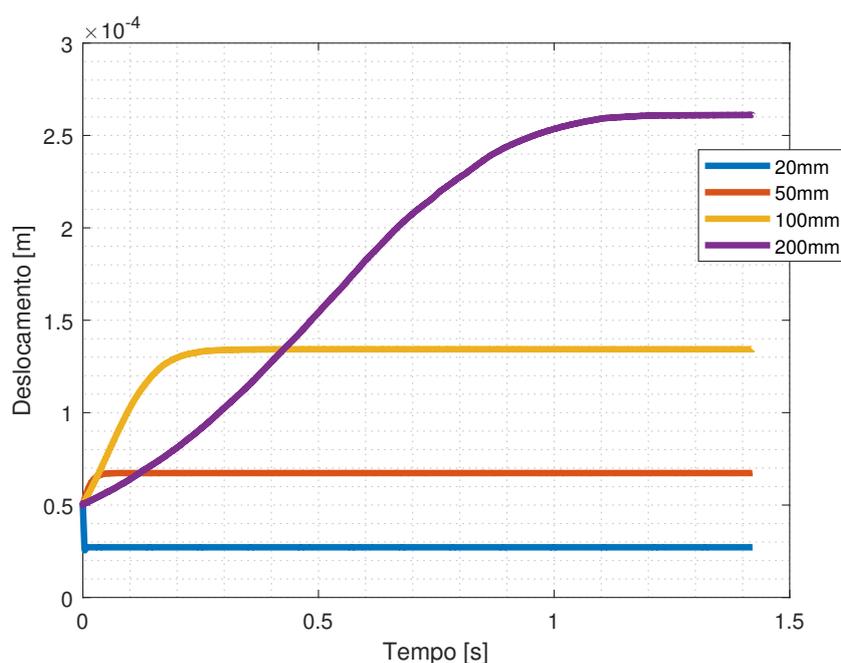
Fonte: Elaborado pela própria autora.

#### 4.2.1.4 Valores distintos de raios do discos

Analisando o comportamento do sistema para os quatro valores de  $r_0$  apresentados na Fig. 42, tem-se que, para  $r_0 = 200\ \text{mm}$ , o deslocamento cresce

quase que linearmente até atingir uma amplitude próxima de  $2,6 \times 10^{-4} \text{ m}$  em um tempo de, aproximadamente,  $1,1 \text{ s}$ . Para  $r_0 = 100 \text{ mm}$ , esse tempo cai para  $0,7 \text{ s}$ , sendo o deslocamento máximo atingido de  $1,34 \times 10^{-4} \text{ m}$ . Já para os caso em que  $r_0 = 50 \text{ mm}$  e  $r_0 = 20 \text{ mm}$ , o sistema atinge seu valor máximo nos tempos  $0,05 \text{ s}$  e  $0,01 \text{ s}$  e amplitudes de  $6,73 \times 10^{-5} \text{ m}$  e  $2,54 \times 10^{-5} \text{ m}$ , respectivamente.

Figura 42 – Deslocamento do disco superior com  $R_0$  variando.

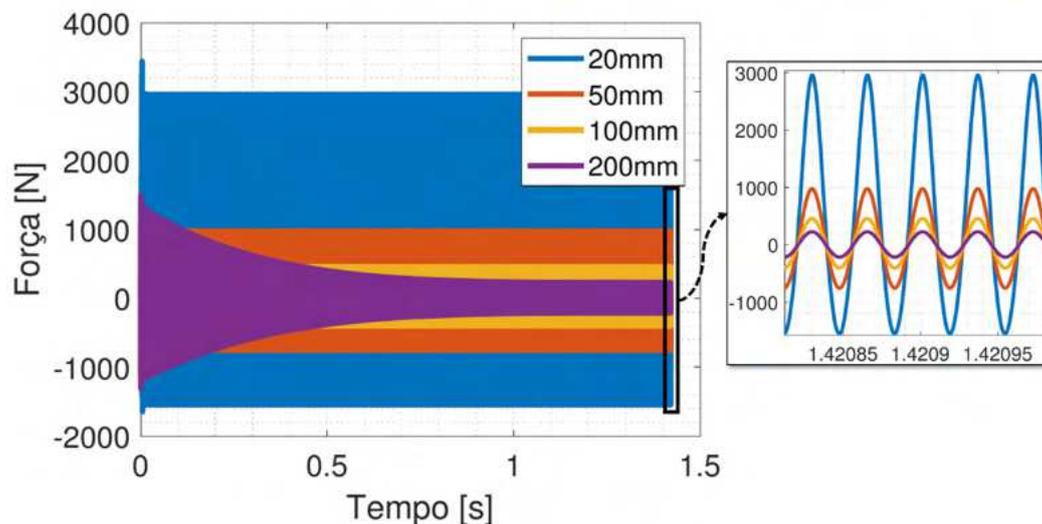


Fonte: Elaborado pela própria autora.

Assim, tem-se que o valor de  $R_0$  influencia tanto a amplitude do sistema quanto o tempo necessário para atingir o regime permanente, sendo que, quanto maior o seu valor, maiores serão o tempo e o deslocamento. Já quando o comportamento da força é analisado (Fig. 43), observa-se que o tempo necessário para que o regime permanente seja atingido apresenta o mesmo comportamento observado para o deslocamento, ou seja, é proporcional ao aumento no valor de  $r_0$ . Por outro lado, a amplitude da força é inversamente proporcional, sendo que, quanto maior o valor de  $r_0$ , menor será a amplitude da força gerada. Dessa forma, tem-se  $3000 \text{ N}$  para  $r_0 = 20 \text{ mm}$ ,  $1000 \text{ N}$  para  $r_0 = 50 \text{ mm}$ ,  $200 \text{ N}$  para  $r_0 = 100 \text{ mm}$  e  $100 \text{ N}$

para  $r_0 = 200 \text{ mm}$ .

Figura 43 – Força de levitação com  $r_0$  variando.

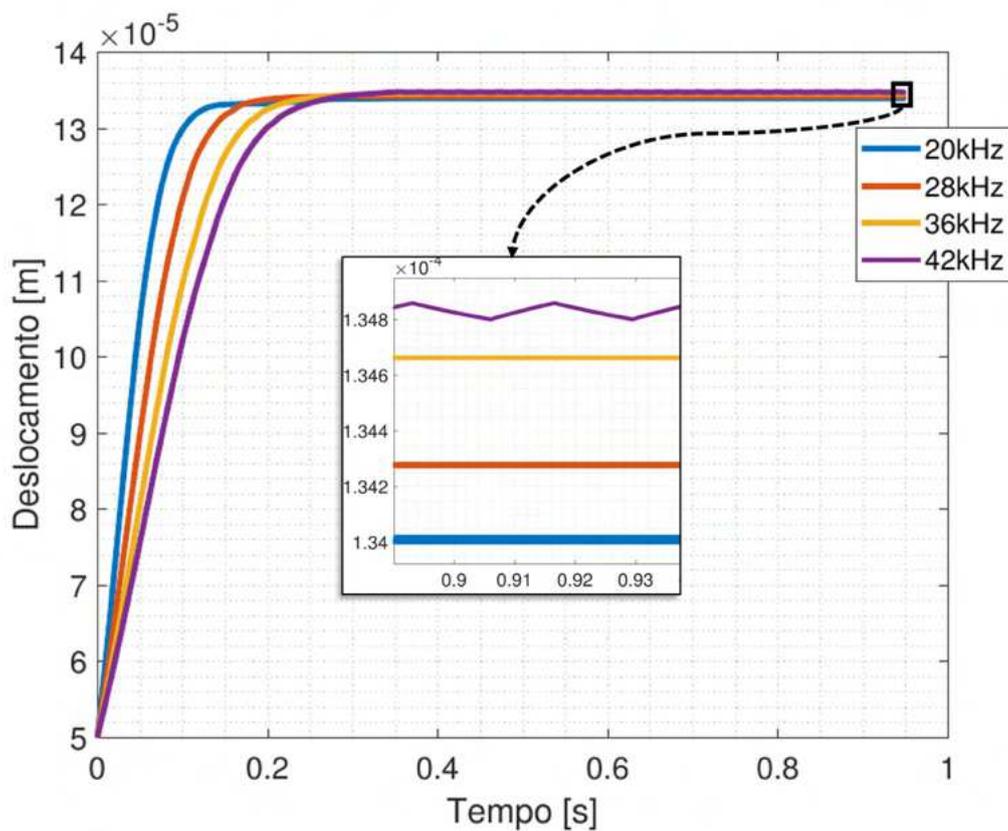


Fonte: Elaborado pela própria autora.

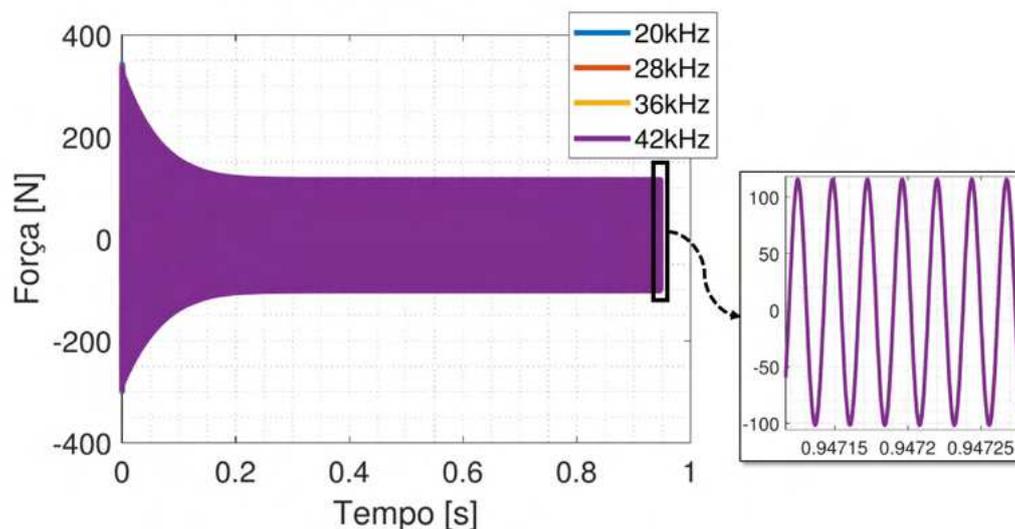
#### 4.2.1.5 Valores distintos de frequência de operação

O comportamento do sistema de levitação acústica foi avaliado para quatro valores distintos da frequência de operação ( $\omega$ ),  $20 \text{ kHz}$ ,  $28 \text{ kHz}$ ,  $36 \text{ kHz}$  e  $42 \text{ kHz}$ , por meio do deslocamento do disco a ser levitado (Fig. 44) e da força de levitação gerada (Fig. 45). Dessa forma, foi possível observar que, à medida que se aumenta  $\omega$ , a altura máxima atingida pelo objeto a ser levitado também aumenta, bem como o tempo necessário para atingir o regime permanente e o valor da força gerada. Sendo assim, para  $\omega = 20 \text{ kHz}$ , tem-se um deslocamento máximo de  $1,34 \times 10^{-4} \text{ m}$ ,  $0,1 \text{ s}$  e força de  $113 \text{ N}$ , já para  $\omega = 28 \text{ kHz}$ , tem-se um deslocamento máximo de  $1,343 \times 10^{-4} \text{ m}$ ,  $0,14 \text{ s}$  e força de  $114,6 \text{ N}$ , enquanto que para  $\omega = 36 \text{ kHz}$ , tem-se uma força de  $115,4 \text{ N}$ ,  $0,16 \text{ s}$  para atingir o regime permanente e um deslocamento máximo de  $1,346 \times 10^{-4} \text{ m}$  e quando  $\omega = 42 \text{ kHz}$  temos os maiores valores de deslocamento, tempo e força, sendo eles  $1,346 \times 10^{-4} \text{ m}$ ,  $0,2 \text{ s}$  e  $115,4 \text{ N}$ , respectivamente.

Figura 44 – Deslocamento do disco superior com  $\omega$  variando.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 45 – Força de levitação com  $\omega$  variando.

Fonte: Elaborado pela própria autora.

## 4.3 Incerteza e sensibilidade

### 4.3.1 Disco engastado

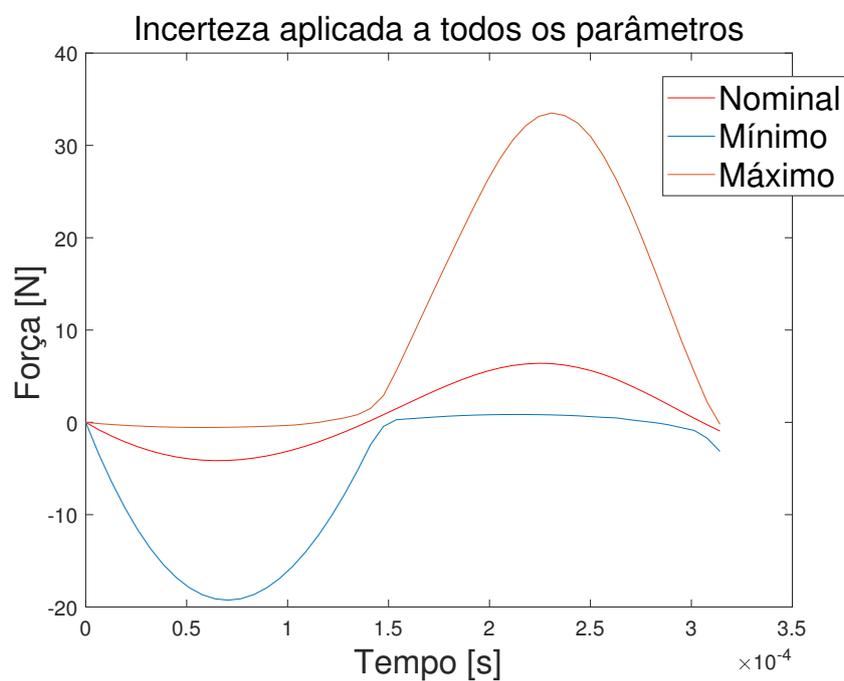
Continuando, para avaliar o impacto da variação desses parâmetros sob a capacidade de carga do sistema, aplica-se incertezas intervalares sobre cada um desses parâmetros, considerando que o intervalo de variação de cada um deles vai de seu limite inferior ao seu limite superior, conforme valores apresentados na Tab.4. Dessa maneira foi possível obter os valores máximos e mínimos da força de levitação gerada pelo no sistema no intervalo definido, para duas situações, a primeira com incerteza introduzida em todos os parâmetros agindo simultaneamente, e a segunda, com a incerteza introduzida em cada um dos parâmetros, agindo individualmente, conforme apresentado na seção 3.6.

Tabela 4 – Parâmetros incertos e seus limites de análise - Disco engastado

Parâmetro	Unidade	Limite inferior	Valor nominal	Limite superior
$\delta_h$	$m$	$3,50 \times 10^{-6}$	$5,00 \times 10^{-6}$	$6,50 \times 10^{-6}$
$h_0$	$m$	$3,50 \times 10^{-5}$	$5,00 \times 10^{-5}$	$5,00 \times 10^{-4}$
$p_0$	$N/m^2$	70928	101325	131720
$\mu$	$m^2/s$	$1,2777 \times 10^{-5}$	$1,8253 \times 10^{-5}$	$2,3729 \times 10^{-5}$
$\omega$	$rad/s$	$10681 \times 2\pi$	$20000 \times 2\pi$	$14451 \times 2\pi$
$r_0$	$m$	0,021	0,03	0,039

A Figura 46 mostra o comportamento da força de levitação acústica ao longo do tempo ( $3,2 \times 10^{-4}$  sec de simulação). Os seus limites inferior e superior incertos foram determinados usando a metodologia da análise de incertezas intervalares apresentada na seção 3.6.1. Neste caso, todos os parâmetros validados ( $\delta_h$ ,  $h_0$ ,  $p_0$ ,  $\mu$ ,  $r_0$  e  $\omega$ ). Dessa forma, tem-se que a força atinge o valor máximo de  $33,52 N$  em  $2 \times 10^{-4}$  s. Já, o máximo atingido considerando os valores nominais dos parâmetros (linha vermelha - Nominal) foi de  $6,4 N$ . Assim, tem-se que as variações aplicadas nos parâmetros incertos considerados foram capazes de aumentar a força de levitação cerca de 5 vezes, indicando que possíveis variações nestes parâmetros seriam capazes de provocar alterações também na capacidade do carga do sistema. O próximo passo deve ser, portanto, identificar qual o grau de influência de cada um dos parâmetros. Sendo assim, incertezas foram aplicadas a cada um dos parâmetro individualmente, sendo possível obter os valores máximos e mínimos da força para cada um dos casos, como ilustram as Fig. de 47 a 52.

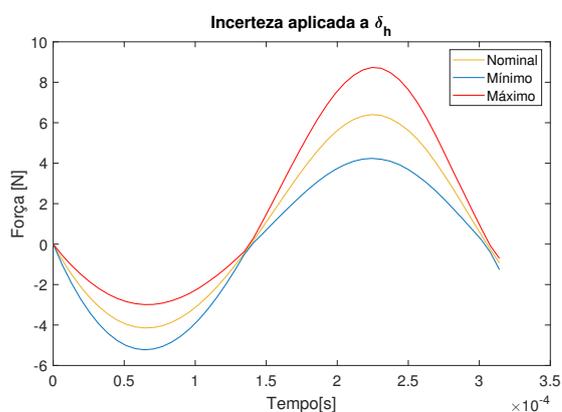
Figura 46 – Incerteza intervalar aplicada em todos os parâmetros simultaneamente.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

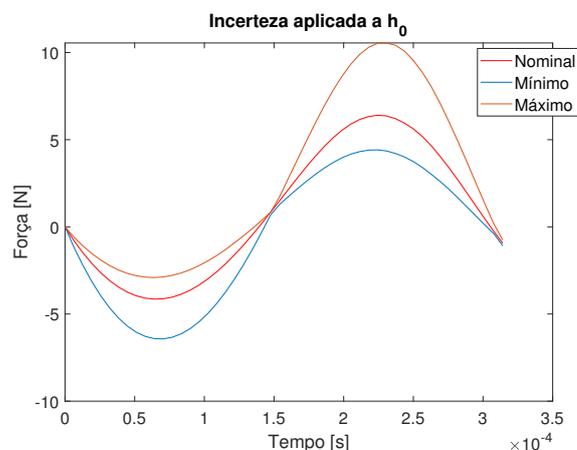
A Figura 47, mostra o comportamento para a variação de  $\delta_h$  em seu intervalo incerto. A força máxima obtida neste caso foi 8,73 N e a mínima foi 4,23 N. Já para  $h_0$  variando, como mostra a Fig. 48, o máximo obtido foi de 10,55 N contra um mínimo de 4,35 N.

Figura 47 – Incerteza aplicada a  $\delta_h$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

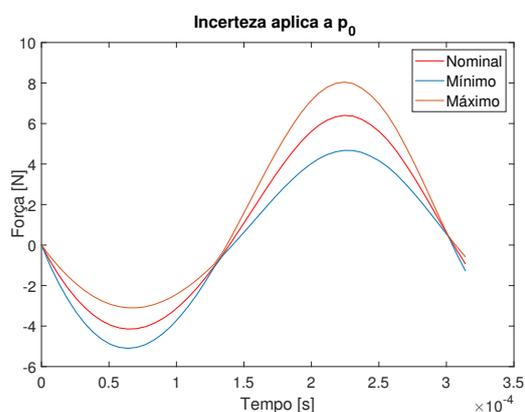
Figura 48 – Incerteza aplicada a  $h_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

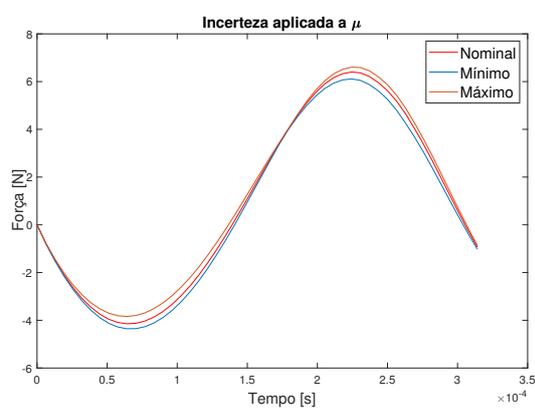
Considerando as incertezas aplicadas aos parâmetros ambientais,  $p_0$  e  $\mu$ , foi possível obter os gráficos com as variações máximas e mínimas das forças de levitação, mostrados nas Figs. 49 e 50, respectivamente. Dessa forma, há um máximo de 8,04 N, relacionado a  $p_0$ , e outro de 6,6 N relacionado a  $\mu$ . Por outro lado, os mínimos obtidos foram de 4,35 N e 6,04 N, para  $p_0$  e  $\mu$  respectivamente.

Figura 49 – Incerteza aplicada a  $p_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 50 – Incerteza aplicada a  $\mu$ .

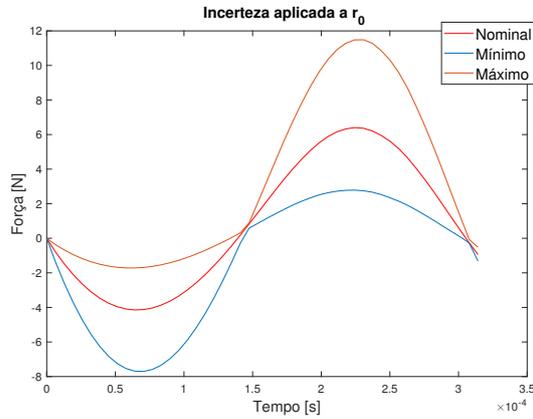


Fonte: Elaborado pela própria autora.

Aplicando incertezas no raio dos discos  $r_0$ , obtêm-se o gráfico da Fig. 51, onde a força de levitação atinge o máximo de 11,48 N e o mínimo de 2,75 N. Por

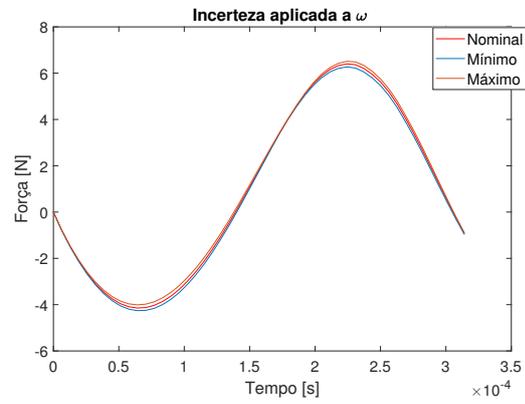
outro lado, aplicando incertezas a  $\omega$ , a força atinge o máximo em  $6,51N$ , e o seu mínimo em  $6,27 N$ , conforme mostrado na Fig. 52.

Figura 51 – Incerteza aplicada a  $r_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

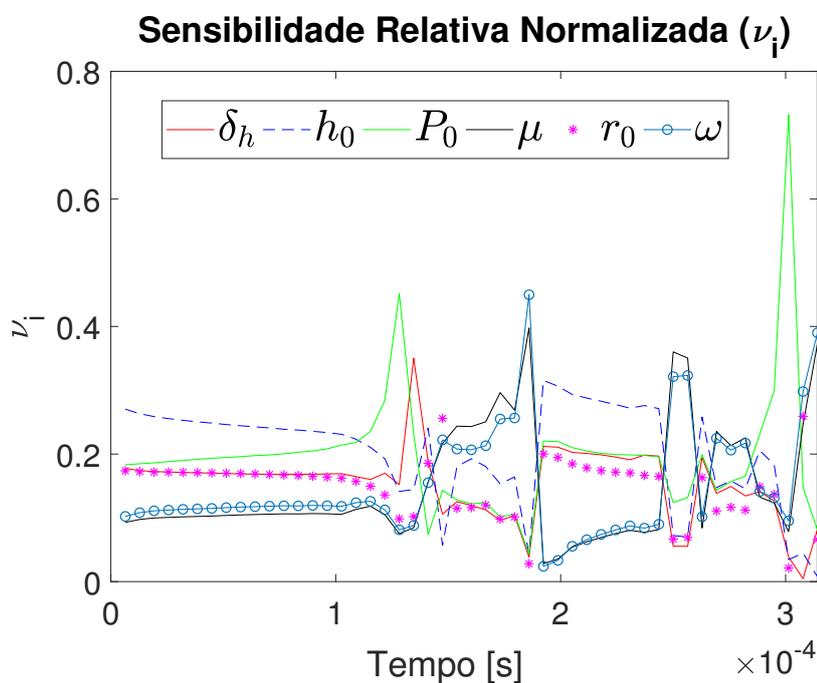
Figura 52 – Incerteza aplicada a  $\omega$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

A partir das equações 3.43, 3.44 e 3.45, foi possível obter a sensibilidade intervalar relativa normalizada dos parâmetros analisados ao longo de um tempo de simulação de  $3,1 \times 10^{-4} s$ , como mostrado na Fig. 53. Dessa forma, foi possível concluir que o sistema é mais sensível às variações, primeiro na pressão do ambiente  $P_0$ , atingindo um máximo de 0,73, depois à frequência de acionamento  $\omega$ , com 0,45, em terceiro lugar à viscosidade do fluido  $\mu$ , 0,4, em quarto lugar à amplitude de vibração da superfície de acionamento  $\delta_h$ , chegando a uma sensibilidade de 0,35, em quinto lugar à  $h_0$ , com 0,31 e, por último, ao tamanho dos discos  $r_0$ , com 0,26.

Figura 53 – Sensibilidade intervalar relativa normalizada dos parâmetros  $\delta_h$ ,  $h_0$ ,  $p_0$ ,  $\mu$ ,  $r_0$  e  $\omega$  do sistema de levitação acústica considerado.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

### 4.3.2 Disco livre

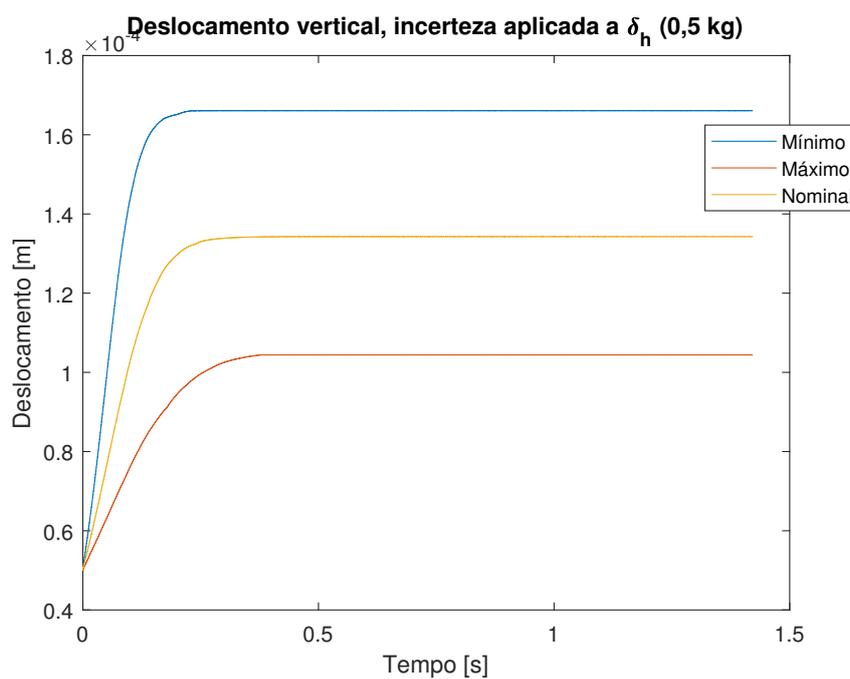
A equação de Reynolds foi resolvida usando o método das diferenças finitas combinado com o método da linha de integração e, também, com incertezas de intervalo e método de evolução de diferenças. Os intervalos de análise são definidos para cada parâmetro, conforme indicado na Tab.5.

Tabela 5 – Parâmetros incertos e seus limites de análise - Disco livre

Parâmetro	Unidade	Limite inferior	Valor nominal	Limite superior
$\delta_h$	$m$	$3,75 \times 10^{-6}$	$5,00 \times 10^{-6}$	$6,25 \times 10^{-6}$
$h_0$	$m$	$3,75 \times 10^{-5}$	$5,00 \times 10^{-5}$	$6,25 \times 10^{-5}$
$p_0$	$N/m^2$	75994	101325	126660
$\mu$	$m^2/s$	$1,3690 \times 10^{-5}$	$1,8253 \times 10^{-5}$	$2,2816 \times 10^{-5}$
$\omega$	$rad/s$	$21000 \times 2\pi$	$28000 \times 2\pi$	$35000 \times 2\pi$
$r_0$	$m$	$75 \times 10^{-3}$	$100 \times 10^{-3}$	$125 \times 10^{-3}$

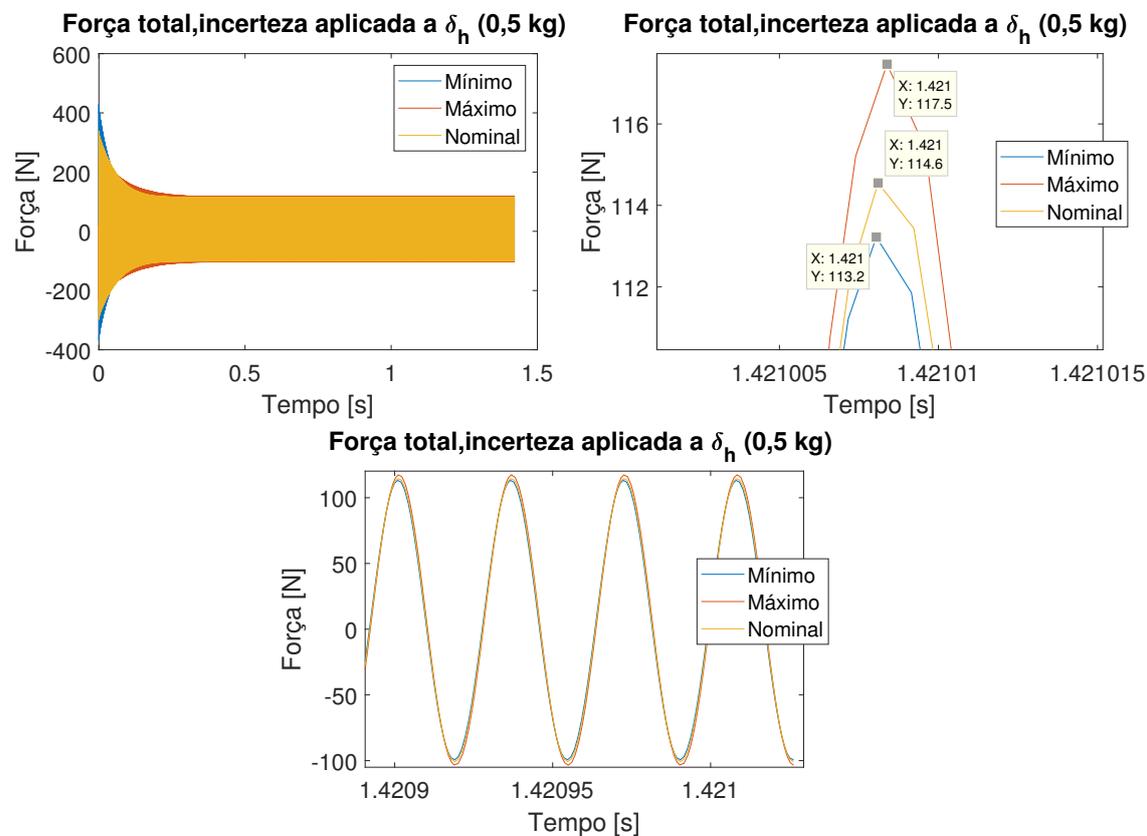
As Figuras 54 e 55 , mostram o deslocamento vertical do disco superior a força de sustentação para a variação de  $\delta_h$  em seu intervalo incerto. A força máxima obtida neste caso foi de  $117,5\text{ N}$  e a mínima de  $113,2\text{ N}$ . Esses valores deram origem aos deslocamentos mínimo e máximo, ou seja, quando a força é máxima, tem-se um menor deslocamento e, quando a força é mínima, tem-se um maior deslocamento.

Figura 54 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a  $\delta_h$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

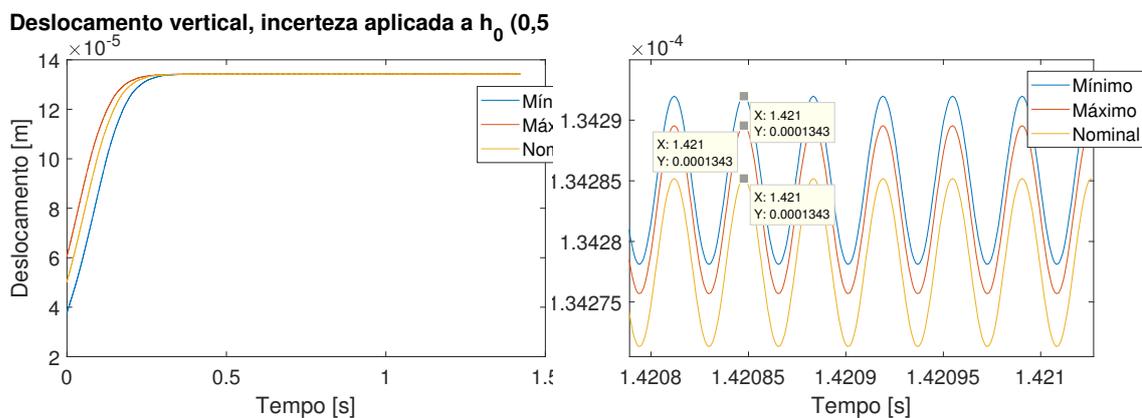
Figura 55 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a  $\delta_h$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

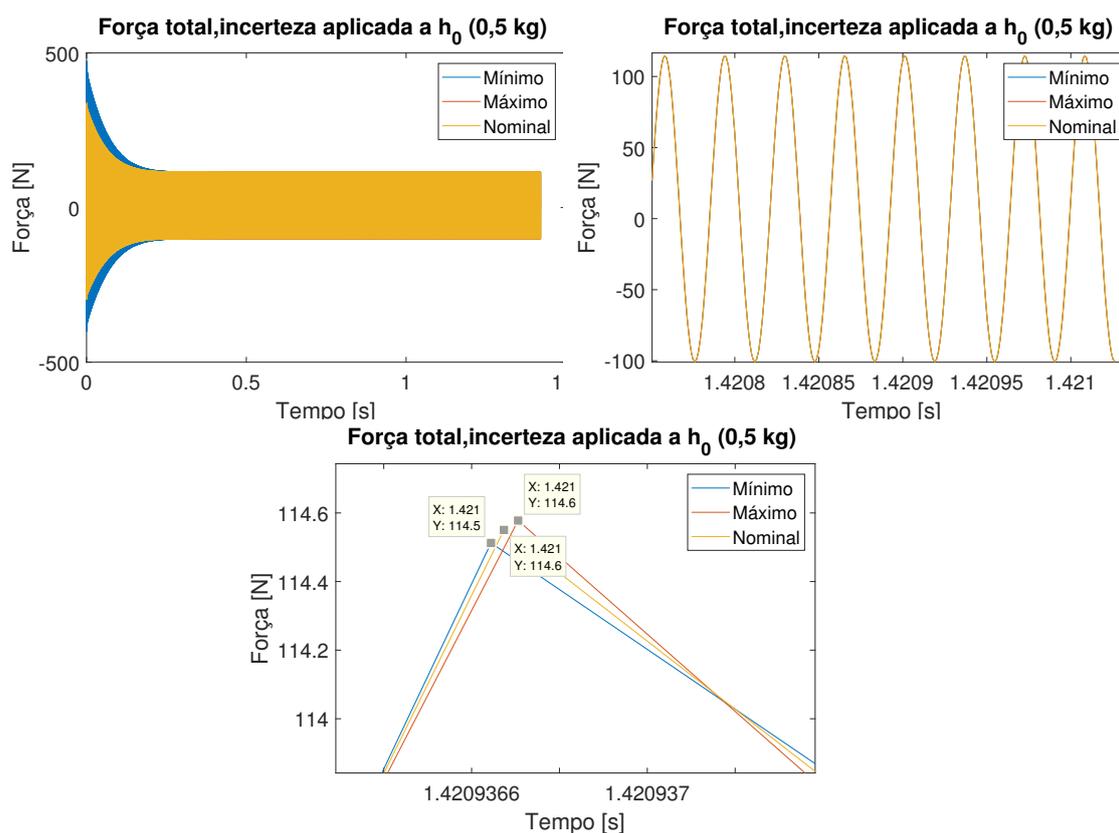
Já para  $h_0$  variando (Fig. 57), não houve uma grande variação entre os valores máximo e mínimo obtidos, sendo o máximo 114,6 N, e o mínimo, 114,5 N. Já o deslocamento do objeto a ser levitado apresentou um comportamento semelhante ao caso anterior, ou seja, quanto maior a força, menor o deslocamento e quanto menor a força, maior o deslocamento. Entretanto, neste caso, tanto os valores mínimos quanto os máximos de deslocamento são maiores do que o valor nominal.

Figura 56 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a  $h_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

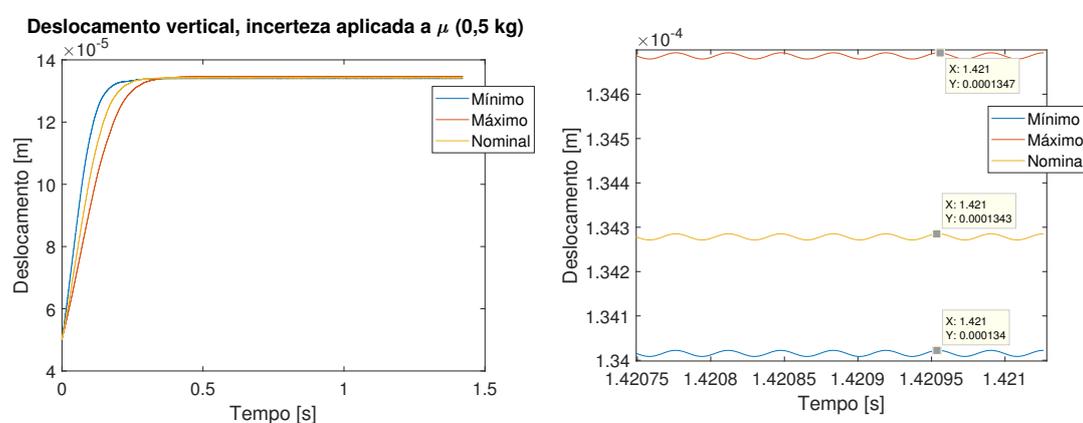
Figura 57 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a  $h_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Considerando as incertezas aplicadas aos parâmetros ambientais,  $\mu$  e  $p_0$ , foi possível obter os gráficos com as variações máximas e mínimas das forças de levitação, mostrados nas Figs. 59 e 61, respectivamente. Dessa forma, há um máximo de  $115,3\text{ N}$ , relacionado a  $\mu$ , e de  $125\text{ N}$  relacionado a  $p_0$  e mínimos de  $113,1\text{ N}$  e  $100,4\text{ N}$ , referentes a  $p_0$  e  $\mu$ , respectivamente. O deslocamento apresentou um comportamento contrário ao observado nas análises de incertezas aplicadas a  $\delta_h$  e  $h_0$ . Os valores máximos de força, foram responsáveis por deslocamentos máximos, e os valores mínimos de força, por deslocamentos mínimos.

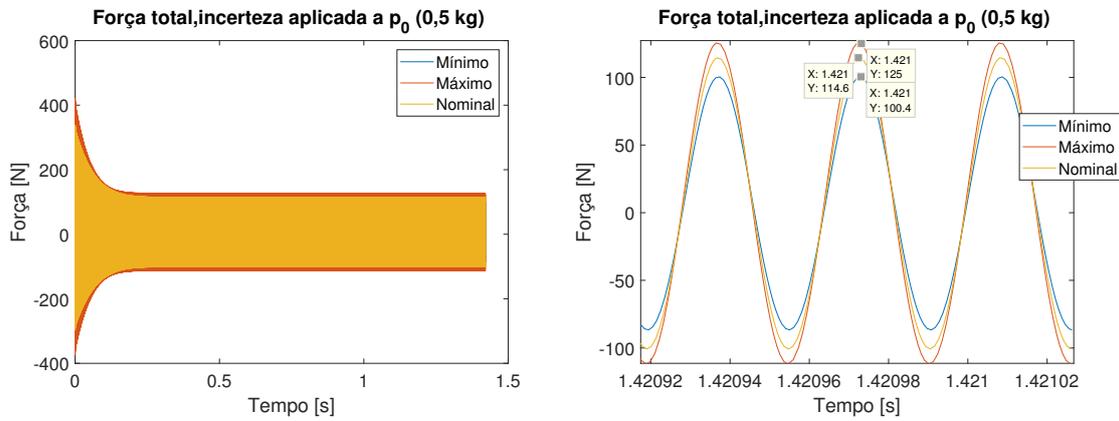
Figura 58 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a  $\mu$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.



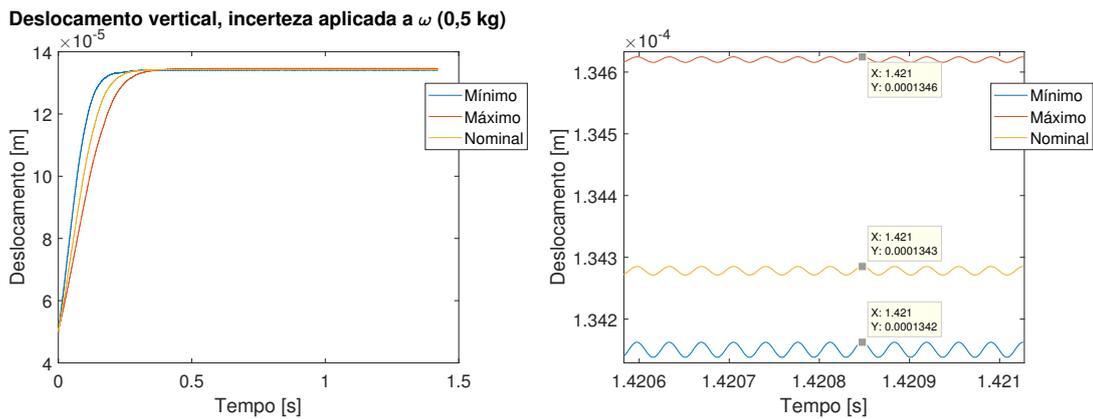
Figura 61 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a  $p_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

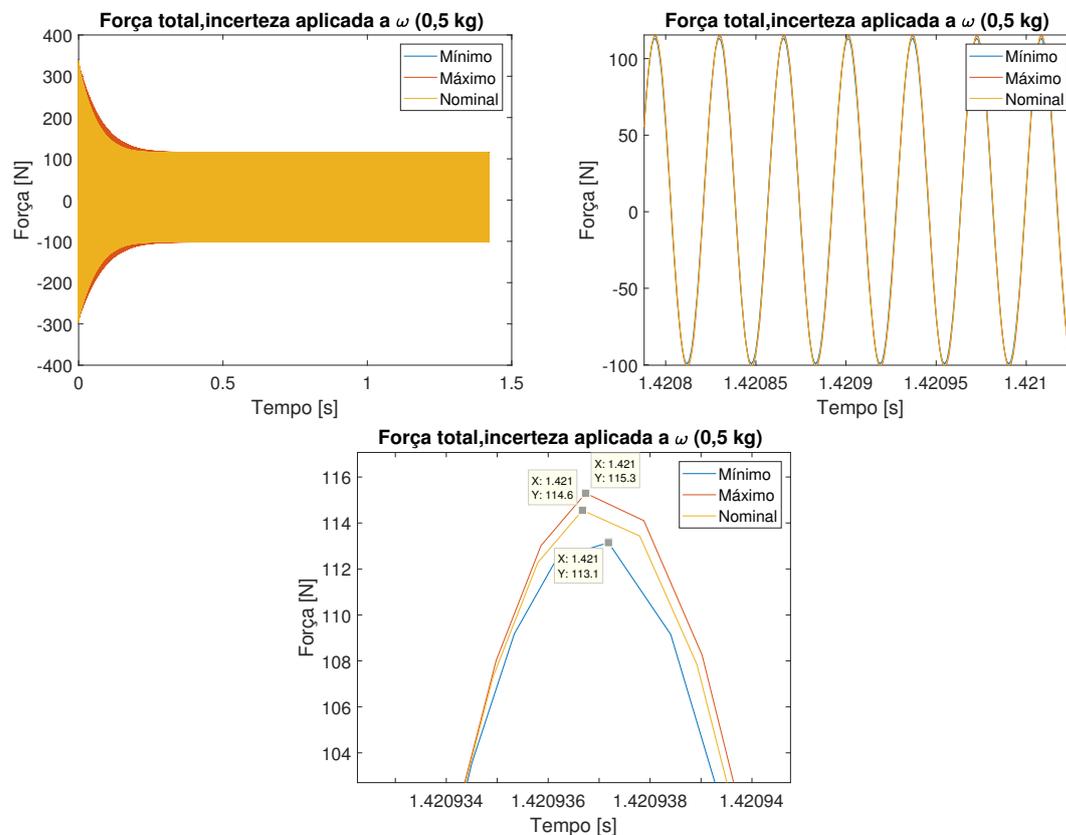
Aplicando incertezas na frequência de acionamento (ou operação),  $\omega$ , obtêm-se os gráficos das Fig. 62 e 63, referentes ao deslocamento do objeto a ser levantado e à força de levitação, respectivamente. A força máxima obtida, dentro do intervalo de incerteza, foi de 115,3 N e seu valor mínimo, de 113,1 N. Para este caso, observa-se que a força e o deslocamento são proporcionais, sendo que as forças mínimas resultaram em deslocamentos mínimos e, as máximas, em deslocamentos máximos. O mesmo comportamento é obtido quando são aplicadas incertezas intervalares aos raios dos discos  $r_0$ , Fig. 64 e 65. Neste caso, as forças máximas e mínimas obtidas foram 141,5 N e 87,7 N, respectivamente.

Figura 62 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a  $\omega$ .



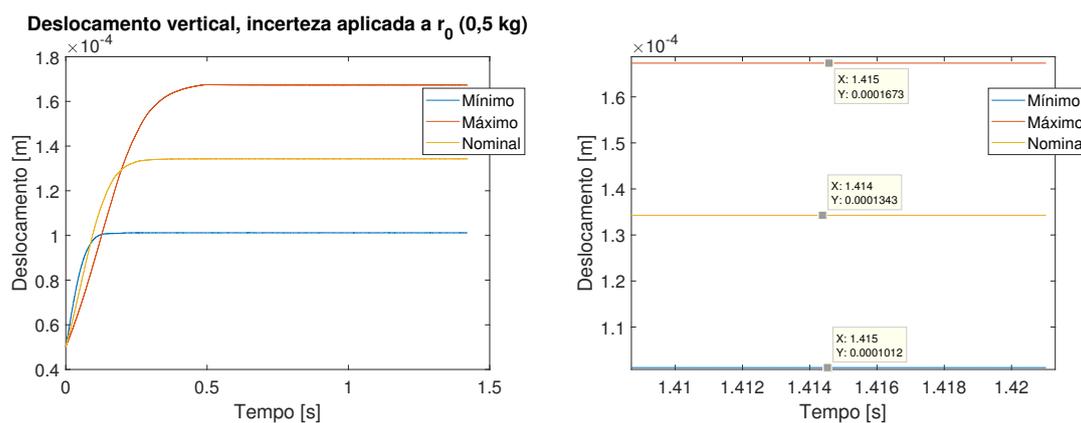
Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 63 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a  $\omega$ .



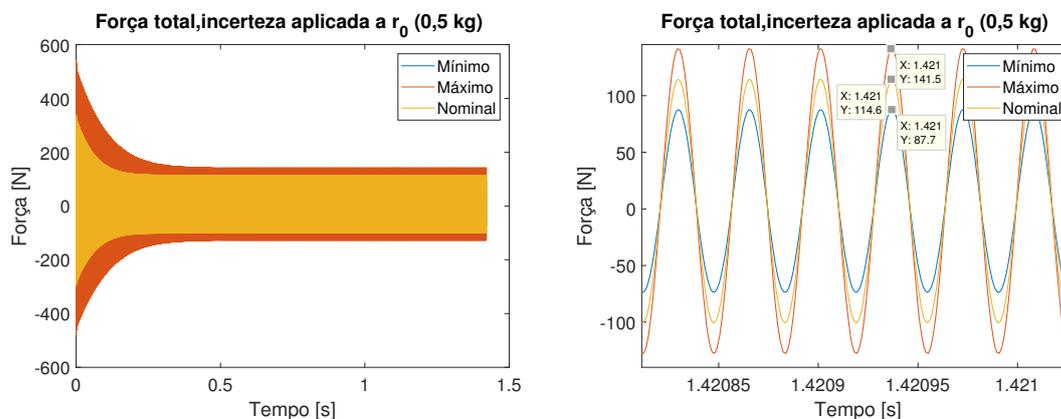
Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 64 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a  $r_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

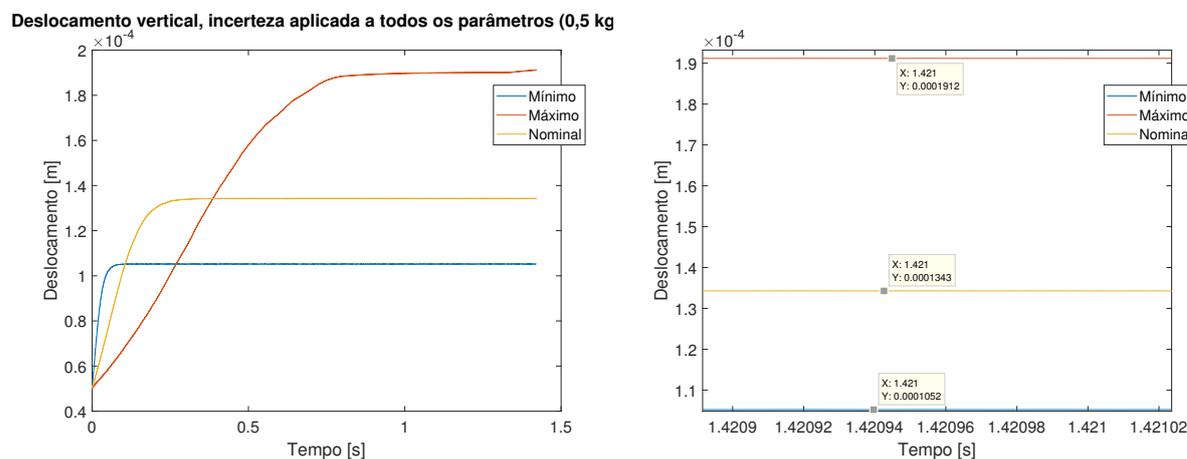
Figura 65 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a  $r_0$ .



Fonte: Elaborado pela própria autora.

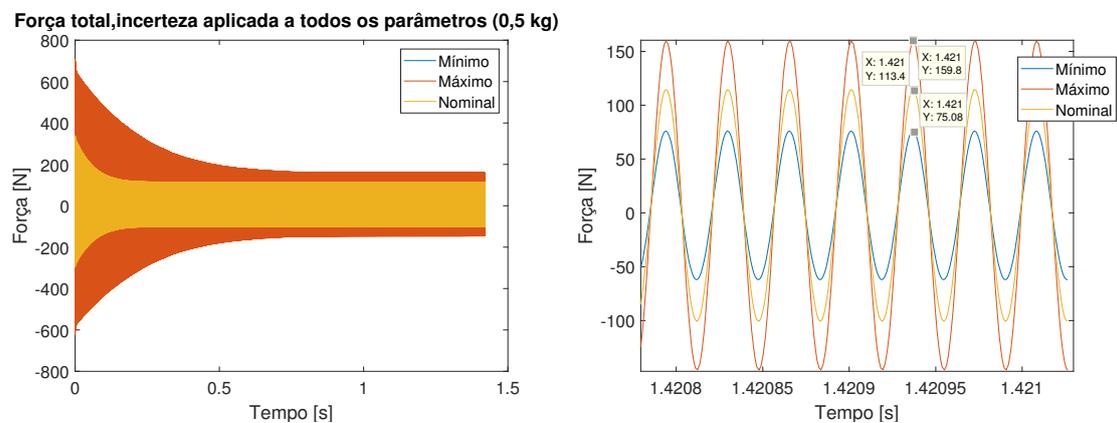
Aplicando incertezas a todos os parâmetros analisados, concomitantemente, obtêm-se os gráficos referentes ao deslocamento do disco superior e da força de levitação, conforme mostrados nas Fig. 66 e 67. Dessa maneira, os limites máximo e mínimo para a força foram  $159,8\text{ N}$  e  $75,08\text{ N}$ , responsáveis pelos deslocamentos máximo e mínimo de  $1,9 \times 10^{-4}\text{ m}$  e  $1,1 \times 10^{-4}\text{ m}$ .

Figura 66 – Deslocamento do disco com incerteza aplicada a todos os parâmetros simultaneamente.



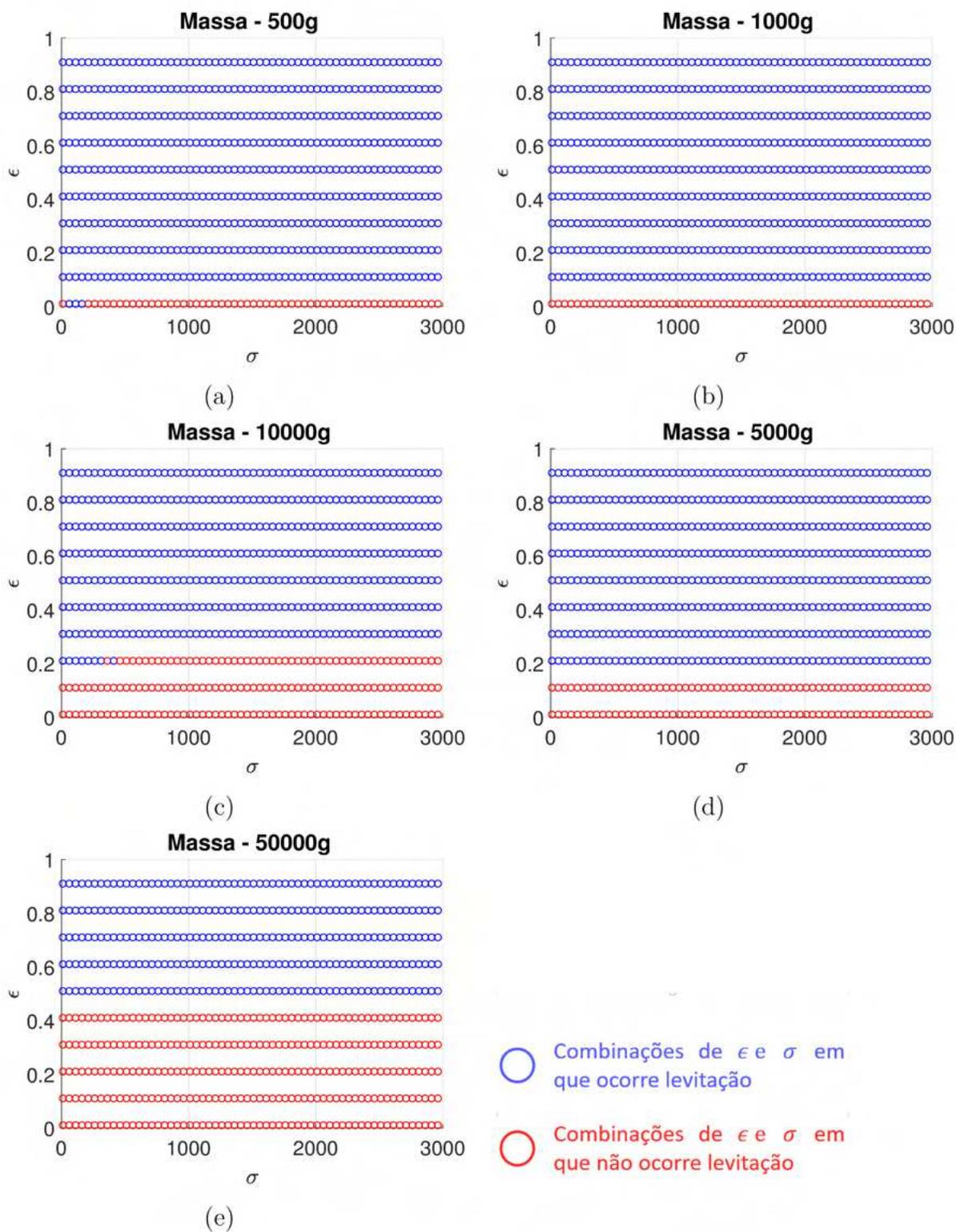
Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 67 – Força de levitação resultante com incerteza aplicada a todos os parâmetros simultaneamente.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

Figura 35 – Influência de  $\epsilon$  e  $\sigma$  sobre a capacidade de carga do sistema.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

## 5 Análise do comportamento dinâmico do sistema de levitação acústica de campo próximo sob influência de texturas

### 5.1 Análise experimental

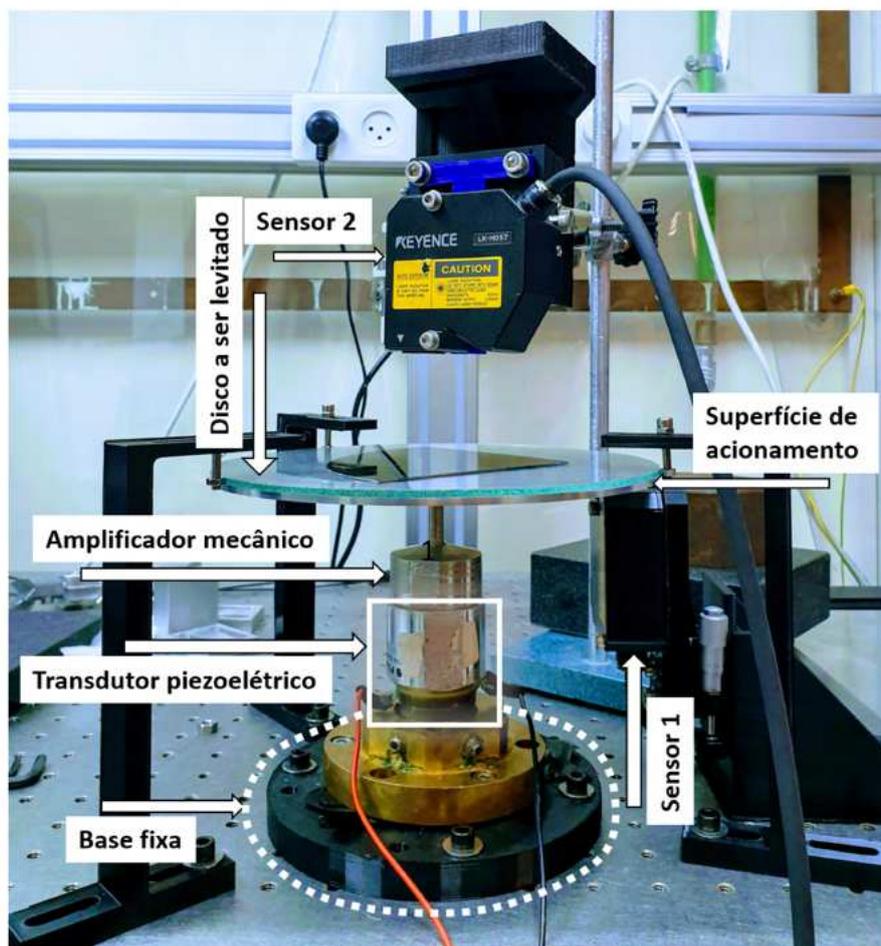
A comparação experimental entre superfícies de acionamento com e sem ranhuras foi realizada utilizando o sistema de levitação acústica de campo próximo mostrado na Fig. 68. Este sistema é composto por um objeto a ser levantado formado por um disco de vidro, com diâmetro igual a 200 *mm* e por uma placa (*waffle*) capaz de refletir a luz emitida pelo sensor, posicionada sobre sua superfície, cujo peso total é de 240,33 *g*, além de um atuador piezoelétrico caracterizado por um transdutor de Langevin (FBL28452HS da *Fuji Ceramics Corporation*), preso por uma base fixa a uma mesa aterrada, acoplado a uma estrutura responsável por amplificar seus deslocamentos e realizar a pressurização do ar próximo a sua superfície (amplificador mecânico + superfície de acionamento, Fig.69).

Para evitar que deslocamentos laterais ocorram, três barreiras (parafusos + porcas), foram posicionadas próximas ao disco a ser levantado, como pode ser visto na Fig.69. Finalmente, para impedir possíveis inclinações, a base fixa, que prende o transdutor piezoelétrico a mesa, foi devidamente nivelada.

### 5.2 Descrição do experimento

Para que a levitação acústica de campo próximo ocorra de maneira eficaz, é necessário que a superfície de acionamento produza oscilações de alta amplitude e frequência. Isso pode ser alcançado utilizando atuadores piezoelétricos operando na frequência de ressonância. No entanto, tais atuadores geralmente têm taxas de amortecimento baixas, o que significa que pequenos desvios da ressonância reduzem sua eficiência drasticamente (ILSSAR; BUCHER, 2017). Dessa forma,

Figura 68 – Sistema de levitação com sensores.

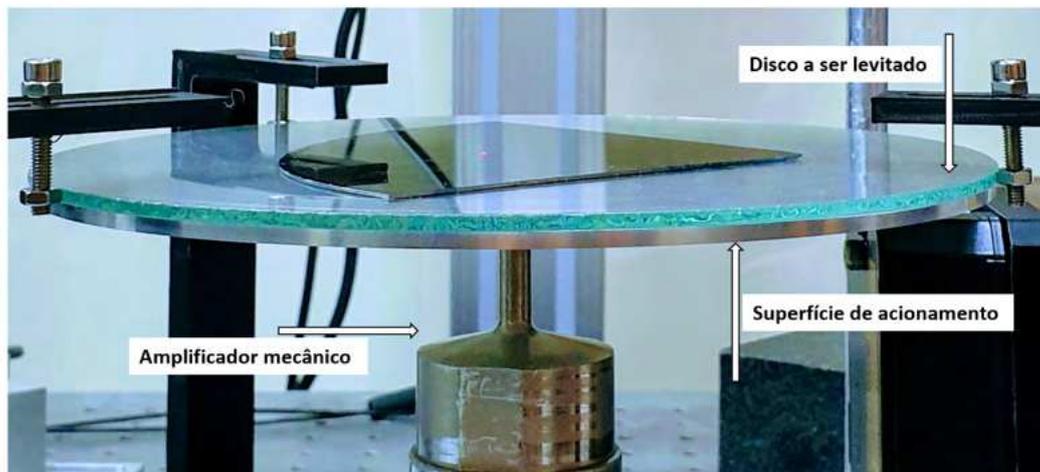


Fonte: Elaborado pela própria autora.

é preciso garantir que o sinal de excitação enviado para o atuador, seja igual ou próximo da sua frequência de ressonância (GABAY; BUCHER, 2006). Entretanto, mudanças ambientais e até mesmo a variação do *gap*, podem provocar alterações nessa frequência, sendo necessário utilizar um controlador que mantenha o sistema operando sempre na condição de ressonância. O controlador utilizado neste trabalho foi do tipo auto-ressonante.

De acordo com Voronina e Babitsky (2008), o controle auto-ressonante (AR) é caracterizado pela excitação autossustentável de um sistema mecânico em um dos seus modos de vibrar, em uma determinada frequência natural. Essa condição

Figura 69 – Detalhes de parte do sistema de levitação.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

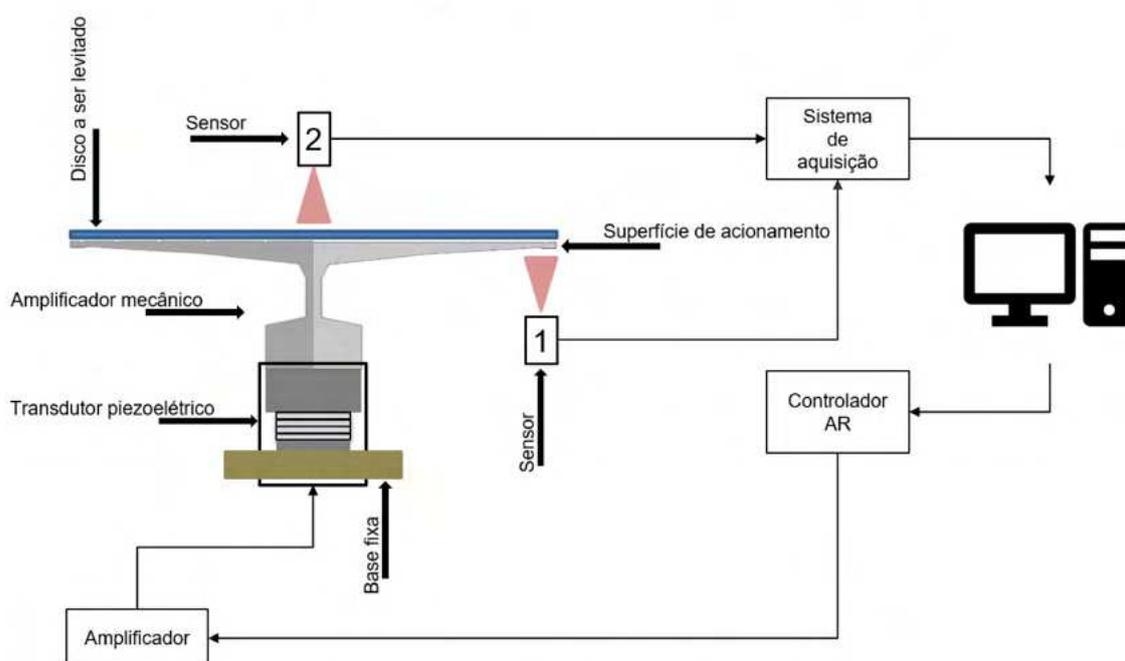
de ressonância é mantida de forma automática, através de um *feedback* positivo baseado na transformação (mudança de fase) e na amplificação do sinal de um sensor. Isso pode ser feito de duas formas. A primeira delas é por meio do "*feedback* mecânico", que consiste em utilizar um sensor fixado na extremidade do atuador, para medir as características mecânicas das oscilações (deslocamento, velocidade ou aceleração). E, a segunda, é o "*feedback* elétrico", que usa o sinal de qualquer sensor elétrico medindo as características elétricas do transdutor piezoelétrico (corrente, tensão ou potência). O *feedback* mecânico tem-se mostrado mais eficiente, por permitir dados mais precisos acerca da dinâmica do atuador. Sendo este, portanto, o aplicado neste experimento.

O controlador AR baseia-se no fato de que, durante a ressonância, a diferença de fase entre o sinal de deslocamento da superfície de acionamento e o sinal de excitação do atuador, é constante. Sendo assim, um sensor é utilizado para medir o deslocamento da superfície de acionamento, sensor 1 (Keyence LK - H008). Seu sinal será adquirido por um sistema de aquisição e repassado para o controlador. O controlador gera então um sinal de excitação, alterando a fase e a amplitude do sinal do sensor 1. O sinal de excitação obtido, é transmitido para o amplificador (A-303 Amplificador de alta tensão/driver e modulador piezoelétrico da A.A. Lab-Systems), que introduz um ganho e, em seguida, envia o sinal para o transdutor.

Para comparar o desempenho do sistema com e sem ranhuras, um segundo sensor é posicionado acima do Disco a ser levantado (sensor 2 - Keyence LK - H057 ), para medir sua altura de levitação.

O procedimento descrito é então realizado com a superfície de acionamento sem ranhuras e, posteriormente, com a superfície ranhurada. Além disso, o experimento é realizado para valores distintos de amplitude de entrada no controlador AR. Sua representação esquemática é apresentada na Fig. 70 e na seção seguinte serão apresentados os resultados obtidos.

Figura 70 – Representação esquemática da bancada experimental.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

### 5.3 Resultados

A Figura 71 apresenta um gráfico mostrando a altura de levitação atingida pelo disco em função da amplitude de entrada definida no controlador AR, para o caso em que a superfície de acionamento possui ranhuras (círculos vermelhos), e para o caso em que não possui ranhuras (círculos azuis). Como as condições em que os

experimentos foram realizados foram as mesmas, ou seja, utilizando o mesmo objeto a ser levitado (o que implica em levantar uma mesma massa e, portanto, equilibrar a mesma força peso), o mesmo transdutor de Langevin, o mesmo amplificador e os mesmos sensores, tem-se que uma maior altura de levitação implica uma maior força de levitação gerada pelo o sistema, e assim, uma maior capacidade de carga. Sendo assim, por apresentar maiores alturas de levitação, para uma mesma amplitude excitação, a superfície acionadora sem ranhuras apresentou uma maior capacidade de carga.

Outra questão analisada foi a amplitude de vibração atingida pela superfície de acionamento, para uma mesma condição de entrada. Os resultados obtidos para ambos os casos analisados são apresentados no gráfico da Fig.72. Para uma mesma amplitude de entrada no controlador, a superfície com ranhuras obteve uma maior amplitude de vibração. O gráfico da altura de levitação atingida pelo disco, versus a amplitude de vibração da superfície de acionamento (Fig.73) mostra que a superfície com ranhuras, mesmo com uma amplitude de vibração maior, não conseguiu levantar o mesmo disco a uma altura igual ou maior do que a obtida pela superfície sem ranhuras. Isso pode ser um indicativo de baixa eficiência do sistema com ranhuras.

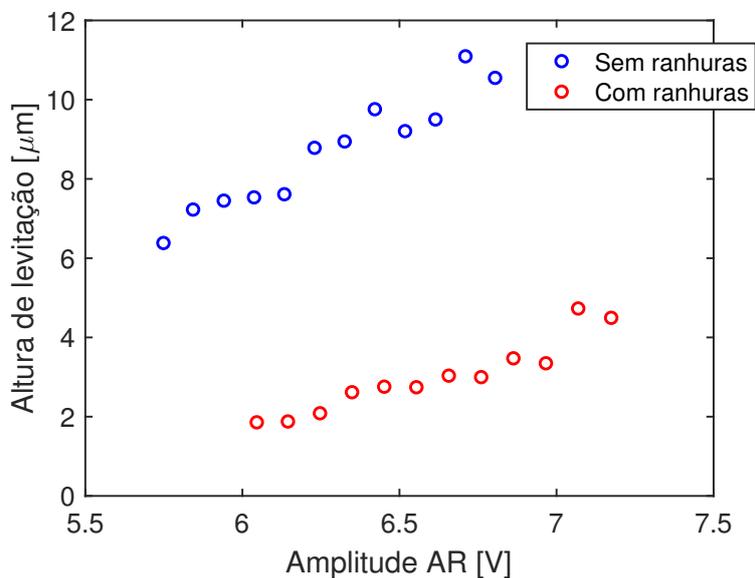
A Figura 74 mostra as frequências ajustadas pelo controlador AR. Tem-se que a frequência para o sistema sem ranhuras, apresentou uma variação máxima de 1% em relação à frequência natural do sistema, enquanto que, para o sistema com ranhuras, a variação máxima foi de 0,7%.

## 5.4 Hipóteses

Apesar do sistema com ranhuras não ter apresentado resultados melhores do que o sistema sem ranhuras, não é possível afirmar que a inserção de ranhuras não aumenta a capacidade de carga da levitação acústica de campo próximo, pois:

1. A largura e a profundidade das ranhuras foram escolhidas arbitrariamente e como apontado por Li, Liu e Feng (2017) e Li et al. (2018), para obter

Figura 71 – Altura de levitação atingida pelo objeto vs Amplitude definida no controlador AR



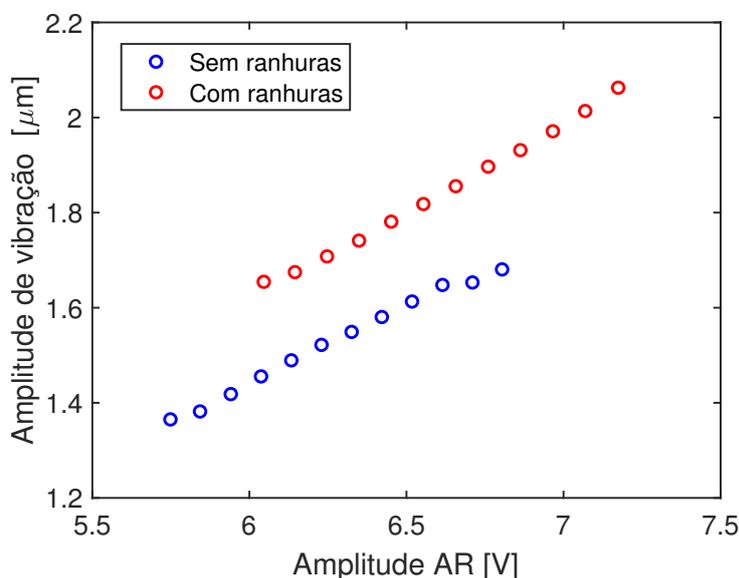
Fonte: Elaborado pela própria autora.

um aumento na capacidade de carga é preciso que estes parâmetros sejam definidos conforme seus valores ótimos;

2. Duas perguntas importantes precisam ser consideradas: (a) – Como a frequência natural muda, será que as ranhuras estão mesmo posicionadas nos nós da superfície acionadora? (b) – O quanto esse desvio influencia o desempenho do sistema?
3. Será que posicionar as ranhuras nos nós influencia mesmo positivamente a capacidade de carga do sistema?
4. E se ao invés de uma ranhura (depressão como barreira), fosse inserido um degrau no nó, como proposto por Gallego-Juárez, Rodriguez-Corral e Gaete-Garreton (1978)? Qual configuração apresentaria melhor desempenho?

Dessa forma, deve ser feita uma análise mais aprofundada da proposta de adicionar ranhuras ao sistema de levitação, considerando as questões acima citadas.

Figura 72 – Amplitude de vibração da superfície de acionamento vs Amplitude definida no controlador AR



Fonte: Elaborado pela própria autora.

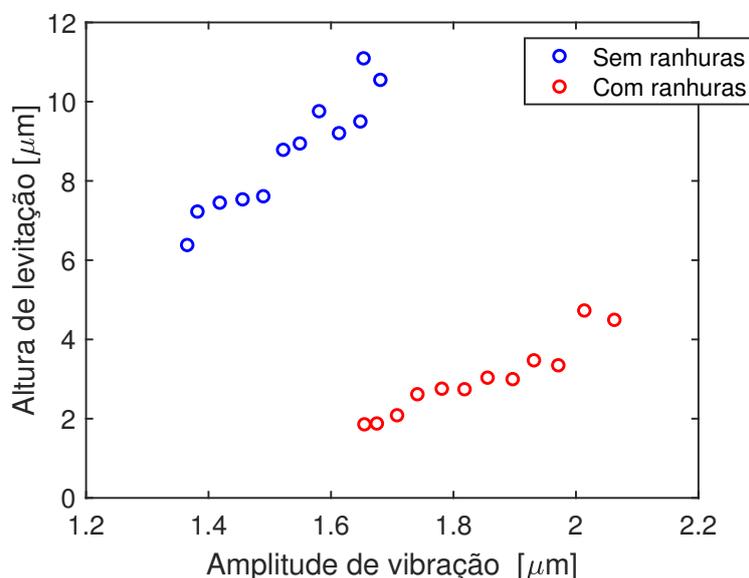
Uma otimização prévia dos parâmetros (profundidade e largura) da ranhura, objetivando o aumento da força de levitação resultante, seria capaz de oferecer uma possibilidade de análise mais precisa.

Na próxima seção serão apresentadas análises de algumas destas hipóteses por meio de modelos numéricos de elementos finitos criados no COMSOL<sup>®</sup>.

## 5.5 Análise numérica

Li, Liu e Feng (2017) demonstraram que quando a forma da superfície de acionamento é alterada, seu modo de vibrar e sua frequência de ressonância, também são alterados. Sabe-se que, para garantir o melhor desempenho do sistema, é necessário operar na frequência de ressonância do transdutor piezoelétrico e que ela deve ser a mesma da superfície de acionamento. Sendo assim, é necessário avaliar qual a mudança provocada pela inserção das ranhuras na superfície de acionamento na sua frequência de ressonância. Para isso, foi feita uma análise

Figura 73 – Altura de levitação atingida pelo objeto vs Amplitude de vibração da superfície de acionamento



Fonte: Elaborado pela própria autora.

modal (*Eigenfrequency Analysis*) axissimétrica usando o módulo de mecânica estrutural (*Solid Mechanics*), do software de elementos finitos COMSOL<sup>®</sup>.

O material do acionador foi definido como sendo o alumínio (mesmo material do acionador utilizado no experimento da seção 5.2) e suas propriedades estão disponíveis na Tab. 6.

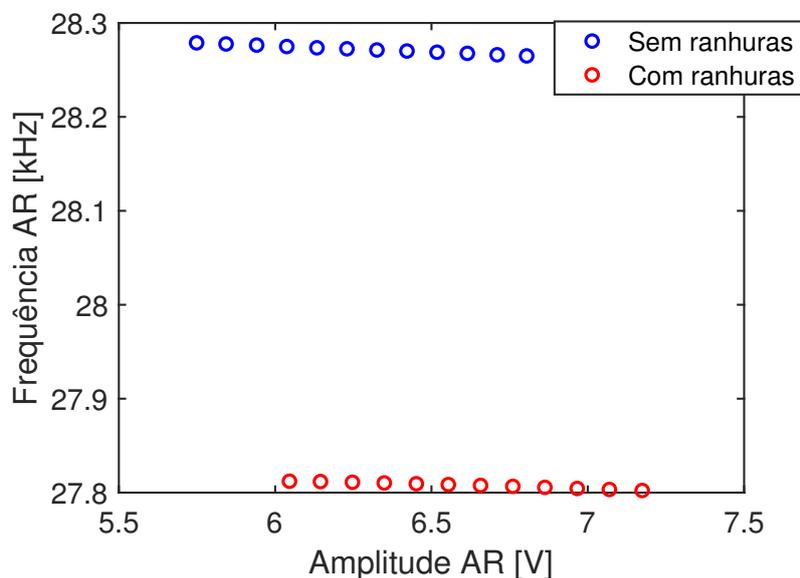
Tabela 6 – Propriedades do alumínio

Propriedade	Valor	Unidade
Densidade ( $\rho$ )	2700	$kg/m^3$
Módulo de elasticidade ( $E$ )	70e9	$Pa$
Poisson ( $\nu$ )	0,33	

A base do sistema foi considerada engastada (*fixed constraint*), como mostra a Fig.76.

Neste caso foi utilizada uma malha triangular. O tamanho do elemento foi definido de forma a garantir um número inteiro de elementos por comprimento de

Figura 74 – Frequência do controlador AR vs Amplitude definida no controlador AR



Fonte: Elaborado pela própria autora.

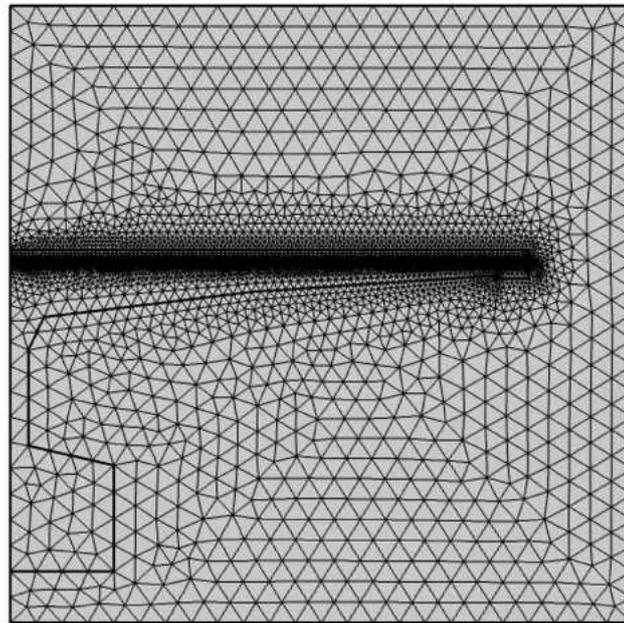
onda (Eq.5.1), tendo como base a frequência de 28000  $Hz$  e foi ajustado até que a convergência das frequências fosse alcançada. Dessa forma, o elemento máximo ficou definido como  $(\lambda/12)/10$  e o elemento mínimo ficou definido como sendo metade do elemento máximo. A malha de elementos finitos correspondente pode ser vista na Fig.75

$$\lambda = \frac{c}{freq} \quad (5.1)$$

Onde  $\lambda$  é o comprimento de onda;  $c$  é a velocidade de propagação do som no meio e  $freq$  é a frequência de trabalho (ou se for analisada uma faixa de frequências, a máxima frequência da faixa).

Esse procedimento foi adotado na obtenção dos modos de vibrar e das frequências naturais de todos os modelos de acionadores analisados nesta seção.

Figura 75 – Sistema de levitação acústica de campo próximo com a malha.



Fonte: Elaborado pela própria autora. Figura gerada no COMSOL®.

## 5.6 Campos de pressão

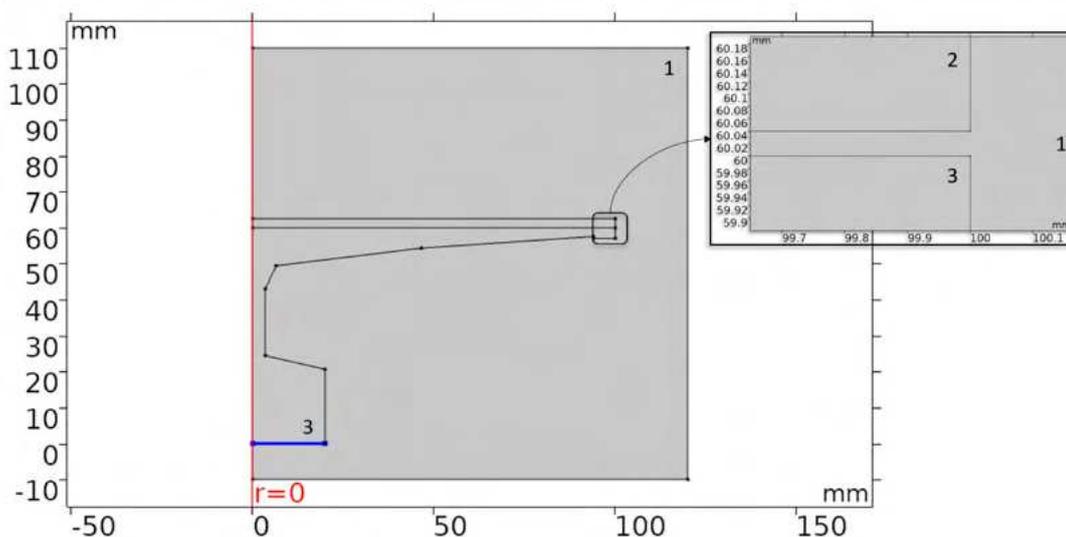
Foi realizada uma simulação 2D de simetria axial com interação acústica - estrutural, por meio de uma análise feita no domínio da frequência focada na frequência natural mais próxima de  $28 \text{ kHz}$  de cada uma das configurações de superfície de acionamento consideradas, com um deslocamento imposto na base de  $10^{-6} \text{ m}$ , simulando a atuação do transdutor de Langevin, com a finalidade de obter o campo de pressão para diferentes tipos de superfície de acionamento: sem ranhuras, com ranhuras de tamanhos distintos, com degraus nas áreas de deslocamento máximo e com degraus nas áreas de deslocamento mínimo.

O objeto a ser levitado foi considerado como sendo um disco com  $5 \text{ mm}$  de altura e mesmo raio da superfície de acionamento, ou seja,  $100 \text{ mm}$ . A distância inicial entre esse disco e a superfície de acionamento foi considerada como sendo a mesma para todos os casos analisados, ou seja,  $40 \mu\text{m}$ .

O ar ambiente foi simulado como sendo um quadrado de ar com pressão inicial de  $10^5 Pa$  e nas suas paredes foi aplicada a condição de contorno *Sound Soft Boundary*, para simular um ambiente aberto (sem aprisionamento do gás que provocaria um aumento da pressão).

Uma representação do sistema pode ser vista na Fig.76, onde se representa o ar (1), o disco a ser levitado (2), a superfície de acionamento (3) e a linha em azul mostra o local onde foi aplicado o deslocamento.

Figura 76 – Sistema de levitação considerado nas simulações dos campos de pressão.



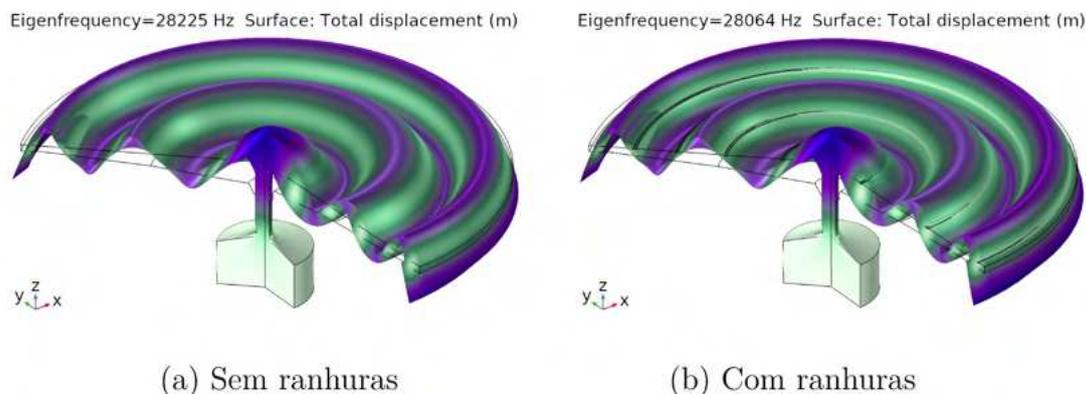
Fonte: Elaborado pela própria autora.

### 5.6.1 Comparação entre sistemas de acionamento com e sem ranhuras

Para o acionador utilizado no experimento da seção 5.1, sem ranhuras, tem-se que a frequência natural é  $28225 Hz$  e o modo de vibrar correspondente pode ser visto na Fig.77 (a).

Já para o acionador com ranhuras utilizado no experimento da seção 5.1, obteve-se uma frequência natural de  $28064 Hz$  e o seu modo de vibrar encontra-se esquematizado na Fig.77 (b). Para este caso, tem-se que a altura da ranhura  $dh$  é de  $0,5 mm$  e a sua largura,  $dr$  é de  $1 mm$ .

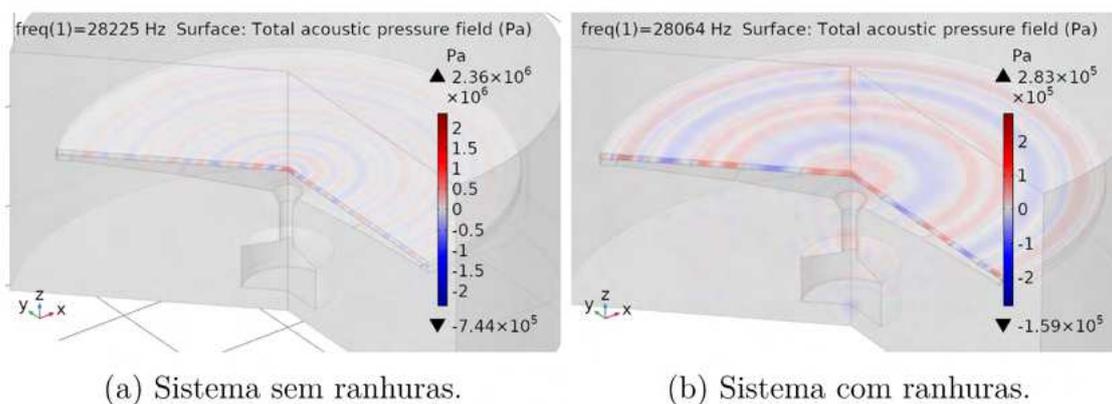
Figura 77 – Modo de vibrar do sistema de acionamento.



Fonte: Elaborado pela própria autora. Imagens geradas no COMSOL®.

A Figura 78 (a) mostra o campo de pressão obtido para o sistema sem ranhuras e, a Fig.78 (b), para o sistema com ranhuras. O sistema sem ranhuras apresentou um melhor desempenho, com  $2,36 \times 10^6 Pa$  sendo a pressão máxima obtida, cerca de dez vezes maior do que a do outro sistema considerado, que obteve apenas  $2,83 \times 10^5 Pa$  de pressão máxima. Já a pressão mínima obtida foi em torno de sete vezes menor, sendo  $-7,44 \times 10^5 Pa$  o valor obtido pelo sistema sem ranhuras e  $-1,59 \times 10^5 Pa$ , pelo sistema com ranhuras.

Figura 78 – Campo de pressão acústica.



Fonte: Elaborado pela própria autora. Imagens geradas no COMSOL®.

## 5.6.2 Sistema de acionamento com ranhuras

Para analisar a influência da largura das ranhuras, quatro valores de  $dr$  foram considerados:  $1,00\text{ mm}$ ,  $2,00\text{ mm}$ ,  $3,00\text{ mm}$  e  $4,00\text{ mm}$ . O valor da altura das ranhuras foi o mesmo para todos os casos,  $dh = 0,5\text{ mm}$  e todas elas foram posicionadas nos nós da superfície de acionamento.

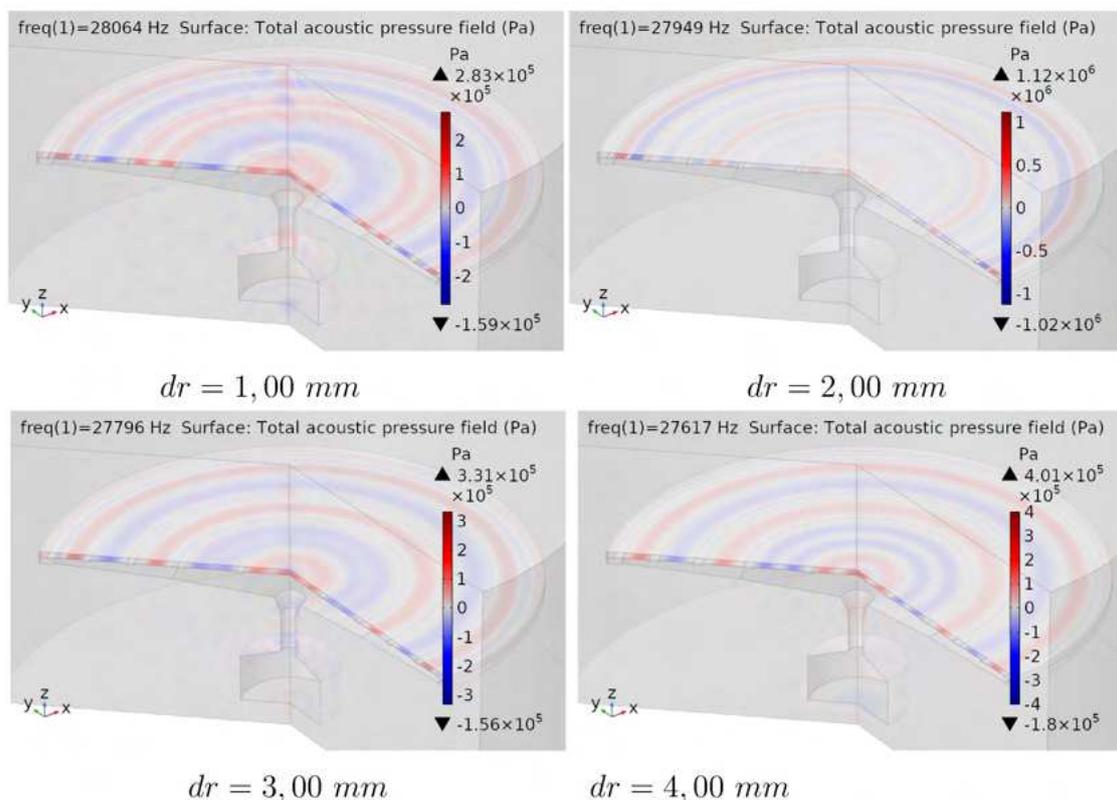
Os valores das larguras com suas respectivas frequências naturais mais próximas de  $28\text{ kHz}$  podem ser vistos na Tab. 7. Nota-se que o valor da frequência natural mais próxima do ideal de  $28\text{ kHz}$ , obtida para cada uma das superfícies de acionamento, cai à medida que o valor de  $dr$  aumenta, sendo que a mais próxima do ideal ( $28\text{ kHz}$ ) é a do sistema com  $dr = 2,00\text{ mm}$ , que apresentou um erro relativo à frequência ideal de  $0,18\%$ . O maior erro relativo obtido foi de  $1,37\%$ , para o caso em que  $dr = 4,00\text{ mm}$ .

Tabela 7 – Frequências naturais mais próximas de  $28\text{ kHz}$ , obtidas para valores distintos de  $dr$ .

$dr$ [mm]	Frequência [Hz]
1,00	28064
2,00	27949
3,00	27796
4,00	27617

A Figura 79, mostra os campos de pressão obtidos para cada uma das superfícies de acionamento simuladas com larguras de ranhuras distintas. O valor da pressão variou muito com o valor da largura da ranhura, atingindo o seu máximo quando  $dr = 2,00\text{ mm}$ , sendo a pressão máxima obtida de  $1,12 \times 10^6\text{ Pa}$  e, a mínima, de  $-1,02 \times 10^6\text{ Pa}$ , seguida de  $4,01 \times 10^5\text{ Pa}$  e  $-1,8 \times 10^5\text{ Pa}$ , para  $dr = 4,00\text{ mm}$ ,  $3,31 \times 10^5\text{ Pa}$  e  $-1,56 \times 10^5\text{ Pa}$ , para  $dr = 3,00\text{ mm}$  e atingindo o mínimo valor observado, dentre os valores analisados de  $2,83 \times 10^5\text{ Pa}$  e,  $-1,59 \times 10^5\text{ Pa}$ , para o caso em que  $dr = 1,00\text{ mm}$ , sendo este o caso utilizado no experimento onde foi feita a comparação entre sistemas com e sem ranhuras.

Figura 79 – Campo de pressão para superfície de acionamento ranhurada com várias larguras de ranhura.



Fonte: Elaborado pela própria autora. Imagens geradas no COMSOL®.

Para analisar a influência da altura das ranhuras ( $dh$ ) sob o campo de pressão gerado pela superfície de acionamento, quatro valores foram simulados:  $0,25 \text{ mm}$ ,  $0,5 \text{ mm}$ ,  $0,75 \text{ mm}$  e  $1,00 \text{ mm}$ . A altura das ranhuras com suas respectivas frequências podem ser vistas na Tab. 8.

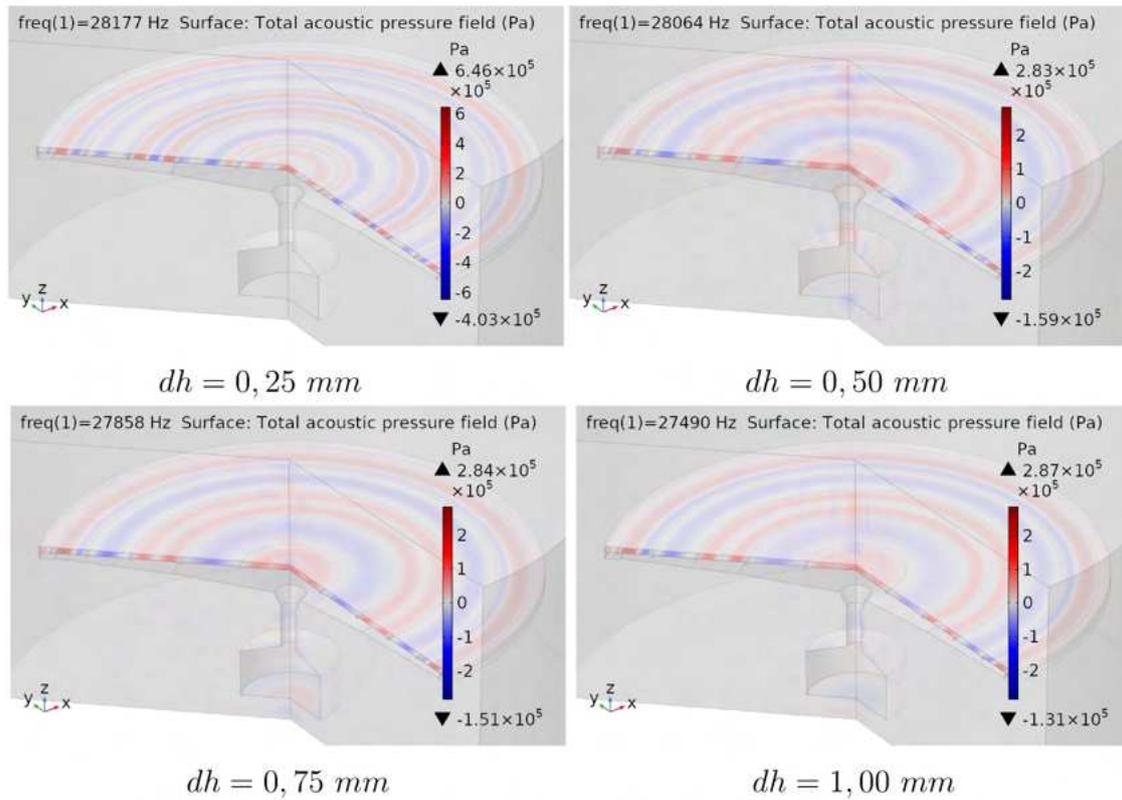
À medida que se aumenta o valor de  $dh$ , a frequência cai drasticamente, começando em  $28177 \text{ Hz}$ , com  $dh = 0,25 \text{ mm}$  e terminando em  $27490 \text{ Hz}$ , para  $dh = 1,00 \text{ mm}$ , representando desvios de  $0,63\%$  e  $1,82\%$ , respectivamente. Sendo assim, o menor desvio obtido em relação à frequência almejada de  $28000 \text{ Hz}$ , foi  $0,22\%$ , para  $dh = 0,50 \text{ mm}$ .

Tabela 8 – Frequências naturais mais próximas de 28  $kHz$ , obtidas para valores distintos de  $dh$ .

$dh$ [mm]	Frequência [Hz]
0,25	28177
0,50	28064
0,75	27858
1,00	27490

A Figura 80 mostra os campos de pressão obtidos no vão, para quatro valores distintos de alturas de ranhuras. Para  $dh = 0,50\text{ mm}$ ,  $0,75\text{ mm}$  e  $1,00\text{ mm}$ , tem-se que as pressões máximas obtidas sofrem pouca variação, sendo ela da ordem de  $10^3\text{ Pa}$ , indicando que, para valores maiores ou iguais a  $0,50\text{ mm}$ , a altura da ranhura inserida na superfície de acionamento, exerce pouca influência sobre o campo de pressão resultante. Dessa forma, a maior pressão máxima obtida, dentre os valores analisados, foi  $6,46 \times 10^5\text{ Pa}$ , para  $dh = 0,25\text{ mm}$ .

Figura 80 – Campo de pressão para superfície de acionamento ranhurada com várias alturas de ranhura.



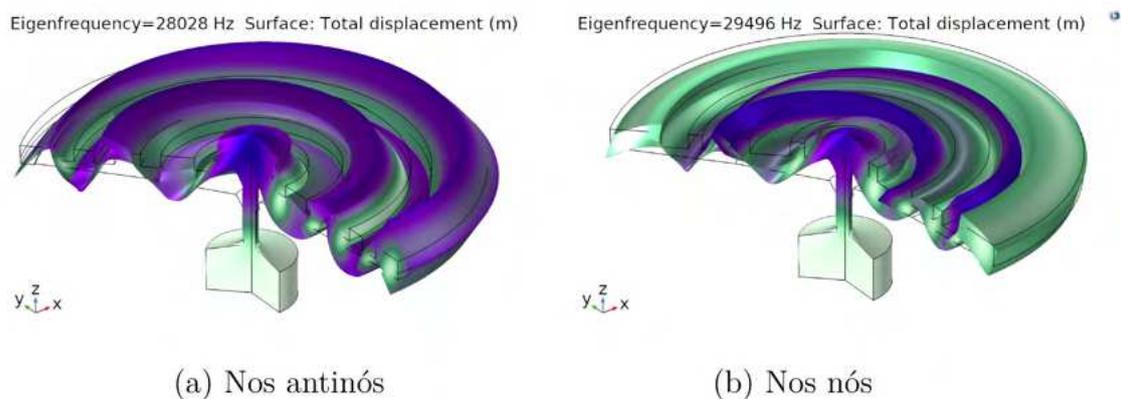
Fonte: Elaborado pela própria autora. Imagens geradas no COMSOL®.

## 5.7 Superfície de acionamento com degraus

Para avaliar a influência da inserção de degraus na superfície de acionamento, foram consideradas duas configurações, a saber: na primeira, os degraus foram inseridos nas áreas de mínimo deslocamento (nós) obtidos na superfície de acionamento sem texturas, operando a  $28\text{ kHz}$ ; na segunda, eles foram inseridos nas áreas de máximo deslocamento (antinós). A altura e a largura dos degraus foram determinadas de forma a obter uma de suas frequências naturais o mais próxima possível da frequência desejada, que é a frequência de operação do transdutor de Langevin utilizado em todos os experimentos deste trabalho. Dessa forma, foram obtidos os modos de vibrar e suas respectivas frequências mostradas na Fig. 81,

sendo  $28028 \text{ Hz}$ , para o caso em que os degraus foram aplicados nos antinós e  $29496 \text{ Hz}$ , para o caso em que foram aplicados nos nós com larguras e alturas de  $dr = 8,75 \text{ mm}$   $dh = 6 \text{ mm}$  e  $dr = 6 \text{ mm}$   $dh = 7 \text{ mm}$ , respectivamente. Além disso, na segunda configuração (degraus nos antinós), foi necessário aumentar  $6 \text{ mm}$  da espessura da superfície de acionamento, tendo como base sempre a geometria do sistema sem texturas.

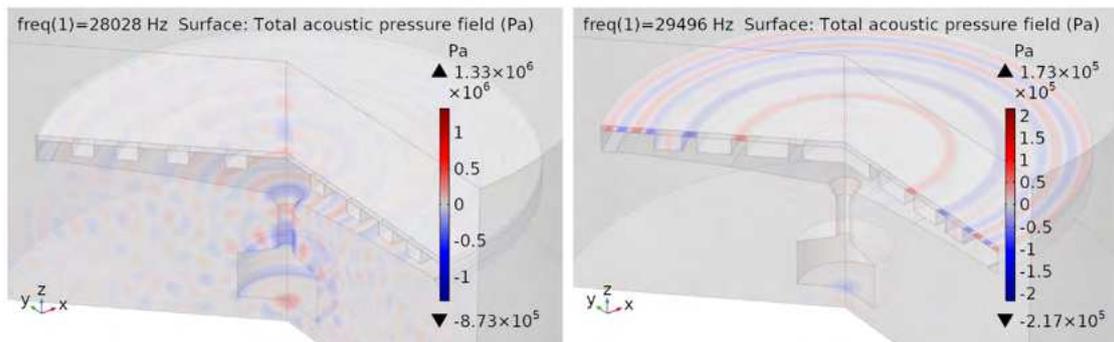
Figura 81 – Modo de vibrar do sistema de acionamento com degraus.



Fonte: Elaborado pela própria autora. Figuras geradas no COMSOL®.

A Figura 82 mostra os campos de pressão obtidos para as duas configurações de superfícies de acionamento com degraus. Para o caso em que os degraus são inseridos nos antinós, Fig. 82 (a), tem-se que a pressão máxima obtida foi  $1,33 \times 10^6 \text{ Pa}$  e a mínima,  $-8,73 \times 10^5 \text{ Pa}$ , enquanto que, para o caso em que os degraus foram posicionados nos nós 82 (b), a pressão máxima foi cerca de dez vezes menor,  $1,73 \times 10^5 \text{ Pa}$ , e, a mínima, aproximadamente quatro vezes menor,  $-2,17 \times 10^5 \text{ Pa}$ .

Figura 82 – Campo de pressão acústica total.



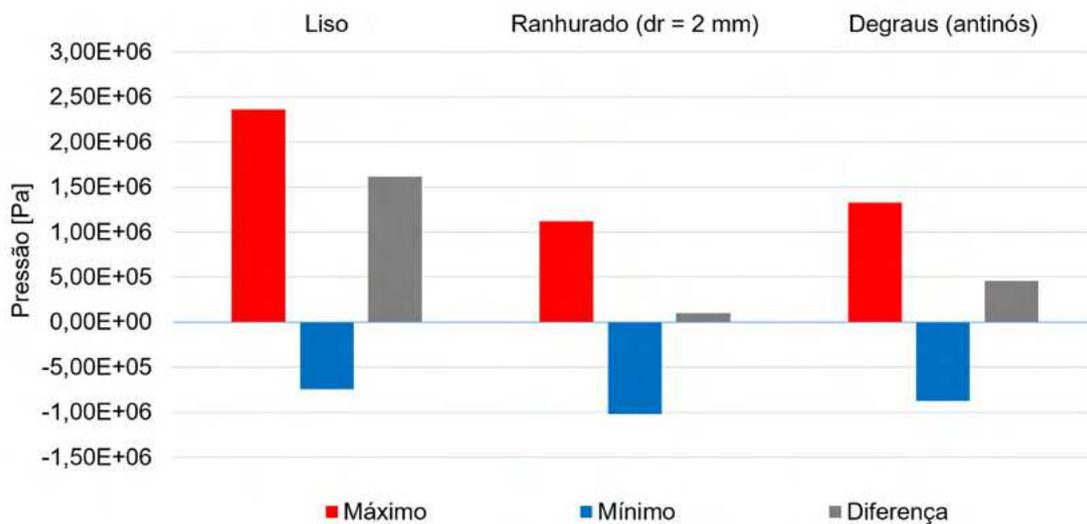
(a) Antinós.

(b) Nós.

Fonte: Elaborado pela própria autora. Imagens geradas no COMSOL®.

A Figura 83 mostra as pressões máximas, mínimas e a diferença entre essas pressões conforme obtidas para os casos avaliados nesta seção, ou seja, sem ranhuras (liso) e, com ranhuras e com degraus. Os que apresentaram o melhor desempenho correspondem ao caso com ranhuras de 2 mm de comprimento e o com degraus aplicados nos antinós da superfície de acionamento. Dessa forma, tem-se que a superfície de acionamento lisa (sem textura alguma), foi a que apresentou o melhor desempenho dentre as configurações avaliadas, seguida pela superfície com degraus, tendo a ranhurada apresentado o pior desempenho. Além disso, observando os campos de pressão apresentados, tem-se que, com exceção do caso em que os degraus foram colocados nas áreas de máximo deslocamento, os máximos e mínimos de pressão ficaram concentrados nas áreas adjacentes às texturas.

Figura 83 – Comparação entre campos de pressão para as diversas configurações estudadas.



Fonte: Elaborado pela própria autora.

## 6 Conclusão

A levitação acústica de campo próximo insere-se no contexto da busca por alternativas que permitam o transporte e o armazenamento de objetos e substâncias sem que haja contato entre eles e a superfície transportadora e que movimentos lineares ou rotacionais de alta velocidade em máquinas possam ocorrer sem a utilização de lubrificantes convencionais. Entretanto, esta técnica possui limitações no que diz respeito a aplicações onde é necessária uma alta capacidade de carga. Sendo assim, este trabalho dedicou-se a examinar o comportamento da técnica de levitação acústica de campo próximo sob diferentes aspectos. Seguem as considerações finais acerca dos principais pontos abordados de acordo com os objetivos definidos na seção 1.2.2, bem como as principais contribuições da tese, a produção científica decorrente da tese e recomendações para trabalhos futuros:

1. Definir as equações utilizadas para simular o comportamento da levitação acústica de campo próximo, bem como os métodos de resolução aplicáveis.

A Equação de Reynolds é obtida a partir das equações de Navier-Stokes, considerando algumas premissas, a saber, que o fluxo no vão entre a superfície inferior do objeto a ser levitado e a superfície de acionamento é laminar e isotérmico, que a sua espessura é muito menor do que as outras dimensões das superfícies que formam o sistema, que a pressão é constante ao longo dessa espessura e que os efeitos da inércia são negligenciáveis. A partir da forma geral da Equação de Reynolds, as simplificações feitas para adaptar a equação para a levitação acústica de campo próximo, são descritas termo a termo. Em seguida, as técnicas de solução numérica são apresentadas. No que diz respeito às técnicas apresentadas para o caso do disco superior engastado, apesar da função *pdepe* do Matlab<sup>®</sup> ser de fácil aplicação e mais rápida, prefere-se a resolução do método de Euler com diferenças finitas parciais resolvido utilizando um código próprio, por permitir customizações e, inclusive, que o código seja implementado em códigos de programação livre, tais como o Python, por exemplo. No que diz respeito ao disco livre, o próximo passo

seria a inserção do deslocamento da superfície de acionamento.

2. Compreender o comportamento dinâmico da levitação acústica de campo próximo com ênfase no campo de pressão obtido no vão entre a superfície de acionamento e o objeto a ser levantado, e na capacidade de carga do sistema, levando em consideração a força de sustentação gerada e a altura atingida pelo objeto a ser levantado, quando aplicável, através de simulações numéricas do sistema.

Quando avaliado o comportamento do campo de pressão para o disco superior engastado, tem-se que  $\epsilon$  exerce uma maior influência sobre a sua amplitude, enquanto  $\sigma$  exerce uma maior influência sobre a sua distribuição.

Por outro lado, o comportamento da força para o disco superior livre é mais influenciado pela massa do disco, devido ao equilíbrio de forças que deve ser atendido e pelo raio  $R_0$  do disco, e da superfície de acionamento. O deslocamento é afetado também pela massa e pelo raio, mas também pela amplitude de acionamento  $\delta_h$ . Já o tempo necessário para que o sistema atinja o regime permanente é influenciado pelos parâmetros  $h_0$ ,  $\delta_h$  e por  $R_0$ .

3. Avaliar os efeitos de parâmetros geométricos, ambientais e de trabalho no desempenho da levitação acústica de campo próximo por meio da aplicação da técnica de análise de incertezas e sensibilidade intervalares.

A análise de incertezas intervalar apresentada neste trabalho permitiu avaliar a influência dos parâmetros incertos sobre a força de levitação gerada. Foram consideradas incertezas produzidas por variações das condições ambientais  $(p_0, \mu)$ , do sistema operacional  $(\omega, r_0, \delta_h)$  e do sistema de medição  $(h_0)$ . Dessa forma, foi possível determinar que a força resultante produzida pelo sistema de levitação com o disco superior fixo, é mais sensível às incertezas aplicadas nas condições ambientais  $(p_0$  e  $\mu)$  e na frequência operacional  $(\omega)$ . Além disso, a análise de incerteza de intervalo revelou que a força máxima de levitação varia significativamente com mudanças nos parâmetros incertos considerados. Por outro lado, a força resultante do sistema de levitação com o disco superior livre varia mais com o intervalo incerto aplicado a  $p_0$  e  $r_0$ , enquanto que o deslocamento varia mais com o intervalo incerto aplicado a  $\delta_h$  e também a

$p_0$  e  $r_0$ , indicando que podem haver valores ótimos de operação  $\delta_h$  e  $r_0$ , que permitem melhorar a capacidade de carga do sistema.

4. Determinar o comportamento do sistema de levitação acústica de campo próximo diante a inserção de texturas na sua superfície de acionamento.

Foram feitas análises experimentais comparativas entre sistemas de levitação acústica de campo próximo com superfícies de acionamento com e sem ranhuras e análises numéricas comparativas entre sistemas com ranhuras de diferentes tamanhos, com degraus em posições distintas e sem texturas, utilizando o *software* COMSOL<sup>®</sup>. De modo geral, a superfície de acionamento lisa foi a que apresentou o melhor desempenho dentre as avaliadas, seguida pela superfície com degraus, sendo que a superfície ranhurada a que apresentou o pior desempenho. Entretanto, o aumento do valor máximo do campo de pressão obtido para determinados tamanhos de ranhuras, indica haver a possibilidade da capacidade de carga do sistema com ranhuras melhorar via otimização de sua geometria.

5. Principais contribuições da tese

- Avaliação dos efeitos de parâmetros geométricos, ambientais e de trabalho sobre o desempenho da técnica de levitação acústica de campo próximo por meio da aplicação da técnica de incertezas intervalares e da variação de seus valores. Estas análises não foram encontradas na literatura e permitem uma maior compreensão do comportamento dinâmico da técnica de levitação acústica de campo próximo.
- Avaliação dos efeitos da inserção de texturas na superfície de acionamento sobre o desempenho da técnica de levitação acústica de campo próximo. Na literatura são encontrados apenas trabalhos em que ranhuras são inseridas no objeto a ser levantado, sendo que, na prática, seria inviável alterar a geometria de uma tela de LCD a ser transportada, por exemplo. Além disso, sabe-se que é importante que a superfície de acionamento possua um modo de vibrar igual a frequência de trabalho do transdutor, que pode ser alterada com a inserção de ranhuras, o que não foi considerado nos trabalhos reportados na literatura.

## 6. Produção científica decorrente da tese:

- LOBATO, FRAN SÉRGIO ; ZUFFI, GEISA ARRUDA ; CAVALINI, ALDEMIR AP. ; STEFFEN, VALDER . Uncertainty Analysis of a Near-Field Acoustic Levitation System. *Studies in Computational Intelligence*. 1ed.: Springer International Publishing, 2020, v. , p. 1-16.
- ARRUDA ZUFFI, GEISA; LOBATO, FRAN SÉRGIO ; LARA - MOLINA, FABIAN ANDRES ; CAVALINI JUNIOR, ALDEMIR APARECIDO ; STEFFEN JUNIOR, VALDER . Análise De Sensibilidade Em Um Sistema De Levitação Acústica De Campo Próximo Sujeito A Incertezas. *Revista Mundi Engenharia, Tecnologia E Gestão*, V. 4, P. 186-1, 2019.
- ZUFFI, GEISA; LARA-MOLINA, FABIAN ANDRES ; LOBATO, FRAN ; CAVALINI JR, ALDEMIR AP ; STEFFEN JR, VALDER . Interval Uncertainty And Sensitivity Analyses Dedicated To The Near-field Acoustic Levitation Force. In: 25th International Congress of Mechanical Engineering, 2019. *Proceedings of the 25th International Congress of Mechanical Engineering*.
- ZUFFI, G. A.; LOBATO, F. S. ; LARA-MOLINA, F. A. ; CAVALINI JUNIOR, A. ; STEFFEN JUNIOR, V. . Análise de Incerteza em um Sistema de Levitação Acústica de Campo Próximo.. In: XXI Encontro Nacional de Modelagem Computacional, 2018, Armação de Búzios. XXI ENMC, 2018, 2018.
- FERREIRA JUNIOR, F. M. ; ZUFFI, G. A. ; LOBATO, F. S. ; NISHIDA, P. P. R. ; CAVALINI JUNIOR, A. ; STEFFEN JUNIOR, V. . Numerical Investigation of the Near-Field Acoustic Levitation Approach.. In: COBEM 2017, 2017, Curitiba. 24th ABCM International Congress of Mechanical Engineering, 2017.

## 7. Recomendações para trabalhos futuros

Diante dos estudos apresentados, seguem algumas sugestões para trabalhos futuros:

- Implementação do modo de vibrar da superfície de acionamento no equacionamento apresentado para o caso do disco livre;
- Otimização da geometria da superfície de acionamento com e sem ranhuras utilizando o novo equacionamento que leva em consideração os modos de vibrar, variando as dimensões das ranhuras e o raio da superfície;
- Avaliação da influência da inserção de mais atuadores na superfície acionadora sobre a capacidade de carga da levitação acústica de campo próximo.

## Referências

- ALBUQUERQUE, E. B. d. et al. Concepção e análise de desempenho de um transportador vibratório linear com acionamento piezoelétrico. Universidade Federal de Uberlândia, 2004. Citado na página 20.
- AMANO, T. et al. A multi-transducer near field acoustic levitation system for noncontact transportation of large-sized planar objects. *Japanese Journal of Applied Physics*, IOP Publishing, v. 39, n. 5S, p. 2982, 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1143/JJAP.39.2982>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 40 e 41.
- ANDREWS, M.; HARRIS, I.; TURNER, G. A comparison of squeeze-film theory with measurements on a microstructure. *Sensors and Actuators A: Physical*, Elsevier, v. 36, n. 1, p. 79–87, 1993. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0924-4247\(93\)80144-6](https://doi.org/10.1016/0924-4247(93)80144-6)>. Citado na página 54.
- BAZOU, D. et al. Gene expression analysis of mouse embryonic stem cells following levitation in an ultrasound standing wave trap. *Ultrasound in medicine & biology*, Elsevier, v. 37, n. 2, p. 321–330, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ultrasmedbio.2010.10.019>>. Citado na página 27.
- BAZOU, D.; KUZNETSOVA, L. A.; COAKLEY, W. T. Physical environment of 2-d animal cell aggregates formed in a short pathlength ultrasound standing wave trap. *Ultrasound in medicine & biology*, Elsevier, v. 31, n. 3, p. 423–430, 2005. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ultrasmedbio.2004.12.007>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 27 e 28.
- BRUNETIÈRE, N.; WODTKE, M. Considerations about the applicability of the reynolds equation for analyzing high-speed near field levitation phenomena. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 483, p. 115496, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jsv.2020.115496>>. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 55.
- BUJURKE, N.; BASTI, D.; KUDENATTI, R. B. Surface roughness effects on squeeze film behavior in porous circular disks with couple stress fluid. *Transport in Porous Media*, Springer, v. 71, n. 2, p. 185–197, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s11242-007-9119-2>>. Citado na página 43.
- CHANG, X. et al. Nfal prototype design and feasibility analysis for self-levitated conveying. *Tribology Transactions*, Taylor & Francis, v. 59, n. 5, p. 957–968, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/10402004.2015.1124306>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 41 e 42.

CHEN, C. et al. Design of a noncontact spherical bearing based on near-field acoustic levitation. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, SAGE Publications Sage UK: London, England, v. 25, n. 6, p. 755–767, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1177/1045389X13512903>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 39 e 40.

EMMERICH, C. L. *Piezoelectric oscillating bearing*. [S.l.]: Google Patents, 1967. US Patent 3,351,393. Citado na página 30.

FARRON, J. R.; TEITELBAUM, B. R. *Squeeze film bearings*. [S.l.]: Google Patents, 1969. US Patent 3,471,205. Citado na página 30.

FENG, K. et al. Thermohydrodynamic analysis and thermal management of spherical spiral groove gas bearings. *Tribology Transactions*, Taylor & Francis, v. 60, n. 4, p. 629–644, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/10402004.2016.1195467>>. Citado na página 43.

FERREIRA, H. P. Retrospectiva dos métodos de levitação e o estado da arte da tecnologia da levitação magnética. *POLI/UFRJ, Rio de Janeiro*, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.

GABAY, R.; BUCHER, I. Resonance tracking in a squeeze-film levitation device. *Mechanical systems and signal processing*, Elsevier, v. 20, n. 7, p. 1696–1724, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2005.03.001>>. Citado na página 103.

GALLEGO-JUAREZ, J. et al. Development of industrial models of high-power stepped-plate sonic and ultrasonic transducers for use in fluids. In: IEEE. *2001 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium (Cat. No. 01CH37263)*. [S.l.], 2001. v. 1, p. 571–578. Citado na página 47.

GALLEGO-JUÁREZ, J. A.; RODRIGUEZ-CORRAL, G.; GAETE-GARRETON, L. An ultrasonic transducer for high power applications in gases. *Ultrasonics*, Elsevier, v. 16, n. 6, p. 267–271, 1978. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0041-624X\(78\)90053-7](https://doi.org/10.1016/0041-624X(78)90053-7)>. Citado 2 vezes nas páginas 47 e 107.

GAO, J.; CAO, C.; WEI, B. Containerless processing of materials by acoustic levitation. *Advances in Space Research*, Elsevier, v. 24, n. 10, p. 1293–1297, 1999. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(99\)00736-X](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)00736-X)>. Citado na página 18.

GARRATT, J. et al. A compressible flow model for the air-rotor-stator dynamics of a high-speed, squeeze-film thrust bearing. *Journal of fluid*

- mechanics*, Cambridge University Press, v. 655, p. 446, 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112010000947>>. Citado na página 54.
- HAMROCK, B. J.; SCHMID, S. R.; JACOBSON, B. *Fundamental of fluid film lubrication*. New York, NY, CRC Press, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1201/9780203021187>>. Citado 3 vezes nas páginas 48, 49 e 50.
- HASHIMOTO, Y.; KOIKE, Y.; UEHA, S. Near-field acoustic levitation of planar specimens using flexural vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 100, n. 4, p. 2057–2061, 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.1121/1.417915>>. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 29.
- HONGCHEN, W.; ZHIGANG, Y. Research on the design method of the high-speed motor based on the ultrasonic levitation support. *International Journal of Control and Automation*, v. 9, n. 4, p. 325–332, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.14257/ijca.2016.9.4.32>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 33 e 34.
- HRKA, S. Acoustic levitation. *University of Ljubljana, Faculty of Mathematics and Physics*, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 10, 25 e 26.
- HU, J.; NAKAMURA, K.; UEHA, S. A noncontact ultrasonic motor with the rotor levitated by axial acoustic viscous force. *Electronics and Communications in Japan (Part III: Fundamental Electronic Science)*, Wiley Online Library, v. 82, n. 4, p. 56–63, 1999. Disponível em: <[https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1520-6440\(199904\)82:4<56::AID-ECJC7>3.0.CO;2-U](https://doi.org/10.1002/(SICI)1520-6440(199904)82:4<56::AID-ECJC7>3.0.CO;2-U)>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 38 e 39.
- ILSSAR, D.; BUCHER, I. On the slow dynamics of near-field acoustically levitated objects under high excitation frequencies. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 354, p. 154–166, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jsv.2015.05.020>>. Citado 4 vezes nas páginas 28, 54, 56 e 57.
- ILSSAR, D.; BUCHER, I. The effect of acoustically levitated objects on the dynamics of ultrasonic actuators. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing LLC, v. 121, n. 11, p. 114504, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.4978365>>. Citado 2 vezes nas páginas 63 e 102.
- ILSSAR, D.; BUCHER, I.; FLASHNER, H. Modeling and closed loop control of near-field acoustically levitated objects. *Mechanical Systems and Signal Processing*, Elsevier, v. 85, p. 367–381, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2016.08.011>>. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 20.

- KIKUCHI, K. et al. Development of multi-degree-of-freedom noncontact transportation using holding force in near-field acoustic levitation and consideration of factors of unstable operation. *Japanese Journal of Applied Physics*, IOP Publishing, v. 60, n. SD, p. SDDD10, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.35848/1347-4065/abf3d8>>. Citado na página 20.
- LANGLOIS, W. Isothermal squeeze films. *Quarterly of Applied Mathematics*, v. 20, n. 2, p. 131–150, 1962. Disponível em: <<https://doi.org/10.1090/qam/99963>>. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 54.
- LI, H. et al. A novel noncontact ultrasonic levitating bearing excited by piezoelectric ceramics. *Applied Sciences*, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 6, n. 10, p. 280, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.3390/app6100280>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 34 e 35.
- LI, W.; LIU, Y.; FENG, K. Modelling and experimental study on the influence of surface grooves on near-field acoustic levitation. *Tribology International*, Elsevier, v. 116, p. 138–146, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.triboint.2017.07.012>>. Citado 5 vezes nas páginas 10, 43, 44, 106 e 108.
- LI, W. et al. Effect of surface grooves on the characteristics of noncontact transportation using near-field acoustic levitation. *Tribology Transactions*, Taylor & Francis, v. 61, n. 5, p. 960–971, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/10402004.2018.1460432>>. Citado 4 vezes nas páginas 10, 44, 46 e 106.
- MINIKES, A.; BUCHER, I. Coupled dynamics of a squeeze-film levitated mass and a vibrating piezoelectric disc: numerical analysis and experimental study. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 263, n. 2, p. 241–268, 2003. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(02\)01121-5](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(02)01121-5)>. Citado na página 54.
- MINIKES, A.; BUCHER, I. Comparing numerical and analytical solutions for squeeze-film levitation force. *Journal of fluids and structures*, Elsevier, v. 22, n. 5, p. 713–719, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2006.02.004>>. Citado 3 vezes nas páginas 28, 53 e 54.
- MOENS, D.; VANDEPITTE, D. Interval sensitivity analysis of dynamic response envelopes for uncertain mechanical structures. In: SPRINGER. *III European Conference on Computational Mechanics*. 2006. p. 385–385. Disponível em: <[https://doi.org/10.1007/1-4020-5370-3\\_385](https://doi.org/10.1007/1-4020-5370-3_385)>. Citado na página 63.
- MOENS, D.; VANDEPITTE, D. Sensitivity analysis of frequency response function envelopes of mechanical structures with interval uncertainties. In:

KATHOLIEKE UNIV LEUVEN, DEPT WERKTUIGKUNDE. *Proceedings of ISMA2006: International Conference on Noise and Vibration Engineering, Vols 1-8*. [S.l.], 2006. v. 7, p. 4197–4212. Citado 2 vezes nas páginas 63 e 66.

MOHITE, S. S.; SONTI, V. R.; PRATAP, R. A compact squeeze-film model including inertia, compressibility, and rarefaction effects for perforated 3-d mems structures. *Journal of Microelectromechanical systems*, IEEE, v. 17, n. 3, p. 709–723, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/JMEMS.2008.921675>>. Citado na página 54.

MOORE, R. E.; KEARFOTT, R. B.; CLOUD, M. J. *Introduction to interval analysis*. Siam, 2009. v. 110. Disponível em: <<https://doi.org/10.1137/1.9780898717716>>. Citado na página 63.

PENG, T. et al. Performance investigation on ultrasonic levitation axial bearing for flywheel storage system. *Frontiers of Mechanical Engineering in China*, Springer, v. 4, n. 4, p. 415, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s11465-009-0051-8>>. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.

SALBU, E. Compressible squeeze films and squeeze bearings. *Journal of Basic Engineering*, American Society of Mechanical Engineers, v. 86, n. 2, p. 355–364, 1964. Disponível em: <<https://doi.org/10.1115/1.3653080>>. Citado 4 vezes nas páginas 30, 48, 51 e 54.

SCRANTON, R. A. *Planar and cylindrical oscillating pneumatodynamic bearings*. [S.l.]: Google Patents, 1987. US Patent 4,666,315. Citado na página 30.

SHI, M. et al. Running performance of a squeeze film air bearing with flexure pivot tilting pad. *Tribology Transactions*, Taylor & Francis, v. 63, n. 4, p. 704–717, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/10402004.2020.1736360>>. Citado 4 vezes nas páginas 10, 25, 35 e 36.

STOLARSKI, T.; XUE, Y.; YOSHIMOTO, S. Air journal bearing utilizing near-field acoustic levitation stationary shaft case. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, SAGE Publications Sage UK: London, England, v. 225, n. 3, p. 120–127, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1177/2041305X10394956>>. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 32.

STORN, R. Differential evolution—a simple and efficient adaptive scheme for global optimization over continuous spaces. *Technical report, International Computer Science Institute*, v. 11, 1995. Citado na página 64.

- STORN, R.; PRICE, K. Differential evolution—a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. *Journal of global optimization*, Springer, v. 11, n. 4, p. 341–359, 1997. Disponível em: <<https://doi.org/10.1023/A:1008202821328>>. Citado na página 64.
- THOMAS, G. P. et al. Development of an acoustic levitation linear transportation system based on a ring-type structure. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, IEEE, v. 64, n. 5, p. 839–846, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/TUFFC.2017.2673244>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 42 e 43.
- VANDAELE, V.; LAMBERT, P.; DELCHAMBRE, A. Non-contact handling in microassembly: Acoustical levitation. *Precision engineering*, Elsevier, v. 29, n. 4, p. 491–505, 2005. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.precisioneng.2005.03.003>>. Citado 3 vezes nas páginas 18, 19 e 20.
- VIANA, F. A. C.; STEFFEN, J. V. *SIMPLE Optimization ToolBox - Users Guide*. 3th. ed. [S.l.: s.n.], 2007. [Http://www.geocities.com/fchegury/](http://www.geocities.com/fchegury/). Citado na página 65.
- VORONINA, S.; BABITSKY, V. Autoresonant control strategies of loaded ultrasonic transducer for machining applications. *Journal of sound and vibration*, Elsevier, v. 313, n. 3-5, p. 395–417, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jsv.2007.12.014>>. Citado na página 103.
- WANG, C.; AU, Y. J. Levitation characteristics of a squeeze-film air journal bearing at its normal modes. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, Springer, v. 60, n. 1-4, p. 1–10, 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s00170-011-3582-1>>. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 33.
- WANG, X. et al. Loads carrying capacity map for the surface texture design of sic thrust bearing sliding in water. *Tribology International*, Elsevier, v. 36, n. 3, p. 189–197, 2003. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0301-679X\(02\)00145-7](https://doi.org/10.1016/S0301-679X(02)00145-7)>. Citado na página 43.
- WANG, Y.; WEI, B. Mixed-modal disk gas squeeze film theoretical and experimental analysis. *International Journal of Modern Physics B*, World Scientific, v. 27, n. 25, p. 1350168, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1142/S0217979213501683>>. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 56.
- WARNOCK, J. L. F. *Dynamic gas film supported inertial instrument*. [S.l.]: Google Patents, 1967. US Patent 3,339,421. Citado na página 30.

- XIE, W. et al. Acoustic method for levitation of small living animals. *Applied Physics Letters*, AIP, v. 89, n. 21, p. 214102, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2396893>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 26 e 27.
- YAMAYOSHI, Y. et al. An analysis on the driving force and optimum frequency of a noncontact-type ultrasonic motor. *Japanese journal of applied physics*, IOP Publishing, v. 33, n. 5S, p. 3081, 1994. Disponível em: <<https://doi.org/10.1143/JJAP.33.3081>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 36 e 37.
- YAMAZAKI, T. et al. Trial construction of a noncontact ultrasonic motor with an ultrasonically levitated rotor. *Japanese journal of applied physics*, IOP Publishing, v. 35, n. 5S, p. 3286, 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.1143/JJAP.35.3286>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 37 e 38.
- ZHAO, S. *Investigation of Non-contact Bearing Systems Based on Ultrasonic Levitation*. [S.l.]: PZH, Produktionstechn. Zentrum, 2010. Citado 10 vezes nas páginas 10, 18, 31, 53, 54, 62, 69, 70, 71 e 72.
- ZHAO, S.; MOJRZISCH, S.; WALLASCHEK, J. An ultrasonic levitation journal bearing able to control spindle center position. *Mechanical Systems and Signal Processing*, Elsevier, v. 36, n. 1, p. 168–181, 2013. Citado na página 29.