

UNESP
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

MOT. ULTRA-SÔNICOS: PRINC. DE
FUNCION. E CARACT.

Guaratinguetá
1997



1110000341



*"Motores Ultra-sônicos:
Princípios de Funcionamento
e Características"*

ADOLFO GOMES MARTO

73



"MOTORES ULTRA-SÔNICOS: PRINCÍPIOS DE FUNCIONAMENTO E
CARACTERÍSTICAS"

ADOLFO GOMES MARTO

CARO LEITOR NÃO
RISQUE O LIVRO

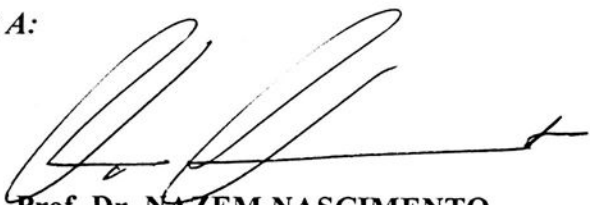
ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
"MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA"

ESPECIALIDADE: ENGENHARIA MECÂNICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: PROJETOS E MATERIAIS

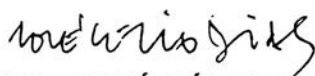
APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Tomaz Manabu Hashimoto
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. NAZEM NASCIMENTO
Orientador / Unesp-Feg


Prof. Dr. JOÃO ZANGRANDI FILHO
Unesp/Feg


Prof. Dr. JOSÉ CÉLIO DIAS
EFEI

Setembro de 1997



Adolfo Gomes Marto

**Motores Ultra-sônicos : Princípios de
Funcionamento e Características.**

**Tese Apresentada à Faculdade de
Engenharia de Guaratinguetá, da
Universidade Estadual Paulista,
para a obtenção do título de
Mestre em Engenharia**

Orientador: Prof. Dr. Nazem Nascimento

**Guaratinguetá
1997**

341

T.621.313.13(043)
M387m



Dados Curriculares

Adolfo Gomes Marto

NASCIMENTO 5.12.1963 - São Paulo - SP

FILIAÇÃO Manuel das Neves Marto

Dulce Gomes Marto

1984/1989 Curso de Graduação

Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá - UNESP

1989/1989 Engenheiro Júnior, na Planconsult Planejamento e Consultoria

1990/1992 Engenheiro Assistente de Manutenção na Duratex SA

1995/1997 Curso de Pós-graduação em Projetos e Materiais, nível de
Mestrado, na Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá -
UNESP



Dedicatória

À querida Wilma pelo estímulo em iniciar este trabalho de
mestrado, pelo incentivo em continuar nas
horas difíceis.

À minha tia Glória, carinhosamente tia Tó, pelo grande apoio à
minha formação educacional e profissional

Agradecimentos

A colaboração de amigos e colegas foi muito importante para a realização deste trabalho. Agradeço muito pela colaboração de cada um deles.

Em especial, ao Erik Gerst, pelas discussões abordadas num trabalho de parcerias e troca de informações contribuiu muito na formação de conceitos.

Ao meu orientador Prof. Doutor Nazem Nascimento pelas sugestões e críticas aos procedimentos utilizados. Desta forma, foi possível superar as incertezas em relação ao rumo da pesquisa.

Ao Prof. Doutor Roberto Artur Cornetti Silva pela ajuda na abordagem matemática.



SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	VI
LISTA DE TABELAS.....	XII
LISTA DE ABREVIATURAS E SÍMBOLOS.....	XIII
Resumo.....	XVI
1 -INTRODUÇÃO.....	1
2 - REVISÃO DE BIBLIOGRÁFICA.....	3
3 - METODOLOGIA.....	10
4 - PRINCÍPIOS DE FUNCIONAMENTO DOS MOTORES ULTRA-SÔNICOS.....	12
4.1- Vibrações Mecânicas.....	12
4.2 - Transdutores Piezoelétricos.....	34
4.3 - Contato Mecânico.....	48
5 - TIPOS DE MOTORES: ASPECTOS CONSTRUTIVOS E CARACTERÍSTICAS.....	56
5.1 -Motores Rotacionais.....	56
5.2 - Motores Lineares.....	84
6 - APLICAÇÃO.....	99
7 - DISCUSSÃO.....	109
8 - CONCLUSÃO.....	113
9 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	114
Apêndice.....	118
Abstract.....	144
Glossário.....	145

Lista de figuras

Figura 1	Motor ultra-sônico proposto por Barth ^{19, 26}	3
Figura 2	Esquema de acionamento proposto por Gromakowski ¹⁹	4
Figura 3	Utilização de vibrador tipo Langevin proposto por Valisev ¹⁹	4
Figura 4	Motor ultra-sônico desenvolvido por Sashida ¹⁹	5
Figura 5	Acionamento por <i>onda propagante</i> desenvolvido por Sashida ¹⁹	6
Figura 6	Princípio básico de funcionamento do motor ultra-sônico	12
Figura 7	Deslocamento elíptico	13
Figura 8	Formas de vibrar de uma barra	14
Figura 9	Onda estacionária	16
Figura 10	<i>Onda propagante</i> - “travelling wave”	17
Figura 11	Deslocamento de um ponto situado na linha neutra de uma barra submetida a uma <i>onda propagante</i>	20
Figura 12	Representação geométrica dos deslocamentos de um ponto fora da linha neutra de uma barra submetida a uma <i>onda propagante</i>	21
Figura 13	Deslocamento de um ponto situado fora da linha neutra de uma barra submetida a uma <i>onda propagante</i>	23
Figura 14	Modos de vibrar transversais de uma placa circular	24
Figura 15	Excitação de dois modos degenerados de forma B_{02} defasados entre si	26
Figura 16	Modos de vibrar reversos ao eixo de simetria de uma placa circular	28
Figura 17	Rotação de duas <i>onda propagantes</i> não paralelas ao eixo de simetria	29
Figura 18	Dois modos de vibrar em direções ortogonais e defasados de $T/2$ de uma barra submetida a flexão	30

Figura 19	Deslocamentos elípticos de modos degenerados com formas diferentes de vibrar em uma barra de seção circular	32
Figura 20	Deslocamentos elípticos de modos degenerados com formas diferentes de vibrar em uma placa retangular	33
Figura 21	Comportamento mecânico de uma cerâmica piezoelétrica com polarização diferente em regiões distintas	36
Figura 22	Polarização de um bloco cerâmico	38
Figura 23	Analogia entre o circuito ressonante da cerâmica piezoelétrica e o sistema dinâmico natural massa mola	39
Figura 24	Vibrador tipo Langevin ¹⁹	41
Figura 25	Atuadores de camadas múltipla ²³	41
Figura 26	Deformação de uma barra de alumínio devido à expansão de elementos piezoelétricos ¹⁹	42
Figura 27	Produção de uma onda estacionária com elemento piezoelétrico	43
Figura 28	Disposição de grupos de cerâmica piezoelétrica para geração de uma <i>onda propagante</i>	45
Figura 29	Disposição de grupos de polarização de uma cerâmica piezoelétrica para geração de uma <i>onda propagante</i> através de modos degenerados ímpares ²¹	46
Figura 30	Disposição de placas cerâmica piezoelétrica polarizadas para geração de uma <i>onda propagante</i> através de modos degenerados pares ²⁶	47
Figura 31	Diagrama de esforços da superfície de contato de um motor ultra-sônico	49
Figura 32	Estágios de um ponto submetido a um contato com esforços tangenciais	50
Figura 33	Comportamento dos esforços que ponto de contato está submetido	52
Figura 34	Classificação dos altos polímeros como materiais de fricção ²⁶	53
Figura 35	Esquema do contato de motores ultra-sônicos desenvolvido pela Canon ²⁶	55

Figura 36	Motor ultra-sônico da Matsushita ²⁶ por <i>onda propagante</i>	58
Figura 37	Motor ultra-sônico Shinsei ^{19, 26} por <i>ondas propagantes</i>	59
Figura 38	Esquema do estator de um motor Shinsei ^{19, 26}	60
Figura 39	Modelo empregado em objetivas de câmeras fotográficas Canon ²	61
Figura 40	Perfil do motor da Canon ²⁶	62
Figura 41	Motor por <i>ondas propagantes</i> tipo B _{1n} Matsushita ²⁶	64
Figura 42	Posicionamento do deslocamento elíptico provocados por ondas propagantes não paralelas ao eixo de simetria	65
Figura 43	Formas construtivas de motores ultra-sônicos por <i>ondas propagantes</i> não paralelas ao eixo de simetria ²⁶	66
Figura 44	Motor ultra-sônico que utilizam deslocamentos internos de um disco ²⁶	67
Figura 45	Motor ultra-sônico que utiliza deslocamentos externos de um disco ²⁶	68
Figura 46	Motor que utiliza deslocamentos externos de um disco vibrando pelo modo (2-1) ²⁶	69
Figura 47	Motor ultra-sônico por conversão de modos ¹⁹	70
Figura 48	Protótipo de motor ultrasônico por conversão de modos de Sashida ¹⁹	71
Figura 49	Motor ultra-sônico tipo flexo-torçor de Kumada ¹⁹	72
Figura 50	Motor ultra-sônico de transdutor híbrido de Ueha ¹⁹	74
Figura 51	Estágios de um motor ultra-sônico com transdutor híbrido	75
Figura 52	Motor ultra-sônico roto-transdutor tipo torcional ²⁶	77
Figura 53	Motor ultra-sônico roto-transdutor tipo longitudinal. ²⁶	77
Figura 54	Contato elétrico das cerâmicas do transdutor do rotor ²⁶	77
Figura 55	Motor ultra-sônico com rotor intercalado entre dois vibradores ²⁶	78
Figura 56	Motor ultra-sônico por ondas de flexão ²⁶	80
Figura 57	Cerâmica bipolarizada ^{2, 27}	80

Figura 58 Disposição dos grupos de cerâmica ^{2,27}	81
Figura 59 Flexão do motor ultra-sônico ^{2,27}	81
Figura 60 Estágios de um motor ultra-sônico de modos de flexão	82
Figura 61 Motor ultra-sônico linear por ondas propagantes com transdutor tipo Langevin ¹⁹	85
Figura 62 Cursor de um motor ultra-sônico linear por ondas propagantes	86
Figura 63 Motor ultra-sônico linear com transdutor bidirecional	86
Figura 64 Cilindros de motor ultra-sônico por flexão de barras	87
Figura 65 Excitação de um cilindro piezoelétrico	88
Figura 66 Motor-ultra-sônico por modos duplos de flexão	88
Figura 67 Motor ultra-sônico por placas retangulares	89
Figura 68 Polarização de cerâmica para uma placa retangular vibradora	90
Figura 69 Motor ultra-sônico por <i>ondas propagantes</i> com cerâmicas polarizadas ¹⁹	91
Figura 70 Estágios de funcionamento motor ultra-sônico linear com transdutor híbrido	93
Figura 71 Motor ultra-sônico por barra de flexão de seção quadrada ²⁶	94
Figura 72 Polarização de cerâmicas em barras de seção quadrada	95
Figura 73 Motor ultra-sônico por modos de flexão de uma placa retangular ^{19,26}	96
Figura 74 Excitação elétrica de cerâmicas em placas retangulares ²⁶	97
Figura 75 Motor ultra-sônico por modos de uma placa retangular sem trilho de contato ²⁶	98
Figura 76 Esquema de montagem de um motor ultra-sônico por <i>onda propagantes</i> em câmeras fotográficas ²	101
Figura 77 Montagem de um motor ultra-sônico em objetivas de câmeras fotográficas ²	101



Figura 78 Motor Ultra-sônico por flexão de barras ²	102
Figura 79 Esquema de montagem de um Motor Ultra-sônico por flexão de barras ²	102
Figura 80 Esquema de montagem de um Motor Ultra-Sônico no interior de uma camera fotográfica ²⁰	103
Figura 81 Acionamento de cortina utilizado no Tokio's Newly Built City Hall ¹⁹	104
Figura 82 Suporte de câmera filmadora para circuitos internos de televisão utilizados no edifício 'Tokyo Metropolitan Government Bulding' ²⁶	104
Figura 83 Esquema de funcionamento do motor ultra-sônico para o acionamento do suporte para a filmadora	105
Figura 84 Teste para utilização de um motor ultra-sônico por ondas propagantes no acionamento do vidro lateral de um automóvel de luxo ⁵	106
Figura 85 Relógio de pulso com alarme silencioso funcionando com motor ultra-sônico por <i>ondas propagantes</i> ²⁶	107
Figura 86 Esquema do motor ultra-sônico utilizado no funcionamento do alarme silencioso ²⁶	107
Figura 87 Esquema da utilização de motores ultra-sônico no mecanismo de posicionamento de um ploter ¹⁹	108
Figura A1 Deslocamento longitudinal de uma barra	118
Figura A2 Deslocamento transversal de uma barra	122
Figura A3 Deslocamento torcional de uma barra	127
Figura A4 Modo de vibrar(2,0) de uma placa	133
Figura A5 Modo de vibrar(1,1) de uma placa	133
Figura A6 Modo de vibrar(0,1) de uma placa	134
Figura B1 Expansão e contração de uma cerâmica piezoelétrica ¹⁸	140
Figura B2 Deformação cisalhante de uma cerâmica piezoelétrica ¹⁸	140

Figura B3 Flexão de barras piezoelétricas com conexão em série ¹⁸	141
Figura B4 Flexão de barras piezoelétricas com conexão em paralelo ¹⁸	141



Lista de tabelas

Tabela 1	Comportamento da sobreposição de duas ondas estacionárias	19
Tabela 2	Desempenho do motor versos coeficiente de atrito de material de fricção a melhor potência de saída ²⁶	54
Tabela 3	Especificações de motores ultra-sônicos produzidos pela Shinsei Co. ²⁶	61
Tabela 4	Especificação dos motores ultra-sônicos por ondas propagantes da Canon Co. ²	63
Tabela 5	Especificação de motores ultra-sônicos tipo B _{1n} da Matsushita ²⁶	64
Tabela 6	Característica do motor ultra-sônico por conversão de modos de Sashida ²⁶	71
Tabela 7	Características do motor ultra-sônico com componente flexo-torçor de Kumada ²⁶	73
Tabela 8	Especificação de motores ultra-sônicos por onda de flexão ²	83
Tabela B1	Características de Materiais Piezoelétricos	138
Tabela B2	Propriedade de cerâmicas piezoelétricas da Matsushita ¹⁸	139
Tabela C1	Especificação de polímeros utilizados como material de fricção ¹⁹	145



Lista de abreviaturas e símbolos

A	Área da seção transversal
r, θ	Sistema de coordenadas polares
ρ	Densidade do material
x, y, z	Sistema de coordenadas cartesianas
$\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$	Derivada parcial em relação às coordenadas cartesianas
$\frac{\partial}{\partial t}$	Derivada parcial em relação ao tempo
E, G	Módulo de elasticidade, módulo de elasticidade torcional
u_x, v_x, θ_x	Deslocamentos longitudinais, transversais e torcionais respectivamente
$F(x,t), V(x,t),$ $T(x,t)$	Esforço externo distribuído: longitudinal, transversal, torcional, respectivamente
I	Momento de inercia de área
I_p	Momento de inercia de área em coordenadas polares
T, T_i	Período
λ, λ_c	Comprimento de onda, comprimento de onda circular
ω	Frequência angular
k	Constante de proporcionalidade do comprimento da onda
$f(x,t)$	Deslocamentos ocorridos numa barra: longitudinal transversal ou torcional
$V_A, V_B, V_0,$	Fator de amplitude

h	Distância do ponto P à linha neutra de uma barra submetida à flexão
$u(x, h, t)$	Deslocamento na direção x de um ponto distante de h da linha neutra
$v(x, h, t)$	Deslocamento na direção y de um ponto distante de h da linha neutra
λ_c	Comprimento de onda circunferencial
m	Número de círculos nodais de uma placa circular vibrando transversalmente
n	Número de diâmetros nodais de uma placa circular vibrando transversalmente
ε_r	Deslocamento específico radial
ε_θ	Deslocamento específico circunferencial
p	Número de pontos com deslocamento radial inalterado
q	Número de pontos com deslocamento circunferencial inalterado
$\bar{D}$	Densidade de polarização
$\vec{P}$	Polarização
$\vec{E}$	Campo elétrico
ε_0	Permissividade relativa
E_c	Campo elétrico de coercitividade de uma cerâmica piezoelétrica
$E_{\max}$	Campo elétrico de máxima deformação de uma cerâmica piezoelétrica
d_{xyz}	Propriedade dielétrica
$\frac{\Delta \ell}{\ell}$	Deslocamento específico
F_A	Força de acionamento



F_T	Força tangencial resistiva externa
F_N	Força normal à superfície de contato
μ	Coefficiente de atrito
$F_{at_{max}}$	Força de atrito máxima
A_N	Amplitude normal
Δz	Distância que separa a parte acionada e o vibrador
k_N	Rigidez normal a superfície do material de contato
k_T	Rigidez tangencial do material de contato



RESUMO

Neste trabalho são estudados motores ultra-sônicos, os quais empregam vibrações mecânicas para gerarem forças de acionamento. São analisados os princípios de acionamento destes motores com ênfase nos seguintes assuntos: a geração de deslocamentos elípticos através de vibrações, os tipos de transdutores piezoelétricos utilizados e o contato mecânico entre as partes motriz e a movida. Também é apresentada uma classificação dos motores ultra-sônicos de forma abrangente. Discute-se adicionalmente as características e aplicabilidade destes motores. Por fim são apresentadas sugestões para futuros trabalhos.

Palavras-chaves: Motor ultra-sônico, vibração mecânica, deslocamento elíptico, onda propagante, transdutor piezoelétrico, contato mecânico



1 INTRODUÇÃO

A utilização de vibrações mecânicas como forma de acionamento na frequência acima da audível tem despertado interesse entre pesquisadores. A possibilidade de se obter um motor que desenvolva força silenciosamente com velocidade reduzida e dimensões compactas tem sido alvo de pesquisas de protótipos de várias formas construtivas.

A proposição destas formas construtivas se fundamenta na combinação de modos de vibrar e como excitá-los para se obter deslocamentos necessários com a frequência desejada, a ultra-sônica.

Este trabalho pretende apresentar os princípios básicos que possibilitam a construção de motores ultra-sônicos. São estudados as formas possíveis de vibrar, os meios empregados para obtê-las e a troca de esforços resultando em forças de acionamento.

Para evidenciar as formas construtivas, são apresentados protótipos e motores desenvolvidos. Apesar de informações escassas, este trabalho propõe uma classificação dos motores ultra-sônicos aqui explanados.

O motor ultra-sônico por *ondas propagantes* é o motor mais difundido e promissor entre os motores ultra-sônicos e por esta razão é estudado com maior ênfase.

Aplicações relacionam os motores ultra-sônicos com o cotidiano próximo. A utilização destes motores em câmeras fotográficas já é uma realidade assim como em alguns equipamentos de acionamento remoto. Proposições de sua



utilização entre os motores de baixa potência têm despertado interesse entre diversos segmentos industriais.



2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A literatura sobre a utilização de vibrações mecânicas como forma de acionamento expandiu durante os anos oitenta. Muitas publicações com implantação de novos conceitos são divulgadas em periódicos acadêmicos e também através de patentes⁴.

Apesar de o primeiro princípio ter sido escrito em 1942, por Williams and Brown²⁷, apenas alguns tipos de motores ultra-sônicos foram desenvolvidos até recentemente. O pequeno avanço se deve, principalmente ao fato de desenvolvimento de materiais piezoelétricos e de uma eletrônica de potência apropriada ainda não estar disponível.²⁷

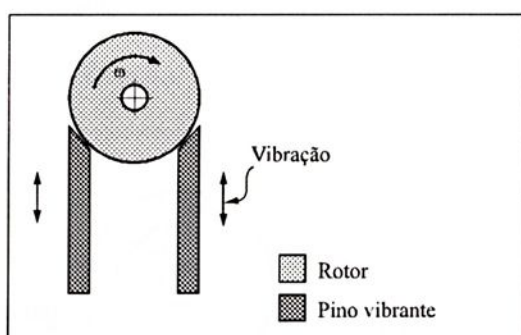


Figura 1 Motor ultra-sônico proposto por Barth^{19, 26}

Em 1973, H. V. Barth^{19, 26} da IBM, propôs um motor onde o rotor era impulsionado por dois vibradores excitado com uma defasagem entre si, como na figura 1. Gromakowski¹⁹, em 1978 propõe um vibrador que pudesse ter deslocamentos em duas direções apresentado na figura 2. Estes autores e, ainda Wischnewski²⁶, 1975, e V. V. Lavrinenko²⁶ na Rússia, em 1980, que tiveram um pequeno impacto na tecnologia, já apontavam várias características do motor ultra-

sônico como por exemplo o alto torque por unidade de massa produzido a baixa velocidade.

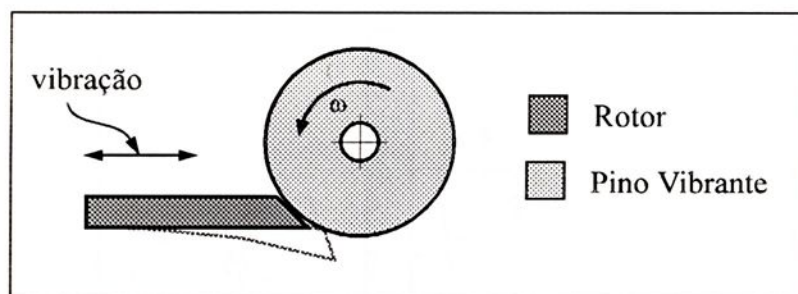


Figura 2 Esquema de acionamentos proposto por Gromakowski¹⁹

Em 1978, Vasilev¹⁹, na Rússia propôs um motor que pudesse usar um transdutor piezoelétrico entre dois blocos metálicos como na figura 3, aonde estes não apenas diminuiriam a frequência de ressonância como também ampliariam as amplitudes de vibração.

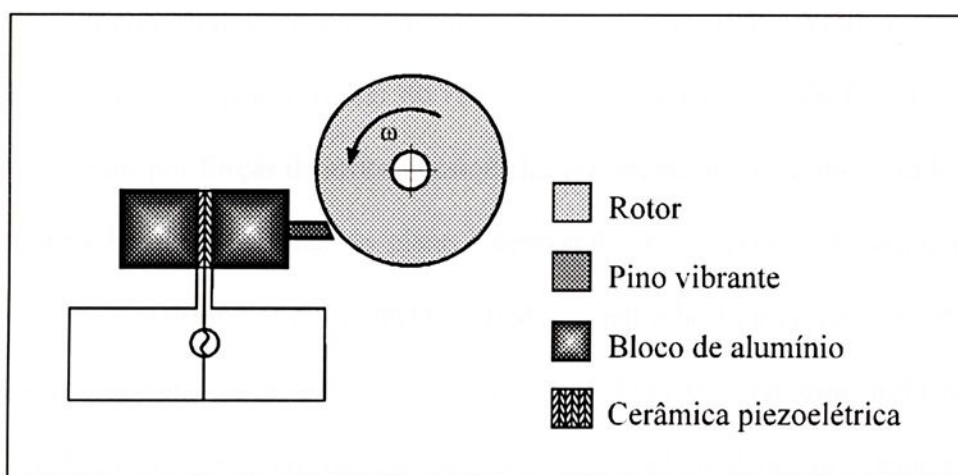


Figura 3 Utilização de vibrador tipo Langevin proposto por Valisev²⁶

No modelo apresentado por estes autores, o vibrador sempre atuava lateralmente contra o rotor. Devido à dificuldade em manter a amplitude de vibrações constante durante uma operação contínua, ao calor gerado entre as

partes em contato, ao desgaste e a própria estrutura do motor impossibilitaram a concepção prática destes motores.

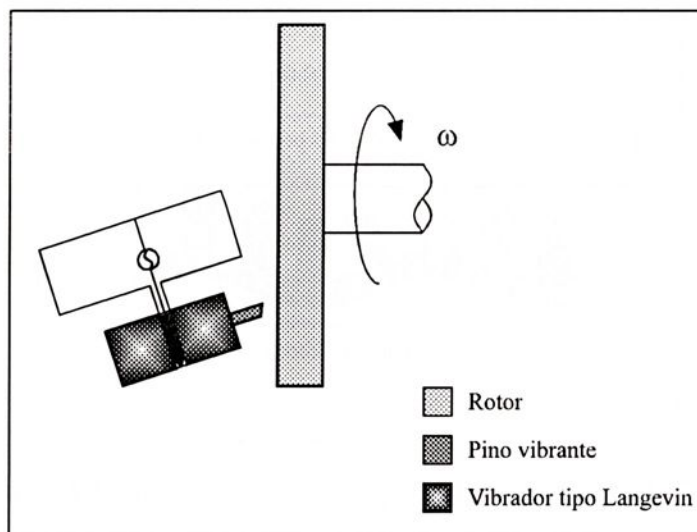


Figura 4 Esquema do motor desenvolvido por Sashida¹⁹

O primeiro motor com desempenho satisfatório foi proposto e fabricado experimentalmente por Toshiiko Sashida¹⁹, em 1980. Neste motor a vibração acontece no plano frontal do rotor, como apresentado pela figura 4. O motor é movido por forças de atrito ocasionadas por elementos vibrantes fixados a um pequeno ângulo da normal do plano transversal rotor. Devido aos elementos vibrantes estarem dispostos a um ângulo quase reto em relação ao plano do rotor, o motor apresentou, ainda, um desgaste excessivo. Para resolver este problema, Toshiiko Sashida¹⁹ fabricou um motor, em 1982, substituindo os elementos vibrantes por apenas um, como mostra a figura 5. Neste elemento, uma *onda propagante* obtida através de duas ondas estacionárias defasadas entre si num plano produz harmonicamente os deslocamentos elípticos na superfície do elemento. Movimentos estes fundamentais para o funcionamento do motor ultra-sônico.

Este motor ultra-sônico construído pela da empresa Shinsei-Kogyo foi a grande contribuição à construção de motores ultra-sônicos⁴.

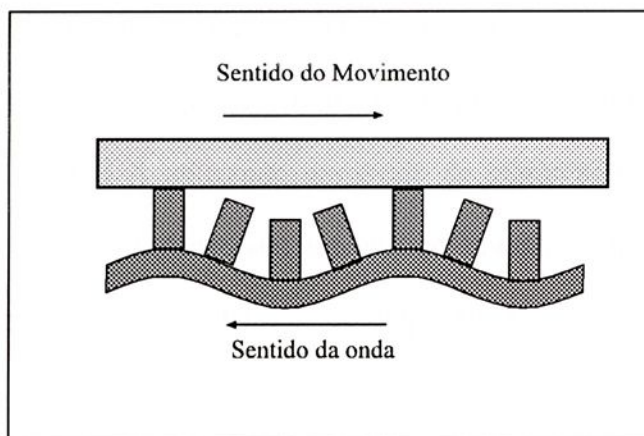


Figura 5 Acionamento por *onda propagante* desenvolvido por Sashida¹⁹

Centros de pesquisas se formaram buscando soluções teóricas e práticas para utilização de motores ultra-sônicos. Estes centros de pesquisas se concentram no Japão, Alemanha e Estados Unidos.

Yoshihiro Tomikawa²⁶, da universidades de Yamagata, e de Sadayuki Ueha²⁶ do Instituto de Tecnologia de Tokio desenvolveram inúmeros protótipos buscando formas construtivas apropriadas para cada aplicação proposta.

Estudos do modelamento dinâmico do motor por *onda propagante* foram coordenados por Jörg Wallaschek em Padeborn e Peter Hagedorn^{10,11} em Darmstadt, na Alemanha. No mesmo país uma cooperação entre as empresas Daimler Benz⁵, AEG²¹ e a universidade de Padeborn, coordenado pelo professor Wallaschek, desenvolvem estudos sobre o desempenho de um motor por *onda propagante* desenvolvido pela empresa AEG e também a aplicabilidade

destes motores nos acionamentos remotos de equipamentos internos de automóveis de luxo.

Nos Estados Unidos, pela Universidade de Missouri-Rolla, Daniel Stutts ⁷ coordena um grupo de estudos de motores ultra-sônicos por *onda propagante* para a N A S A utilizando um modo de vibrar particular. Por sua orientação James Friend ⁸ desenvolveu um estudo completo dos esforços do estator deste motor, analisou também o desempenho e o comportamento do contato mecânico⁴.

Em outra linha da utilização de *onda propagante* Takehiro Takano, Yoshiro Tomikawa e Toshiharu Ogasawara⁴ em conjunto desenvolveram projetos utilizando elementos piezoelétricos com modelo de eletrodos e de polarização mais refinados, explorando modos de vibrar não paralelos ao eixo de simetria através de aspectos construtivos de espessuras reduzidas.

Akio Kumada aplicou a conversão de modos longitudinais para torcionais através de forma construtiva apropriada¹⁹. Numa outra linha de pesquisa Nakamura ²⁷ em 1989 combinou vibradores diferentes em transdutores híbridos na construção de motores ultra-sônicos. Kurosawa, também em 1989, utilizou modos transversais de um cilindro defasados entre si²⁷.

Tomikawa²⁷ em 1992 utilizou modos de formas diferentes de uma placa retangular para construir um tipo motor ultra-sônico.

Com a procura de um desempenho melhor entre os diferentes tipos de motor ultra-sônico surgiu uma integração com áreas correlatas como tribologia e eletrônica de potência.



Em 1994 Maeno e Bogy¹⁴ desenvolveram um estudo genérico sobre o de contato mecânico dos motores ultra-sônicos. Zharii^{28 29} e Ulitko²⁸ em 1995 analisou a influência da superfície na atuação dos esforços dinâmicos. Cao em conjunto com Wallaschek³ estimou os esforços tangenciais do contato rotor e estator do motor ultra-sônico por *onda propagante* utilizando uma modelagem viscoelástica considerando o efeito de agarramento de deslizamento entre as partes. Muito ainda precisa ser investigado sobre contato mecânico para definir materiais adequados para cada tipo de motor. Um estudo feito por Ishikawa e seus estudantes na universidade de Yamagata classificou o desempenho do motor ultra-sônico relacionado com diversos polímeros utilizados como material de contato¹⁹.

Em 1995 Senjyu²² e seus colegas publicaram um estudo sobre o ajuste de frequência durante a operação de um motor ultra-sônico. Krome, Mass e Wallaschek¹² desenvolveram um modelo para interação eletro-mecânica do estator de um motor ultra-sônico e o fornecimento elétrico de modulação analógico digital para excitar duas fases ressonantes necessárias ao motor ultra-sônico. Mass e, Frohieke, Krafka e Grotstollen¹⁵ desenvolveram um protótipo de excitação e modulação para um controlador de potência de motores ultra-sônicos por conversores de ressonância.

Empresas com interesse em acionamento remoto logo se interessaram pelos motores ultra-sônicos devido a sua compactabilidade e silenciosidade. A empresa Canon começou a utilizar a tecnologia dos motores ultra-sônicos em objetivas auto focantes através de um projeto Tohru Kawai⁴ em 1987.

Inúmeras aplicações de motores piezoelétricos tem sido propostas. Em uma delas, a movimentação de papéis, a empresa NEC Co.²⁶ desenvolveu um motor a partir de vibrações de placas retangulares, já a empresa Tokin Co.²⁶ desenvolveu um motor utilizando modos de flexão.



3 METODOLOGIA

Inicialmente, afim de compreender o funcionamento dos motores ultra-sônicos, foram pesquisados os fenômenos empregados por estes motores.

Foram estudadas as formas vibrar capazes de provocarem deslocamentos elípticos para demonstrar o princípio básico de funcionamento de motores ultra-sônicos. A combinação de diferentes formas de vibrar que apresentam estes deslocamentos foram desenvolvidas matematicamente. Estudos de vibrações em sistemas contínuos precisaram ser aprofundados para a realização de modelos matemáticos de representação dinâmica destas formas de vibrar. O desenvolvimento teórico do sistema dinâmico teve como base as equações diferenciais para determinação de suas frequências e modos naturais de vibrações em barras e placas. Através da combinação entre estes modos, determinou-se quais e como devem ser excitados para desenvolverem os deslocamentos necessários para o funcionamento de diferentes modelos de motores ultra-sônicos.

Transdutores eletro-mecânicos foram pesquisados como meio de se obter vibrações mecânicas, em especial os transdutores piezoelétricos. Deste último, foram abordados: o princípio piezoelétrico, quais os transdutores e como estes devem estar dispostos para excitar as vibrações necessárias dos determinados motores ultra-sônicos.

Afim de explanar o comportamento das forças de acionamento apresentou-se as características dinâmicas do contato mecânico durante o acionamento do motor ultra-sônico. São apresentados, também, estudos que



buscam obter maior desempenho através de formas construtivas ou revestimento das superfícies com materiais de fricção apropriados.

Com os princípios de funcionamento elucidados, diferentes tipos de motores ultra-sônicos foram pesquisados. Procurou-se apresentá-los de maneira a relacioná-los com os modos de vibrar anteriormente estudados.

Aplicações existentes e propostas foram pesquisadas afim de motivar a utilização destes motores. O estudo finaliza com a viabilidade da construção destes motores.



4 PRINCÍPIOS DE FUNCIONAMENTO DOS MOTORES ULTRA-SÔNICOS

4.1 Vibrações mecânicas

Um corpo rotaciona ao ser submetido a um esforço fora de seu eixo de simetria gravitacional. O corpo permanecerá em movimento se não houver perda de energia. O corpo também permanecerá em movimento se for constantemente submetido a este esforço. Por exemplo, através de vibrações de um corpo contra outro, como apresentado na figura 6. Este é o princípio básico de funcionamento do motor ultra-sônico. Energias de vibrações são transformadas em movimento direcionado através das força de atrito.

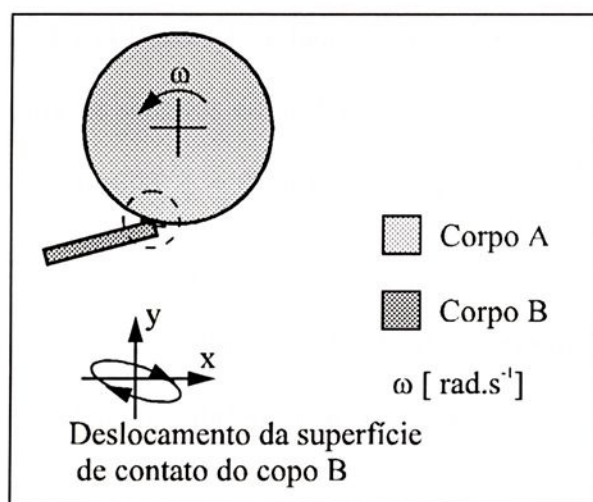


Figura 6 Princípio básico de funcionamento do motor ultra-sônico

4.1.1 Deslocamentos elípticos obtidos a partir de vibrações

A vibração provoca deslocamentos ao longo do corpo vibrante. Para que um motor ultra-sônico funcione, estes deslocamentos devem ser

harmônicos, em dois sentidos e com a mesma frequência. Um sentido mantém a força de contato e o outro direciona o movimento.

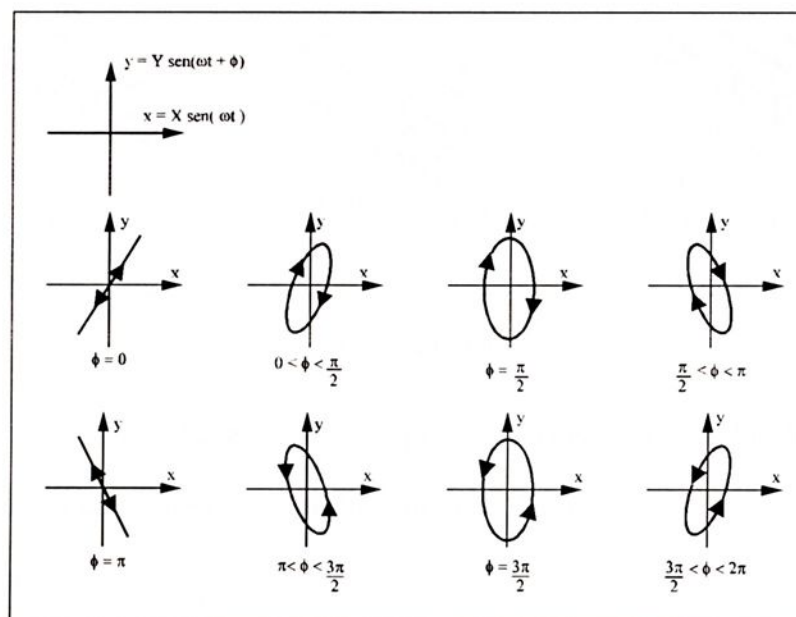


Figura 7 Deslocamento elíptico

O deslocamento resultante é único. A trajetória é definida pela diferença de fase entre os sentidos dos deslocamentos, como apresentado na figura 7. Para um defasamento nulo, $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$, o deslocamento resultante é uma reta. Com a existência de um defasamento, $0 < \phi < \pi$ ou $0 > \phi > -\pi$, a trajetória dos deslocamentos é uma elipse. A trajetória também é orientada pelo defasamento: horário quando o defasamento é positivo, $0 < \phi < \pi$, e anti-horário quando negativo, $0 > \phi > -\pi$.

4.1.2 Formas de vibrar

Como apresentado na figura 8, os deslocamentos provocados em um elemento submetido a deformações pode ter as seguintes formas: longitudinais, torcionais ou transversais.

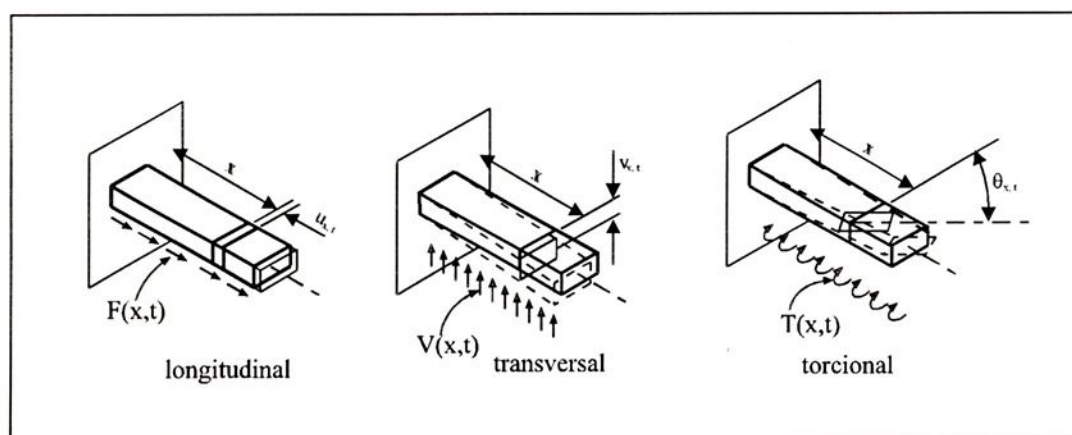


Figura 8 Formas de vibrar de uma barra

O sistema dinâmico que representa estes deslocamentos são interpretados a partir das equações diferenciais 1, 2 e 3:

longitudinal -

$$\rho A \frac{\partial^2 u_{x,t}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(E A \frac{\partial u_{x,t}}{\partial x} \right) + F(x,t) \quad \text{Eq. 1}$$

transversal -

$$\rho A \frac{\partial^2 v_{x,t}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x^2} \left(E I \frac{\partial^2 v_{x,t}}{\partial x^2} \right) + V(x,t) \quad \text{Eq. 2}$$

Torcional -

$$\rho I_p \frac{\partial^2 \theta_{x,t}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(G I_p \frac{\partial \theta_{x,t}}{\partial x} \right) + T(x,t) \quad \text{Eq. 3}$$

Apesar de o sistema dinâmico dos motores ultra-sônico ter influência do meio externo, a melhor potência de acionamento é obtida perto da frequência de ressonância. O sistema dinâmico desenvolve os maiores deslocamentos nesta frequência. Portanto, é importante compreender estes

sistemas dinâmicos na sua forma livre para identificar as frequências naturais seus modos de vibrar. Assim, para a análise de vibrações em motores ultra-sônicos, as equações diferenciais anteriores são expressas pelas equações diferenciais homogêneas 4, 5 e 6 a seguir:

longitudinal -

$$\rho A \frac{\partial^2 u_{x,t}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(E A \frac{\partial u_{x,t}}{\partial x} \right) + 0 \quad \text{Eq. 4}$$

transversal -

$$\rho A \frac{\partial^2 v_{x,t}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(E I \frac{\partial^2 v_{x,t}}{\partial x^2} \right) + 0 \quad \text{Eq. 5}$$

Torcional -

$$\rho I_p \frac{\partial^2 \theta_{x,t}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(G I_p \frac{\partial \theta_{x,t}}{\partial x} \right) + 0 \quad \text{Eq. 6}$$

As soluções destas dependem das condições de contorno e iniciais, porém o comportamento dinâmico destes deslocamentos apresentam uma semelhança. Para cada frequência natural obtida a linha elástica tem um comportamento de uma onda estacionária. Pontos nodais, pontos onde o deslocamento é nulo, não se alteram com o tempo, como apresentado na figura 9.

A função $f(x,t)$ representa o deslocamento realizado pela forma de vibrar. Este deslocamento pode ser transversal longitudinal ou torcional, como visto anteriormente. A combinação destas formas e modos de vibrar produzem um deslocamento espacial, com uma trajetória elíptica por exemplo.

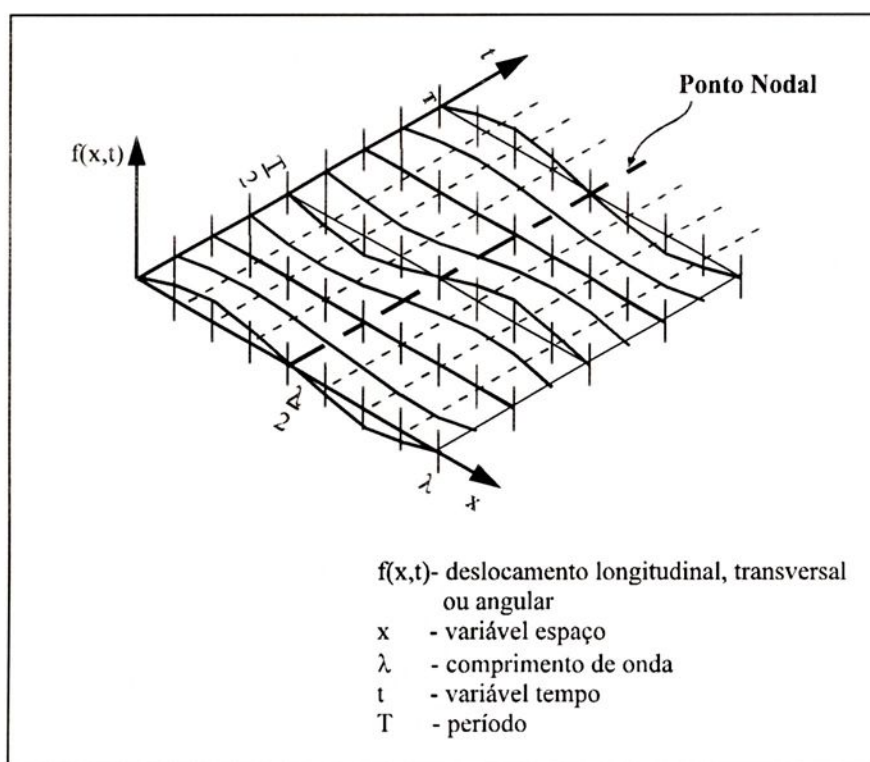


Figura 9 Onda estacionária

4.1.3 Deslocamento Elíptico através de *onda propagante*, “*Travelling Wave*”

O deslocamento transversal devido à vibração pode provocar uma *onda propagante*, a ‘*travelling wave*’, ao longo do material. A característica desta *onda propagante* em relação às ondas estacionárias é que os pontos nodais tem suas posições alteradas com o tempo como mostra a figura 10.

Uma *onda propagante* na forma de uma senóide é descrita pela equação 7:

$$f(x,t) = \sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad \text{Eq 7}$$

cujas constantes podem ser definidas como:

de tempo : $\omega = \frac{2\pi}{T}$ como a frequência angular da vibração Eq 8

de espaço : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ Eq 9

Assim também a *onda propagante* pode ser escrita como a equação 10, a seguir:

$$f(x,t) = \text{sen}(\omega t - k x) \quad \text{Eq 10}$$

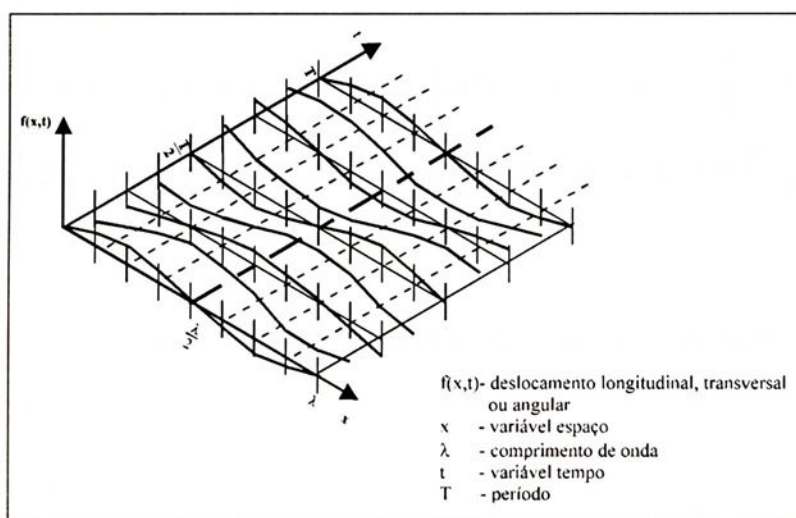


Figura 10 Onda propagante 'Travelling Wave'

A onda estacionária produzida por algum modo transversal de vibrar, pode ser vista como a combinação de duas *ondas propagantes, travelling waves*, em sentido contrário descrita pela equação 11:

$$\begin{aligned} v &= \frac{V_0}{2} \text{sen } \omega t \cos k x \\ &= \frac{V_0}{2} \left[\text{sen}(\omega t + k x) + \text{sen}(\omega t - k x) \right] \end{aligned} \quad \text{Eq 11}$$

Excitando duas ondas estacionárias com diferença de fase, tanto em relação ao tempo quanto em relação ao local, surgem quatro ondas propagantes descritas nas equações 12 e 13:

$$\begin{aligned} v_A &= \frac{V_A}{2} \sin \omega t \cos k x \\ &= \frac{V_A}{2} \left[\sin(\omega t + k x) + \sin(\omega t - k x) \right] \end{aligned} \quad \text{Eq 12}$$

$$\begin{aligned} v_B &= \frac{V_B}{2} \sin[\omega(t + \phi)] \cos[k(x + X_0)] \\ &= \frac{V_B}{2} \left\{ \sin[\omega(t + \phi) + k(x + X_0)] + \sin[\omega(t + \phi) - k(x + X_0)] \right\} \\ &= \frac{V_B}{2} \left\{ \sin[\omega t + kx + (kX_0 + \Phi)] + \sin[\omega t - kx + (-kX_0 + \Phi)] \right\} \end{aligned} \quad \text{Eq 13}$$

Definindo as constantes que relacionam as defasagens, pelas equações 14 e 15

$$-kX_0 + \Phi = m\pi \quad \text{Eq 14}$$

$$+kX_0 + \Phi = n\pi \quad \text{Eq 15}$$

o comportamento da onda v_B quando as constantes, m e n , forem inteiras pode ser escrito pelas seguintes equação 16:

$$\begin{aligned} v_B &= \frac{V_B}{2} \left[\sin(\omega t + kx) \cos n\pi + \sin(\omega t - kx) \cos m\pi \right] ; m \text{ e } n \in \mathbb{Z} \\ &= \frac{V_B}{2} \left[(-1)^n \sin(\omega t + kx) + (-1)^m \sin(\omega t - kx) \right] \end{aligned} \quad \text{Eq 16}$$

Duas ondas com a mesma amplitude, v , superpostas com as condições anteriormente citadas possuem o comportamento definido pela equação 17:

$$\begin{aligned}
 v &= v_A + v_B \\
 &= \frac{V}{2} \left\{ [1 + (-1)^n] \sin(\omega t + kx) + [1 + (-1)^m] \sin(\omega t - kx) \right\}
 \end{aligned}
 \quad \text{Eq 17}$$

Desta maneira, tem-se as condições para se gerar *uma onda propagante* para o motor ultra-sônico, como apresentado na tabela 1:

Tabela 1 Comportamento da superposição de duas ondas estacionárias

natureza de m	natureza de n	onda formada	característica da onda
par	impar	$V \sin(\omega t - kx)$	<i>propagação de ondas</i> no sentido progressivo.
impar	par	$V \sin(\omega t + kx)$	<i>propagação de ondas</i> no sentido retroprogressivo.
par	par	$V \sin \omega t \cos kx$	Onda estacionária com a amplitude dobrada.
impar	impar	0	Ondas anuladas entre si.

A linha neutra de um corpo submetido a uma propagação de ondas desenvolve apenas deslocamentos transversais, como apresentado na figura

11

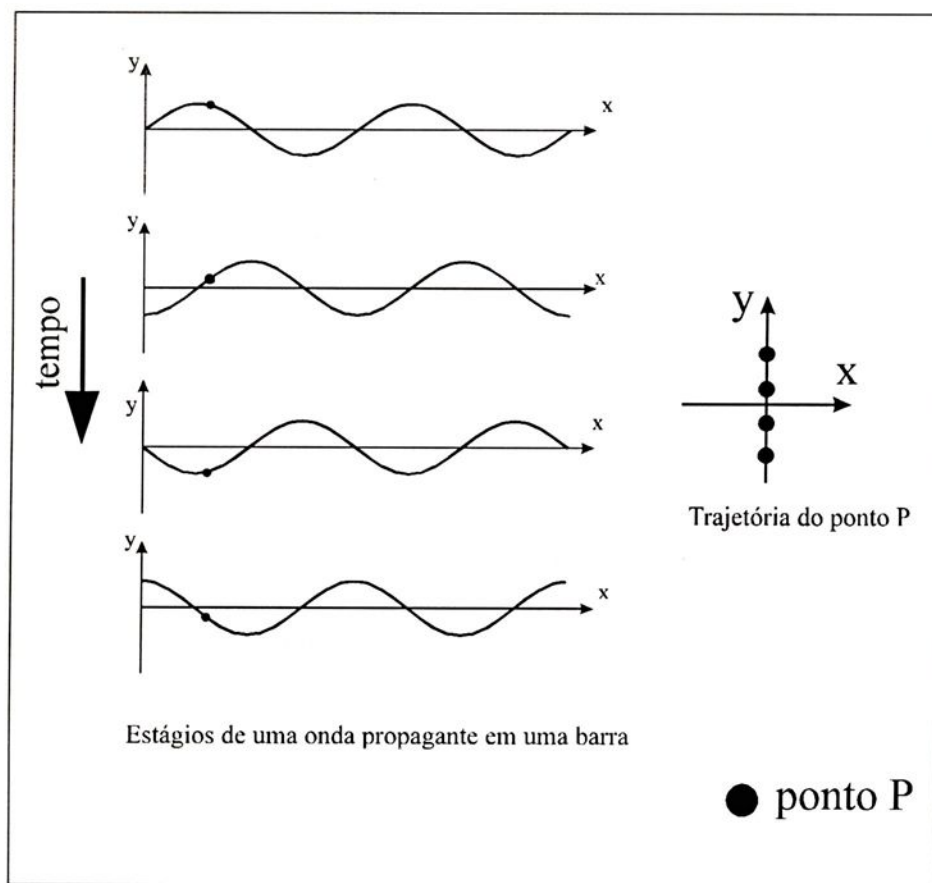


Figura 11 Deslocamento de um ponto situado na linha neutra de uma barra submetida a uma *onda propagante*

Os deslocamentos na direção longitudinal e transversal dos pontos acontecem fora da linha neutra e podem ser analisados geometricamente a partir da figura 12:

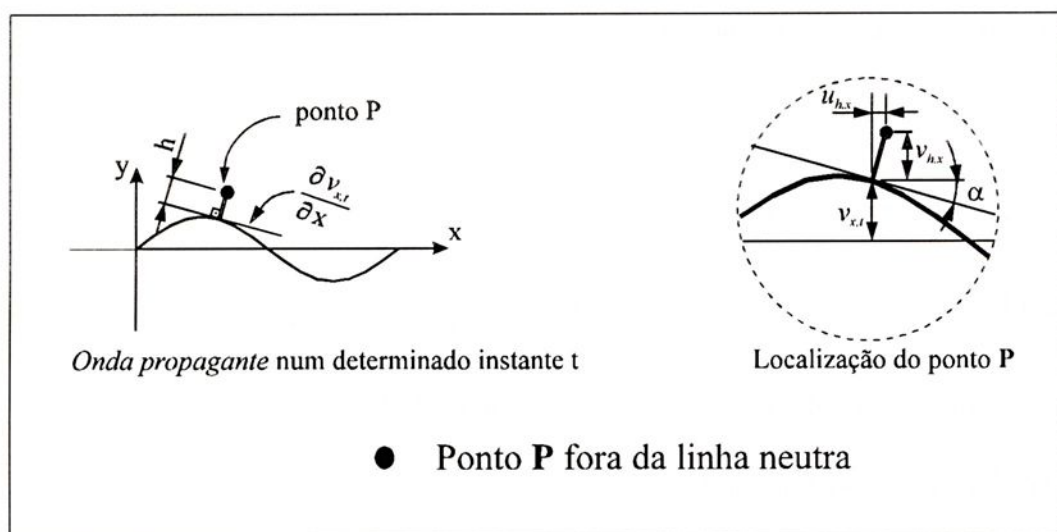


Figura 12 Representação geométrica dos deslocamentos de um ponto fora da linha neutra de uma barra submetida a uma *onda propagante*

Seja o deslocamento transversal da linha neutra de uma barra submetida a uma *onda propagante*, representado pela equação 18:

$$v_{x,t} = V_0 \sin(\omega t - k x) \quad \text{Eq 18}$$

Os deslocamentos na direção x e na direção y de um ponto fora da linha neutra são expressos pelas equações 19 e 20:

$$u_{h,x} = h \sin \alpha \quad \text{Eq 19}$$

$$v_{h,x} = v_{x,t} + h \cos \alpha \quad \text{Eq 20}$$

Como o ângulo α é muito pequeno as relações expressas pelas as equações 21 e 22 são válidas

$$\sin \alpha \approx \tan \alpha = -\frac{d v_{x,t}}{dx} \quad \text{Eq 21}$$

$$\cos \alpha = 1 \quad \text{Eq 22}$$

Assim as equações 19 e 20 podem ser rescritas como as equações 23 e 24:

$$u_{h,x} = -h \frac{d v_{x,h,t}}{dx} = -k h V_0 \cos(\omega t - k x) = -k h V_0 \sin\left(\omega t - k x + \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{Eq 23}$$

$$v_{h,x} = v_{x,t} + v_{h,t} = v_{x,t} + h \cos \alpha = V_0 \sin(\omega t - k x) + h \quad \text{Eq 24}$$

Os dois deslocamentos são defasados de $\pi/2$ entre si e desenvolvem uma trajetória elíptica, figura 12. Esta trajetória pode ser deduzida pelo seguinte desenvolvimento matemático expresso pela equação 25:

$$\begin{aligned} \left[\frac{u_{h,x}}{k h V_0} \right]^2 + \left[\frac{v_{h,x}}{V_0} \right]^2 &= \sin^2(\omega t - k x) + \cos^2(\omega t - k x) = \\ &= \left[\frac{u_{h,x}}{k h} \right]^2 + \left[\frac{v_{h,x}}{1} \right]^2 = 1 \end{aligned} \quad \text{Eq 25}$$

A orientação da trajetória é contrária da orientação da propagação de ondas como pode ser observado a partir da velocidade $\dot{u}_x$ apresentada pela equação 26

$$\dot{u}_{h,x} = \frac{du_{h,x}}{dt} = -k h \omega V_0 \sin(\omega t - k x) \quad \text{Eq 26}$$

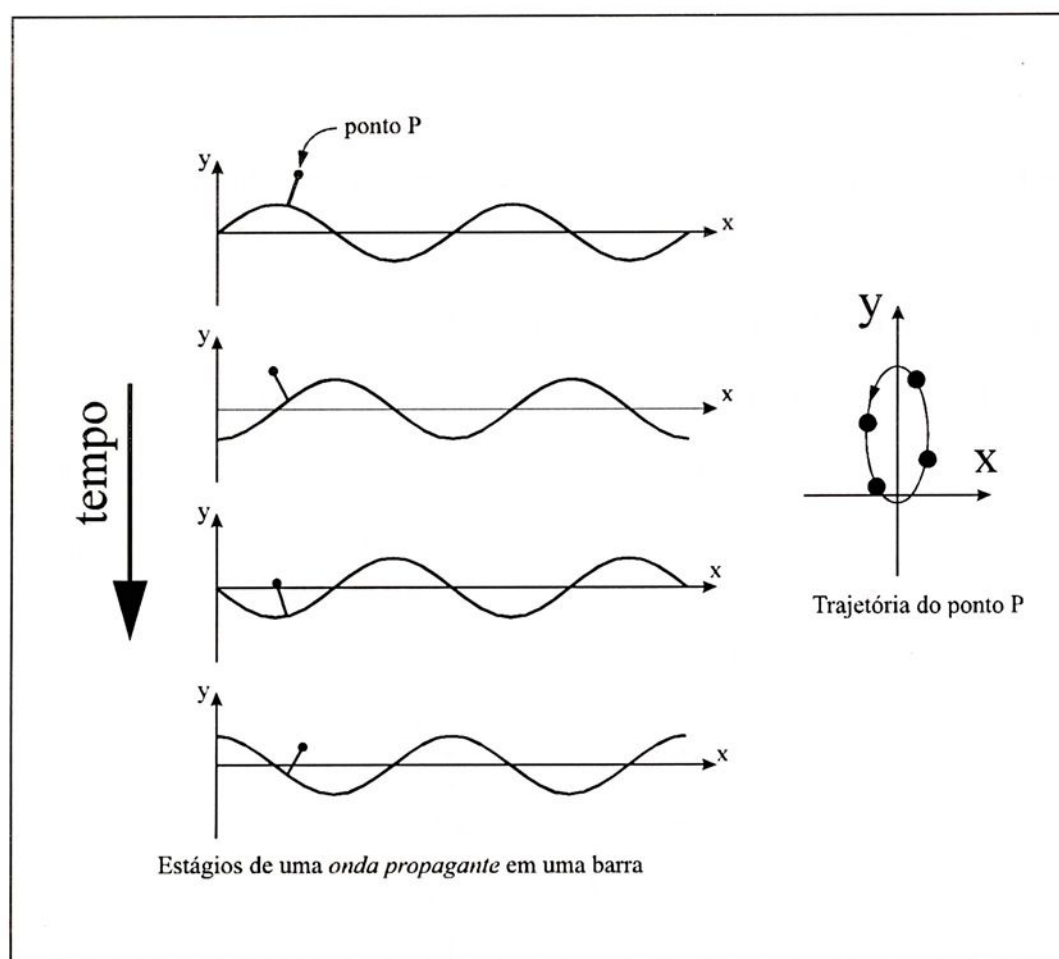


Figura 13 Deslocamento de um ponto situado fora da linha neutra de uma barra submetida a uma *onda propagante*.

4.1.4 Deslocamento elíptico através da excitação de modos degenerados

Alguns sistemas dinâmicos apresentam modos diferentes de vibrar com uma mesma frequência. São modos degenerados e podem possuir formas semelhantes ou completamente diferentes. Assim, excitando uma

freqüência natural, pode-se obter deslocamentos elípticos com a combinação de dois modos degenerados.

4.1.4.1 Rotação de modos degenerados paralelos ao eixo de simetria em placas circulares

Os modos de vibrar paralelos ao eixo de simetria de uma placa circular são transversais. Os modos de vibrar desenvolvem m círculos nodais, círculos que não tem sua posição alterada, e n diâmetros nodais, que não tem sua posição alterada, como na figura 14

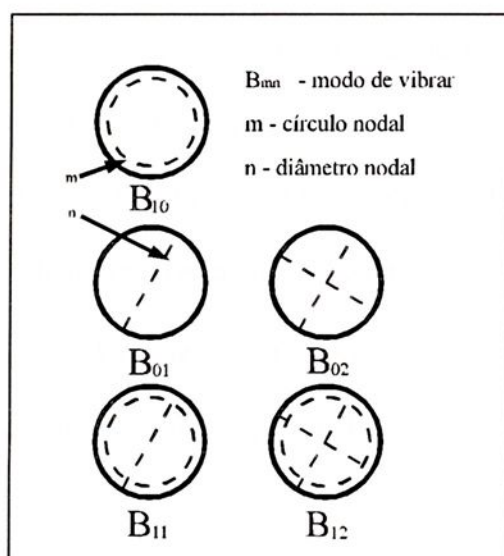


Figura 14 Modos de vibrar transversais de uma placa circular

Os modos de vibrar transversais ao plano neutro de uma placa circular são determinados através da resolução da equação diferencial Laplaciana em duas dimensões obtida a partir da teoria das placas, representada pela equação 27.

$$D\nabla^4 v_{r,\theta,t} + \rho h \frac{\partial^2 v_{r,\theta,t}}{\partial t^2} = 0$$

Eq 27

Sendo o operador ∇^4 bi-harmônico em coordenadas polares escrito pela equação 28 a seguir:

$$\nabla^4(\) = [\nabla^2(\)]^2 = \left[\frac{\partial^2(\)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2(\)}{\partial \theta^2} \right]^2 \quad \text{Eq 28}$$

Os deslocamentos são calculados no apêndice A4. A solução é expressa de forma simplificada pela equação 29:

$$v_{r, \theta, t} = R(r) \sin(n\theta) \sin(\omega t) \quad \text{Eq 29}$$

Dois modos degenerados de forma B_{0n} excitados com diferenças de fases em relação ao tempo e ao local produzem uma *onda propagante*, a *travelling wave*, que gira em torno do eixo de simetria.

Para exemplificar são excitados dois modos degenerados da forma B_{02} com diferenças de fase no tempo de $T/2$ e de local de $\lambda_c/4$.

Como o comprimento de onda circunferencial, λ_c , é um segmento da circunferência expresso pela equação 30,

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{n} \text{ [rad]} \quad \text{Eq 30}$$

a defasagem local em reação a produção da onda é

$$X_0 = \frac{\pi}{2n} \text{ [rad]} \quad \text{Eq 31}$$

A disposição dos modos com a defasagem apresentado anteriormente é apresentado na figura 15

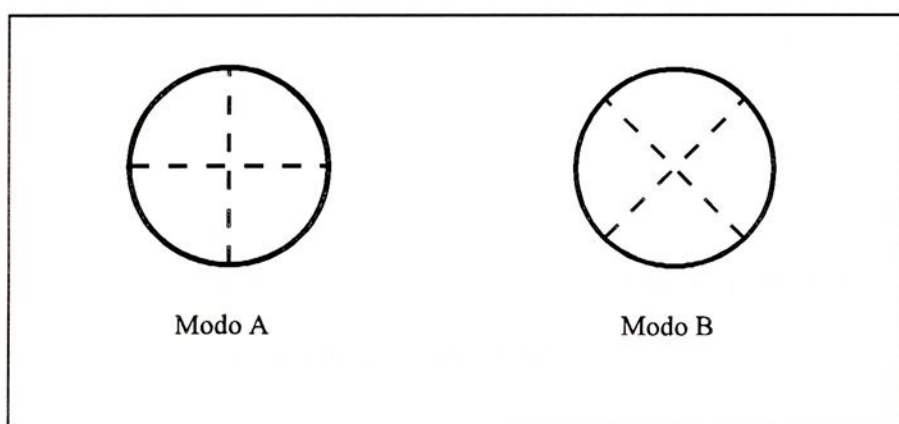


Figura 15 Excitação de dois modos degenerados de forma B_{02} defasados entre si

Os dois modos de vibrar produzem deslocamentos transversais do plano neutro de tensões, neste caso é desenvolvida pelas equações 32 e 33:

$$v_a = v_0 \sin(n\theta) \sin(\omega t) = \frac{v_0}{2} [\cos(\omega t - n\theta) - \cos(\omega t + n\theta)] \quad \text{Eq 32}$$

$$v_B = v_0 \sin\left(n\theta - \frac{\lambda_c}{4}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{v_0}{2} [-\cos(\omega t - n\theta) - \cos(\omega t + n\theta)] \quad \text{Eq 33}$$

Da mesma forma, que para a *onda propagante* unidirecional o plano neutro de tensões não desenvolve deslocamentos elípticos. Da teoria de placas, temos os deslocamentos específicos em coordenadas polares representado pelas equações 34 e 35:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \quad \text{Eq 34}$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{\partial u_\theta}{r \partial r} + \frac{u_r}{r} \quad \text{Eq 35}$$

e que estes deslocamentos fora da linha neutra são expressos pelas equações 36 e 37:

$$\varepsilon_r = -h \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \quad \text{Eq 36}$$

$$\varepsilon_\theta = -h \left(\frac{\partial^2 u}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial u}{r \partial \theta} \right) \quad \text{Eq 37}$$

Assim a relação entre os deslocamentos circunferenciais e os transversais pode ser expressa pelas equações 38 e 39

$$u = u_z = V_0 \cos(\omega t + n \theta) \quad \text{Eq 38}$$

$$u_\theta = -h \frac{n}{r} V_0 \sin(\omega t + n \theta) \quad \text{Eq 39}$$

A trajetória do deslocamento elíptico pode ser obtida pelo desenvolvimento matemático expresso pela equação 40:

$$\begin{aligned} \frac{u_z^2}{V_0^2} + \frac{u_\theta^2}{\left(-h \frac{n}{r} V_0\right)^2} &= \cos^2(\omega t + n \theta) + \sin^2(\omega t + n \theta) = \\ &= u_z^2 + \left(\frac{r u_\theta}{-h n}\right)^2 = 1 \end{aligned} \quad \text{Eq 40}$$

4.1.4.2 Rotação de modos degenerados não paralelos ao eixo de simetria em placas circulares

Os modos de vibrar não paralelos ao eixo de simetria capazes de produzirem uma *onda propagante* em anéis e discos podem ser radiais ou circunferenciais. Como no caso da vibração paralela ao eixo de simetria, a *onda propagante* surge com a combinação de modo de formas semelhantes de vibrar.

Os deslocamentos, radiais e circunferenciais, na forma livre geram ondas estacionárias expressas pelas equações 41 e 42, respectivamente. Nesta forma de vibrar os modos possuem p posições radiais inalteradas e q posições angulares, também inalteradas, como pode ser observado na figura 16.

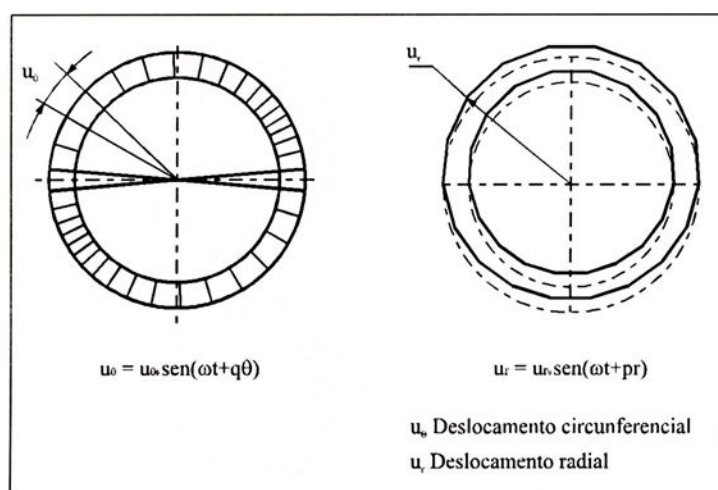


Figura 16 Modos de vibrar reversos não paralelos ao eixo de simetria

$$u_r = u_{r_0} \cos p\theta \sin \omega t \quad \text{Eq 41}$$

$$u_\theta = u_{\theta_0} \cos q\theta \sin \omega t \quad \text{Eq 42}$$

A superposição de dois modos de vibrar defasados em relação ao tempo de $T/2$ e ao local de $\lambda_c/4$ para cada forma de vibrar, produz duas *ondas propagantes* girando em torno do eixo de simetria.

Superpondo duas *ondas propagantes*, uma circunferencial e outra radial, com os modos expresso pelas equações 43 e 44, quando p e q são coincidentes

$$u_r = u_{A_r} + u_{B_r} = 2 U_{0_r} \cos(p\theta + \omega t) \quad \text{Eq 43}$$

$$u_\theta = u_{A_\theta} + u_{B_\theta} = 2 U_{0_\theta} \sin(q\theta + \omega t) \quad \text{Eq 44}$$

surgem deslocamentos com uma trajetória elíptica que podem ser deduzidos pela equação 45 e vistos pela figura 17:

$$\left(\frac{u_r}{2 U_{r_0}}\right)^2 + \left(\frac{u_\theta}{2 U_{\theta_0}}\right)^2 = 1 \quad \text{Eq 45}$$

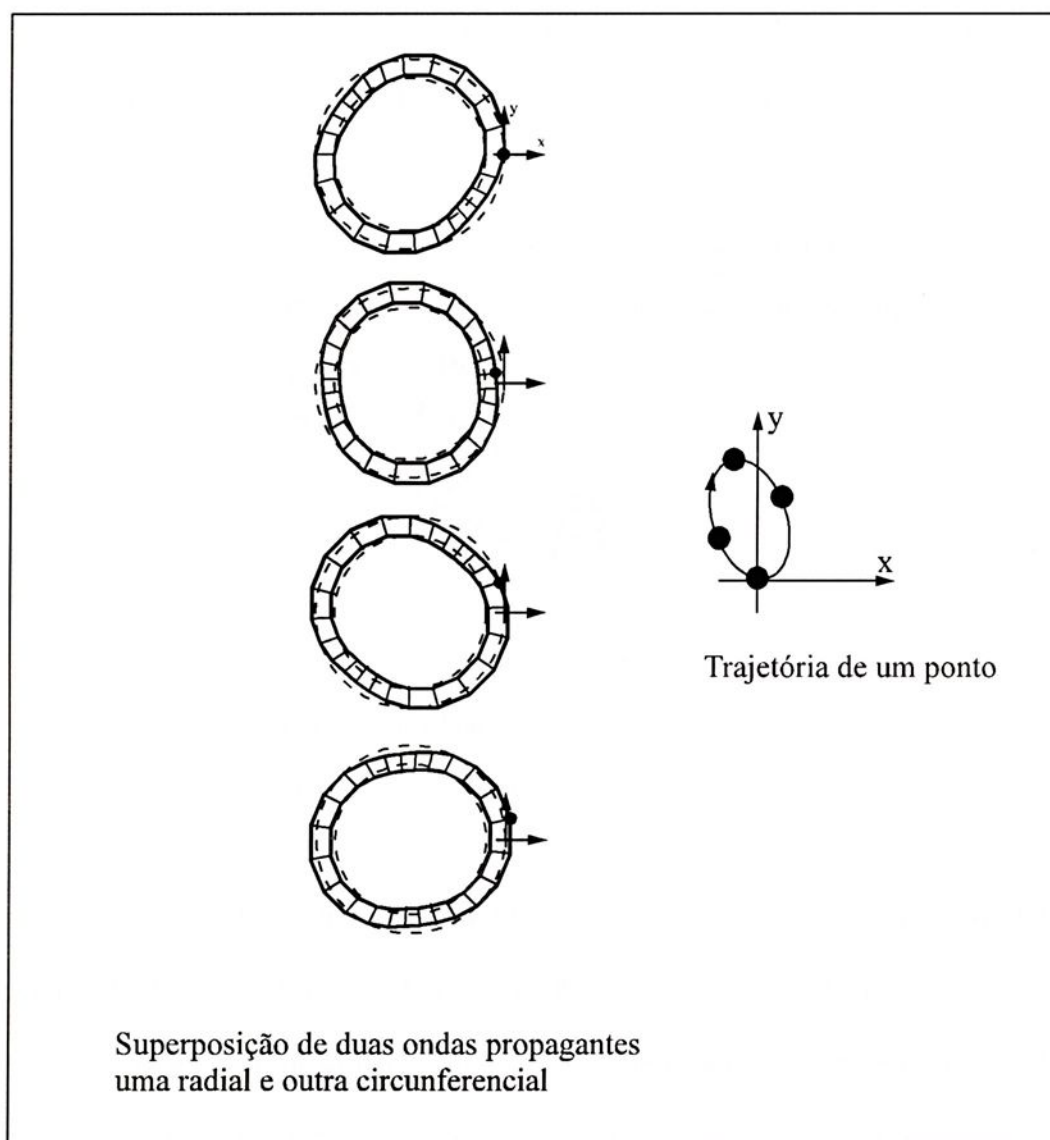


Figura 17 Rotação de duas ondas propagantes não paralelos ao eixo de simetria

4.1.4.3 Modos degenerados de uma barra submetida à flexão

Uma barra com seção quadrada ou circular submetida à flexão possui modos degenerados de vibrar com formas semelhantes. O que diferencia um modo do outro é a direção da vibração, como apresentado na figura 18. Na figura são apresentados dois modos perpendiculares entre si. A linha elástica desta barra é determinada pela equação diferencial apresentada anteriormente pela equação 5.

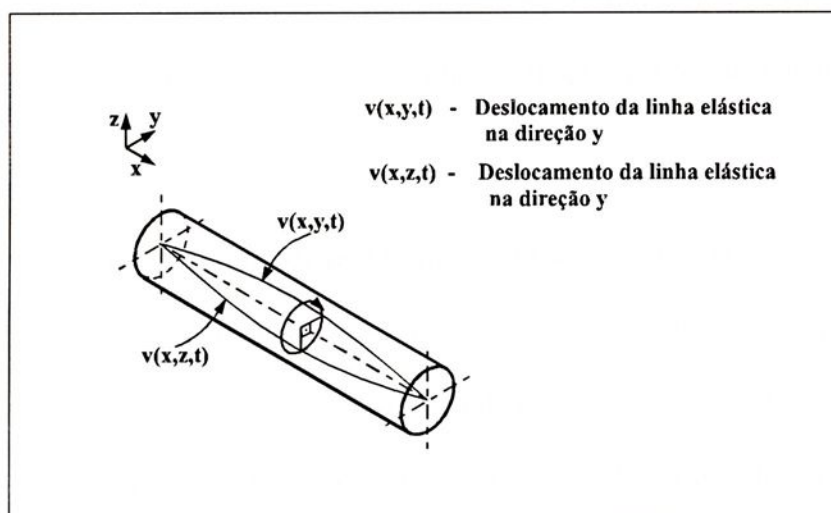


Figura 18 Dois modos de vibrar em direções ortogonais e defasados de $T/2$ de uma barra submetida a flexão

Excitando-se estes dois modos defasados entre si em relação ao tempo de $T/2$, os deslocamentos dos pontos da linha neutra tem uma trajetória elíptica, como apresentado na figura 18. Os deslocamentos de cada modo são representados pelas equações 46 e 47, respectivamente, para o modo A

$$v_{x A} = V_0 \sin(k x) \sin(\omega t) \quad \text{Eq. 46}$$

e para o modo B

$$v_{xB} = V_0 \sin(kx) \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = V_0 \sin(kx) \cos(\omega t) \quad \text{Eq. 47}$$

A trajetória dos dois deslocamentos é elíptica e pode ser deduzida a partir de igualdades trigonométricas e apresentada pela equação 48

$$\left(\frac{v_{sA}}{V_{Ax}}\right)^2 + \left(\frac{v_{sB}}{V_{Bx}}\right)^2 = 1 \quad \text{Eq 48}$$

Ainda mais, a trajetória é a mesma para todos os pontos de uma determinada seção da barra, apenas transladada da posição que a distancia da linha neutra.

4.1.4.4 Combinações de modos degenerados de formas diferentes

Formas diferentes podem vibrar com uma mesma frequência. Longitudinais, transversais ou torcionais, a combinação de modos degenerados com formas de vibrar diferentes entre si podem produzir deslocamentos elípticos. Para tanto os deslocamentos das formas de vibrar devem ser em direções ortogonais e estarem defasados no tempo de $T/2$.

4.1.4.4.1 Modos longitudinais e torcionais combinados entre si

Excitando-se modos degenerados longitudinais e torcionais defasados de $T/2$ em relação ao tempo, os deslocamentos com os pontos nodais coincidentes, os deslocamentos nos demais pontos desenvolvem uma trajetória elíptica. Esta trajetória pode ser deduzida a partir das equações diferenciais 4 e 6 de vibrações longitudinais e torcionais, respectivamente, abordadas no início do

capítulo. Os deslocamentos na forma livre são expressos pelas equações 49 e 50 a seguir

$$u_{\ell, t} = u_{\ell_0} \sin(\omega t) \cos(k x) \quad \text{Eq. 49}$$

$$u_{\theta, t} = u_{\theta_0} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \cos(k x) = \cos(\omega t) \cos(k x) \quad \text{Eq. 50}$$

A trajetória elíptica apresentada pela figura de um determinado x , pode ser deduzida pela equação 51

$$\left[\frac{u_{\ell}}{u_{\ell_0} \cos(k x)} \right]^2 + \left[\frac{u_{\theta}}{u_{\theta_0} \cos(k x)} \right]^2 = \sin^2(\omega t) + \cos^2(\omega t) = 1 \quad \text{Eq. 51}$$

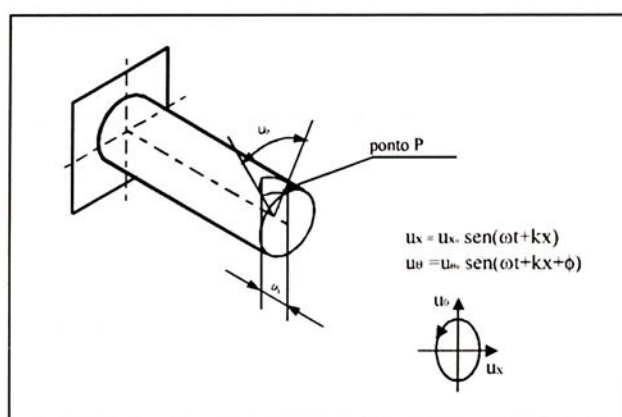


Figura 19 Deslocamentos elípticos de modos degenerados com formas diferentes de vibrar em uma barra de seção circular

4.1.4.4.2 Modos longitudinais e transversais combinados entre si

Uma placa retangular vibra com modos longitudinais e transversais, como mostra a figura 20. Sendo os dois modos degenerados e com uma linha nodal coincidente é possível se extrair deslocamentos elípticos desta.

Certos modos de vibrar de uma placa podem ser interpretados dinamicamente como modos unidirecionais, como da barra. Assim os

deslocamentos longitudinais u_x e transversais v_x de uma placa sujeita a excitação destes modos podem ser determinados pela a solução da equação diferencial 4 e 5. na forma livre para uma pequena espessura que são apresentadas pelas equações 52 e 53 a seguir

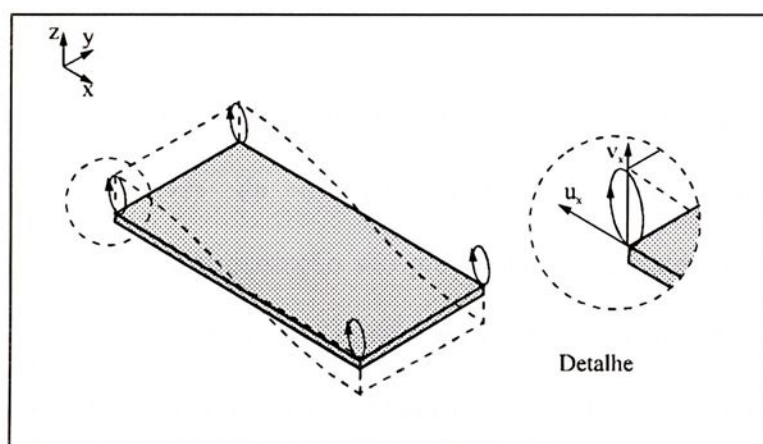


Figura 20 Deslocamentos elípticos de modos degenerados com formas diferentes de vibrar em uma placa retangular

$$u_x = U_{x_0} \sin(\omega t) \cos(kx) \quad \text{Eq. 52}$$

$$v_x = V_{x_0} \sin(\omega t) \cos(kx) \quad \text{Eq. 53}$$

Sendo estes modos defasados de $T/2$ entre si, os deslocamentos que surgem, rescritos nas equações 54 e 55, tem um trajetória elíptica que pode ser determinada pelas transformações descrita na equação 56 seguir:

$$u_x = U_{x_0} \sin(\omega t) \cos(kx) \quad \text{Eq. 54}$$

$$v_x = V_{x_0} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \cos(kx) = V_{0x} \cos(\omega t) \cos(kx) \quad \text{Eq. 55}$$

Trajectoria elíptica

$$\left(\frac{u_x}{U_{x_0} \cos(kx)}\right)^2 + \left(\frac{v_x}{V_{x_0} \cos(kx)}\right)^2 = \sin^2(\omega t) + \cos^2(\omega t) = 1 \quad \text{Eq. 56}$$

4.2 Transdutores Piezoelétricos

Para excitar a vibração é necessário um transdutor que converta a energia elétrica em energia mecânica de vibração. Transdutores eletro-mecânicos são os mais apropriados devido a facilidade de manipulação de sinais quanto a frequência e intensidade.

Os transdutores eletro-mecânico convertem a energia elétrica em energia mecânica através da magnetostricção ou eletrostricção. Tanto a magnetostricção como a eletrostricção são propriedades de materiais dielétricos. Os materiais magnetostrictivos tem suas dimensões alteradas quando submetidos a um campo magnético. Os eletrostrictivos também têm suas dimensões alteradas, porém com um campo elétrico.

Existem materiais com estas propriedades tanto no estado natural quanto podem ser sintetizados por um processo químico.

Para motores ultra-sônicos, os transdutores mais apropriados são piezoelétricos. Desta forma, será estudado o princípio destes transdutores, a piezoeletricidade, e quais tipos de transdutores e características estes devem ter para excitar a forma de vibração utilizada em motores ultra-sônicos.

4.2.1 - Piezoeletricidade

Fenômeno de alguns materiais que geram uma tensão elétrica quando são submetidos a uma deformação mecânica. O efeito contrário, a



antipiezoelétricidade, produz uma deformação nestes materiais quando estes são submetidos a um campo elétrico.

Este fenômeno surge em materiais que não possuem simetria elétrica na sua estrutura molecular. As cargas elétricas, positiva e negativa, são movidas quando submetidas a uma tensão criando uma tensão elétrica devido ao desequilíbrio de cargas. Ou desenvolvem tensões internas capaz de deformar o cristal quando submetidas a um campo elétrico.

4.2.2 - Materiais piezoelétricos usados em transdutores

O efeito piezoelétrico é encontrado em cristais naturais ou em cerâmicas sintetizadas a partir de cristais formados em soluções sólidas, como visto no apêndice B.

Apesar de os cristais como quartzo serem muito usados em manipulação de sinais elétricos, a utilização destes como atuadores mecânicos é muito restrita devido ao efeito de deformações mecânicas ser muito pequeno. O cristal, ainda, possui uma polarização natural que para obter as características de vibrações desejadas há a necessidade de uma técnica precisa de corte do cristal.⁶

Entre os materiais cerâmicos, a primeira solução sólida, o BaTiO_3 , foi desenvolvida em 1950, já superando as características mecânicas dos cristais. A solução de $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ possui as melhores propriedades piezoelétricas e já é utilizada comercialmente como PZT.²⁵

A grande vantagem de usar um material cerâmico é a possibilidade de obter formas diferentes com propriedades piezoelétricas apropriadas.⁶ A estrutura cerâmica permite diferentes polarizações para regiões distintas de um mesmo material. Assim é possível, através de um único sinal elétrico, comportamentos mecânicos distintos, como apresentado na figura 21

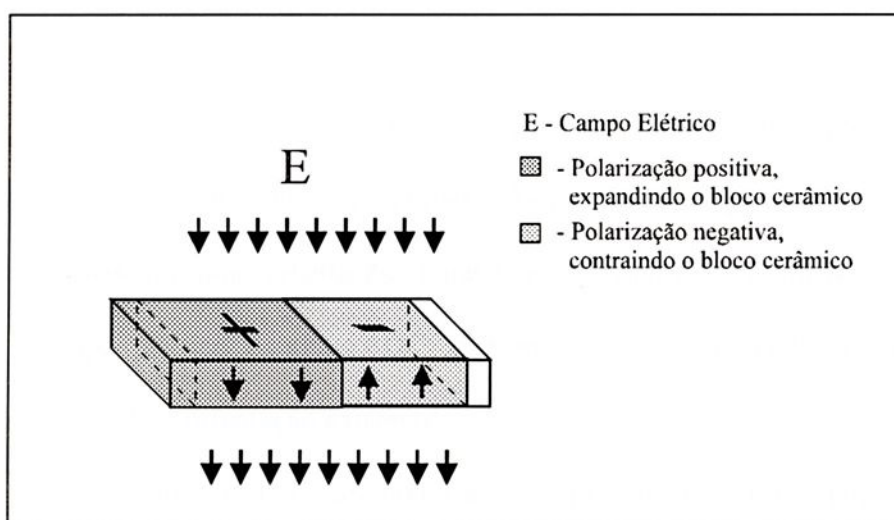


Figura 21 Comportamento mecânico de uma cerâmica piezoelétrica com polarização diferente em regiões distintas

4.2.2 - Polarização dos elementos cerâmicos

Um cristal possui uma polaridade quando é submetido a um campo elétrico ou uma tensão mecânica. Ou seja, ocorre um deslocamento interno direcionado de cargas elétricas cuja densidade deste fluxo é dada pela equação vetorial 57

$$\vec{D} = \vec{P} + \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{Eq. 57}$$

A maioria dos materiais piezoelétricos tem este fluxo de corrente, $\vec{D}$, como função não linear do campo elétrico, $\vec{E}$, determinada pela análise prévia das propriedades destes materiais. Mas esta não linearidade é, também, desprezível para a maioria dos materiais piezoelétricos. Assim este fluxo é aproximadamente a igualdade descrita pela equação 58, quando $\vec{P}$ é a polaridade deste fluxo de corrente:

$$\vec{D} = \vec{P} \quad \text{Eq. 58}$$

A estrutura policristalina da cerâmica piezoelétrica consiste de um domínio amplo de orientações de polaridade. As propriedades piezoelétricas, porém, são maximizadas por uma orientação dominante. A orientação é um processo pelo qual um campo elétrico contínuo, DC, que excede o campo elétrico coercivo à cerâmica, liberando a orientação existente.

Para melhor compreensão é apresentado esquematicamente o comportamento elétrico dos grão de um bloco cerâmico com a polaridade para baixo, como mostra a figura 22.

O bloco cerâmico, originalmente quadrado, torna-se alongado na direção vertical. O bloco cerâmico é, então, submetido a um campo elétrico contínuo externo e orientado para cima, contrário à polaridade do bloco cerâmico, que aumenta gradativamente. O bloco cerâmico se contrai inicialmente devido ao campo elétrico ser contrário à polarização. Alguns grãos tem seus pólos elétricos alterados com o aumento do campo elétrico. À certa voltagem o bloco cerâmico não é mais capaz de se contrair. Este campo elétrico é chamado de campo coercivo.

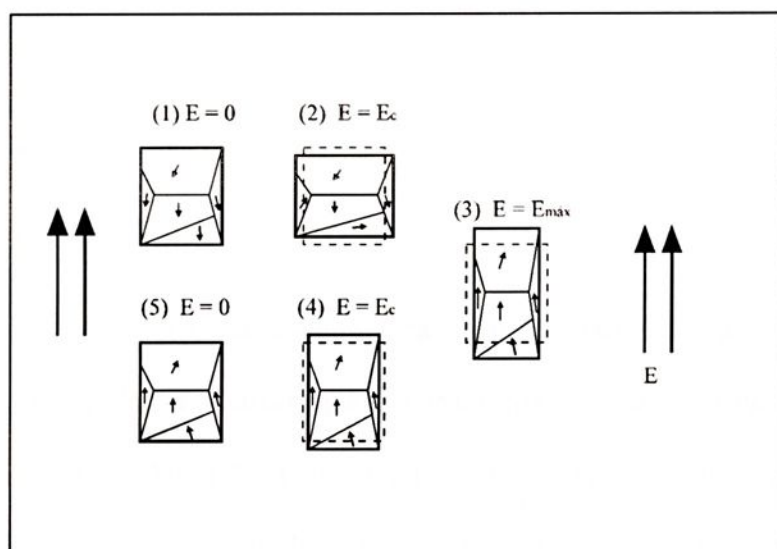


Figura 22 Polarização de um bloco cerâmico

Aumentando ainda mais o campo elétrico, o bloco cerâmico iniciará uma expansão até que todos os grãos tiverem suas polaridades alteradas. O campo elétrico desta condição está indicado na figura 22 como $E_{máx}$. Para um campo elétrico acima deste valor o bloco cerâmico não sofre alteração alguma.

A diminuição do campo elétrico reduz as deformações internas, porém com a polaridade revertida para a mesma do campo elétrico, para cima.

Uma vez orientada, a cerâmica, ao ser submetida a um campo elétrico com intensidade inferior ao campo elétrico coercivo, deforma-se. Embora, estas deformações apresentem alguma histerese, são proporcionais ao campo elétrico. As deformações acompanham o campo elétrico quando a polaridade é positiva ou são contrárias com a polaridade negativa expresso nas equações 59 e 60.

Polaridade positiva

$$+\frac{\Delta \ell}{\ell} = +d_{xyz} E \quad \text{Eq. 59}$$

Polaridade negativa

$$+\frac{\Delta \ell}{\ell} = -d_{xyz} E \quad \text{Eq. 60}$$

A característica elétrica da cerâmica piezoelétrica é capacitiva. O circuito equivalente de um eletrodo piezoelétrico que atua na faixa de ressonância é representado como na figura 23. Este circuito tem o comportamento elétrico análogo ao sistema mecânico massa mola de vibrações. Quando a cerâmica é submetida a um campo elétrico alternado com a frequência de ressonância, as deformações mecânicas se desenvolvem em forma de vibrações com a mesma frequência do campo elétrico. No apêndice B são apresentadas algumas características físicas de algumas cerâmicas piezoelétricas que são utilizadas em transdutores piezoelétrico.

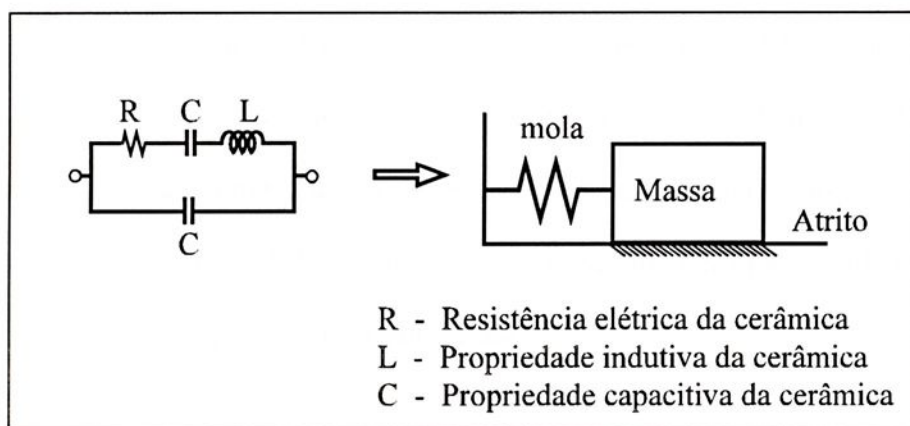


Figura 23 Analogia entre o circuito ressonante da cerâmica piezoelétrica e o sistema dinâmico natural massa mola

4.2.3 Vibradores tipo Langevin

As deformações da cerâmicas, $\Delta\ell$, são diretamente proporcionais as dimensões desta, ℓ . Uma cerâmica com espessura reduzida, dimensão da maioria dos atuadores, desenvolve uma deformação pequena e a utilização destas vibrações não produziriam deslocamentos suficientes para acionar o motor.

Estas deformações podem ser ampliadas em um bloco metálico através da excitação de modos naturais deste bloco. Este é o princípio fundamental do vibrador tipo Langevin, nome que homenageia o cientista Paul Langevin, que o desenvolveu em 1922 ¹⁹.

Para esclarecer o princípio, é citado o vibrador longitudinal. Dois discos cerâmicos são posicionados entre três eletrodos como mostra a figura 24. O conjunto por sua vez é condicionado entre dois blocos de alumínio. O comprimento total coincide com a metade do comprimento de onda. Um bloco de alumínio com um comprimento de 50 milímetros, possuindo a frequência natural de 50 Hz, as deformações piezoelétricas menores que 0,1 micrômetros são ampliadas para amplitudes acima de 0,5 micrômetros nos terminais do vibrador, através da ressonância. Estes vibradores são utilizados em motores ultra-sônicos excitando modos longitudinais ou torcionais.



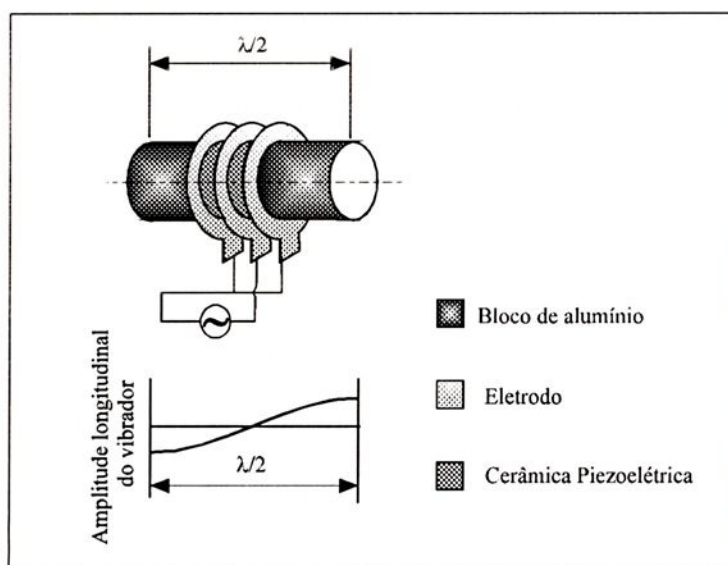


Figura 24 Vibrador tipo Langevin ¹⁹

4.2.4 Vibradores Longitudinais

A excitação longitudinal pode ser obtida através de vibradores tipo Langevin ou por vibradores compostos de camadas múltiplas de cerâmicas piezoelétricas, os atuadores de múltiplas camadas, produzindo o deslocamento diretamente no local de atuação, como mostra a figura 25.

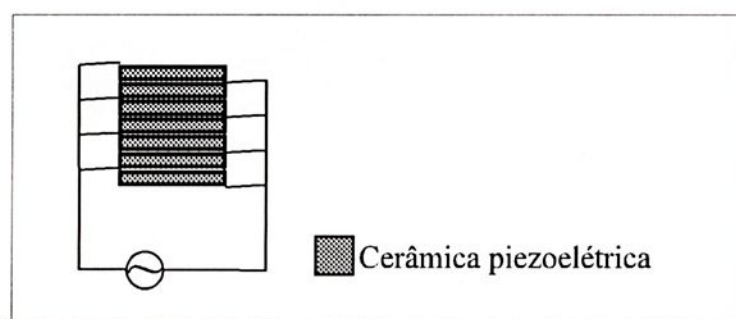


Figura 25 Atuadores de camadas múltiplas ²³

Genericamente, estes vibradores se constituem de uma pilha de elementos piezoelétricos conectados por eletrodos paralelos a uma fonte

excitadora. As deformações provocadas pela excitação elétrica somam-se amplificando o deslocamento global da pilha, determinado equação 61.

$$u_x = \sum_{i=1}^N u_{x_i} \quad \text{Eq. 61}$$

4.2.4 - Vibradores Transversais

Embora o vibrador tipo Langevin tenha uma ótima conversão de amplitudes, este é relativamente grande e, portanto, desapropriado para o uso de motores ultra-sônicos compactos.

O efeito piezoelétrico perpendicular ao plano do campo elétrico provoca uma expansão e contração dos elementos piezoelétricos. Assim, estes elementos, quando colados a uma barra de alumínio, por exemplo, deformam-na transversalmente, devido a momentos criados na linha neutra da barra de alumínio, como mostrado na figura 26. Estes momentos estão descritos na equação 62.

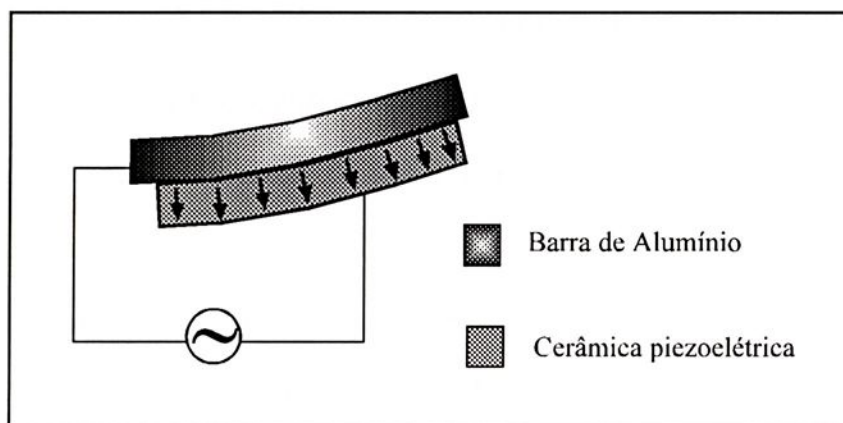


Figura 26 Deformação de uma barra de alumínio devido a expansão de elementos piezoelétricos¹⁹

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{M}{I} y \quad \text{Eq 62}$$

Ondas de flexão podem ser criadas com contração e expansão de regiões distintas de um elemento cerâmico como mostra a figura 27. Para criar ondas, é importante que haja polarizações opostas, uma em relação a outra, como já vimos anteriormente.

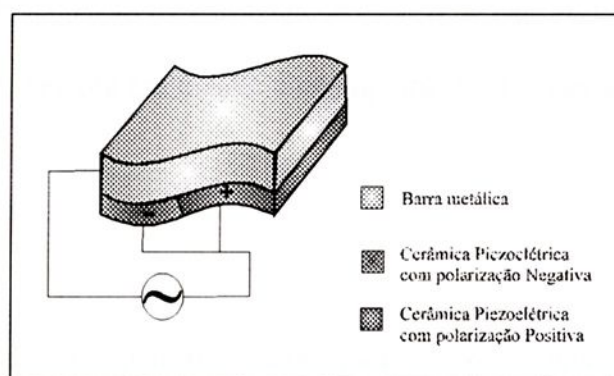


Figura 27 Produção de onda estacionária com elemento piezoelétrico

As ondas de flexão produzidas no material metálico por uma cerâmica piezoelétrica tem um comportamento alternado com a frequência do campo elétrico que excita a cerâmica. A polarização que produz as ondas de flexão não tem sua posição alterada. A linha elástica resultante do metal submetida às ondas de flexão tem o comportamento dinâmico de uma onda estacionária. Os pontos de inflexão do metal, devido a ação de dois elementos com polarização oposta, são os pontos nodais.

4.2.4.1 Produção de Ondas Propagantes

Como visto na seção 4.1.3, em vibrações mecânicas, a geração de uma *onda propagante* é obtida pela excitação de duas ondas estacionárias com diferença de fase em relação ao tempo e ao local de excitação. Para se gerar duas ondas estacionárias com diferença de fase em relação ao local, dois grupos de elementos cerâmicos capazes de produzir ondas senoidais, são posicionados com

uma distâncias de X_0 , obtida através da relações entre as equações 14 e 15 anteriormente escritas e aqui expressa pela equação 63 a seguir:

$$X_0 = \frac{(n-m)}{2k} \pi \quad \text{Eq. 63}$$

Da definição da constante de espaço, k , expressa na equação 9, a equação 63 pode ser rescrita em função do comprimento de onda com na equação 64 a seguir

$$X_0 = \frac{(n-m)\lambda}{4} \quad \text{Eq. 64}$$

Para exemplificar melhor, para se obter uma propagação de ondas a partir das seguintes constantes: $m = 0$, $n = 3$

$$\text{Enquanto os grupos devem estar distanciados de } X_0 = \frac{3}{4} \lambda$$

Para haver uma diferença de fase em relação ao tempo da mesma relação entre as equações 14 e 15, a diferença de fase entre uma onda e outra é expressa pela equação 65: $\Phi = \frac{3}{2} \pi$

Ou seja as ondas produzidas devem estar defasadas entre si de

$$|\Phi| = \frac{\pi}{2} \quad \text{Eq 65}$$

Se num determinado instante, um grupo gerar uma onda estacionária da forma senoidal, o outro grupo co-senoidal para que haja o defasamento de tempo entre as ondas, como demonstrado a seguir pelas equações 66 e 67 de deformação causada pelo grupo A e pelo grupo B:

$$v_{xA} = V_0 \sin(\omega t) \cos(kx) \quad \text{Eq. 66}$$

$$v_{xB} = V_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \cos(kx) = V_0 \cos(\omega t) \cos(kx) \quad \text{Eq. 67}$$

O arranjo das polarizações para a produção destas ondas é apresentado na figura 27, já visto anteriormente.

A disposição geral das cerâmicas, para produzir uma propagação de ondas, é mostrada pela figura 28

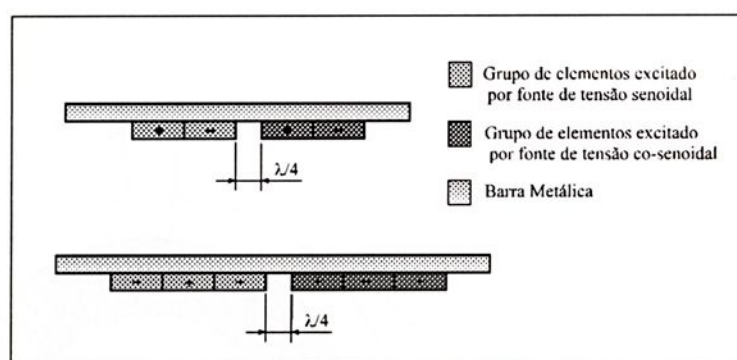


Figura 28 Disposição de grupos de cerâmica piezoelétrica para produção de uma onda propagante

Para produzir rotação de modos degenerados em torno do eixo de simetria, duas alternativas estão sendo usadas. Uma para rotacionar modos ímpares e outra para rotacionar modos pares.

A primeira alternativa uma placa cerâmica, colada a uma placa circular, disco ou anel, é polarizada de modo que dois segmentos circulares excitam o mesmo $n^{\text{ésimo}}$ modo de vibrar ímpar, estando distanciados entre pela distância definida na equação 31, anteriormente citada.

Para tanto, cada segmento é dividido em $(n-1)$ grupos de elementos polarizados da cerâmica piezoelétrica alternadamente, como na figura 29. Cada elemento possui uma seção circular de $\lambda_c/2$, de modo que cada grupo de quatro elementos produzam uma onda estacionária correspondente ao $n^{\text{ésimo}}$ de vibrar.

Os dois segmentos são excitados por dois sinais elétricos com mesma frequência, porém um senoidal e outro co-senoidal. Desta forma, surge uma *onda propagante* rotacionando em torno do eixo de simetria.

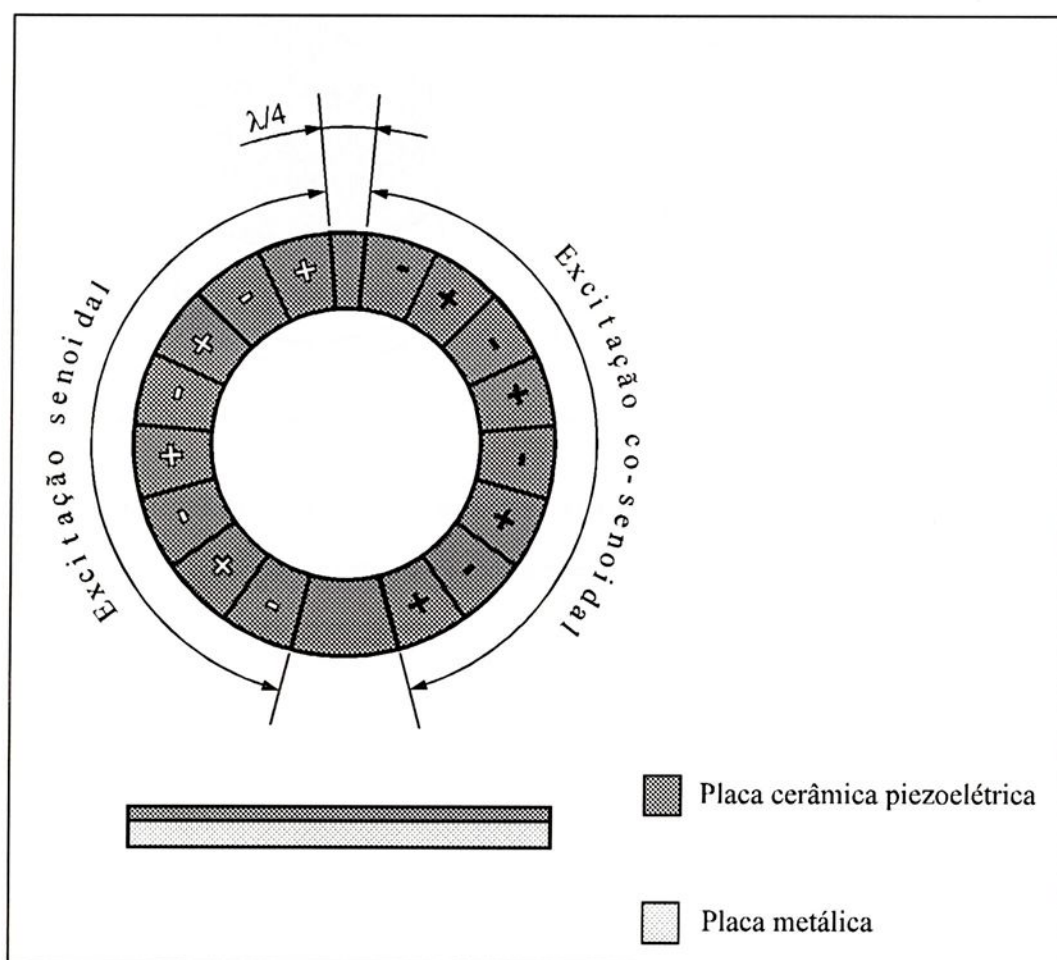


Figura 29 Disposição de grupos de polarização de uma cerâmica piezoelétrica para produção de uma *onda propagante* através de modos degenerados ímpares²¹

Para os modos pares, duas cerâmicas piezoelétricas, finas polarizadas igualmente, são coladas entre si. Cada cerâmica possui n elementos, de segmento circular de $\lambda_c/4$ cada um, polarizados alternadamente. Estas cerâmicas são coladas de maneira que cada segmento de uma cerâmica fique defasado em relação ao local de excitação de $\lambda_c/8$. Excitando-se, com a mesma frequência, uma cerâmica por um sinal elétrico senoidal e a outra cerâmica por um sinal co-senoidal é possível gerar a rotação de *ondas propagantes* em torno do eixo de simetria.

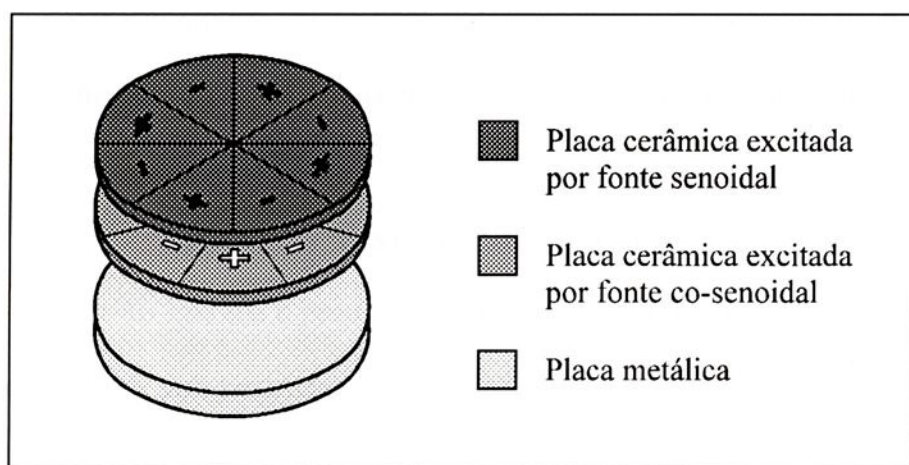


Figura 30 Disposição de placas cerâmica piezoelétrica para produção de uma *onda propagante* através de modos degenerados pares²⁶

4.3 Contato mecânico

Todo movimento que há contato mecânico entre o meio movido e o estático, existe uma troca de energia devido às forças de atrito gerada entre as partes. Dessa maneira o atrito é fundamental para o motor ultra-sônico, que tem as energias mecânicas de vibração transformada em energia de acionamento por elas.

O fenômeno atrito surge quando forças internas de um corpo resistem a um esforço tangencial provocado por outro corpo. Estas forças resistivas tem sua origem em irregularidade superficiais, no comportamento físico químico entre os materiais em contato e na pressão de contato entre os dois corpos.

Estas forças resistem ao esforço tangencial até um valor máximo. A força de atrito máxima é proporcional à força normal a superfície de contato e ao coeficiente de atrito existente entre os dois materiais.

Quando ocorre esforço tangencial superior à força de atrito máxima, surgem movimentos relativos entre os materiais e uma força de atrito constante, ligeira mente inferior à força de atrito máxima. Esta força, também, é proporcional à força normal, porém com um coeficiente de atrito dinâmico.

Tanto a força de atrito dinâmica quanto a estática é determinada pela equação 68, a lei de Coulumb:

$$F = \mu N \quad \text{Eq. 68}$$

Os esforços que agem no material de contato de um motor ultra-sônico, desenvolvidas por uma modelagem elástica, são apresentados na figura 31.

As força normal pode ser descrita pelas equações 69 e 70, a seguir:



Havendo contato

$$F_n = k_N (A_N \cos \omega t - \Delta z)$$

Eq. 69

Não Havendo contato

$$F_n = 0$$

Eq. 70

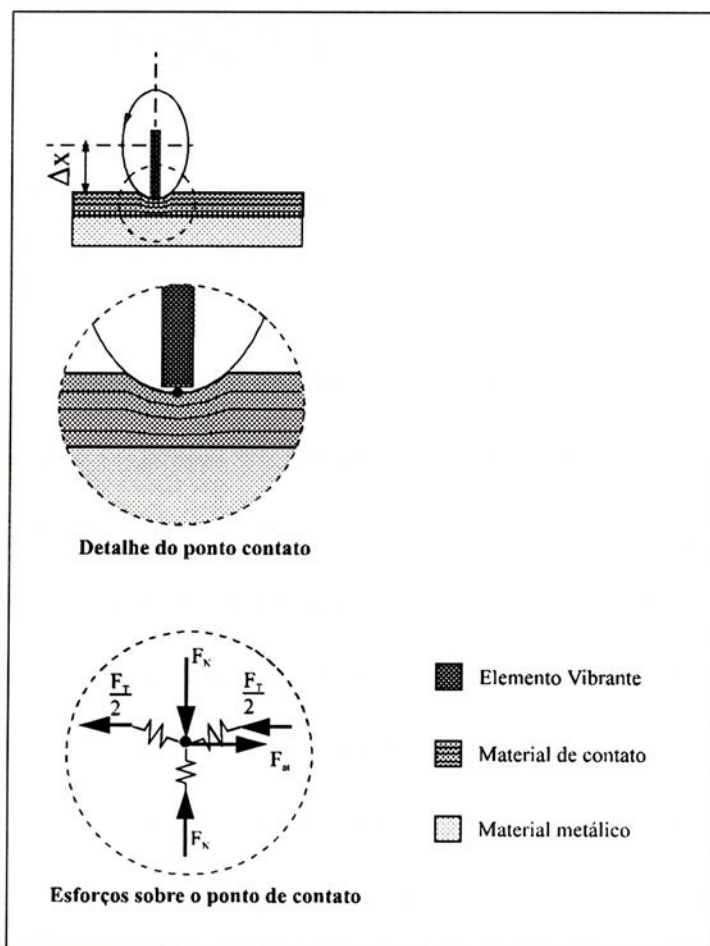


Figura 31 Diagrama de esforços da superfície de contato de um motor ultra-sônico

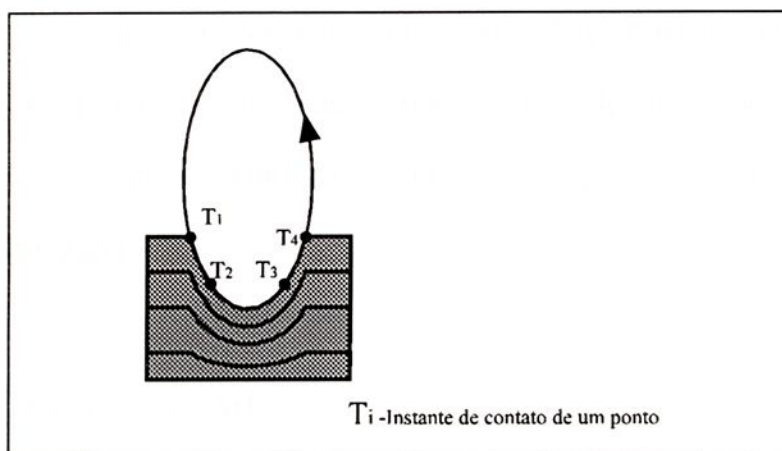


Figura 32 Estágios de um ponto submetido a um contato com esforços tangenciais

A transmissão das forças de acionamento se dá por um processo de rolagem durante os pontos em contato. Os estágios deste processo mostrados pela figura 32 são descritos a seguir:

tempo de penetração - A força normal de contato ainda é pequena para tracionar o torque requerido. As duas forças tangenciais em sentido contrário, uma devido a resistência externa e a outra a de atrito provocada pelo contato, são iguais como descrito nas equação 71 e 72. Esta situação faz com que o ponto ao receber o impulso tangencial do contato retorne a sua posição de origem. Ocorre com isto um escorregamento, movimento relativo entre as partes.

$$F_T = F_{at} \quad \text{Eq. 70}$$

$$F_{at} = \mu k_N (A_N \cos \omega t - \Delta x) \quad \text{Eq. 71}$$

tempo de tracionamento - A força normal de contato já é suficiente para produzir a força de atrito necessária para transmissão do esforço.

No ponto de contato a força de atrito é maior que a força tangencial de resistência externa. A força resultante não nula é suficiente para deslocar a sua posição de origem definitivamente. A velocidade relativa entre os pontos em contato é nula e o motor é acionado

$$F_{at} \geq F_T \quad \text{Eq. 73}$$

$$F_{at} = \mu k_N (A_N \cos \omega t - \Delta x) \quad \text{Eq. 74}$$

$$F_R = \mu k_N (A_N \cos \omega t - \Delta x) - F_T \quad \text{Eq. 75}$$

tempo de descarga - novamente a força normal de contato é insuficiente para produzir a força de atrito necessária para tracionar motor. Ocorre um novo escorregamento.

O comportamento das forças que agem sobre o ponto de contato é apresentado em gráficos apresentados na figura 33.

O escorregamento é inevitável, porém pode ser minimizado através da seleção de materiais de interface de contato com coeficientes de atrito maiores. Desta forma, é possível se obter motores com melhor desempenho.

A escolha do material de contato é muito importante. Além de possuir um bom coeficiente de atrito, este tem que ter pouca rigidez na direção da vibração para não modificar o sistema dinâmico da parte vibrante, porém uma boa rigidez na direção tangencial ao movimento para transmitir estes esforços com maior eficiência.

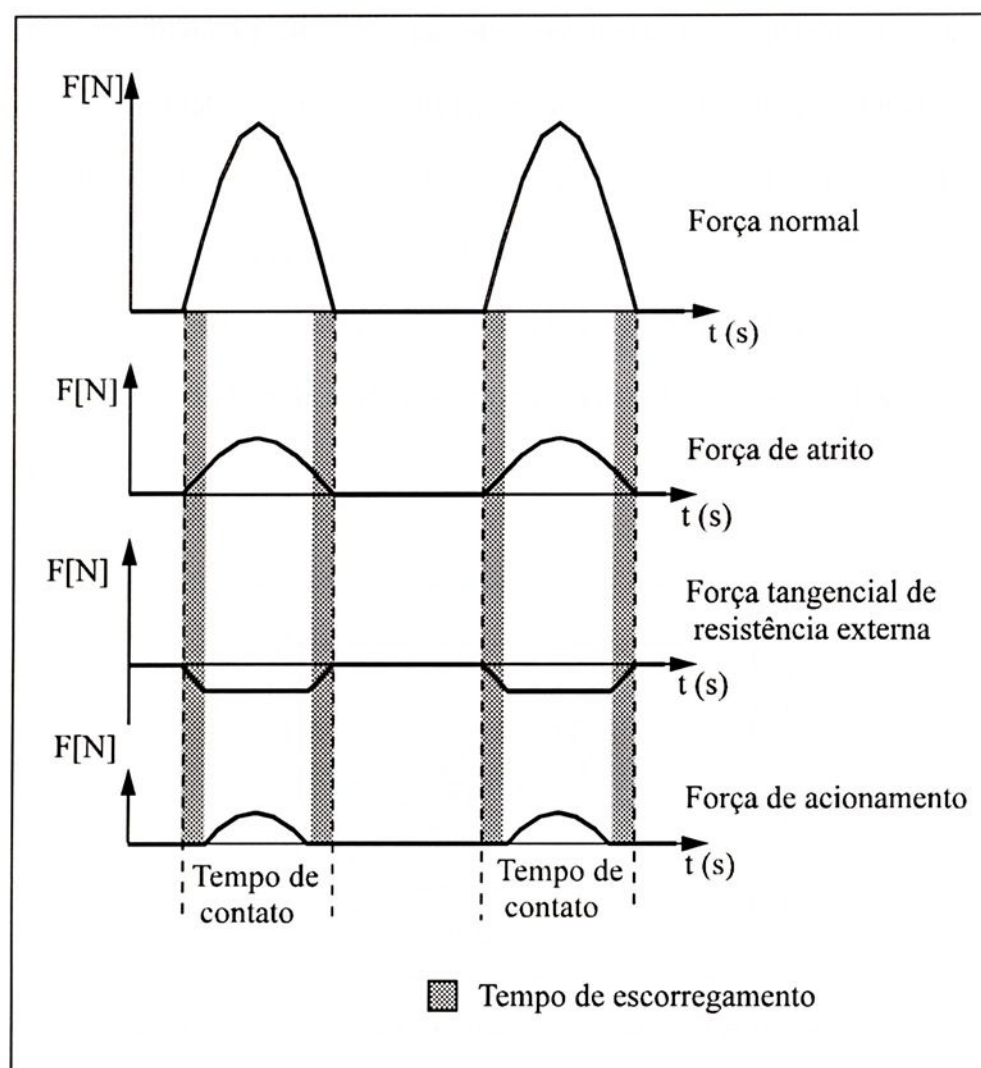


Figura 33 Comportamento dos esforços a que o ponto de contato está submetido

Um estudo sobre o desempenho dos motores ultra-sônicos apresentado Maeno e Bogy em 1994 apresentou uma semelhança no comportamento do contato mecânico entre os motores.¹⁴

Outro estudo importante é realizado em motores ultra-sônico USR60 modelo do fabricante Shinsei²⁶, que será apresentado posteriormente no capítulo sobre motores. Neste estudo é feita uma comparação da eficiência do motor em função do material de contato. A superfície de contato do rotor foi

revestida com diferentes materiais que são especificados no apêndice C. Desta forma, obteve-se a tabela 2 de materiais apropriados com o devido desempenho do motor e também pode-se agrupar os materiais de revestimento por faixa de trabalho em um gráfico apresentado pela figura 34:

A eficiência do contato mecânico num motor ultra-sônico é a combinação do coeficiente de atrito com as características mecânicas da superfície de contato.

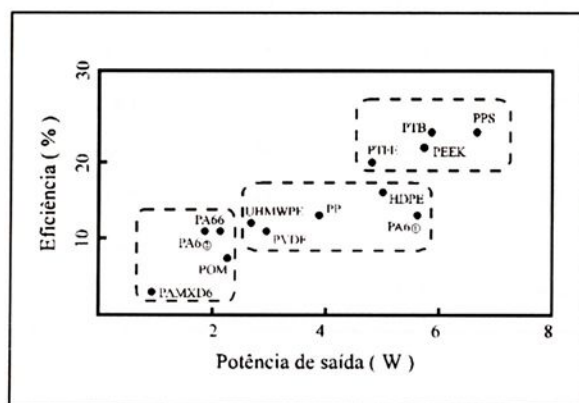


Figura 34 Classificação dos altos polímeros como materiais de fricção¹⁹

Tabela 2 Desempenho do motor ultra-sônico por ondas propagantes com diferentes materiais de fricção²⁶

Polímero	Coefficiente de atrito	Torque	velocidade angular	Potência de entrada	Potência de saída	Eficiência de conversão
	[1]	[N m]	[RPM]	[W]	[W]	[%]
PPS	0,50	0,79	80	28,8	6,7	23,1
PBT	0,48	0,73	77	25,8	5,9	23,0
PEEK	0,53	0,76	70	27,6	5,8	21,0
PTFE	0,24	0,62	70	24,7	4,8	19,2
HDPE	0,17	0,74	64	31,4	4,9	15,3
PA6	0,79	0,74	74	35,2	4,0	12,7
PP	0,42	0,50	75	31,2	4,0	12,7
UHMWPE	0,30	0,44	57	27,6	2,8	11,5
PVDF	0,57	0,48	60	29,2	3,0	10,4
PA66	0,75	0,48	45	22,0	2,2	10,2
POM	0,37	0,44	48	30,4	2,3	7,4
PAMXD6	0,66	0,27	29	26,5	0,9	3,4

Assim uma outra forma de se obter maior eficiência é construir as partes em contato para que estas tenham as características mecânicas necessárias para uma boa transmissão de forças sem a descaracterização do sistema dinâmico do elemento vibrante. Um exemplo de forma construtiva é o utilizado no motor ultra-sônico desenvolvido pela Canon Co.²⁶, apresentado esquematicamente na figura 36. A empresa substituiu o revestimento polimérico por um rotor contendo um flange delgado. Este flange tem a função de diminuir a rigidez na direção da vibração normal, porém mantendo a rigidez necessária para a transmissão de forças do estator para o rotor. Desta forma, pode-se ter um contato com maior coeficiente de atrito, diminuindo os escorregamentos, aumentando a precisão dos movimentos. Como a forma construtiva não tem revestimentos, a

formação de um terceiro corpo entre as partes é menor, diminuindo assim o desgaste.

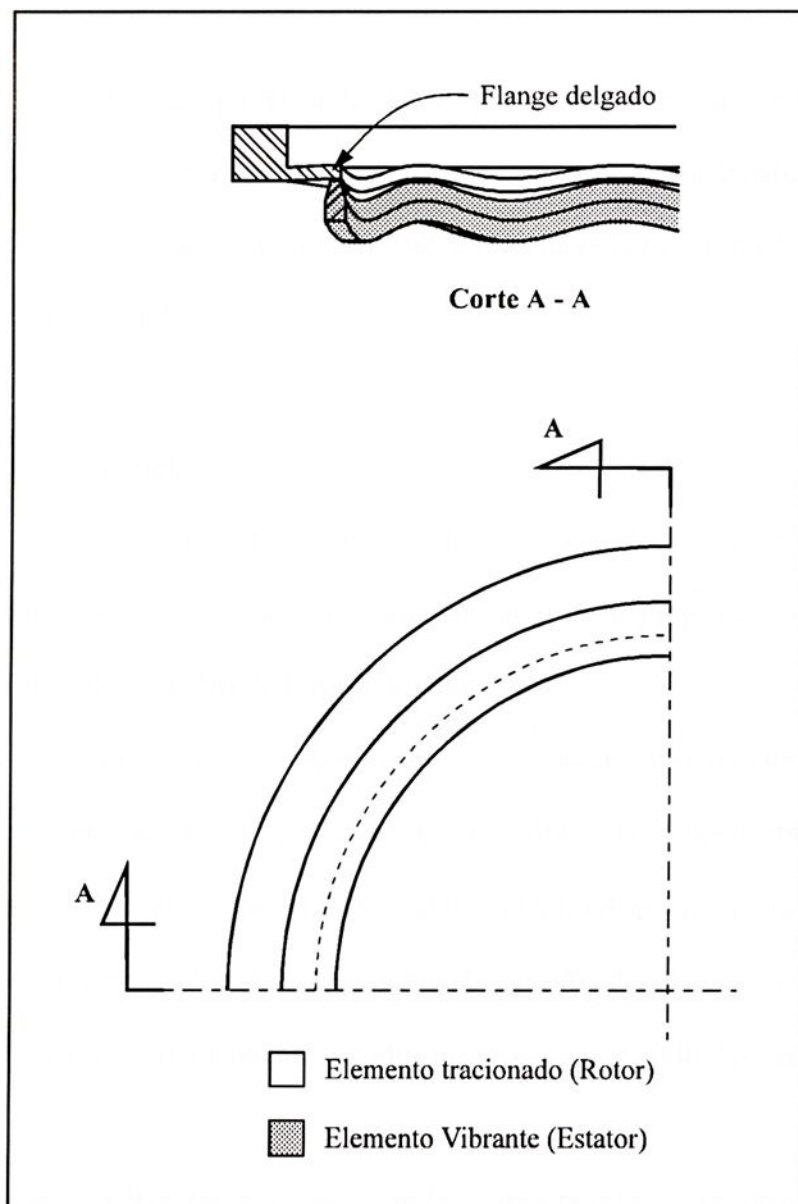


Figura 35 Esquema do contato de motores ultra-sônicos desenvolvido pela Canon ²⁶

5 TIPOS DE MOTORES: ASPECTOS CONSTRUTIVOS E CARACTERÍSTICAS

Neste capítulo pretende-se apresentar os tipos de motores ultra-sônicos quanto aos seus aspectos construtivos e principais características. Dentre as características, dividiu-se os motores ultra-sônicos quanto ao movimentos que geram, rotacionais ou lineares.

5.1 Motores rotacionais

Os motores que geram movimentos rotacionais possuem uma distinção básica entre si: os motores que utilizam *ondas propagantes* e os que utilizam modos degenerados de formas diferentes.

Os motores ultra-sônicos por *ondas propagantes* utilizam transdutores simples. Os outros motores ultra-sônico combinam transdutores, podendo ser simples ou composto. O transdutor simples dispõem de um só tipo de atuador piezoelétrico. O transdutor composto dispõe de mais de um tipo de atuador piezoelétrico, por exemplo atuador tipo Langevin e múltiplas camadas.

5.1.1 Motores Ultra-sônicos por *ondas propagantes* “*Travelling Wave Ultrasonic Motor*”

Os motores ultra-sônicos por *ondas propagantes*, “*Travelling Wave Ultrasonic Motor*”, como são conhecidos, utilizam a rotação de modos



degenerados de formas semelhantes de vibrar gerando *ondas propagantes*. Os modos utilizados por este motor podem ser paralelos a eixo de simetria ou não.

Estes motores são constituídos basicamente de um estator e um rotor. No estator são excitados os modos de vibrar. Para tanto, o estator possui entre as partes um grupo de cerâmica piezoelétrica devidamente polarizado. Este grupo é excitado por dois sinais elétricos defasados no tempo entre si de $T/2$. O rotor é preparado para absorver a vibração do estator e transformar os deslocamentos elípticos provenientes das *ondas propagantes* em movimento circular.

5.1.1.1 Motor ultra-sônico que utiliza *ondas propagantes* paralelas ao eixo de simetria

Num motor ultra-sônico por *ondas propagantes* paralelas ao eixo de simetria, o estator e o rotor têm a forma de um anel ou disco. O rotor e o estator são pressionados entre si por molas. Dentes são posicionados na interface de contato para aumentar a amplitude de vibração no sentido do movimento. Dependendo do modo a ser excitado, uma placa ou duas de cerâmica piezoelétrica são coladas na face contrária à interface de contato do estator. Os modos de vibração mais utilizados nestes motores são da forma B_{0n} ou B_{1n} . A escolha do modo depende da geometria e material do estator, pois a frequência de excitação deve ser superior à audível.



Diferentes modelos têm sido empregados por diferentes fabricantes na produção destes motores. Serão abordados os modelos da Matsushita, Shinsei e Canon por apresentarem características distintas.

- **Modelo desenvolvido pela Matsushita²⁶**

Este motor, apresentado pela figura 36, possui um diâmetro externo de 50 [mm] e interno de 42 [mm]. Para aumentar a amplitude de vibração na região de contato, o estator tem 72 dentes.

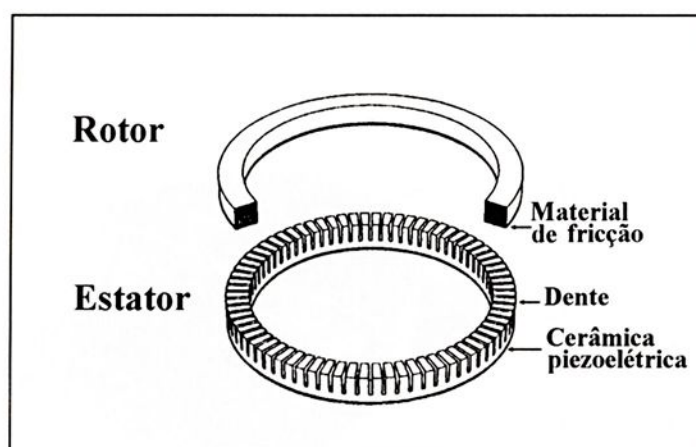


Figura 36 Modelo de motor da Matsushita²⁶ por ondas propagantes

O anel estator é metálico. Como mencionado anteriormente, uma placa de cerâmica piezoelétrica é colada à base do anel estator. Neste motor os eletrodos são arranjados com a configuração da figura 29. Desta maneira ao invés de reverter a polarização a cada meia onda na cerâmica, são os eletrodos que se alteram nas polaridades elétricas a cada meia onda. Assim, a polarização é uniforme.

Com esta configuração são excitados dois modos de forma B_{09} , com frequência de 29 [kHz], superior à audível.

O material de fricção empregado na face de contato do rotor é composto de fibra de aramida impregnada com resina de poliamida.

• **Modelo desenvolvido pela Shinsei^{19, 26}**

Esta empresa desenvolveu três tipos de motores com o mesmo aspecto construtivo apresentado na figura 37, porém com diâmetros distintos. As especificações destes motores são apresentada na tabela 3.

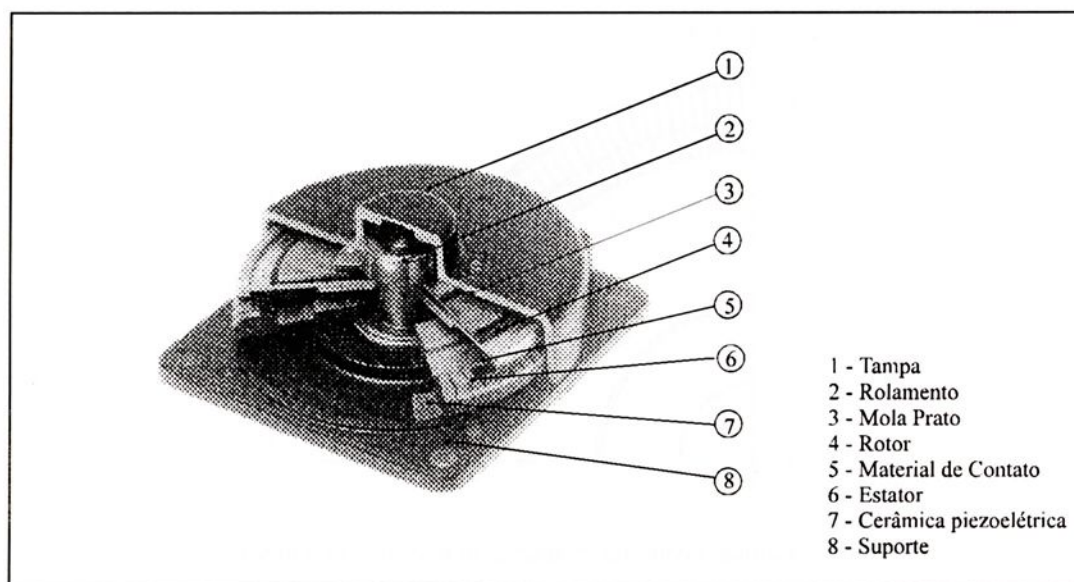


Figura 37 Motor ultra-sônico Shinsei^{19, 26} por ondas propagantes

O estator tem a forma de um disco e é fixo pelo anel interno. Para preservar o modo de vibra desejado, a espessura entre o anel interno e externo é mais fina, como mostra a figura 38. A face superior do anel externo possui vários dentes para aumentar a amplitude de vibração e para estabilizar o contato.

Na face inferior é colada uma cerâmica piezoelétrica com o mesmo arranjo de grupos de elementos polarizados apresentado anteriormente na figura 29. O rotor tem a forma de um disco e é preso ao eixo pelo diâmetro interno. A interface de contato é uma camada de material plástico, empregada para aumentar o coeficiente do atrito e melhorar as condições do contato mecânico.

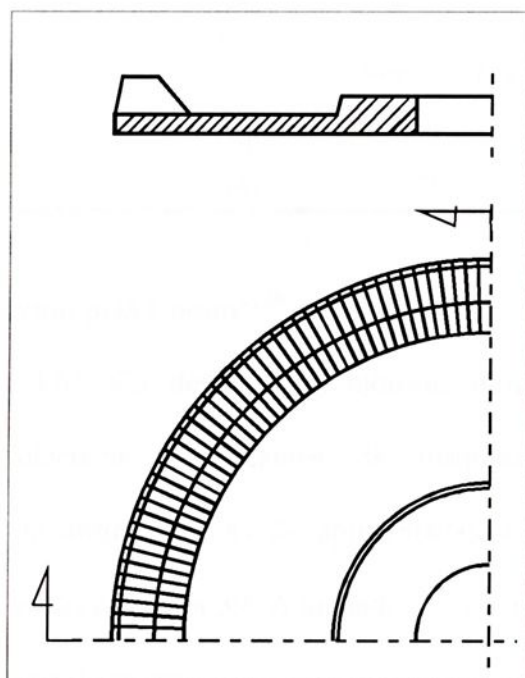


Figura 38 Esquema do estator de um motor Shinsei ²⁶

O estator é excitado por uma frequência capaz de gerar o modo B_{09} , especificada na tabela 3 de acordo com o modelo de motor. A velocidade do motor é controlada pela variação da frequência de excitação. Por exemplo, o motor USR-60, apresentado pela tabela, tem a frequência de ressonância de 39 [kHz] para o modo B_{09} e tem sua velocidade controlada através da faixa de frequência de excitação, que varia entre 40 [kHz] e 43 [kHz].

Tabela 3 Especificações de motores ultra-sônicos produzidos pela Shinsei Co.²⁶

Característica	Unidade	USR-60	USR-45	USR-30
Frequência de excitação	[kHz]	40	43	42
Voltagem de excitação	[V _{rms}]	100	100	100
Torque	[mN m]	380	150	40
potência de saída	[W]	4	2.3	1
Rotação	[RPM]	100	150	250
Corrente de excitação	[mA] × 2 fases	53	40	18
Torque estacionário	[mN m]	600	280	90
Torque resistivo	[mN m]	≤800	≤500	≤150
Momento de massa	[g cm s ²]	0,072	0,0116	0,0017
Constante tempo	[ms]	1	1	1
Rotação perdida	[%]	2	2	2
Direção de rotação	horária e anti-horária			
Faixa de temperatura	°C	-10 a 50		
Massa	[g]	175	69	33

• Modelo desenvolvido pela Canon^{2, 26}

A Canon Ltd. Co desenvolveu motores ultra-sônicos por ondas propagantes para objetivas autofocantes de máquinas fotográficas. As especificações de alguns destes motores são apresentadas pela tabela 4. As partes do motor podem ser vistas na figura 39. A unidade ótica é acomodada no mesmo eixo de simetria dos anéis do motor.

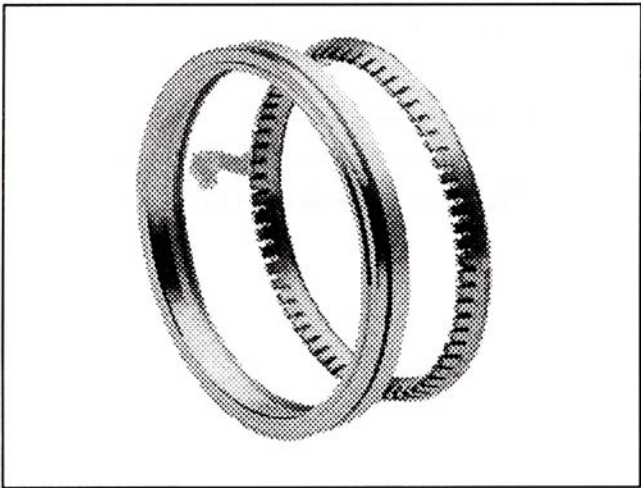


Figura 39 Modelo empregado em objetivas de câmeras fotográficas Canon²

O anel do estator tem 90 dentes idênticos e a parte superior do anel é mais estreita, como apresentado na figura 40. Estas projeções tem, também, a função de aumentar a amplitude de vibração circunferencial. O modo B_{08} é excitado por uma placa cerâmica piezoelétrica cujos grupos de elementos polarizados são arranjados de maneira semelhante à apresentada pela figura 29.

O anel do rotor é a parte que o distingue este motor. Este possui um flange para estabilizar o contato com o estator, como visto anteriormente na figura 35. Através do flange, o rotor adquire melhor eficiência na transformação das forças de atrito. Isto se deve à rigidez e à flexibilidade circunferencial e axial apropriadas, como discutido anteriormente. Com este mecanismo, o contato é mais estável sem a necessidade de polímeros como materiais de fricção, que tem algumas desvantagens de escorregamento e desgaste.

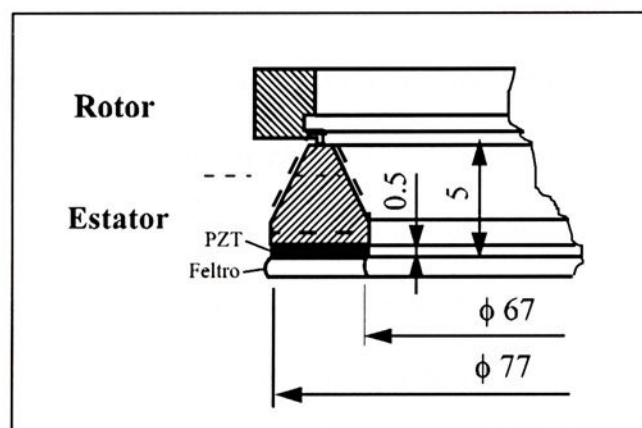


Figura 40 Perfil do motor da Canon²⁶

Tabela 4 - Especificações de motores por ondas propagantes Canon ²

Características	Especificação do motor	
	USM-M1	USM-L1
Dimensões [mm]	62-54×10	77-67×10
Massa [g]	26	45
Frequência de excitação [kHz]	31	39
Potência de consumo [W]	1	1
Velocidade angular sem carga [s ⁻¹]	1,3	0,7
Torque de Partida [mN m]	9	15
Eficiência Máxima [%]	35	35

• **Motor ultra-sônico da Matsushita²⁶ por ondas propagantes tipo B_{1n}**

O aspecto construtivo deste tipo de motor tem o mesmo do motor ultra-sônico por ondas propagantes tipo B_{0n}, apresentado anteriormente. As projeções proeminentes não são posicionadas na extremidade, como se pode ver na figura 41.

O rotor, também, é coberto por uma fina camada de um polímero para aumentar a eficiência do contato mecânico. O rotor é pressionado contra o estator por uma mola prato. A pressão é controlada por uma porca de tal maneira que a pressão fique entre 1,5 e 2,0 vezes a tensão tangencial provocada pelo torque²⁶.

Duas lâminas de cerâmica piezoelétricas são coladas ao estator com uma polarização apresentada na figura 30. As cerâmicas são então excitadas de forma que os modos B_{1n} girem em torno do eixo de simetria. Os dentes são posicionados no estator a uma distância do eixo onde acontecem os maiores deslocamentos transversais para aumentar a eficiência da troca de esforços por forças de atrito.

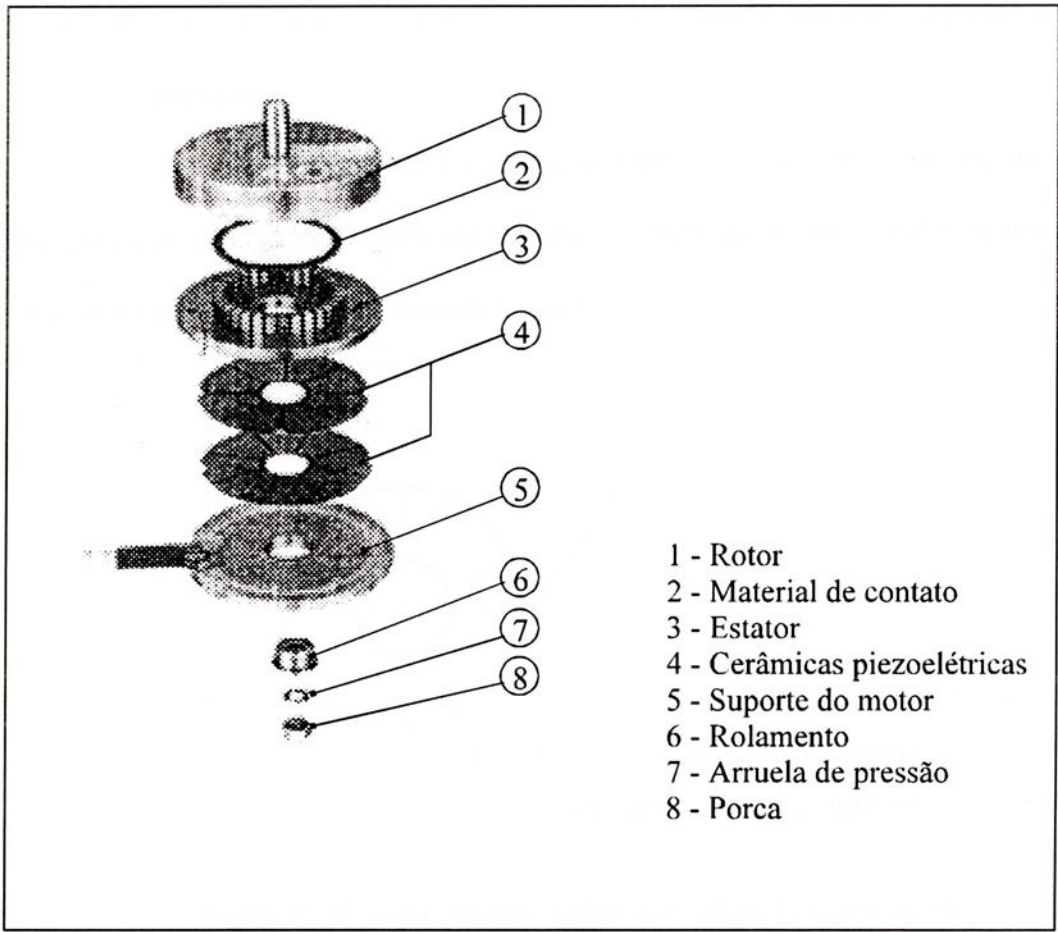


Figura 41 Motor por ondas propagantes tipo B_{1n} Matsushita ²⁶

As especificações de alguns modelos destes motores se encontram na
tabela 5

Tabela 5 - Especificação de motores ultra-sônicos tipo B_{1n} da Matsushita ²⁶

Características	Especificação do motor		
	USM-17D	USM-40D	USM-80D
Dimensões [mm]	17×6	40×12	80×23
Massa [g]	6	70	400
Frequência de excitação [kHz]	100	70	50
Potência de consumo [W]	---	---	---
Velocidade angular sem carga [s ⁻¹]	73,3	83,78	52,32
Torque de Partida [mN m]	8	80	600
Eficiência Máxima [%]	---	---	---

5.1.1.2 Motores ultra-sônico por *ondas propagante* não paralelas ao eixo de simetria

Os deslocamentos elípticos produzidos por *ondas propagantes* não paralelas ao eixo de simetria em um disco podem ser extraídos pelo diâmetro interno ou pelo externo como mostra a figura 42.

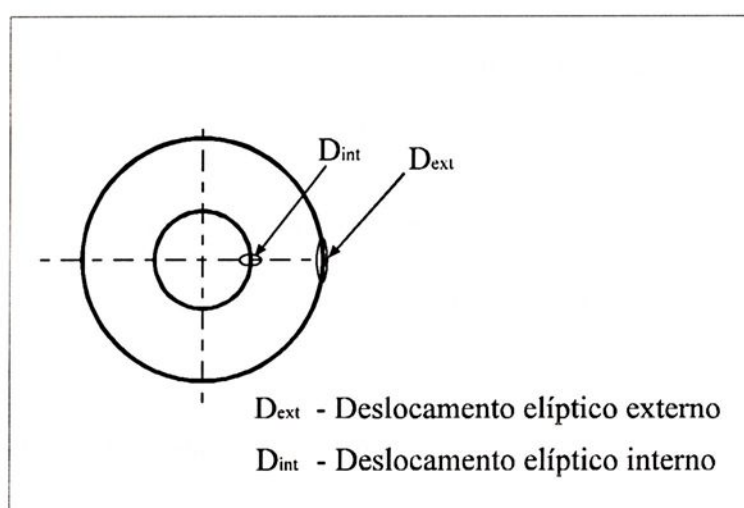


Figura 42 Posicionamento do deslocamento elíptico provocados por *ondas propagantes* não paralelas ao eixo de simetria

As formas construtivas de extrair movimentos destes deslocamentos elípticos é apresentada na figura 43. A característica principal destes motores é que podem ser feitos com espessuras reduzidas. A área de contato entre o rotor e o estator não deve ser muito grande devido às amplitudes dos deslocamentos das vibrações na direção do movimento. Por esta razão são motores de pouco torque e com potência baixa²⁶.

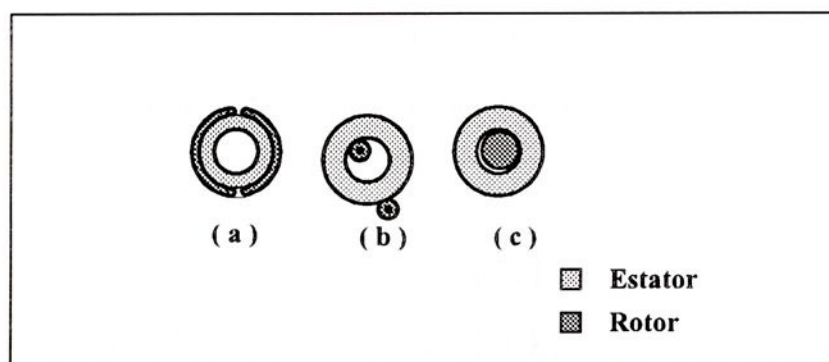


Figura 43 Formas construtivas de motores ultra-sônicos por *ondas propagantes* não paralelas ao eixo de simetria

Diferentes tipos de motores estão sendo testados para os diferentes modos de excitação. A fim de exemplificar as formas construtivas serão abordado alguns destes experimentos.

• Motor que utiliza deslocamentos internos

Um protótipo de motor desenvolvido pela forma construtiva “c” da figura 43 é apresentado na figura 44. O estator é uma placa de cerâmica piezoelétrica em forma de disco devidamente polarizada para excitar modos 1-1 de vibrar através de dois sinais elétricos defasados entre si no tempo de $T/2$ e gerar *ondas propagantes* em torno do eixo de simetria. A face central do estator é inclinada em relação ao eixo de simetria e o rotor é alinhado por esta inclinação. Existem duas concepções do rotor para o contato: um com dois pontos de contato e o outro com quatro pontos. Para prevenir estragos na superfície da cerâmica piezoelétrica, esta é envolvida por uma camada de material de fricção. A pressão de contato só é fornecida pela força gravitacional. Por se tratar de um protótipo este motor se encontra em fase primária de desenvolvimento.

Embora a eficiência máxima deste protótipo tenha sido de apenas 10%, existem perspectivas de uso deste motor devido sua pequena espessura²⁶.

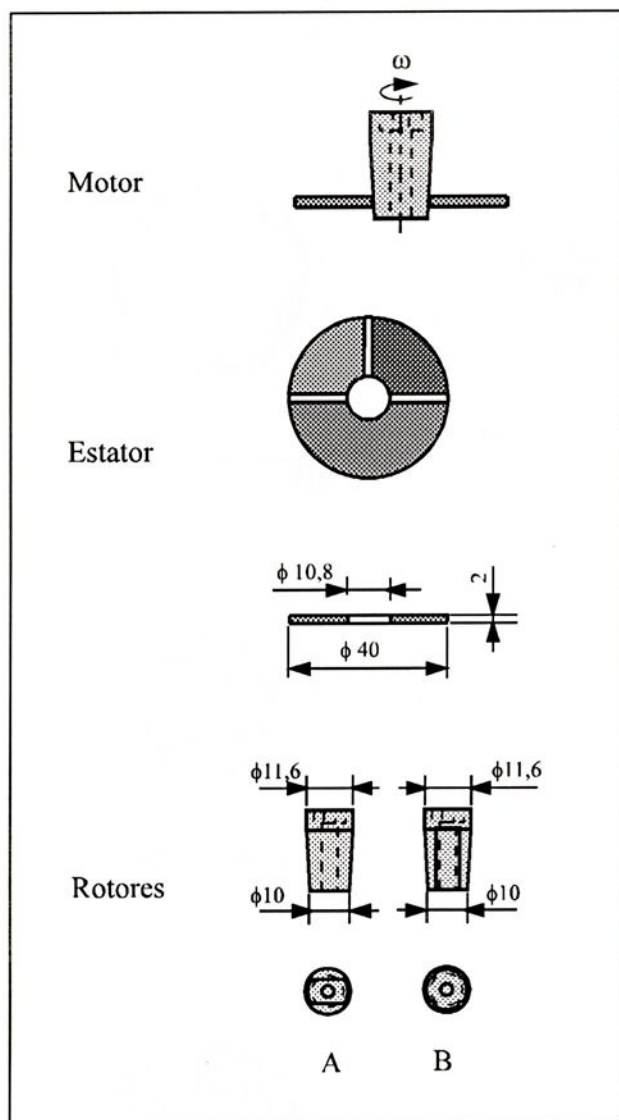


Figura 44 Motor ultra-sônico que utilizam deslocamentos internos de um disco²⁶

- **Motor que utiliza deslocamentos externos de um disco**

O motor apresentado na figura 45 tem a forma construtiva “a”.

Um anel de contato com uma fenda de aproximadamente 1 [mm] é pressionado contra o diâmetro externo do estator por um anel elástico. O estator fixo é

excitado por cerâmicas piezoelétricas no modo (1-1), da mesma forma que o exemplo anterior. Os deslocamentos elíptico gerados na superfície do diâmetro externo provocam um movimento circular no rotor.

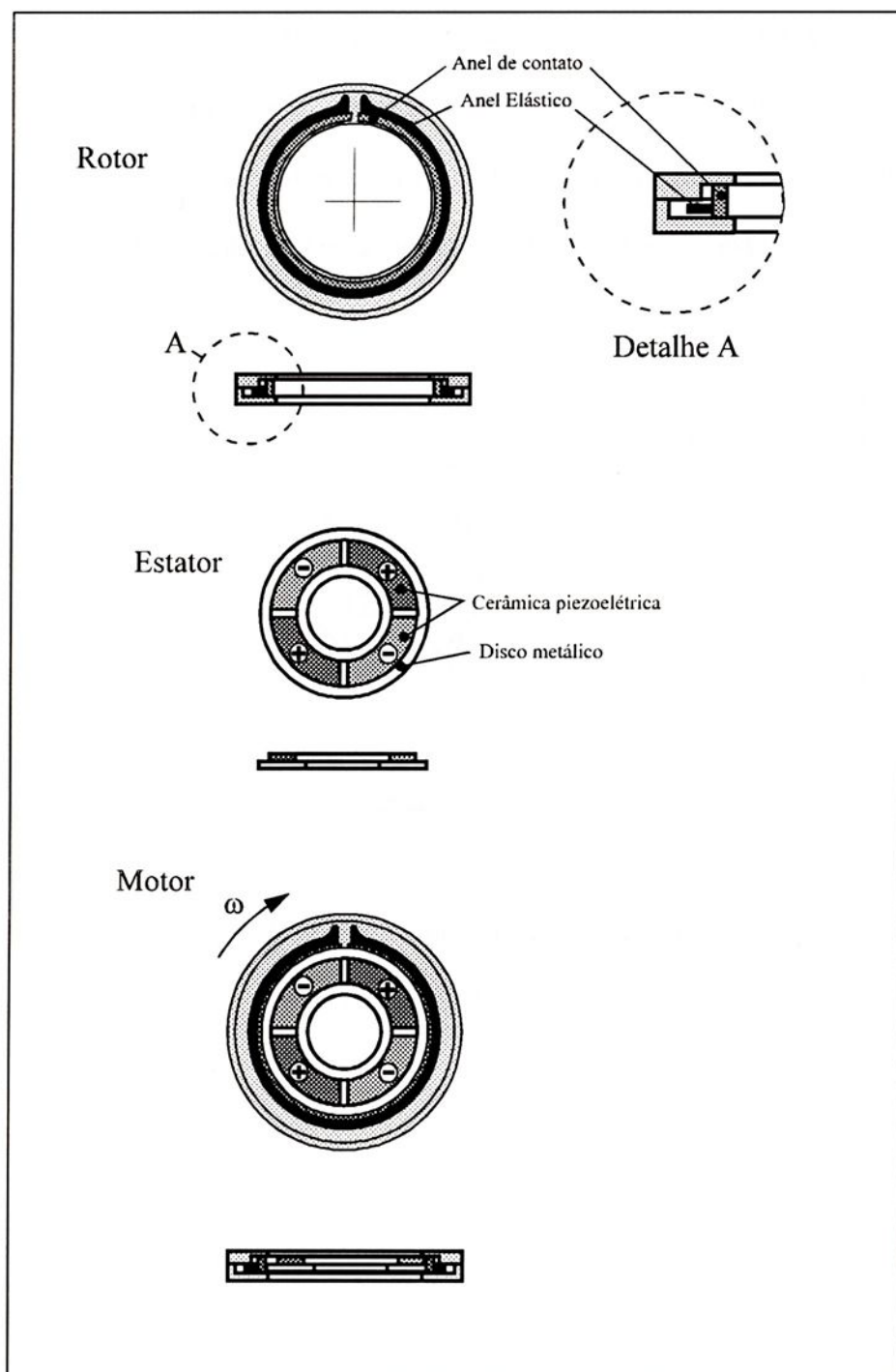


Figura 45 Motor ultra-sônico que utiliza deslocamentos internos de um disco ²⁶

- **Motores que utilizam modos (2,1) de vibrar**

O aspecto construtivo do protótipo visto pela letra “b” na figura 42 é apresentado de forma mais detalhada pela figura 46. O rotor é pressionado contra a face interna do estator por uma mola externa do tipo lâmina. O estator é uma placa cerâmica piezoelétrica em forma de disco devidamente polarizada para excitar-se pelo modo de vibrar (2,1) e gerar *ondas propagantes* em torno do eixo de simetria. Os deslocamentos elípticos dos diâmetro externo do estator movimentam o rotor.

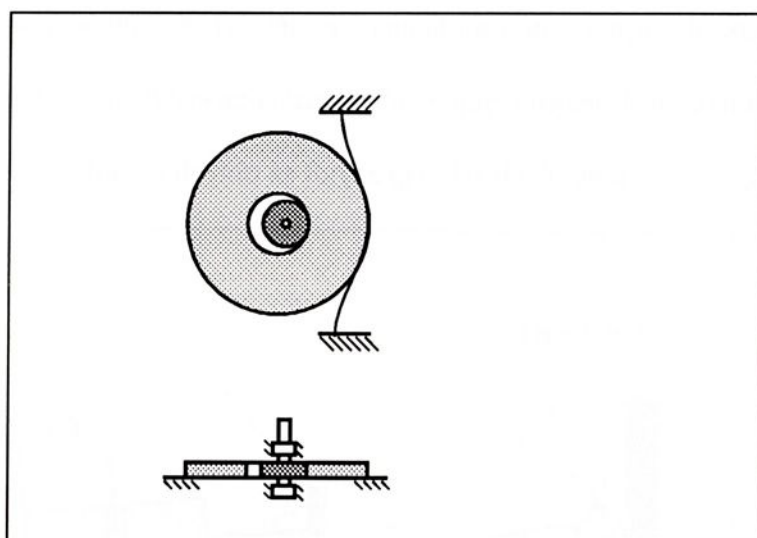


Figura 46 Motor que utiliza deslocamentos externos de um disco vibrando pelo modo (2-1) ²⁶

5.1.2 Motor ultra-sônico por conversão de modos

O princípio básico deste motor é a utilização de um transdutor longitudinal tipo Langevin, como apresentado na figura 47. Uma haste flexível é posicionada na extremidade de contato do transdutor. O transdutor é inclinado de um ângulo pequeno, por exemplo 6° , ao plano do rotor.

Ao vibrar, a haste deste transdutor entra em contato com o rotor e tem seu modo longitudinal convertido para transversal. Os modos longitudinal e transversal são degenerados portanto, a frequência das vibrações é a mesma. Ocorre uma defasagem em relação às amplitudes em função localização do vibrador e do rotor. Os deslocamentos elípticos que surgem desta defasagem são convertidos em movimento devido às forças geradas de durante o contato.

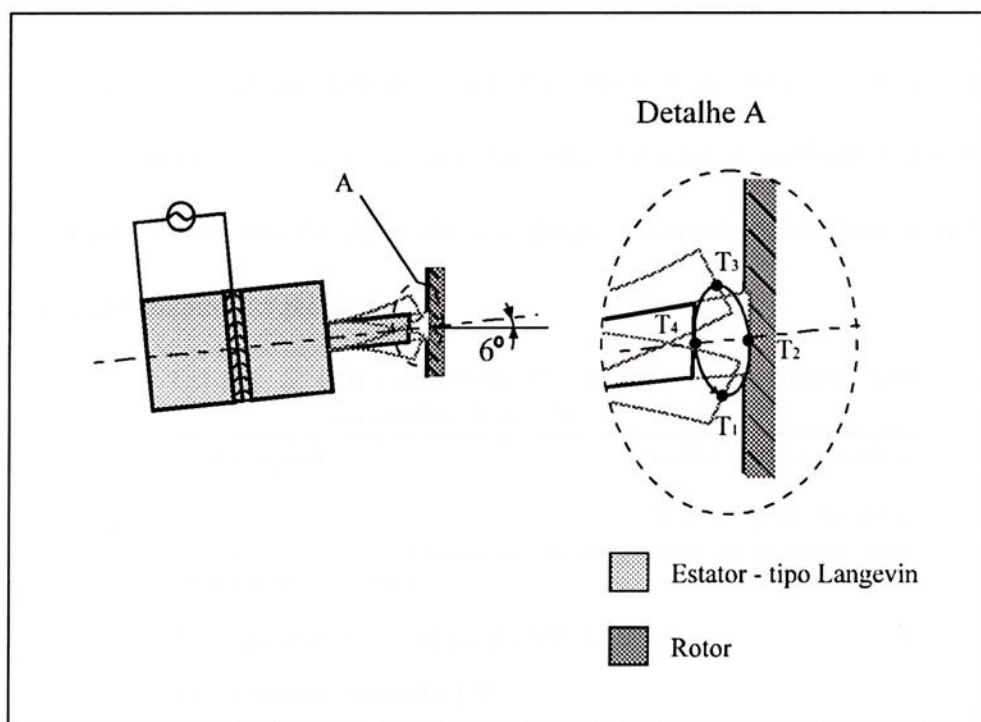


Figura 47 Motor ultra-sônico por conversão de modos¹⁹

Dois protótipos que funcionam através deste princípio são apresentados a seguir:

• **Motor ultra-sônico de múltiplas hastes**

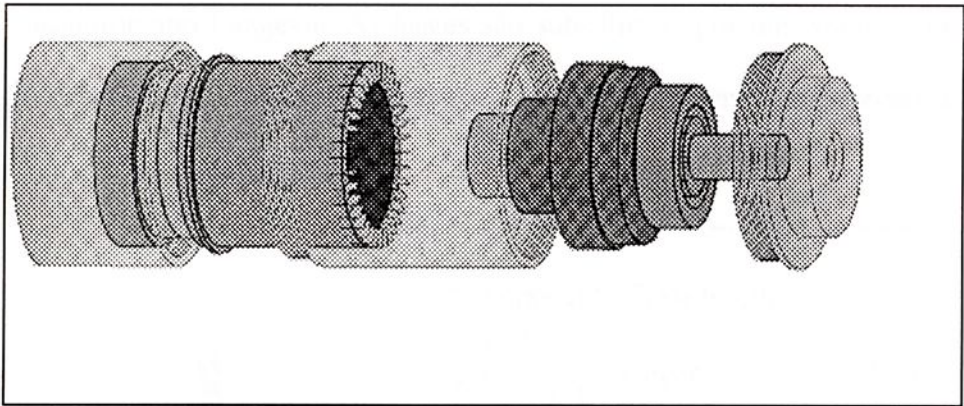


Figura 48 Protótipo de motor ultra-sônico por conversão de modos de Sashida ¹⁹

O motor é constituído de um rotor pressionado contra um estator, como mostra a figura 48. O estator é um transdutor tipo Langevin alinhado com o eixo de simetria do rotor. Este transdutor possui 36 hastes na superfície de contato posicionadas no diâmetro externo e inclinadas de um pequeno ângulo da normal do plano do transdutor. Algumas características deste motor são apresentadas na tabela 6.

Tabela 6 Característica do motor ultra-sônico por conversão de modos de Sashida ²⁶

Característica	motor ultra-sônico de múltiplas hastes.
Dimensões [mm]	Ø40×112
Frequência de excitação [kHz]	27,8
Potência de entrada [W]	92
Eficiência máxima [%]	55
Rotação eficiente [RPM]	2000

• **Motor Ultra-sônico de componente flexo-torçor**

Este motor composto de forma semelhante ao motor ultra-sônico de múltiplas hastes, um rotor é pressionado contra o estator. O estator, também, é um transdutor tipo Langevin. As hastes são substituídas por um componente que ao ser submetido ao contato normal com o rotor sofre uma flexo-torção, como pode ser visto na figura 49.

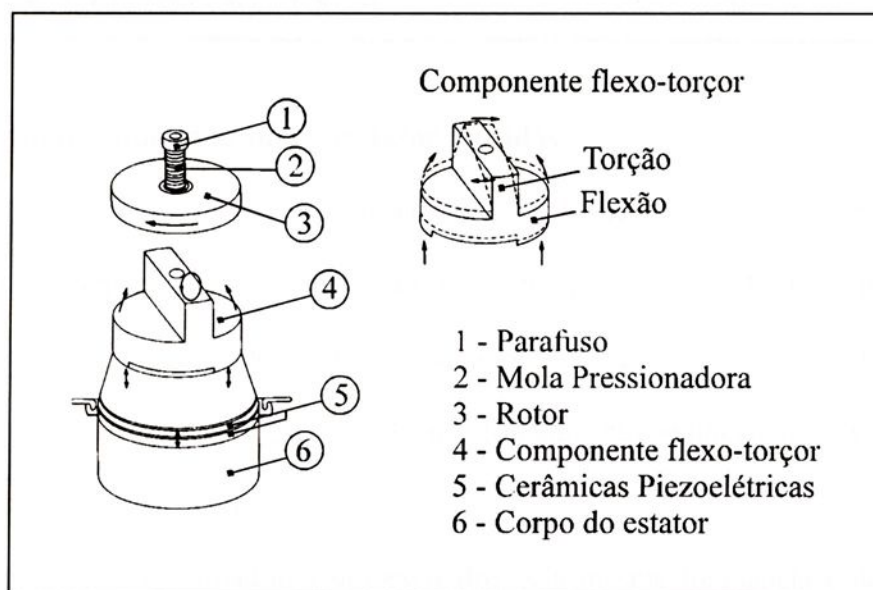


Figura 49 Motor ultra-sônico tipo flexo-torçor de Kumada¹⁹

O estator é excitado em seu modo longitudinal. O componente flexo-torçor converte o modo longitudinal de vibrar nos modos transversal e torcional. O componente é projetado para que todos estes modos tenham a mesma frequência e para que os pontos de contato desenvolvam uma trajetória elíptica.

Algumas características deste motor são apresentadas na tabela 7.

Tabela 7 Características do motor ultra-sônico com componente flexo-torçor de Kumada ²⁶

Característica	motor ultra-sônico de Componente flexo-torçor
Dimensões [mm]	-
Frequência de excitação [kHz]	27,8
Potência de entrada [W]	12
Eficiência máxima [%]	80
Rotação sem carga [RPM]	120

5.1.3 Motores que utilizam transdutor híbridos

Neste motor, apresentado pela figura 50, o estator é composto de um transdutor híbrido. Este transdutor híbrido é formado por atuadores diferentes, ambos piezoelétricos. Um atuador é torcional e do tipo Langevin enquanto o outro atuador é longitudinal e formado por multicamadas. O rotor é pressionado contra o estator.

Os atuadores são excitados pela mesma frequência e defasadas entre si no tempo, por fontes elétricas alternadas independentes. Desta forma, o estator vibra em duas direções movimentando o rotor através das forças de atrito provocadas pelos deslocamentos elípticos ocasionados na extremidade de contato do estator. Para melhor compreensão do funcionamento deste motor são apresentados os quatro estágios essenciais na figura 51.

A energia motora só é proveniente do atuador torcional, enquanto as energias provocadas pelo atuador longitudinal são perdas necessárias para manter o as forças de atrito. Para obter maiores deslocamentos elípticos na direção do movimento do rotor, o transdutor torcional tem seu modo natural excitado.

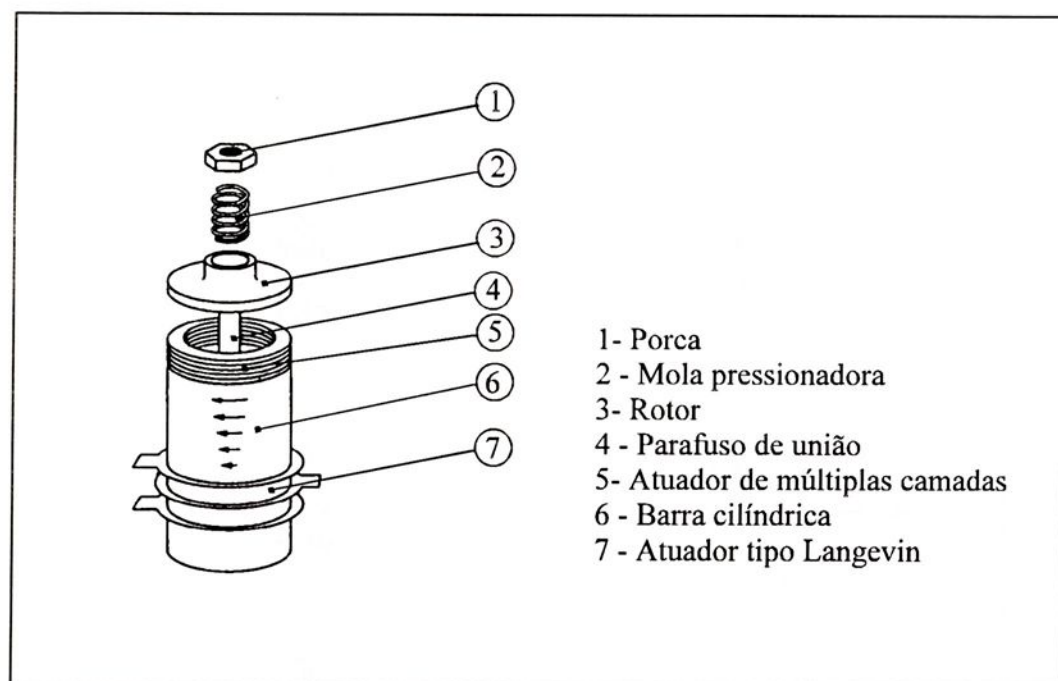


Figura 50 Motor ultra-sônico com transdutor híbrido de Ueha ¹⁹

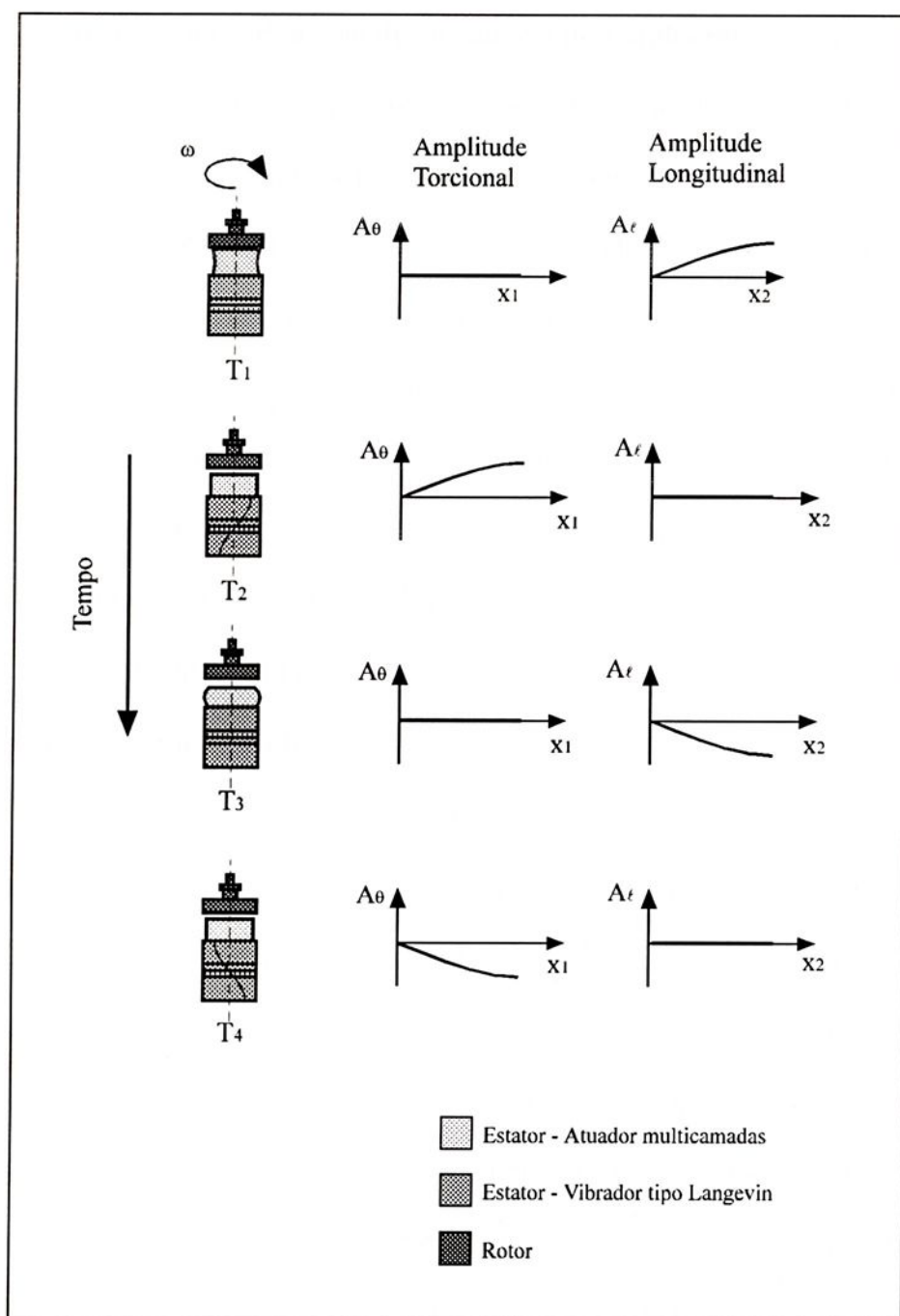


Figura 51 Estágios de um motor ultra-sônico com transdutor híbrido

5.1.4 Motores com combinação de vibradores de simples ressonância

A fim de se obter uma eletrônica de potência mais simples, desenvolveu-se motores que excitam modos simples de vibrar numa mesma fase no tempo. A vantagem desta construção é a possibilidade de ajustar de uma maneira simples certos modos de vibração de forma independente.

O aspecto construtivo básico destes motores é pressionar duas partes vibrantes, cada uma vibrando com um modo simples e com direções distintas entre eles. A seguir serão abordados aspectos das formas construtiva de motores ultra-sônico com o rotor vibrador e o motores ultra-sônicos com o rotor intercalado entre dois vibradores.

• Motor com rotor vibrador

Dois vibradores são colocados em contato entre si. Neste caso o próprio rotor e um vibrador que gira em torno do eixo de simetria do motor. Os vibradores vibram por modos ressonantes simples, um longitudinal e outro torcional. Os vibradores, tanto o torcional como o longitudinal, são do tipo *Langevin* com os atuadores eletro-mecânicos no centro de cada vibrador

Há duas formas de dispor estes vibradores para esta forma construtiva. Na figura 52, o rotor é um vibrador torcional enquanto o estator é um vibrador longitudinal. Já na figura 53 o rotor é um vibrador longitudinal e o estator um vibrador torcional.

Para que o atuador do rotor seja excitado, um mecanismo de transmissão elétrica por escova é disposto como na figura 54.



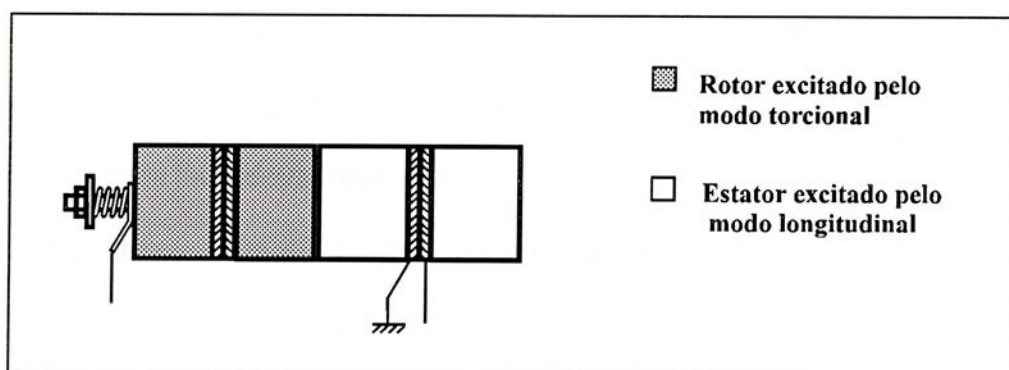


Figura 52 Motor ultra-sônico roto-transdutor tipo torcional²⁶

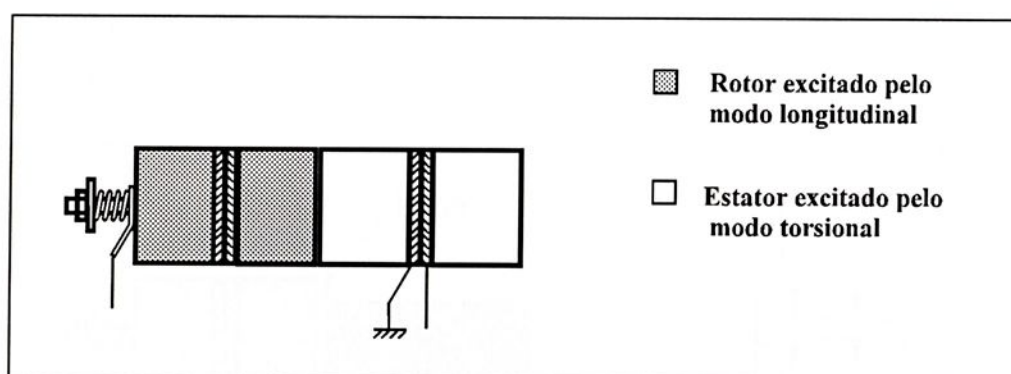


Figura 53 Motor ultra-sônico roto-transdutor tipo longitudinal²⁶

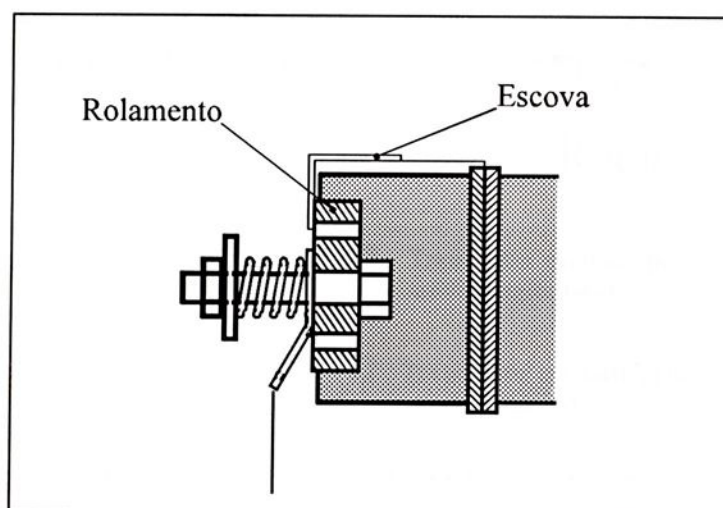


Figura 54 Contato elétrico das cerâmicas do transdutor rotativo²⁶

O melhor desempenho deste motor é quando a ressonância do modo torcional é atingida, devido ao maior deslocamento angular, mas este pode operar fora da faixa desta frequência.

- **Motores com o motor intercalado entre dois vibradores.**

Como apresentado na figura 55, um rotor é intercalado entre dois vibradores tipo Langevin. As partes são pressionadas por um conjunto parafuso-porca-mola. Um dos vibradores vibra pelo modo torcional e outro pelo longitudinal.

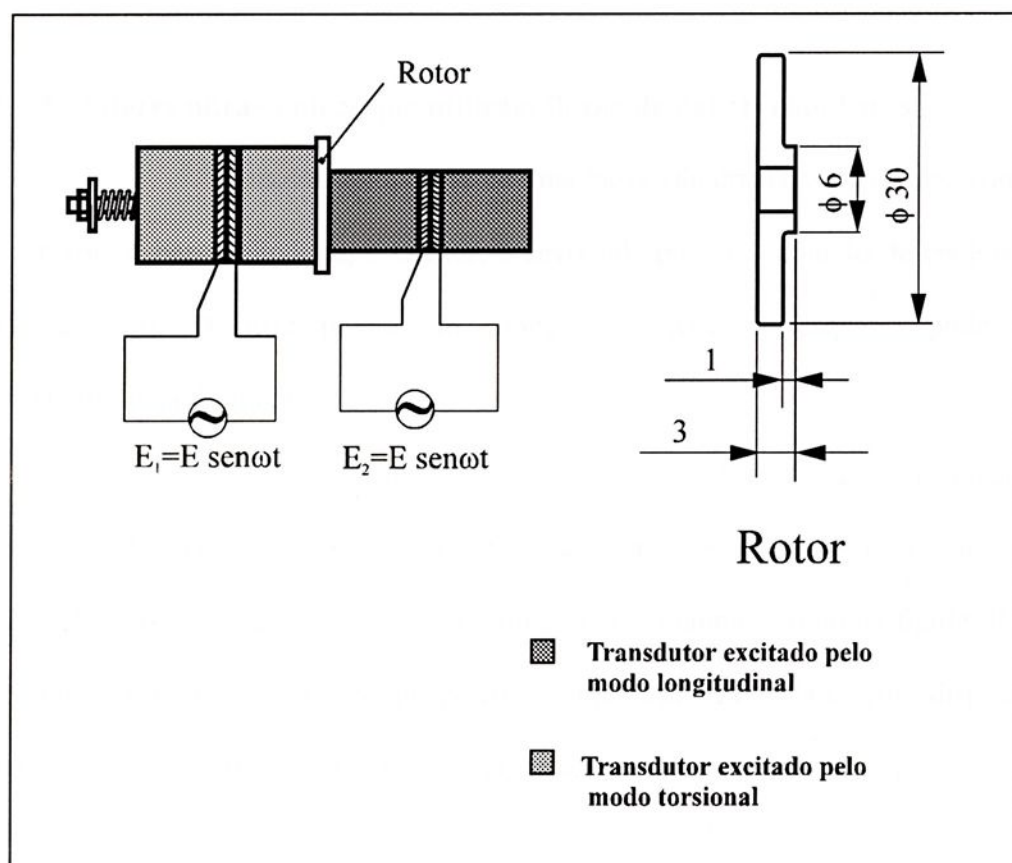


Figura 55 Motor ultra-sônico com rotor intercalado entre dois vibradores²⁶

O rotor é submetido a vibração destes vibradores. O rotor é impulsionado pela vibração do transdutor torcional quando é pressionado pelo transdutor longitudinal.

As superfícies do rotor são tratadas para melhorar o desempenho do motor diminuindo as perdas com o atrito. A face submetida a vibração torcional é melhorada para aproveitar a maior parte do atrito, enquanto a outra face, submetida à vibração longitudinal, é coberta com uma fina camada de lubrificante sólido para que este atrito seja mínimo.

5.1.5 Motores ultra-sônicos que utilizam flexão de barras cilíndricas

O motor compõe-se de uma barra cilíndricas pressionadas contra um rotor. A barra cilíndrica, o estator, é envolvida por um conjunto de cerâmicas piezoelétricas. O rotor possui um flange de contato. O esquema pode ser observado pela figura 56.

Cinco cerâmicas piezoelétricas em forma de disco formam o conjunto de cerâmicas que envolvem o estator. Cada cerâmica possui uma bipolarização como apresentada pela figura 57. O conjunto, como na figura 58, é dividido por dois pares de cerâmicas, com a orientação das polarizações dispostas perpendiculares entre si e uma terceira cerâmica utilizada para sensoramento.

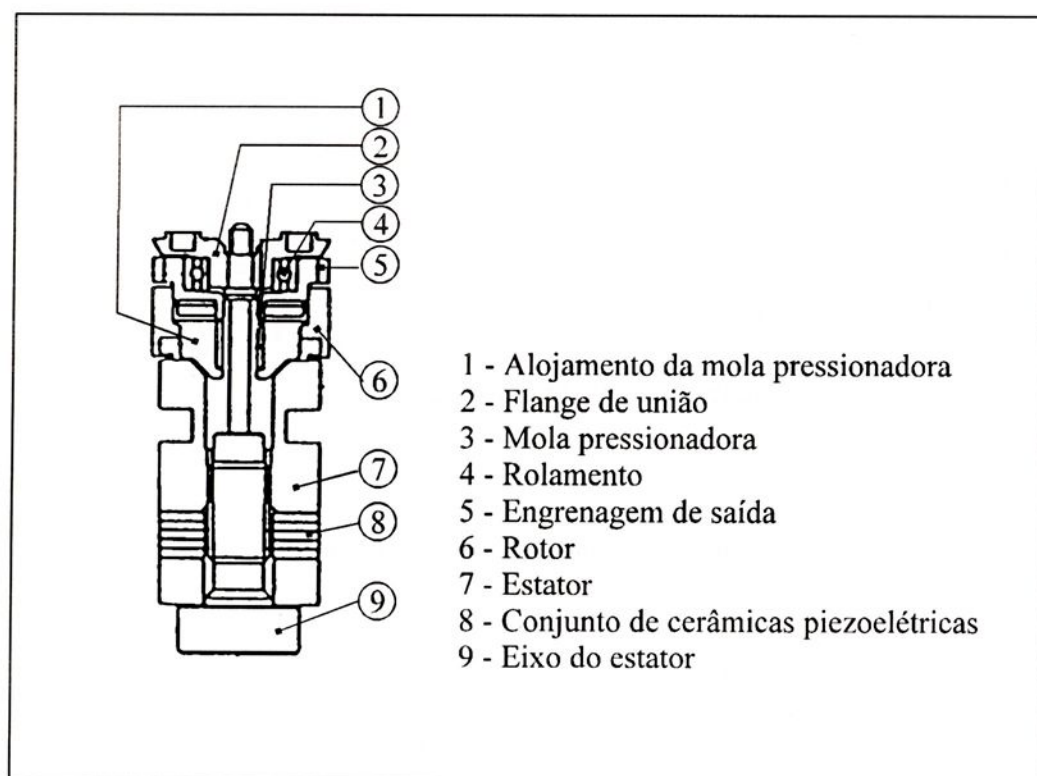


Figura 56 Motor ultra-sônico por ondas de flexão²⁷

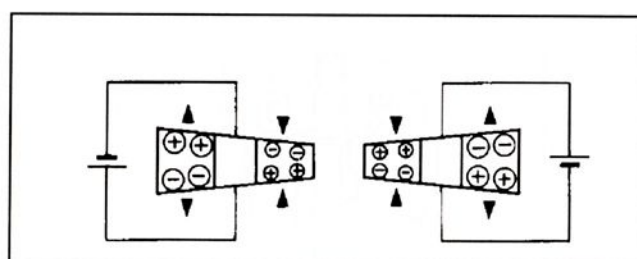


Figura 57 Cerâmica bipolarizada^{2, 27}

Cada grupo é excitado por uma fase diferente no tempo. Estas fases, defasadas entre si de $T/2$, são independentes.

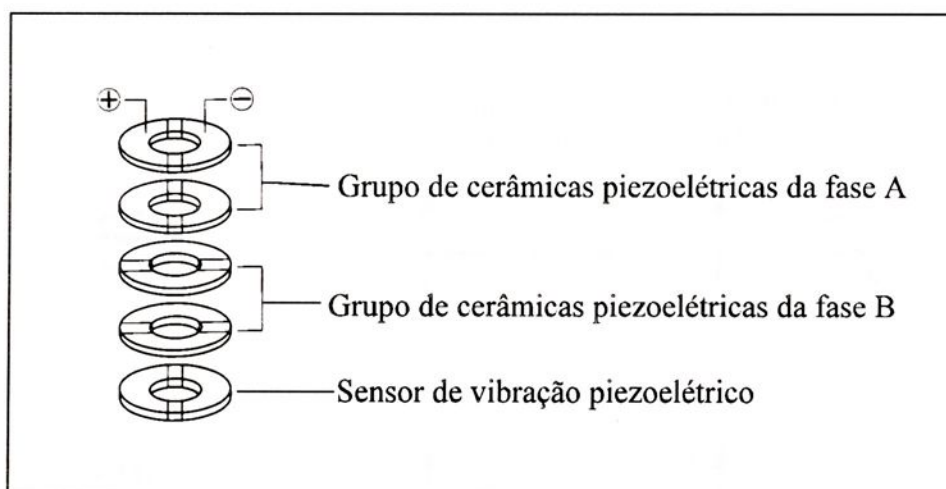


Figura 58 Disposição dos grupos de cerâmica^{2, 27}

O estator flexiona como mostrado na figura 59, ao ser excitado por uma fase. Assim o estator desenvolve uma trajetória elíptica na extremidade como pode ser observado pelos estágios representados na figura 60. Esta trajetória movimenta o rotor que está permanentemente em contato com o estator.

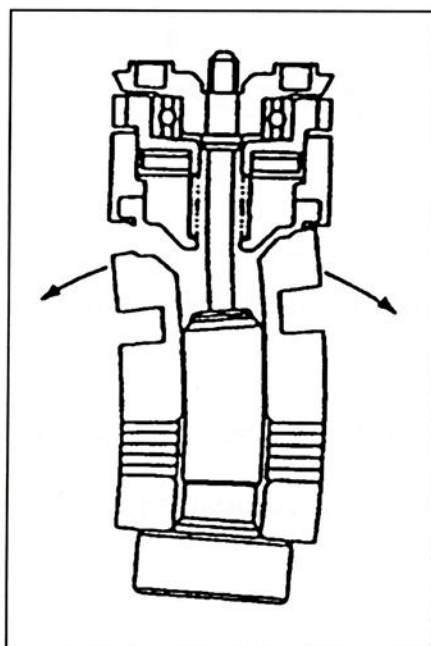


Figura 59 Flexão do motor ultra-sônico^{2, 27}

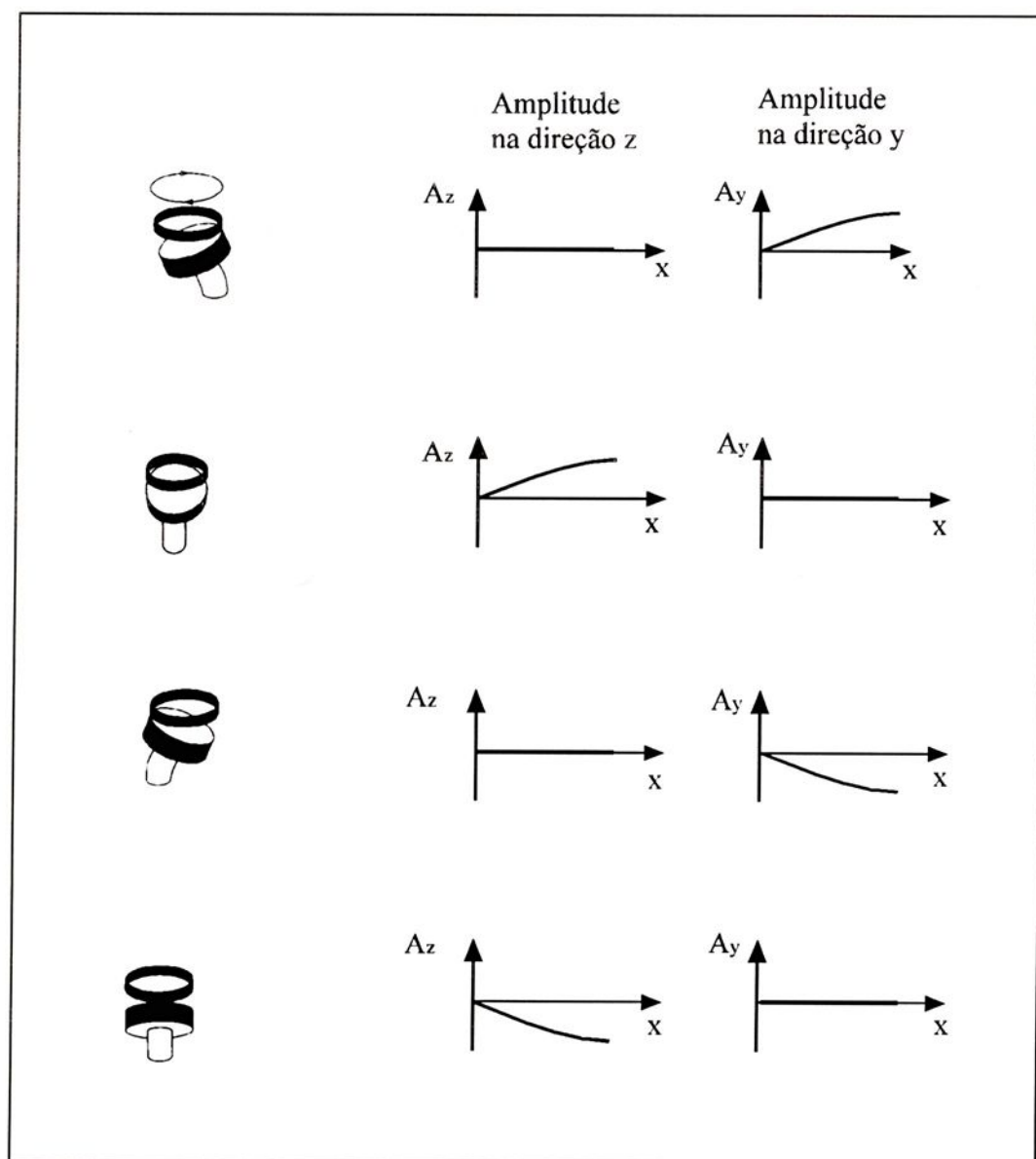


Figura 60 Estágios de um motor ultra-sônico de modos de flexão

Este motor é utilizado em objetivas de máquinas fotográficas da Canon. A seguir é apresentado a especificação deste motor.

Tabela 8 Especificação de motores ultra-sônicos por onda de flexão ²

Característica	micromotor	ultra-sônico
	Canon	
Dimensões [mm]	Ø11×25	
massa [g]	11	
frequência de excitação [Hz]	35	
potência de entrada [W]	1	
Rotação sem carga [s ⁻¹]	16	
Torque de partida [mN m]	7	
eficiência máxima	40	

5.2 Motores ultra-sônicos lineares

Estes tipos de motores executam movimentos lineares, decorrentes de vibrações mecânicas a que estão sujeitos. Entre estes motores existem os auto-movidos e os não auto-movidos. Os motores auto-movidos são motores que se movimentam através de sua própria vibração. Os motores não auto-movidos são incapazes de se movimentarem por esforço próprio, mas movimentam um terceiro corpo. Esta classificação não é muito rigorosa, porque existem também motores com as duas propriedades. Muitos destes motores atuam com princípios os conhecidos dos motores rotacionais.

5.2.1 Motores não auto-movidos

Estes motores para movimentarem um terceiro corpo podem utilizar: ondas propagantes de uma barra metálica, transdutores híbridos, modos de flexão de uma barra metálica ou modos degenerados de uma placa retangular.

5.2.1.1 -Motor ultra-sônico linear por ondas propagantes

O motor, apresentado na figura 61, é composto basicamente de uma barra finita, dois vibradores longitudinais (um em cada extremidade da barra) e um cursor guiado pela barra. O carro cursor é pressionado contra a barra como apresentado na figura 62. A superfície de contato do carro cursor possui uma camada de polímero para melhorar a transmissão de energia.



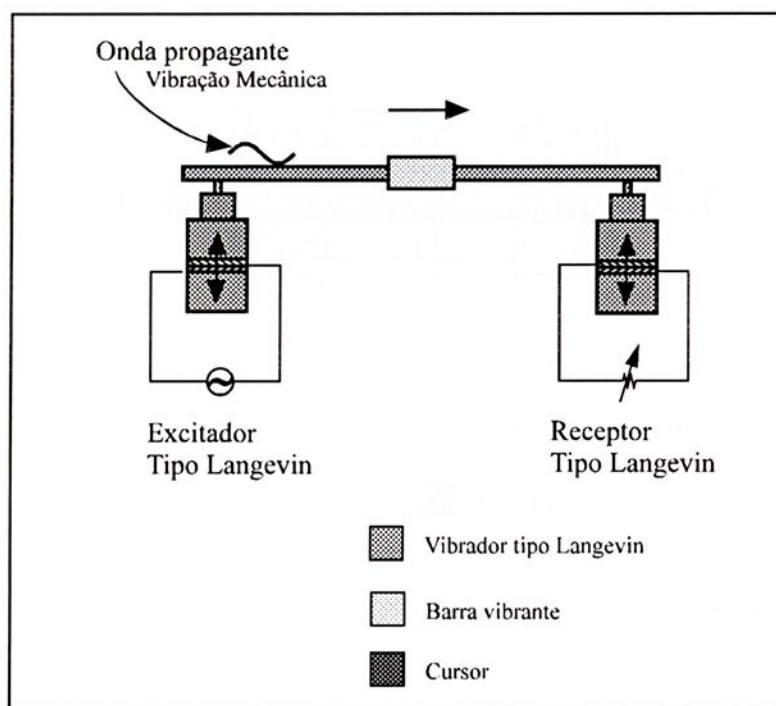


Figura 61 Motor ultra-sônico linear por ondas propagantes com transdutor tipo Langevin ¹⁹

Um vibrador tipo Langevin longitudinal excita, em uma das extremidades, um modo natural da barra que gera uma *onda propagante* em direção à outra extremidade. O outro transdutor longitudinal, na extremidade oposta absorve a *onda propagante* e impede que esta onda seja refletida, o que transformaria a *onda propagante* em onda estacionária. Desta forma, a *onda propagante* obtém um só sentido de propagação. Os deslocamentos elípticos gerados por estas *ondas propagantes* na barra são transformados em movimento retilíneo pelo cursor guiado por esta barra, apresentado na figura 62.

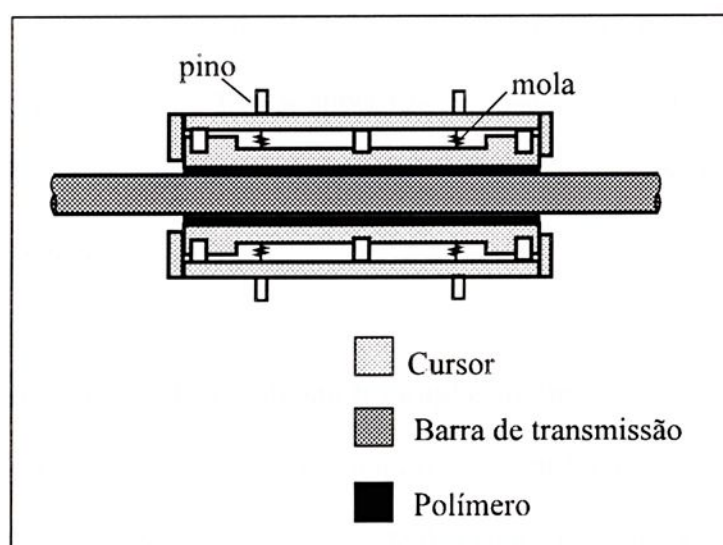


Figura 62 Cursor de um motor ultra-sônico linear por ondas propagantes

5.2.1.2 Motores ultra-sônico de transdutor híbrido

Este motor é composto de um transdutor híbrido que é pressionado contra o meio a ser movido, como apresentado na figura 63. O transdutor híbrido é formado por dois atuadores piezoelétricos de múltiplas camadas dispostos perpendiculares entre si em um só corpo.

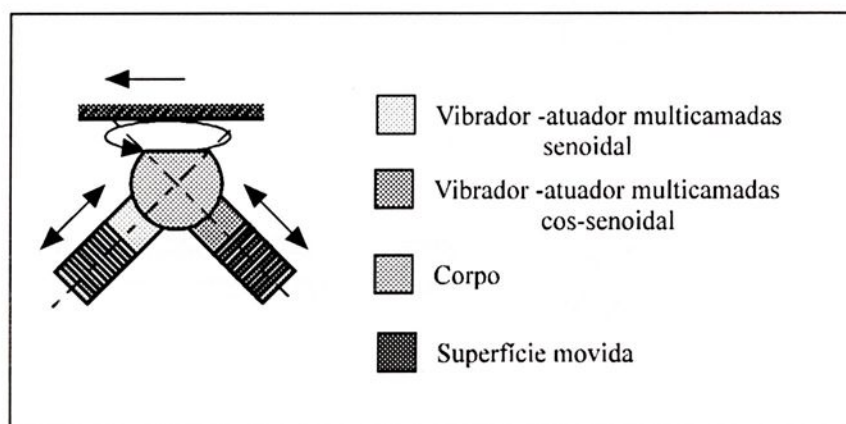


Figura 63 Motor ultra-sônico linear com transdutor bidirecional

Os atuadores são excitados com a mesma frequência porém com os sinais defasados entre si de $T/2$. A superfície de contato do transdutor, ao ser pressionada pelo meio movido, transforma os deslocamentos elípticos em movimento direcionado.

5.2.1.3 Motor ultra-sônico linear de modos duplos de flexão

Um cilindro composto com cerâmica piezoelétrica é pressionado contra outro cilindro. O cilindro pode ser inteiro cerâmico ou ter apenas colados em sua aresta placas cerâmicas, mas devem ser devidamente polarizadas, como mostra a figura 64. A polarização é feita em dois pares de faces perpendiculares entre si. Em cada par, a polaridade de uma face é oposta à polaridade da outra face.

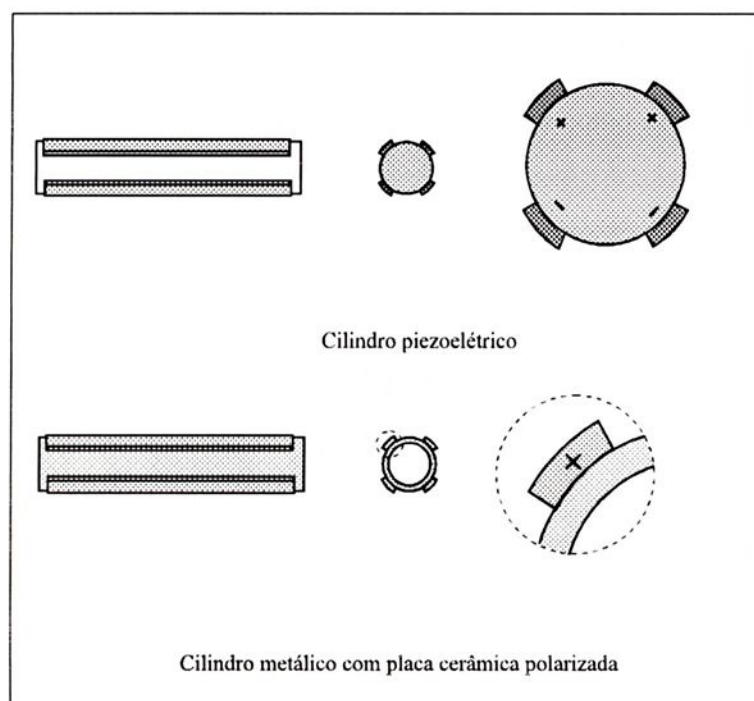


Figura 64 Cilindros de motor ultra-sônico por flexão de barras

Excita-se cada par de polaridade com a mesma frequência e com o sinal elétrico defasado de $T/2$, como apresentado pela figura 65. Dessa maneira, os dois modos degenerados de flexão excitados geram deslocamentos elípticos na barra, como apresentado anteriormente na figura 19.

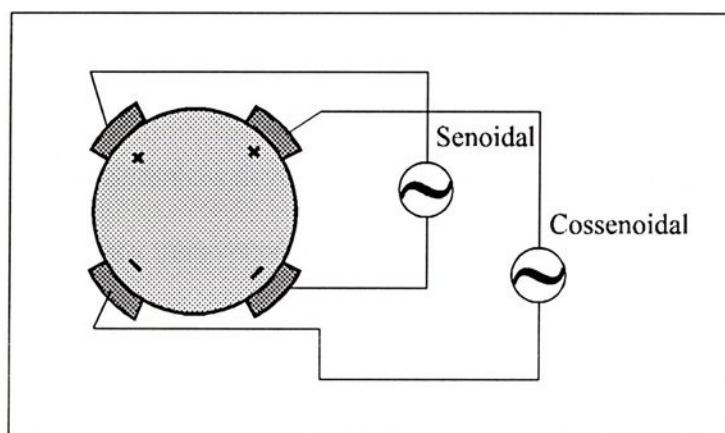


Figura 65 - Excitação de um cilindro piezoelétrico

Estes motores foram inicialmente desenvolvidos para dispositivos de avanço de cartões. Um corpo plano inserido entre o cilindro piezoelétrico e o outro cilindro é forçado a se movimentar linearmente como apresentado na figura 66.

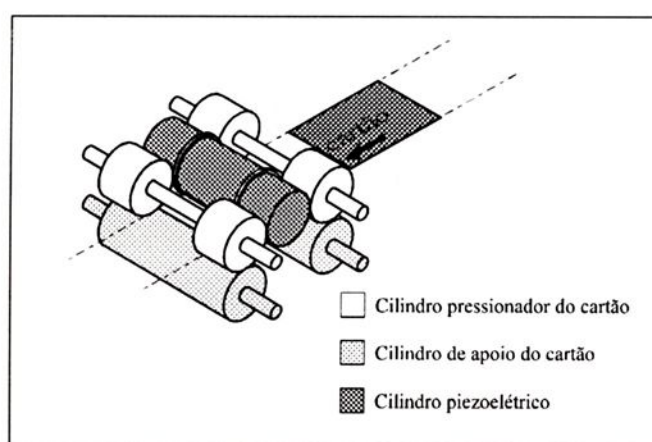


Figura 66 Motor ultra-sônico por modos duplos de flexão

5.2.1.4 Motor que utiliza os modos degenerados de uma placa retangular

Uma placa retangular é pressionada contra o meio movido por meio de cilindros, como na figura 67. Nesta placa retangular são coladas cerâmicas piezoelétricas polarizadas, como na figura 68. Nas extremidades as cerâmicas são polarizadas para excitarem o oitavo modo transversal da placa. Ao centro a cerâmica é polarizada para excitar o primeiro modo longitudinal. O posicionamento destas cerâmicas deve ser tal que uma linha nodal seja coincidente ao excitar os modos, tanto transversal quanto longitudinal.

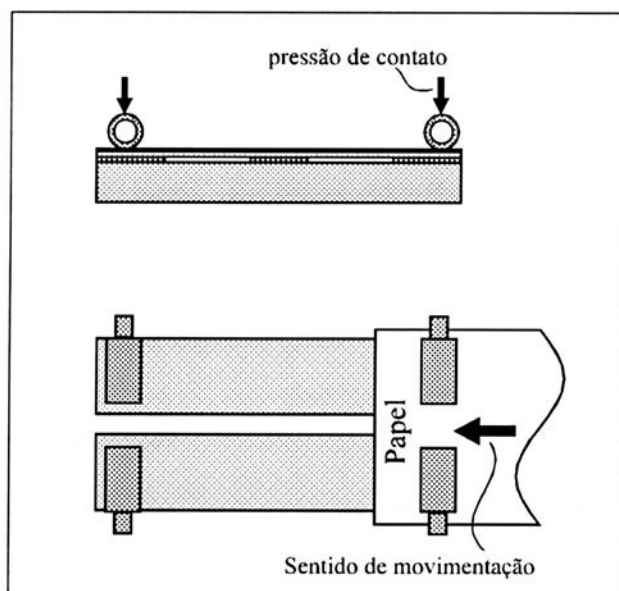


Figura 67 Motor ultra-sônico por placas retangulares

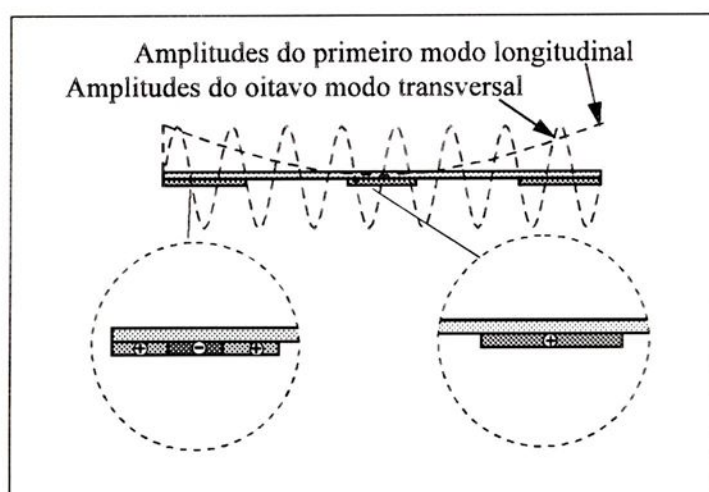


Figura 68 Polarização de cerâmica para uma placa retangular vibradora

As cerâmicas polarizadas transversalmente são excitadas pela mesma frequência da cerâmica polarizada longitudinalmente, porém defasados de $T/2$.

O meio movido é, então, movimentado pelas forças de atrito ocasionadas pelos deslocamentos elípticos nas extremidades da placa retangular, como já visto anteriormente na seção 4.1.4.4.2.

5.2.2 Motores auto-movidos

Os motores auto-movidos capazes de se movimentarem com a sua própria vibração são guiados por um trilho ou simplesmente se locomovem em uma superfície.

5.2.2.1 Motores ultra-sônicos lineares por ondas propagantes

Este motor é uma variação do motor ultra-sônico rotacional por ondas propagantes. Dois grupos cerâmicos polarizados para excitar modos transversais de uma barra são colados em um corpo, como apresentado na figura

69. A disposição destes grupos é tal que o distanciamento entre eles é de $\lambda/4$ como apresentado na seção 4.2.4.1.

Os grupos piezoelétricos são excitados pela mesma frequência, porém com os sinais elétricos defasados no tempo de $T/2$ entre si. As *ondas propagantes* ao longo do corpo possuem um sentido orientado, sem no entanto encontrar obstáculos para refletir. Com o próprio peso do motor, os deslocamentos elípticos gerados por estas ondas são transformados em movimento por forças de atrito.

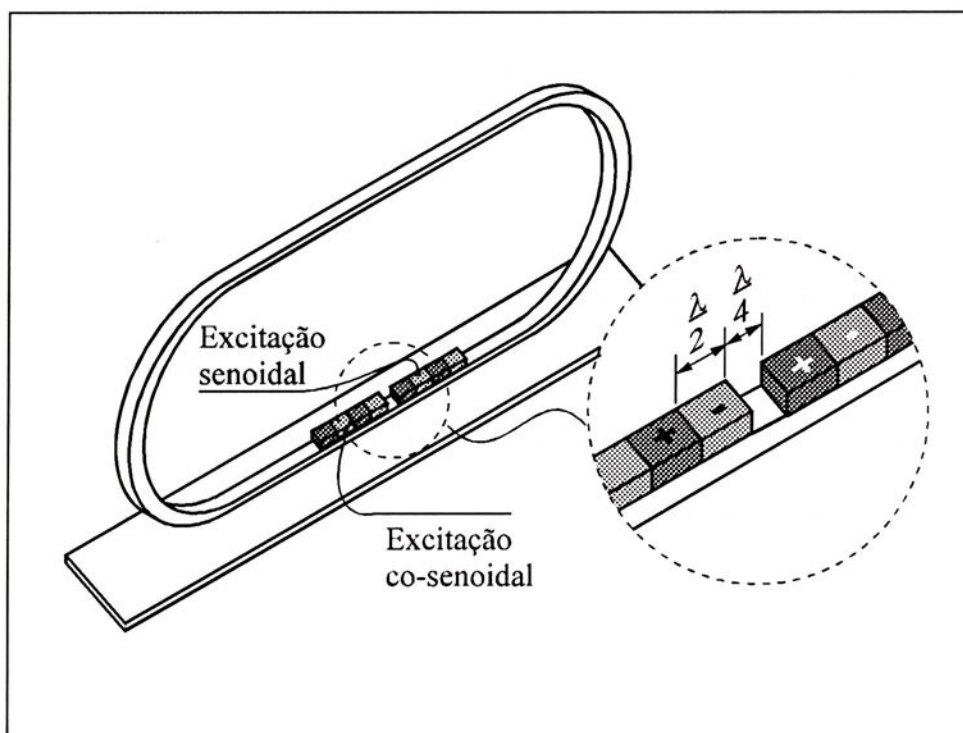


Figura 69 Motor Ultra-sônico por ondas propagantes com cerâmicas polarizadas¹⁹

5.2.2.2 Motores com transdutores híbridos

Três vibradores independentes são excitados pela mesma frequência em um mesmo transdutor, como no motor circular de transdutor híbrido. Dois vibradores são compostos de atuadores de multicamadas e um terceiro é longitudinal do tipo Langevin.

O motor, com os estágios de funcionamento apresentados na figura 70, é pressionado contra um trilho que guia o movimento.

Os atuadores de múltiplas camadas (A_1 e A_2) são excitados com sinal elétrico defasado de $T/2$ em relação ao vibrador tipo Langevin (A_3). O atuador A_1 e o atuador A_2 têm polaridades opostas entre si.

Num primeiro instante do período, o atuador A_1 está em contato com o trilho guia enquanto o outro atuador A_2 , não. O vibrador Langevin está se expandindo com velocidade máxima.

Um quarto do período após, o vibrador Langevin tem sua expansão máxima e o atuador A_1 se contrai, enquanto que o A_2 , se expande. A_1 e A_2 não mantêm contato com a barra.

Meio período após, o vibrador Langevin se contrai com velocidade máxima, o atuador A_1 tem sua posição contraída ao máximo, enquanto o atuador A_2 se expande ao máximo alternando a posição de contato com a barra.

No último quarto do período o vibrador Langevin tem sua contração máxima e os atuadores A_1 e A_2 novamente perdem o contato com o trilho.



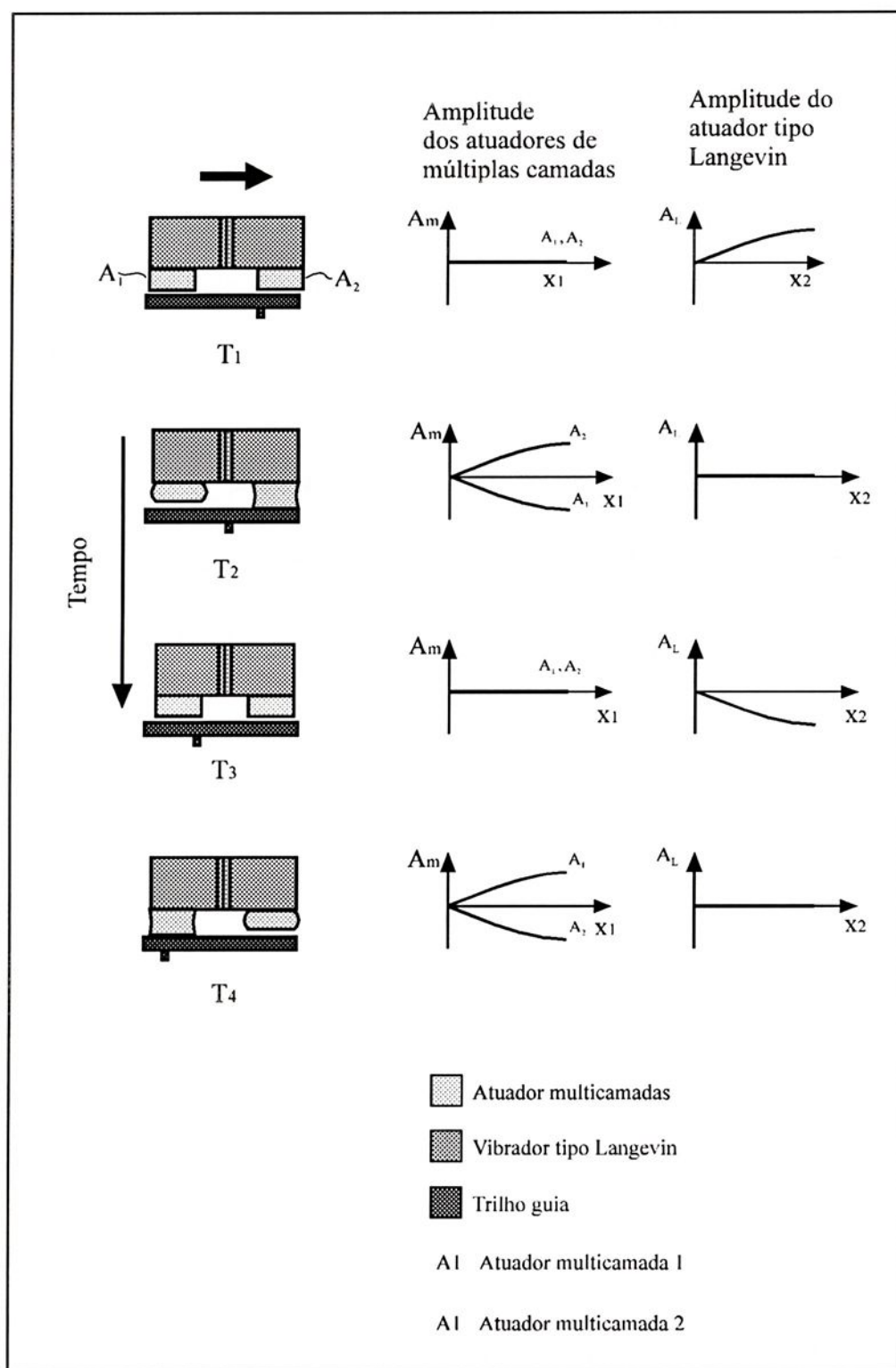


Figura 70 Estágios de funcionamento motor ultra-sônico linear com transdutor híbrido

5.2.2.3 - Motor ultra-sônico linear de modos duplos de flexão

O motor possui duas barras de seção quadrada, pressionadas contra um trilho guia, como mostra a figura 71. As barras são de cerâmica piezoelétrica ou contém placas deste material colados no seu corpo. O material piezoelétrico é polarizado, como apresentado na figura 72, de forma que a barra sofra flexão.

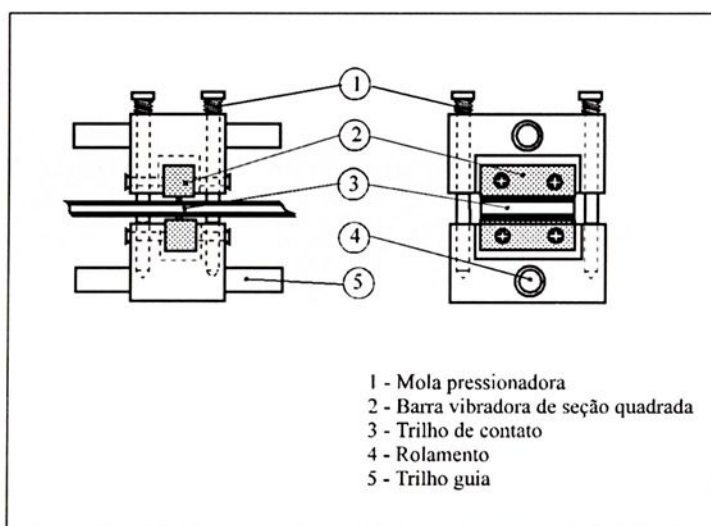


Figura 71 Motor Ultra-sônico por barra de flexão de seção quadrada²⁶

O material piezoelétrico de cada barra é excitado com a mesma frequência por dois sinais elétricos defasados entre si de $T/2$, para gerarem deslocamento elíptico. As trajetórias elípticas ao longo de cada barra têm sentidos contrários entre si.

Ao serem pressionadas contra o trilho guia, estas barras transformam seu deslocamentos elípticos em movimento linear direcionado.

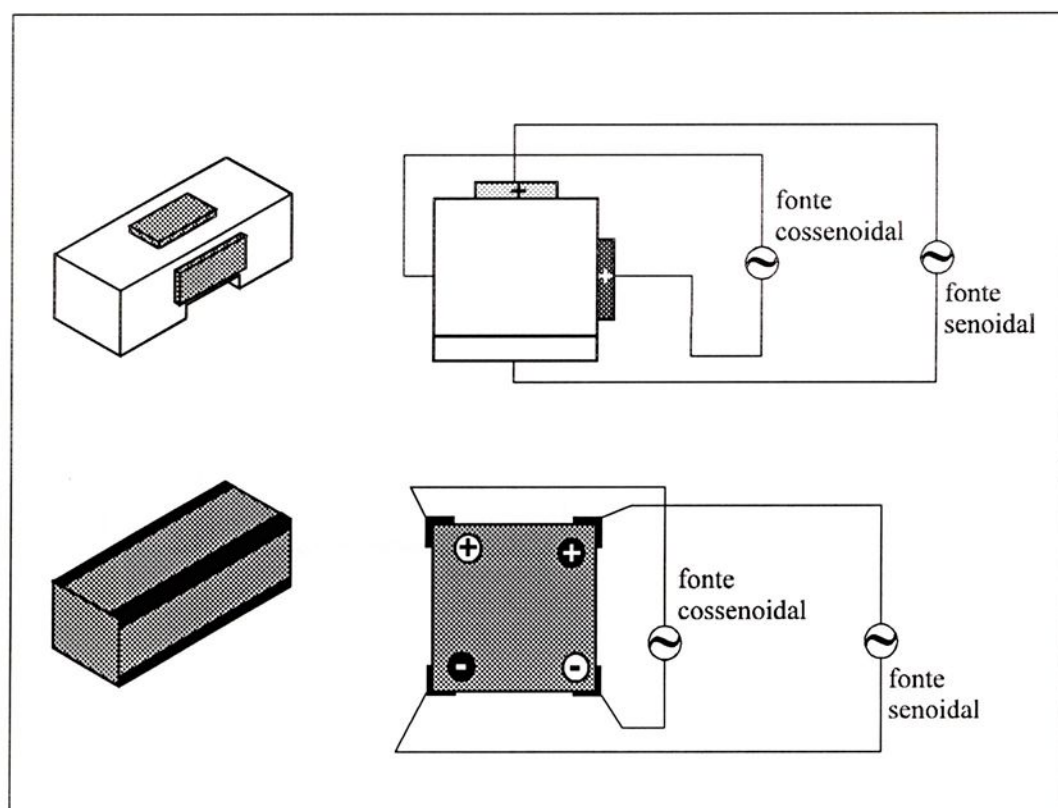


Figura 72 Polarização de cerâmicas em barras de seção quadrada

5.2.2.5 Motores lineares que utilizam modos degenerados de uma placa retangular

Há duas concepções de motor ultra-sônicos lineares auto-movidos que utilizam os modos de vibrar de uma placa retangular.

Em uma das concepções, apresentada pela figura 73, uma placa é pressionada contra um trilho que guia o movimento. Esta placa metálica retangular possui cerâmicas piezoelétricas polarizadas lateralmente ao campo elétrico, como apresentado na figura 74. Desta maneira dois modos são excitados, o primeiro longitudinal e o quarto transversal. As dimensões da placa retangular são tais que

os dois modos de vibrar, longitudinal e transversal, sejam degenerados e com uma linha nodal coincidente.

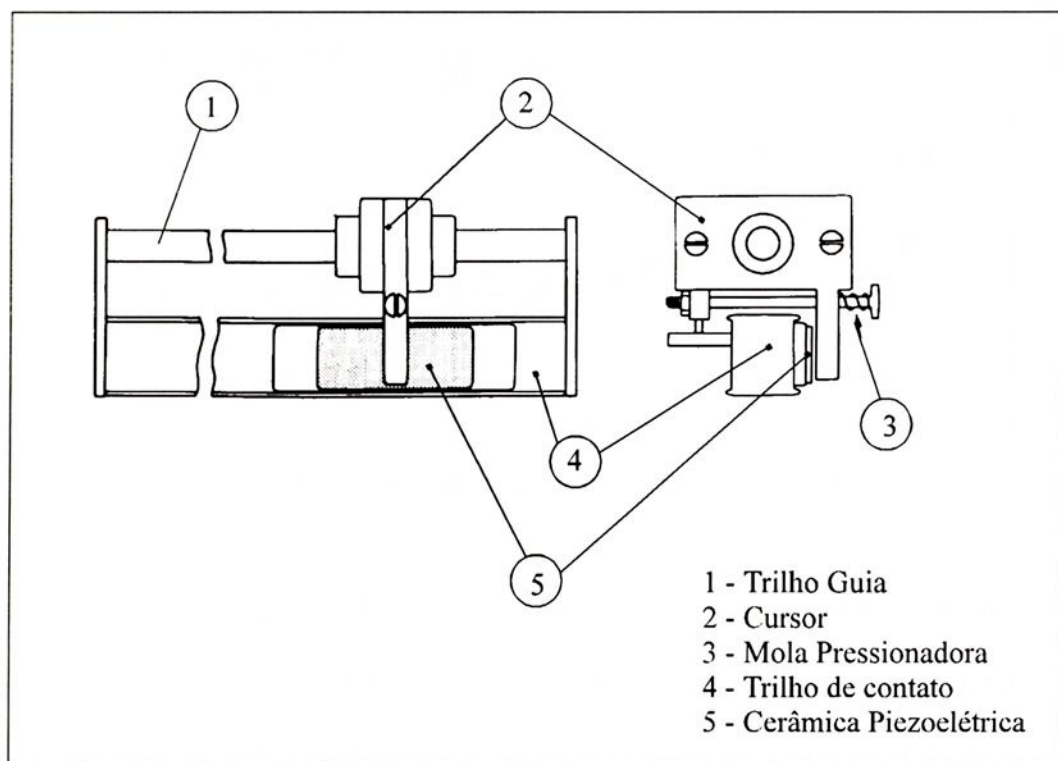


Figura 73 Motor ultra-sônico linear por modos de uma placa retangular^{19, 26}

Os dois modos longitudinais e transversais, ao serem excitados pela cerâmica piezoelétrica, geram deslocamentos elípticos que são transformados em movimento pelo contato com o trilho guia. Para haver um melhor desempenho deste motor, dentes são posicionados nas extremidades, onde acontecem os maiores deslocamentos elípticos.

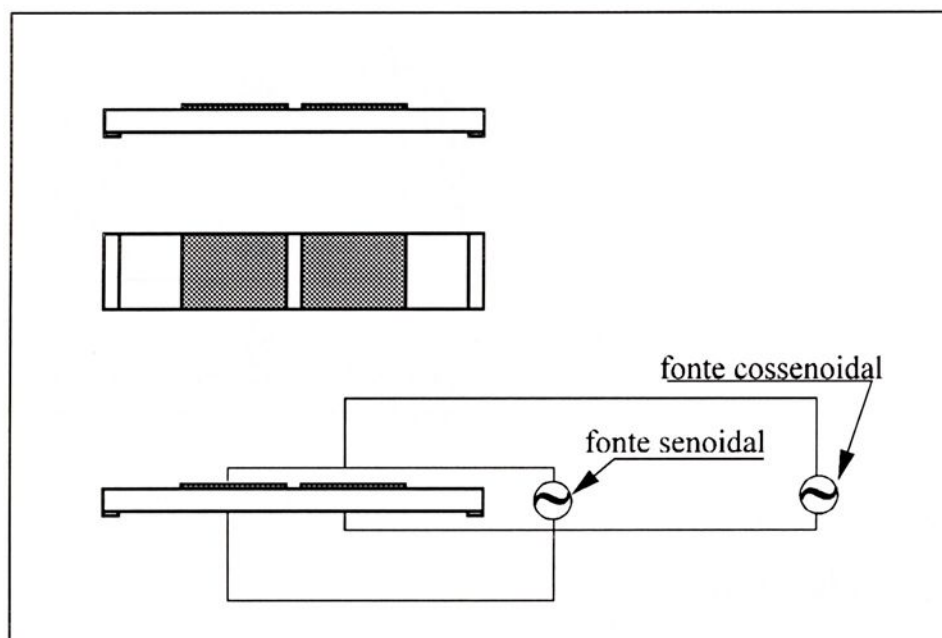


Figura 74 Polarização de cerâmicas em uma placa retangular²⁶

Apesar de usar o mesmo princípio do motor anterior, a concepção apresentada pela figura 75 possui um aspecto construtivo diferente. Uma placa retangular é pressionada contra cilindros rolantes em um mesmo corpo. Os cilindros rolantes posicionados nas extremidades transformam os deslocamentos elípticos em movimento rotacional movimentando o motor sobre uma superfície plana.

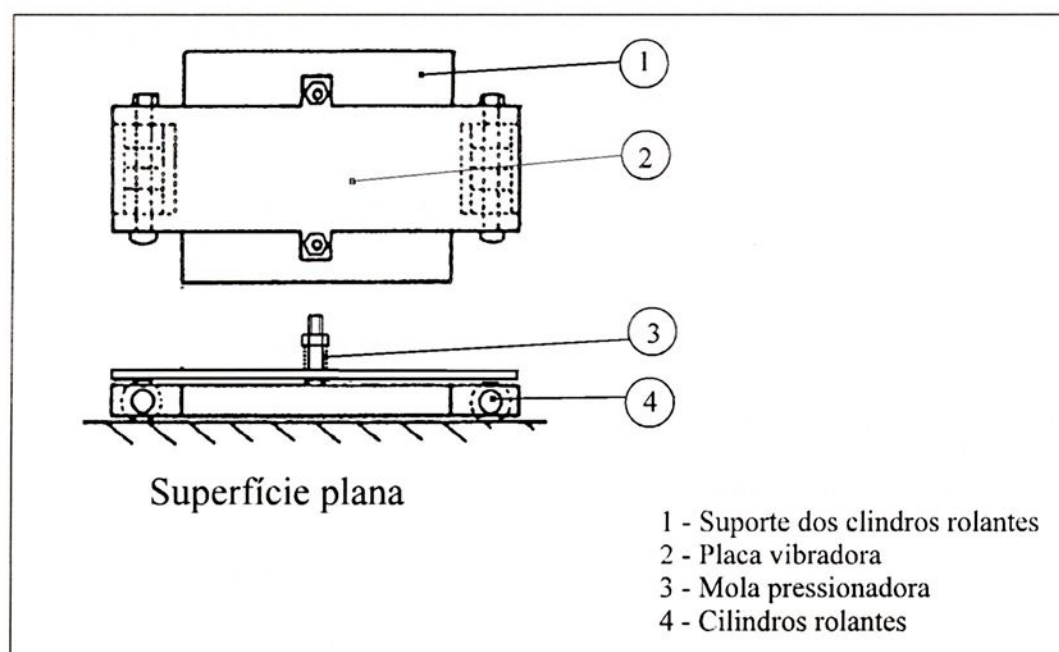


Figura 75 Motor ultra-sônico linear por modos de uma placa retangular sem trilho de contato²⁶

6 APLICAÇÃO

O motor ultra-sônico tem algumas características que o tornam muito promissor em várias aplicações. Estas características são abordadas a seguir:

- Alta razão entre torque e massa.

Devido a sua constituição mecânica simples, a massa deste motor é menor proporcionalmente a um motor eletromagnético de mesmas características mecânicas.

- Atuação direta no local desejado.

A geração de força ou torque em um motor compacto com velocidade pequena, dispensa a transmissão por engrenagens de forças e torques em locais com restrições de dimensões.

- Condições de manter a sua posição.

Este tipo de motor funciona com a utilização direta das forças de atrito na transmissão de forças. Por esta razão, a alteração de posicionamento entre a parte movida e a estática é precisa.

- Boas características de partida e parada.

Possuindo pouca massa, a inércia deste motor é pequena. Sendo que este motor atua devido às forças de atrito, a resposta dinâmica deste motor é rápida (na partida ou na frenagem).

- Operação independente do campo indutivo



A excitação das vibrações mecânicas é feita por materiais piezoelétricos, materiais este capacitivos, que não sofrem influência do campo elétrico do meio externo e nem influenciando o campo deste meio.

- Funcionamento silencioso.

Todas as características anteriores se somam à sua silenciosidade, pois as vibrações para o funcionamento deste motor ocorrem numa frequência acima da audível, que é de 20 [kHz].

Com estas características, estes motores estão se difundindo em diferentes aplicações.

6.1 Câmeras Fotográficas

Fabricantes de câmeras fotográficas, têm aplicado o recurso do motor ultra-sônico para realizar a operação de auto-focagem. A empresa pioneira, a Canon Co, utiliza motores ultra-sônicos em objetivas de um determinado modelo de câmera fotográfica.

O motor mais difundido é o motor ultra-sônico por *ondas propagantes*. A vantagem da utilização deste tipo de motor é a movimentação direta das lentes, sem a necessidade de engrenagens, e o alinhamento pelo eixo óptico da objetiva como mostrado pelas figuras 76 e 77.



341



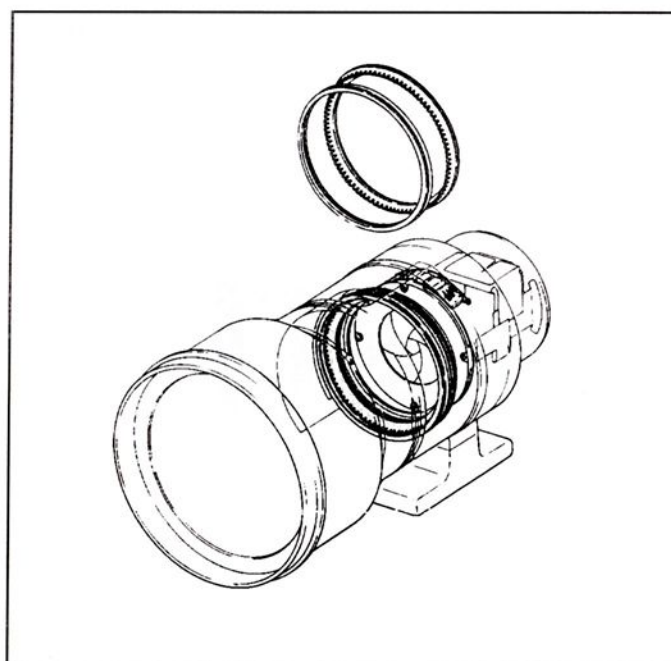


Figura 76 Esquema de montagem de um motor ultra-sônico por *onda propagantes* em câmeras fotográficas²

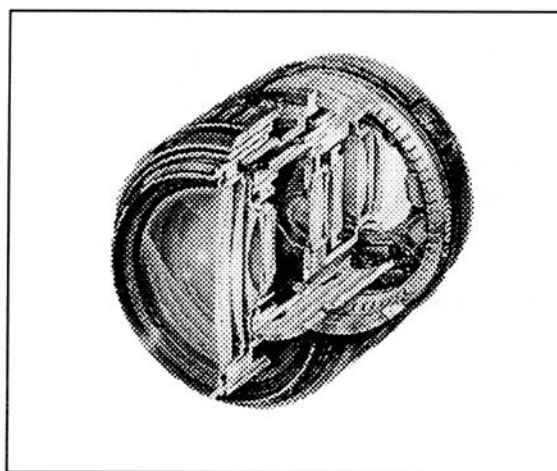


Figura 77 Montagem de um motor ultra-sônico em objetivas de câmeras fotográficas²

Outro tipo de motor que está se popularizando é o motor ultra-sônico por flexão de barra rotativa apresentado na seção 5.1.5. Este motor, muito compacto, é montado em conjunto com o mecanismo de movimentação das lentes, como pode ser visto na figura 78 e 79. Apesar de usar um par de engrenagens, este

responde melhor dinamicamente e de forma mais precisa. Sua utilização não se restringe as dimensões da objetiva, sendo então facilmente padronizado o mecanismo de focagem entre as diversas objetivas.

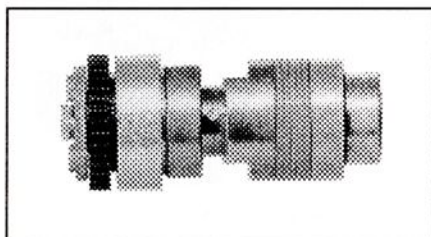


Figura 78 Motor ultra-sônico por flexão de barra cilíndrica²

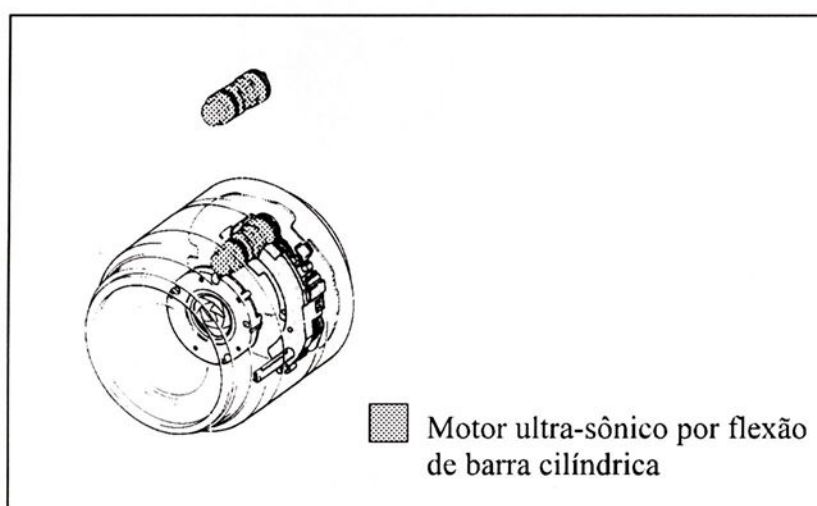


Figura 79 Esquema de montagem de um Motor Ultra-sônico por flexão de barras²

Outra empresa a utilizar o motor ultra-sônico na operação de auto-focagem é a Contax. Esta empresa, ao contrário da anterior, utiliza o Motor Ultra-sônico para movimentar todos os componentes ópticos e suporte do filme no interior do corpo da câmera fotográfica, como apresentado na figura 80. Estas câmeras também podem ser usadas em outros tipos de objetivas convencionais.

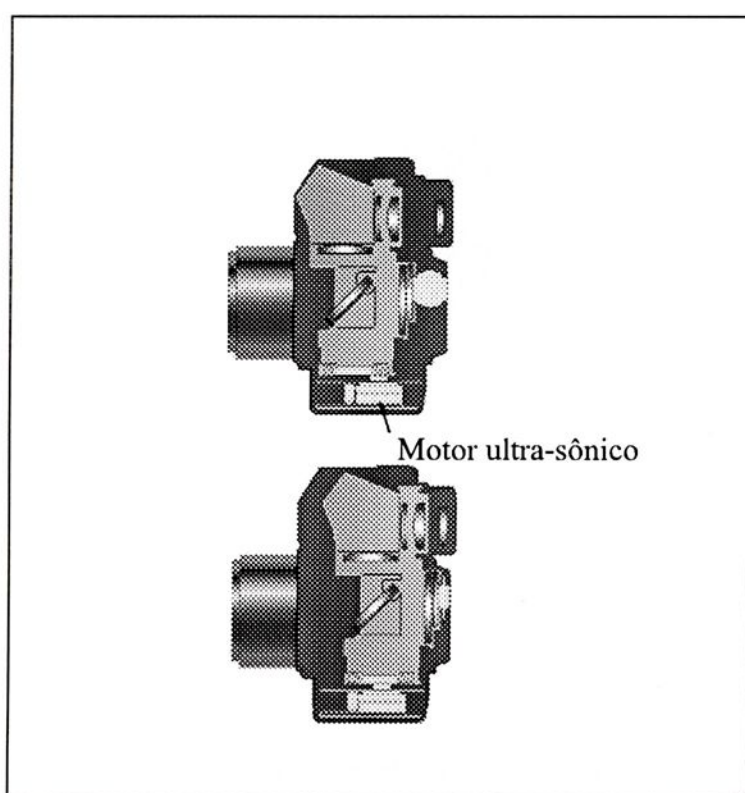


Figura 80 Esquema de montagem de um motor ultra-sônico no interior de uma câmera fotográfica ²⁰

6.2 Acionamento remoto de equipamentos

Em ambientes onde o silêncio é importante, por exemplo em hospitais, há a necessidade de acionamentos remotos silenciosos. Motores ultra-sônicos por *ondas propagantes* estão sendo utilizado no acionamento automático de persianas no “Tokio’s Newly Built City Hall” ¹⁹, como mostrado na figura 81.

No edifício “Tokyo Metropolitan Government Bulding” ²⁶ está sendo testado um motor ultra-sônico por *ondas propagantes* como acionador rotacional do suporte da câmera de televisão para circuitos internos como mostra a figura 82 e 83.

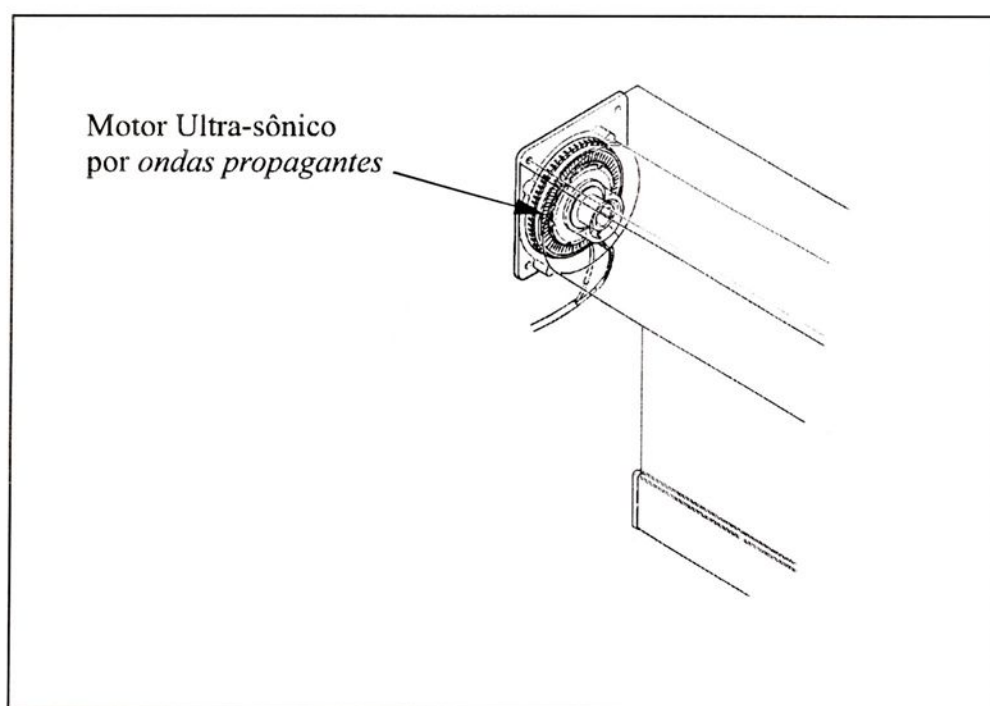


Figura 81 Acionamento de cortina utilizado no “Tokio’s Newly Built City Hall”²⁶

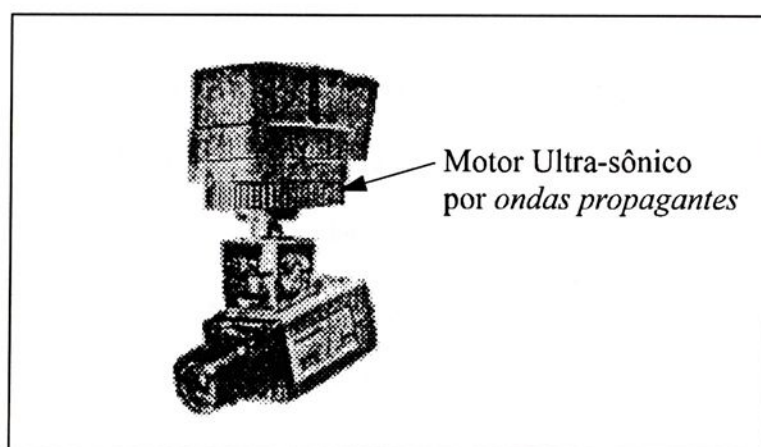


Figura 82 Suporte de câmera filmadora para circuitos internos de televisão utilizados no edifício
“Tokyo Metropolitan Government Bulding”²⁵

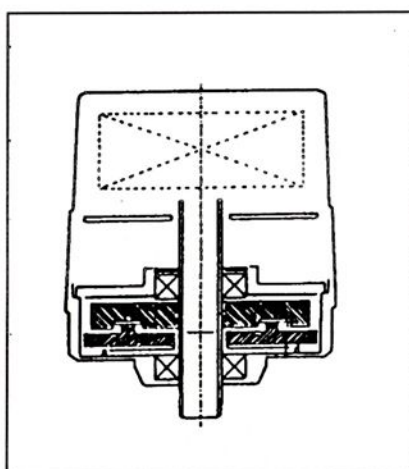


Figura 83 Esquema de funcionamento do motor ultra-sônico para o acionamento do suporte para a filmadora ²⁶

6.3 Acionamento remoto de equipamentos internos de automóveis de luxo

A busca de conforto em automóveis de luxo é incessante. Motores compactos e silenciosos são fundamentais para o acionamento remoto de equipamentos internos. A regulação automática de assentos, retrovisores, encosto da cabeça, direcionadores da ventilação interna são alguns acionamentos que podem ser substituídos por motores ultra-sônicos.

A empresa, Daimler Benz ⁵ desenvolve estudos para o emprego de um motor ultra-sônico por *ondas propagantes* no acionamento do vidro lateral de um modelo de luxo como apresentado na figura 84.

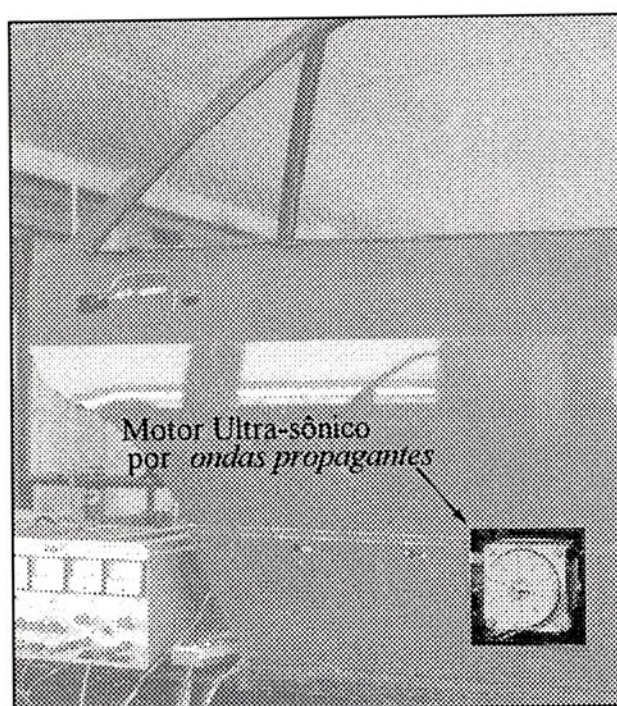


Figura 84 Teste para utilização de um motor ultra-sônico por ondas propagantes no acionamento do vidro lateral de um automóvel de luxo⁵

6.4 Relógio

A precisão da medida de tempo deve sofrer a menor influência do meio externo. Porém o meio externo, em algumas circunstâncias é muito poluído de ondas eletromagnéticas. A utilização de um motor ultra-sônico em um relógio não sofreria a influência desta poluição.

A empresa Seiko Electronic Co. Ltd²⁶ fabricante de relógios desenvolveu um alarme silencioso (vibrador) utilizando um motor ultra-sônico por *ondas propagantes* como da figura 85 e 86.

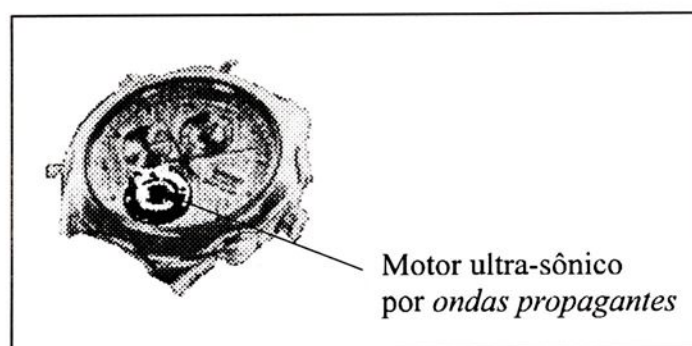


Figura 85 Relógio de pulso com alarme silencioso funcionando com motor ultra-sônico por ondas propagantes²⁶

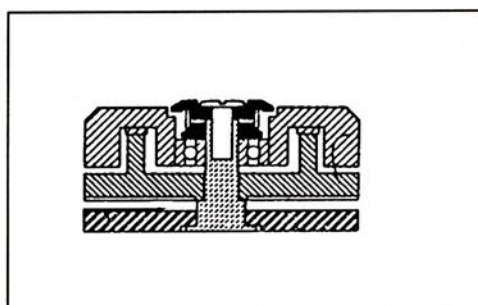


Figura 86 Esquema do motor ultra-sônico utilizado no funcionamento do alarme silencioso²⁶

6.7 Mecanismos de posicionamento

A rápida resposta dinâmica, a precisão de posicionamento tanto durante a movimentação quanto na frenagem, são qualidades de motores ultra-sônicos na utilização em mecanismos de posicionamento, como por exemplo em um *plotter* apresentado na figura 87.

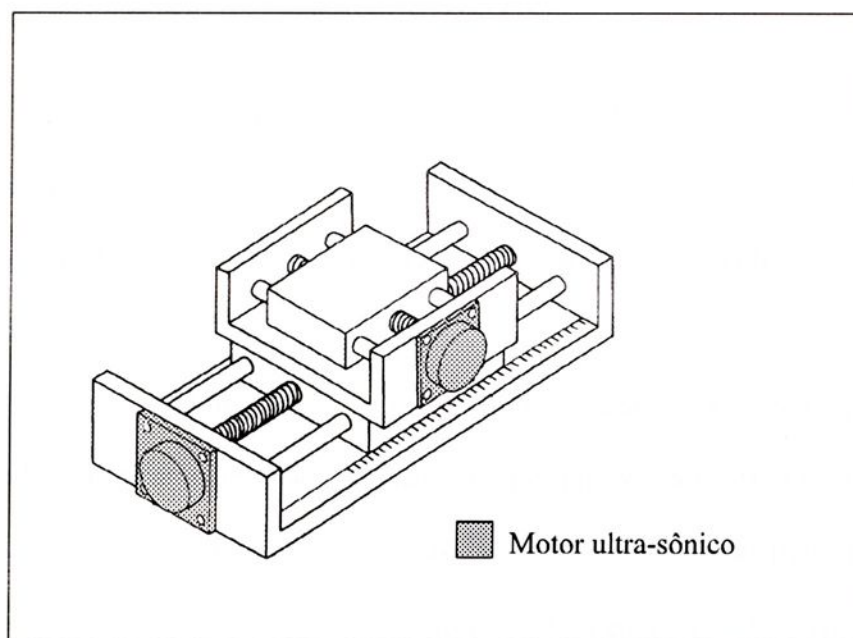


Figura 87 Esquema da utilização de motores ultra-sônico no mecanismo de posicionamento de um *plotter*¹⁹

6.5 Avanço de cartões magnéticos

Máquinas leitoras de cartão magnéticos com dimensões cada vez mais compactas requerem um motor para a movimentação de cartões sem influenciar a leitura magnética. O motor ultra-sônico, sendo um motor capacitivo, não gera campo magnético capaz de alterar esta leitura. A figura 66, vista anteriormente, apresenta um motor ultra-sônico por flexão de uma barra cerâmica para movimentar cartões magnéticos.

6.6 Avanço de papéis

Como o motor ultra-sônico proporciona um deslocamento preciso, motores ultra-sônicos estão sendo testados em dispositivos de avanço de papéis para máquinas copadoras, como apresentado anteriormente na figura 67.

7 DISCUSSÃO

Este trabalho é o ponto de partida de estudos sobre motores ultra-sônicos no Brasil. A intenção foi apresentar os princípios básicos de funcionamento, uma classificação preliminar dos tipos de motores ultra-sônicos existentes e sua aplicação.

Os motores ultra-sônicos são recentes e ainda estão sendo estudados teoricamente pelos centros de pesquisas. Informações de patentes desenvolvidas por empresas são mantidas sob segredo industrial. Porém, foi possível realizar este trabalho de uma forma abrangente, apesar de superficial em determinadas circunstâncias.

A apresentação dos princípios básicos revelou fundamentos essenciais para o funcionamento de motores ultra-sônicos: geração de movimentos orientados através de vibrações ultra-sônicas, meios empregados para gerar estas vibrações e a transformação de esforços das vibrações em força de acionamento através do contato mecânico.

A classificação dos tipos de motores agrupou motores ultra-sônico que utilizam os mesmos princípios de funcionamento. Desta forma, o estudo foi bastante abrangente.

Informações sobre aplicações atuais foram apresentadas a fim de esclarecer as vantagens da substituição de motores eletromagnéticos convencionais por motores ultra-sônicos e despertar o interesse para aplicações futuras.



Através deste trabalho é possível discernir sobre várias frentes de pesquisa, identificando a potencialidade da universidade em despontar novos conhecimentos.

São necessários conhecimentos profundos, teóricos e experimentais, em áreas distintas para cada tipo de motor ultra-sônico. Para a sequência deste trabalho, seria interessante estudos mais profundos em um tipo de motor ultra-sônico específico.

Os princípios de funcionamento precisam de um modelamento matemático mais preciso, teórico ou computacional. Comportamentos não lineares das vibrações, das cerâmicas piezoelétricas, das transmissões de força por atrito precisam ser melhor compreendidos para propiciarem a construção de motores ultra-sônicos com melhor desempenho.

A ação do meio externo nos modos de vibrar influencia no comportamento do motor ultra-sônico. Desta maneira, pode-se estudar esta influência para aproveitar melhor as energias mecânicas envolvidas: por exemplo, a influência do tipo de contato mecânico ou da inércia adquirida pelos dentes para aumentar as amplitudes de vibração no sentido do movimento gerado.

Para determinar as propriedades piezoelétricas necessárias para excitar os modos naturais desejados no funcionamento do motor ultra-sônico, é importante que se estude o processo de obtenção de cerâmicas piezoelétricas, bem como sua polarização.

Polímeros mais adequados para a transmissão de forças de atrito devem ser pesquisados para um melhor desempenho do motor ultra-sônico. Para



tanto são necessários ensaios tribológicos acompanhados de modelamentos do contato mecânico para motor ultra-sônico.

O monitoramento de vibrações para controle do comportamento mecânico das partes em contato envolve uma eletrônica de potência fina, sensores e atuadores mecânicos. Esta eletrônica de potência deve ser capaz de identificar os sinais elétricos dos sensores elétrico mecânicos, modificá-los e transmiti-los aos atuadores nas respectivas fases, tanto no tempo quanto no espaço. Esta manipulação se dá em uma gama ampla de tensão, desde milivolts (nos sensores) até centenas de volts (nos atuadores). Para isto são necessários filtros de frequência e separadores de fase de alta fidelidade. Este princípio não foi abordado neste trabalho devido à dificuldade de generalizar o funcionamento para os diversos tipos de motores e por não estar no escopo do trabalho proposto.

Desta maneira, para a sequência deste trabalho é importante a integração das ciências mecânica, elétrica e de materiais. A formação de bancos de experimentos devem propiciar a comprovação dos estudos teóricos e auxiliar na busca do melhor desempenho dos motores ultra-sônicos, pois a aplicação destes motores é promissora.

Hoje é possível obter um motor ultra-sônico, mas na sua aplicação direta. Um exemplo é a linha de objetivas Canon EF ². Um quite educacional da empresa Shinsei ¹⁹ poderia ser um início de um banco de experimento, porém só para comprovação do fenômeno de *ondas propagantes*. A empresa Piezo Systems ¹⁸ especializada em cerâmica piezoelétricas comercializa um quite de motor rotacional por *ondas propagantes*. Este motor é composto das partes mecânicas e de programa de computador para controle dos sinais elétricos.



Os motores ultra-sônicos precisam ter melhor desempenho e custo acessível para serem aplicados em diversos fins. Seria conveniente um desenvolvimento, teórico e experimental, de forma integrada entre centros de pesquisas e empresas interessadas na sua aplicação. Assim, a fabricação de protótipos com mudanças, sugeridas teoricamente, seria obtida de forma mais dinâmica, podendo ser ensaiados, também, com objetivo prático de sua utilização.

A formação de um laboratório para ensaios de aplicações é uma plataforma para que empresas interessadas possam procurar esta tecnologia. Uma opção seria formar um laboratório para ensaiar as características mecânicas de um determinado tipo de motor ultra-sônico, como por exemplo, o motor fornecido pela empresa Piezo Systems e propor aplicações em eventos de divulgação tecnológica. Para ensaiar as características mecânicas pode-se utilizar a bancada de teste desenvolvida por Erik Gerst⁹ em seu trabalho de formatura.



8 CONCLUSÃO

Motores ultra-sônico são motores revolucionários que empregam vibrações mecânicas para gerarem forças de acionamento.

Estudos de geração de deslocamentos elípticos através das formas de vibrar esclareceram o princípio básico de funcionamento dos motores ultra-sônicos. Com tipos de transdutores eletro-mecânicos pode-se entender como são geradas estas vibrações. Foram estudadas as forças tangenciais de acionamento originadas do contato mecânico a que as partes motriz e movidas estão sujeitas.

Várias formas construtivas de motores ultra-sônicos foram abordadas. Com isto foi possível uma classificação abrangente dos motores ultra-sônicos existentes.

É promissora a utilização dos motores ultra-sônicos em equipamentos de acionamento remoto, como por exemplo em equipamentos empregados na robótica.

Por ser ainda uma forma de acionamento recente, muito há para ser estudado para que se possa viabilizar a sua utilização de maneira mais ampla. Faz-se necessário, também, uma maior divulgação das vantagens deste tipo de motor. Vários aspectos a serem pesquisados no futuro são sugeridos na discussão deste trabalho.



8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 AOYAGI, M., TOMIKAWA, Y. Ultrasonic rotary motor using longitudinal and bending multimode vibration with mode coupling caused by external additional axisymmetry. *Jpn. J. Appl. Phys.*, v.32, n.9B, p. 4190-3, 1993.
- 2 CANON INC. *Lens Work*. Tokio Japão 1996 p. 179-83
- 3 CAO, X., WALLASCHEK, J., Estimation of the tangential stresses in the stator/rotor contact of travelling wave ultrasonic motors using visco-elastic foundation models. In: INTERNATIONAL CONFERENCE CONTACT MECHANICS, 2, 1995, Ferrara. (pre-print)
- 4 CUMMINGS, J. R. *Analysis of the performance and contact behavior of the piezoelectric travelling wave motor*. Missouri, 1994. 235p. (Master Thesis) - University of Missouri-Rolla.
- 5 DAIMLER BENZ -*Travelling-wave motor* : an electric drive system with a future (catálogo)
- 6 ENCYCLOPEDIA OF PHYSICS. Berlin: Springer Verlag, 1956. v.17, p. 287-322
- 7 FRIEND, J. Piezoelectric motor research. [on line]. Missouri: Available from World Wide Web: <URL: <http://www.umd.edu/~piezo/index.html>>
- 8 FRIEND, J. R., STUTTS. D., The Dynamics of an Annular Piezoelectric Motor. [online] Available from World Wide Web: <URL: <http://www.umd.edu/~piezo/MotorAnalysis/JSoundandVib/toothpaper.html>>

- 9 GERST, E. *Travelling-wave ultrasonic motor*: descrição do princípio de funcionamento e projeto de uma bancada de teste. 1997. 147p. (Trabalho de formatura elaborado na Faculdade de Engenharia UNESP, campus de Guaratinguetá, para a obtenção do título de Engenheiro mecânico pela FH Karlsruhe-Hochschule für Technik)
- 10 HAGEDORN, P., WALLASCHEK, J. Travelling wave ultrasonic motors, part I: working principle and mathematical modelling of the stator. *J. Sound Vib.*, v. 155, n.1, p. 31-46. 1992.
- 11 HAGEDORN, P., WALLASCHEK, J. Travelling wave ultrasonic motors, part II: a numerical method for the flexural vibrations of the stator. *J. Sound Vib.* v. 168, n.1, p. 115-22. 1993.
- 12 KROME, J., MASS, J., WALLASCHEK, J. Models for the electro-mechanical interaction of the stator of a piezoelectric ultrasonic motor and its power supply. In: ICIAM, 1995, Hamburg. (pre-print)
- 13 KUSAKABE, C., et al. Characteristic of Ultrasonic Motor Driven by Pulse Train in Trapezoid Form, *Jpn. J. Appl. Phys.*, v. 32, n.9B, p. 4194-7, 1994.
- 14 MAENO, T., BOGY, D. B. . Effect of the rotor/stator interface condition including contact type, geometry and material on the performance of ultrasonic motor. *J Trib.* v. 116, p. 726-732, 1994
- 15 MASS, J., FROHIEKE, P., GROSTOLLEN, H. Prototype drive and modulation concepts for DSP-controlled ultrasonic motors powered by resonant converters. In: EUROPEAN CONFERENCE ON POWER ELECTRONICS AND APPLICATIONS, 6, 1995, Sevilha. *Proceedings...* p.

1777-82

- 16 MEIROVITCH, L. Natural modes of vibrations. Continuos systems. In:____
Analytical Methods in Vibration. London:Macmillan, 1967. cap.5, p. 166-
89
- 17 PANC, V. *Theory of elastic plates*. Leyden: Noordhoff, 1975 716p
- 18 PIEZO SYSTEM [online]. Cambridge: Avaiable from World Wide
Web:<URL:<http://www.piezo.com>>
- 19 SASHIDA, T., KENJO, T - An introduction to ultrasonic motors. Oxford:
Clarendon Press. 1993. 242 p
- 20 SCHAU, G. The Contax AX moves the film-transport mechanism insite the
camera body for automatic focusing. [on line]. Avaiable from
<URL:<http://198.80.36.88/popmech/elect/9608EFPHM.html>>
- 21 SCHADEBRODT, G., SALOMON, B. Der Piezo-Wanderwellenmotor - ein
neues Antriebselement in der Aktorik In: Technisches Presse-Colloquium,
24, 1989, Frankfurt. AEG, 16 p.
- 22 SENJYU, T. UEZATO, K., MIYAZATTO, H. Adjustable Speed Control of
Ultrasonic Motor by Adaptive Control. *IEEE Trans Power Electron.*, v. 10,
n. 5, p. 532-38, 1995
- 23 SENSOR TECHNOLOGY Piezoelectric Actuators [on line] Avaiable from World
Wide Web:<URL:<http://www.sensortech.ca/actuator.html>>
- 24 SHABANA, A A *Theory of Vibration*. New York: Springer Verlag, 1991. v.2,
289p.
- 25 UCHINO, K. Piezoelectric Ceramics In: *Engineered materials handbook*:

ceramics and glasses. Ohio: ASM, 1991. v.4, p. 1119-23

- 26 UEHA, S., et al *Ultrasonic motors : theory and aplications*. Oxford: Clarendon Press, 1993. 297 p.
- 27 WALLASCHEK, J. Piezoelectric ultrasonic motors. *J Intell. Mater. Syst. Struct.*, v.6, jan., p. 71-83. 1995
- 28 ZHARII, O. Y. Adhesive contact between the surface wave and rigid strip. *J. Appl. Mech.*, v.62, p. 368-72, 1995
- 29 ZHARII, O. Y., ULITKO, A. F. Smooth contact between the running rayleigh wave and rigid strip. *J. Appl. Mech.*, v.62, p. 362-65 1995



APÊNDICE A Equações diferenciais de sistemas dinâmicos contínuos

A1 Deslocamentos longitudinais de uma barra

Considerando os deslocamentos de uma barra apresentados pela figura A1 com área seccional A , de um material com densidade ρ , submetido a esforços longitudinais distribuídos ao longo do comprimento ℓ .

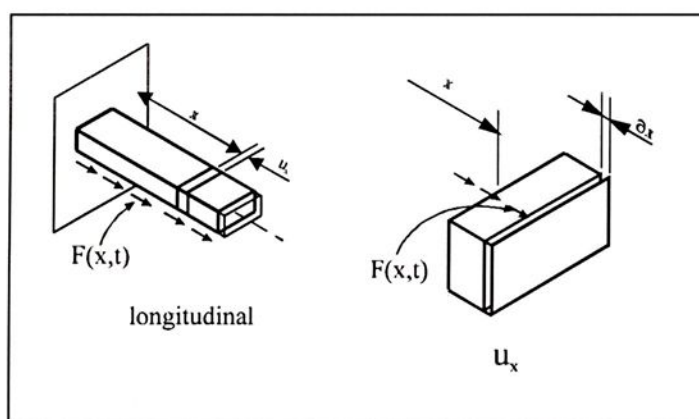


Figura A1 Deslocamento longitudinal de uma barra

O trabalho virtual desenvolvido nestas condições de equilíbrio são expressas pela equação A1

$$\rho A \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \delta x = \frac{\partial P}{\partial x} \delta x + F(x, y) \delta x \quad \text{Eq A1}$$

que pode ser rescrita pela equação A2

$$\rho A \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial P}{\partial x} + F(x, y) \quad \text{Eq A2}$$

O esforço interno, P , devido à oscilação escrito pela equação A3

$$P = A \sigma \quad \text{Eq A3}$$

Tem a pressão interna distribuída em função da rigidez do material como expresso pela equação A4:

$$\sigma = I_{xzy} \varepsilon_x \quad \text{Eq A4}$$

Substituindo os termos das equações na equação tem-se a equação diferencial A5

$$\rho A \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial \left[E A \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \right]}{\partial x} + F(x, y) \quad \text{Eq A5}$$

Para estudar a frequências naturais o sistema considerado é livre de esforços externos. Desta forma a equação diferencial do sistema longitudinal é expressa pela equação A6

$$\rho A \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial \left[E A \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \right]}{\partial x} \quad \text{Eq A6}$$

Tomando-se a constante, c , da onda longitudinal expresso na equação A7

$$c = \sqrt{\frac{I_{zy}}{\rho}} \quad \text{Eq A7}$$

Tem-se a equação de Laplace da onda, expressa pela equação A8

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \quad \text{Eq A8}$$

A solução dos deslocamentos se dá pelo método de separação de variáveis.

Assumindo uma solução do tipo expresso na equação A9

$$u(x, t) = \phi(x) q(t) \quad \text{Eq A9}$$

com suas derivadas parciais escritas pelas equações A10 e A11

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = \phi(x) \frac{\partial^2 q(t)}{\partial t^2} \quad \text{Eq A10}$$

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} q(t) \quad \text{Eq A11}$$

Substituindo estas derivadas na equação A8 e separando as variáveis em relação ao tempo e ao espaço e rescrevendo na da equação A12

$$\frac{\phi''(x)}{\phi(x)} = \frac{\ddot{q}(t)}{q(t)} = -\omega^2 \quad \text{Eq A12}$$

Cada uma das igualdades são, então, resolvidas separadamente.

As soluções, $\phi(x)$ e $q(t)$ são apresentadas pelas equações A13 e A14, respectivamente:

$$\phi(x) = A_1 \sin\left(\frac{\omega}{c} x\right) + A_2 \cos\left(\frac{\omega}{c} x\right) \quad \text{Eq A13}$$

$$q(t) = B_1 \sin(\omega t) + B_2 \cos(\omega t) \quad \text{Eq A14}$$

Desta maneira a solução geral do deslocamento longitudinal é escrita pela equação A15

$$u(x, t) = \left[A_1 \sin\left(\frac{\omega}{c} x\right) + A_2 \cos\left(\frac{\omega}{c} x\right) \right] [B_1 \sin(\omega t) + B_2 \cos(\omega t)] \quad \text{Eq A15}$$

Recorrendo a relações trigonométricas obtém-se o modo de vibrar representado na equação A16

$$u(x, t) = A \operatorname{sen}\left(\frac{\omega}{c} x + \phi_1\right) \operatorname{sen}(\omega t + \phi_2) \quad \text{Eq A16}$$

Este modo depende das condições de contorno e iniciais que determinam as amplitudes, frequências naturais e ângulos de fase que satisfazem estas condições. Como se trata de um sistema contínuo infinitas soluções são possíveis.



A2 Deslocamentos transversais de uma barra

Considerando os deslocamentos transversais de uma barra, apresentados pela figura A2 com momento de inércia I_y em relação ao eixo y , de um material com rigidez E , submetido a esforços transversais distribuídos ao longo do comprimento ℓ .

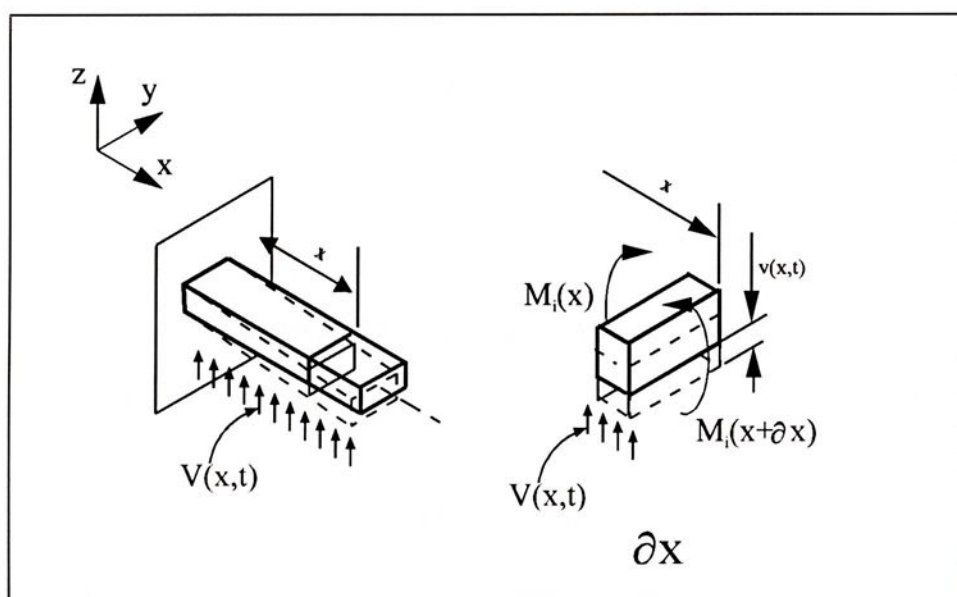


Figura A2 Deslocamento transversal de uma barra

Os momentos internos de uma determinada seção são determinados a partir da lei de elasticidade de Hooke, expressa pela equação A17

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} = \frac{M_i z}{E I_y} \quad \text{Eq A17}$$

O raio de curvatura formado por este momento, dado pela equação A18

$$\frac{1}{r} \approx \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2} = \frac{-\varepsilon}{z} = \frac{M_i}{E I_y} \quad \text{Eq A18}$$

Desta maneira, o momento interno pode ser determinado em função da deformação transversal pode ser expresso pela equação A19

$$M_i = EI_y \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \quad \text{Eq A19}$$

Os trabalho virtuais desenvolvido nestas condições de equilíbrio são expressas pela equação A20

$$M + \frac{\partial M}{\partial x} \delta x - M - V \delta x - \frac{\partial V}{\partial x} (\delta x)^2 - F(x, t) \frac{(\delta x)^2}{2} = 0 \quad \text{Eq A20}$$

Quando

$$\lim_{\delta x \rightarrow 0} \delta x = 0$$

o esforço cortante é representado pela equação A20

$$v(x, t) = \frac{\partial M}{\partial x} \quad \text{Eq A21}$$

Aplicando a segunda lei de Newton sobre o elemento, tem-se a equação A22

$$\rho A \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial t^2} \delta x = -v(x, t) - \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \delta x + v(x, t) + V(x, t) \delta x \quad \text{Eq A22}$$

que pode ser rescrita pela equação A23

$$\rho A \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial t^2} = -\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + V(x, t) \quad \text{Eq A23}$$

Substituindo o momento interno, M_i , escrito anteriormente pela equação A18, tem-se a equação A24

$$\rho A \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial t^2} = -\frac{\partial^2 \left[EI \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right]}{\partial x^2} + V(x, t) \quad \text{Eq A24}$$

Para estudar a frequências naturais o sistema considerado é livre de esforços externos. Desta forma a equação diferencial do sistema transversal é expressa pela equação A25

$$\rho A \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} = - \frac{\partial^2 \left[EI \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right]}{\partial x^2} \quad \text{Eq A25}$$

Tomando-se a constante, c , da onda transversal expresso na equação A26

$$c = \sqrt{\frac{EI_y}{\rho A}} \quad \text{Eq A26}$$

Tem-se a equação da onda de Laplace, apresentada pela equação A27

$$\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^4 v(x,t)}{\partial x^4} \quad \text{Eq A27}$$

A solução dos deslocamentos se dá pelo método de separação de variáveis.

Assumindo uma solução do tipo expresso pela equação A28

$$v(x,t) = \phi(x) q(t) \quad \text{Eq A28}$$

com suas derivadas parciais escritas pelas equações A29 e A30

$$\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} = \phi(x) \frac{\partial^2 q(t)}{\partial t^2} = \phi(x) \ddot{q}(t) \quad \text{Eq A29}$$

$$\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\partial^4 \phi(x)}{\partial x^4} q(t) = \phi(x)^{iv} q(t) \quad \text{Eq A30}$$

Substituindo estas derivadas na equação e separando as variáveis dependente em relação ao tempo e ao espaço e rescrevendo na da equação A31

$$c^2 \frac{\phi^{iv}(x)}{\phi(x)} = \frac{\ddot{q}(t)}{q(t)} = -\omega^2 \quad \text{Eq A31}$$

Cada uma das igualdades são, então, resolvidas separadamente.

As soluções , $\phi(x)$ e $q(t)$ são apresentadas pelas equações A32 e A33, respectivamente:

$$\phi(x) = A_1 e^{\lambda x} \quad \text{Eq A32}$$

$$q(t) = B_1 \sin(\omega t) + B_2 \cos(\omega t) \quad \text{Eq A33}$$

Na solução de $\phi(x)$, toma-se o polinômio característico expresso na equação A34

$$\lambda^4 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = 0 \quad \text{Eq A34}$$

Sendo a igualdade expressa na equação A35

$$\eta = \left(\frac{\omega}{c}\right) \quad \text{Eq A35}$$

a solução de $\phi(x)$ é, então, apresentada pela equação A36

$$\phi(x) = A_1 e^{\eta x} + A_2 e^{-\eta x} + A_3 e^{i\eta x} + A_4 e^{-i\eta x} \quad \text{Eq A36}$$

ou de outra forma, através da equação A37

$$\phi(x) = A_5 \frac{e^{\eta x} - e^{-\eta x}}{2} + A_6 \frac{e^{\eta x} + e^{-\eta x}}{2} + (-i) A_7 \frac{e^{i\eta x} - e^{-i\eta x}}{2} + (i) A_8 \frac{e^{i\eta x} + e^{-i\eta x}}{2} \quad \text{Eq A37}$$

podendo ser rescrita pela equação A38, em função de constantes essenciais.

$$\phi(x) = A_5 \sinh \eta x + A_6 \cosh \eta x + A_7 \sin \eta x + A_8 \cos \eta x \quad \text{Eq A38}$$

Assim a equação geral do modo de vibrar pode ser escrita pela equação A39

$$v(x, t) = (A_5 \sinh \eta x + A_6 \cosh \eta x + A_7 \sin \eta x + A_8 \cos \eta x) [B_1 \sin(\omega t) + B_2 \cos(\omega t)] \quad \text{Eq A39}$$

Este modo depende das condições de contorno e iniciais que determinam as constantes essenciais que satisfazem estas condições. Como se trata de um sistema contínuo infinitas soluções são possíveis.



A3 Deslocamentos torcionais de uma barra

Considerando os deslocamentos torcionais de uma barra com momento de inércia polar I_p , de um material com densidade ρ , submetido a esforços torcionais distribuídos ao longo do comprimento ℓ , como apresentados pela figura A3.

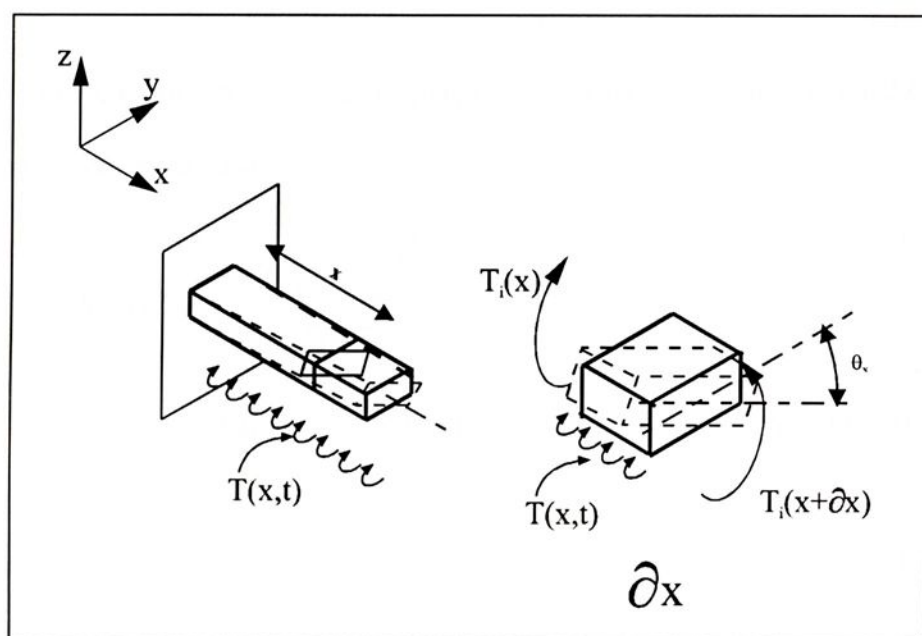


Figura A3 Deslocamento torcional de uma barra

O trabalho virtual desenvolvido nestas condições de equilíbrio são expressas pela equação A40

$$\rho A \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial t^2} \delta x = \frac{\partial T_i}{\partial x} \delta x + T_e(x, t) \delta x \quad \text{Eq A40}$$

que pode ser rescrita pela equação A41

$$\rho A \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial T_i}{\partial x} + T_e(x, t) \quad \text{Eq A41}$$

O torque interno, T_i , devido à oscilação é expresso pela equação A42

$$T_i = G I_p \frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} \quad \text{Eq A42}$$

desta maneira tem-se a equação diferencial expressa pela equação A43

$$\rho A \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial \left[G I_p \left(\frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} \right) \right]}{\partial x} + T_e(x, y) \quad \text{Eq A43}$$

Para estudar as frequências naturais o sistema considerado é livre de torque externos. Desta forma a equação diferencial do sistema torcional é expressa pela equação A44

$$\rho I_p \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial \left[G I_p \left(\frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} \right) \right]}{\partial x} \quad \text{Eq A44}$$

Tomando-se a constante da onda, c , longitudinal expresso na equação A45

$$c = \sqrt{\frac{I_p}{\rho}} \quad \text{Eq A45}$$

Tem-se a equação de Laplace da onda, como na equação A46

$$\frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial x^2} \quad \text{Eq A46}$$

A solução dos deslocamentos se dá pelo método de separação de variáveis.

Assumindo uma solução do tipo expresso na equação A47

$$\theta(x, t) = \phi(x) q(t) \quad \text{Eq A47}$$

com suas derivadas parciais escritas pelas equações A48 e A49

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = \phi(x) \frac{\partial^2 q(t)}{\partial t^2} = \phi(x) \ddot{q}(t) \quad \text{Eq A48}$$

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} q(t) = \phi''(x) q(t) \quad \text{Eq A49}$$

substituindo estas derivadas na equação A44 e separando as variáveis dependente em relação ao tempo e ao espaço e rescrevendo na equação A50

$$\frac{\phi''(x)}{\phi(x)} = \frac{\ddot{q}(t)}{q(t)} = -\omega_\theta^2 \quad \text{Eq A50}$$

Cada uma das igualdades são, então, resolvidas separadamente.

As soluções , $\phi(x)$ e $q(t)$ são apresentadas pelas equações A51 e A52, respectivamente:

$$\phi(x) = A_1 \sin\left(\frac{\omega_\theta}{c} x\right) + A_2 \cos\left(\frac{\omega_\theta}{c} x\right) \quad \text{Eq A51}$$

$$q(t) = B_1 \sin(\omega_\theta t) + B_2 \cos(\omega_\theta t) \quad \text{Eq A52}$$

Desta maneira a solução geral do deslocamento longitudinal é escrita pela equação A53

$$\theta(x,t) = \left[A_1 \sin\left(\frac{\omega_\theta}{c} x\right) + A_2 \cos\left(\frac{\omega_\theta}{c} x\right) \right] * \left[B_1 \sin(\omega_\theta t) + B_2 \cos(\omega_\theta t) \right] \quad \text{Eq A53}$$

Recorrendo a relações trigonométricas obtém-se o modo de vibrar representado pela equação A54.

$$u(x,t) = A \sin\left(\frac{\omega}{c} x + \phi_1\right) \sin(\omega t + \phi_2) \quad \text{Eq A54}$$

Este modo depende das condições de contorno e iniciais que determinam as amplitudes, frequências naturais e ângulos de fase que satisfazem estas condições. Como se trata de um sistema contínuo infinitas soluções são possíveis.

A4 Deslocamentos transversais de uma placa circular

Considerando uma placa circular com raio a , com rigidez D , submetido a esforços transversais Q distribuídos ao longo da área A .

A relação entre os deslocamentos de uma determinada seção e o esforço cortante interno da placa, são obtidos a partir da teoria das placas, apresentadas pela equações A55 em coordenadas polares

$$\nabla^4 u(r, \theta, z) = \left[\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta^2} \right] \left[\frac{\partial u(r, \theta, z)}{\partial r} + \frac{\partial u(r, \theta, z)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u(r, \theta, z)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial u(r, \theta, z)}{\partial \theta^2} \right] = \frac{V(r, \theta, z)}{D} \quad \text{Eq A55}$$

Do trabalho virtual realizado por pequenos deslocamentos de um elemento, temos a equação A56

$$\nabla^4 u(r, \theta, z, t) + V(r, \theta, t) = \rho \frac{\partial^2 u(r, \theta, z, t)}{\partial t^2} \quad \text{Eq A56}$$

Para estudar os modos naturais de deslocamentos e as frequências naturais, o sistema considerado é livre. Desta forma, a equação diferencial do sistema longitudinal é expressa pela equação A57

$$\nabla^4 v(r, \theta, t) + v(r, \theta, t) = 0 \quad \text{Eq A57}$$

Supondo uma solução do tipo expresso pela equação A58

$$v(r, \theta, t) = \phi(r, \theta) q(t) \quad \text{Eq A58}$$

tem-se pelo método de separação de variáveis a relação expressa pela equação A59

$$\frac{D}{\rho} \frac{\nabla^4 \phi(r, \theta)}{\phi(r, \theta)} = \frac{\ddot{q}(t)}{q(t)} = -\omega^2 \quad \text{Eq A59}$$

Desta forma, as duas equações diferenciais podem ser resolvidas separadamente pelas equações A60 e A61

$$\ddot{q}(t) + \omega^2 q(t) = 0 \quad \text{Eq A60}$$

$$\nabla^4 \phi(r, \theta) - \beta^4 \phi(r, \theta) = 0 \quad \text{Eq A61}$$

A equação A60 tem a solução expressa pela equação A62

$$q(t) = A_1 \sin(\omega t) + A_2 \quad \text{Eq A62}$$

Rescrevendo a equação A60 na forma de operadores tem-se a equação A63:

$$\{[\nabla^2 + \beta^2]v(r, \theta)\}\{[\nabla^2 + i\beta^2]v(r, \theta)\} = 0 \quad \text{Eq A63}$$

Desta forma, a equação diferencial divide-se em duas equações apresentadas na equações A64 e A65

$$\{[\nabla^2 + \beta^2]v(r, \theta)\} = 0 \quad \text{Eq A64}$$

$$\{[\nabla^2 + i\beta^2]v(r, \theta)\} = 0 \quad \text{Eq A65}$$

Supondo uma solução da equação A64 expressa pela equação A66

$$v_1(r, \theta) = R(r)\Phi(\theta) \quad \text{Eq A66}$$

A equação A63 pode ser rescrita pela equação A67

$$\left(\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r}\right)\Phi(\theta) + \frac{R(r)}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi(\theta)}{\partial \theta^2} + \beta^2 R(r)\Phi(\theta) = 0 \quad \text{Eq A67}$$

Que pode ser resolvida pelo método de separação de variáveis de onde pode-se escrever as equações A68 e A69.

$$\frac{\partial^2 \Phi(\theta)}{\partial r^2} + m^2 \Phi(\theta) = 0 \quad \text{Eq A68}$$

$$\frac{\partial R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \left(\beta^2 - \frac{m}{r} \right) R(r) = 0 \quad \text{Eq A69}$$

A solução da equação diferencial A68 é expressa pela equação A70, cujas constantes essenciais dependem das condições de contorno e iniciais.

$$\Phi(\theta) = C_{1m} \sin(m\theta) + C_{2m} \cos(m\theta) \quad ; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Eq A70}$$

A equação A69 é uma equação diferencial de Bessel, cuja solução é expressa pela equação A71

$$R_m(r) = C_{3m} J_m(\beta r) + C_{4m} Y_m(\beta r) \quad ; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Eq A71}$$

sendo $J_m(\beta r)$ e $Y_m(\beta r)$ são funções de Bessel de ordem m de primeira e de segunda espécie, respectivamente.

Da mesma forma pode-se proceder em relação à equação diferencial A65. A solução expressa pela equação A72, é semelhante a da equação A70. Ao se substituir β por $i\beta$, a equação para determinar $R(r)$ é resolvida através das funções de Bessel modificada ou função hiperbólica de Bessel, cuja solução é expressa pela equação A73

$$\Phi(\theta) = D_{1m} \sin(m\theta) + D_{2m} \cos(m\theta) \quad ; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Eq A72}$$

$$R_m(r) = D_{3m} I_m(\beta r) + D_{4m} K_m(\beta r) \quad ; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad \text{Eq A73}$$

Assim a solução geral do deslocamento da placa é expresso pela equação A74

$$v(r, \theta, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ [A_{1m} J_m(\beta r) + A_{3m} Y_m(\beta r) + B_{1m} I_m(\beta r) + B_{3m} K_m(\beta r)] \sin(m\theta) + [A_{2m} J_m(\beta r) + A_{4m} Y_m(\beta r) + B_{2m} I_m(\beta r) + B_{4m} K_m(\beta r)] \cos(m\theta) \right\} A \sin(\omega_m t + \delta) \quad \text{Eq A74}$$

Trata-se de uma solução que também necessitam das condições iniciais e de contorno a que a placa está sujeita. A seguir são mostrados através das figuras A4, A5 e A6 três modos de vibrar de uma placa que tem a posição do diâmetro externo inalterada.

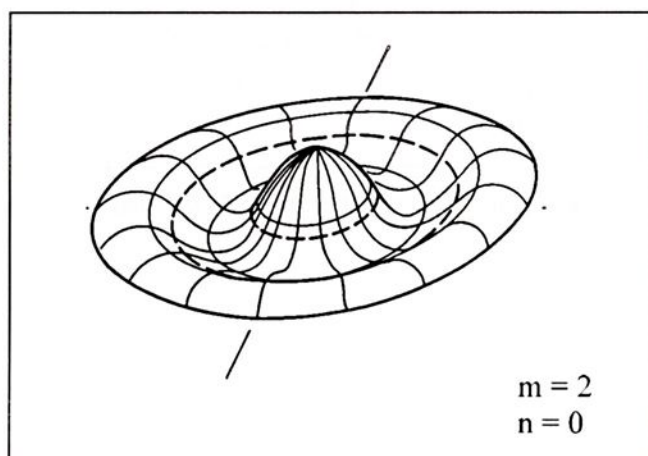


Figura A4 Modo de vibrar (2,0) de uma placa

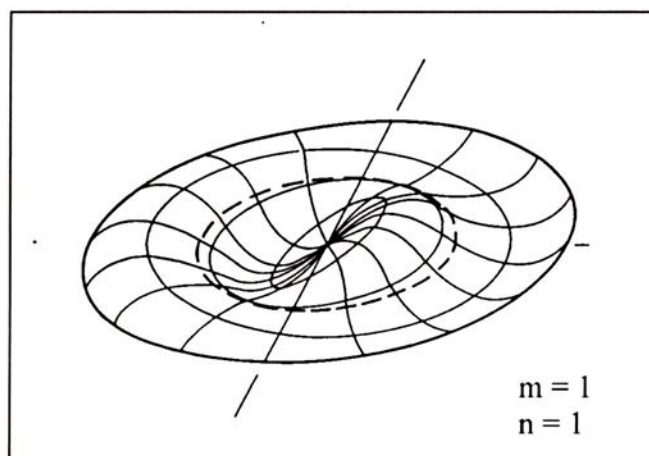


Figura A5 Modo de vibrar (1,1) de uma placa

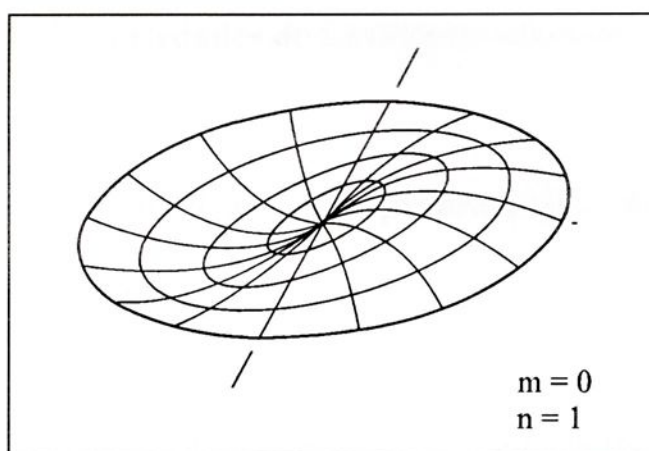


Figura A6 Modo de vibrar (0,1) de uma placa

APÊNDICE B Propriedades de Cerâmicas piezoelétricas

B1 Relações matemáticas das propriedades das cerâmicas piezoelétricas

Relações entre forças aplicadas e resposta resultante dependem principalmente das propriedades piezoelétricas da cerâmica, do tamanho e forma da peça e da direção e sentido da excitação elétrica e mecânica.

Em coordenadas polares ou cartesianas, um dos eixos é tomado paralelo à direção de polarização com a cerâmica. Esta direção é estabelecida durante a manufatura por uma alta voltagem aplicada entre um par de eletrodos na face ativa do material. Para polarização cizalhante, estes eletrodos são removidos posteriormente e recolocados em outro par de faces.

Os coeficientes piezoelétricos são indexados subscriptamente pelos números 1, 2 e 3 representando os eixos cartesianos x , y , z . Esta indexação é dupla. A primeira representação indica a direção do campo elétrico ou a direção de força gerada. A segunda representação, a direção da tensão mecânica ou da deformação ocorrida. Muitos materiais piezocerâmicos podem ser escritos com uma indexação sobrescrita que especifica as condições de contorno mecânica ou elétrica. Esta indexação é representada pelas letras T, E, D e S com o significado descrito abaixo:

T= tensão constante = Mecanicamente livre



E = campo elétrico constante = curto circuito

D = deslocamento elétrico constante = circuito aberto

S = deformação constante = mecanicamente fixo

Um exemplo, K_z expressa a constante dielétrica K medida na direção z sem a cerâmica ser fixada.

Constante “d”

As constantes piezoelétricas que relacionam a deformação mecânica por um campo elétrico são denominados de constante de deformação, ou Constante “d”.

$$d = \frac{\text{deformação desenvolvida}}{\text{campo elétrico aplicado}} \left[\frac{\text{m}}{\text{V}} \right]$$

De outra forma, o coeficiente pode se observado como a relação entre a carga coletada dos eletrodos e a pressão mecânica aplicada.

$$d = \frac{\text{densidade de carga em curto circuito}}{\text{pressão mecânica aplicada}} \left[\frac{\text{C}}{\text{N}} \right]$$

Constante “g”

As constantes piezoelétricas que relacionam a campo elétrico por um pressão mecânica são denominados de constante de voltagem, ou Constante “g”.

$$g = \frac{\text{campo elétrico com circuito aberto}}{\text{pressão mecânica aplicada}} \left[\frac{\text{V m}}{\text{N}} \right]$$

De outra forma, esta constante relaciona deformação ocorrida sob a aplicação de uma carga.

$$g = \frac{\text{deformação desenvolvida}}{\text{densidade de carga aplicada}} \left[\frac{\text{m}}{\text{C}} \right]$$

Constante dielétrica

A constante dielétrica relativa é a razão entre a permissividade do material e a permissividade de um espaço livre ilimitado

$$K = \frac{\text{permissividade do meio}}{\text{permissividade do espaço livre}} \quad \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

Capacitância

Esta propriedade depende das dimensões e tipo do material. Esta propriedade é calculada pela equação B1

$$C = \frac{K \epsilon_0 A}{h} \quad \text{Eq B1}$$

A uma frequência muito abaixo da frequência de ressonância os transdutores são essencialmente capacitivos. Desta forma, o coeficiente de voltagem é relacionado com o coeficiente de carga pela constante dielétrica, como num capacitor. A voltagem é relacionada a carga pela capacitância como apresentado na equação B2

$$Q = C V \quad \text{Eq B2}$$

E assim, tem-se a constante dielétrica da cerâmica piezoelétrica.

$$d_{33} = K_3 \epsilon_0 g_{33}$$

$$d_{31} = K_3 \epsilon_0 g_{31}$$

$$d_{15} = K_3 \epsilon_0 g_{15}$$

À ressonância, a constante dielétrica será reduzida ao fator $(1 - k^2)$, quando o k é o fator de conversão eletromecânico do modo em questão

Fator de conversão eletromecânico

Os fatores de conversões eletromecânico; $k_{33}, k_{31}, k_{15}, k_p$; relacionam a conversão de energia pela cerâmica , mecânica em elétrica ou vice-versa, . A relação entre a energia armazenada de conversão de um tipo (mecânica ou elétrica) para a energia de entrada de um segundo tipo (elétrica ou mecânica) é apresentada pela equação

$$k = \sqrt{\frac{\text{energia mecânica armazenada}}{\text{energia elétrica aplicada}}}$$

ou

$$k = \sqrt{\frac{\text{energia elétrica armazenada}}{\text{energia mecânica aplicada}}}$$

Temperatura de Curie

Temperatura que a estrutura cristalina de materiais piezoelétricos se modificam de não simétrica para simétricas perdendo a propriedade piezoelétrica.

A seguir são apresentados alguns parâmetros de materiais piezoelétricos

B2 Propriedades de Materiais Piezoelétricos

Tabela B1 Características materiais piezoelétricos

Material	Constante dielétrica	Constantes piezoelétricas				Temperatura Máxima
		10^{-12}	10^{-2}	10^{-3}	10	
	[1]					[°C]
		[C N ⁻¹]	[C m ⁻²]	[Vm N ⁻¹]	[V m ⁻¹]	
Quartz	4,50	2	15,4	50	387	573
PZT	1200	110	920	10	87	250

B3 Propriedades de cerâmicas piezoelétricas

Tabela B2 Propriedade de cerâmicas piezoelétricas da Matsushita¹⁸

Parâmetros	PCM-5A(a)	PCM-33	PCM-4B	PCM-67	PCM-80
Fator de conversão eletromecânico					
k_p	0,65	0,65	0,70	0,32	0,58
k_{31}	0,38	0,39	0,43	0,19	0,35
k_{33}	0,71	0,74	0,72	0,48	0,69
k_{15}	0,70		0,63	0,37	0,64
k_t	0,50	0,50	0,50	0,40	0,47
Constantes piezoelétricas					
d_{21} [m V ⁻¹]	-186×10^{-12}	-263×10^{-12}	-247×10^{-12}	-42×10^{-12}	-122×10^{-12}
d_{33} [m V ⁻¹]	357×10^{-12}	575×10^{-12}	490×10^{-12}	109×10^{-12}	273×10^{-12}
d_{15} [m V ⁻¹]	579×10^{-12}	...	599×10^{-12}	131×10^{-12}	412×10^{-12}
g_{31} [V m N ⁻¹]	$-12,3 \times 10^{-3}$	$-8,4 \times 10^{-3}$	$-11,8 \times 10^{-3}$	$-7,7 \times 10^{-3}$	$-11,3 \times 10^{-3}$
g_{33} [V m N ⁻¹]	$25,7 \times 10^{-3}$	$18,4 \times 10^{-3}$	$20,6 \times 10^{-3}$	$19,8 \times 10^{-3}$	$25,5 \times 10^{-3}$
g_{15} [V m N ⁻¹]	$33,9 \times 10^{-3}$	...	$29,7 \times 10^{-3}$	$24,7 \times 10^{-3}$	$31,9 \times 10^{-3}$
Permissividade					
$\frac{\epsilon_{33}^T}{\epsilon_0}$	1710	3530	2380	620	1210
$\frac{\epsilon_{11}^T}{\epsilon_0}$	1830	2740	2280	600	1460
Módulo de Elasticidade [Gpa]					
$\frac{1}{s} \frac{E}{11}$	62	69	63	110	88
$\frac{1}{s} \frac{E}{33}$	55	52	51	108	68
$\frac{1}{s} \frac{E}{44}$					
Densidade [g cm⁻³]	7,7	7,7	7,8	7,7	7,9
Temperatura de Curie [°C]	326	182	264	340	283

PCM é o nome comercial destes produtos manufaturados pela Matsushita Panasonic

B2 Relações de deformação de um elemento piezoelétrico

Expansão e contração paralelo e transversal ao campo elétrico

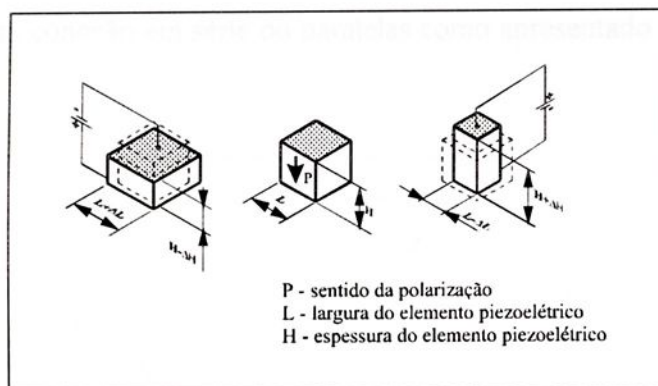


Figura B1 Expansão e contração de uma cerâmica piezoelétrica

A variação da espessura e largura, representados na figura B1, são apresentadas pelas equações B3, B4, respectivamente:

$$\Delta H = V d_{33} \quad \text{Eq B3}$$

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta H}{H} = \frac{V d_{31}}{H} \quad \text{Eq B4}$$

Deformação cisalhante

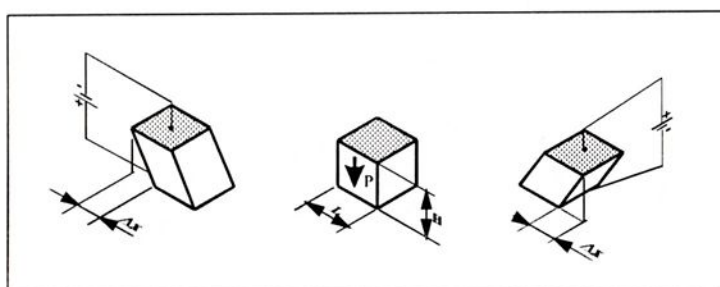


Figura B2 Deformação cisalhante de uma cerâmica piezoelétrica

O deslocamento cisalhante, Δx , apresentado na figura B2 é relacionado com a voltagem pela equação B5

$$\Delta x = V d_{15} \quad \text{Eq B5}$$

Flexão com conexão em série ou paralela

A produção de flexão por elementos piezoelétricos podem ser obtidos por uma conexão em série ou paralelas como apresentado pelas figuras B3 e B4

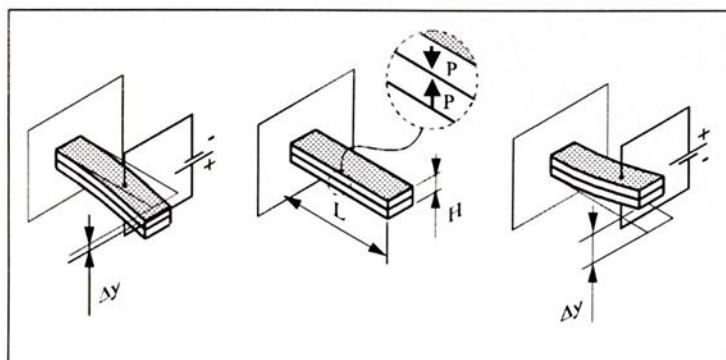


Figura B3 Flexão de barras piezoelétrica com conexão em série

O deslocamento transversal desenvolvido por uma conexão em série é relacionado com a voltagem aplicada pela equação B6

$$\Delta v = \frac{2 L^2 V d_{31}}{H^2}$$

Eq B6

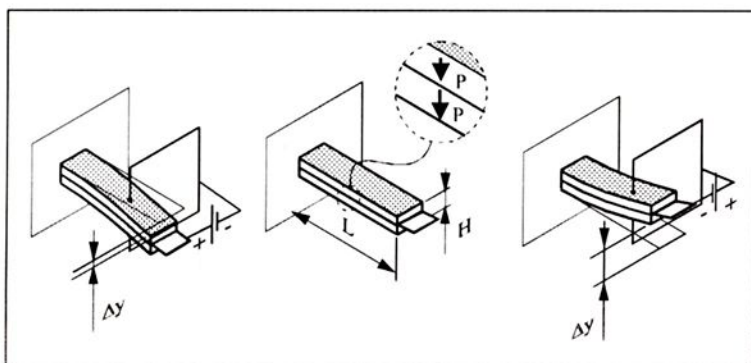


Figura B4 Flexão de barras piezoelétricas com conexão paralela

O deslocamento transversal desenvolvido por uma conexão em paralelo é relacionado com a voltagem aplicada pela equação B7

$$\Delta v = \frac{4 L^2 V d_{31}}{H^2}$$

Eq B7

APÊNDICE C Polímeros testados como materiais de fricção

Este apêndice apresenta os polímeros que foram utilizados durante pesquisas realizadas por M. Ishikawa Y. Tada e N. Sagara ¹⁹ na universidade de Yamagata.

A apresentação consiste na nomeação do polímero, científico e comercial, indicando as empresas que o fabricam bem como o processo industrial de obtenção.

Tabela C1 Especificação de polímeros utilizados como material de fricção ¹⁹

Polímero	Fabricante	Nome comercial e especificação	Processo de Obtenção		
POM	Poly Plastic	Duracon M270		210	
PA6	Toray	Amiran CM1017		260	
PA66	Dupont	Zaitel 101L		280	
PAMXD6	Mitsubishi Gas Chemical	Reny 6002	Moldados	260	1,8 [MPa]
PBT	GE	Barox 315		250	
PVDF	Showa Denko	Forafrom 1000HD		240	
HDPE	Mitsubishi Yuka	Yukaron BX70		180	
PP	Mitsubishi Yuka	Rebren MH8		200	
UHMWPE	Mitsubishi Oil Chemical	Hyrex Million M240	Moldado	220	6 [MPa]
PPS	Kureha Chemical	Photron KPS			
PEEK	Sumitomo Chemical	Espex K	Filmes		
PTFE	Sumitomo Chemical	Econole S200			

ABSTRACT

In this work, the ultrasonic motors are studied. These motors apply mechanics vibrations to generate drive forces. The principles of driving are analysed, with emphasis on following aspects: the generation of elliptic displacement through vibrations, piezoelectric transducer types used and mechanics contact between the driving part and movable part. Also an extensive classification is presented. The supplementary characteristic and applications of these motors is discussed. To end, the future works are suggested.

Keywords: Ultrasonic motor, mechanical vibration, elliptic displacement, travelling wave, piezoelectric transducer, mechanic contact

Glossário

Círculo nodal	Círculo que não sofre deslocamento pelo modo de vibrar.
Deformação	Modificações das posições internas de um corpo.
Deslocamento	Mudança de posição no espaço.
Diâmetro nodal	Diâmetro que não sofre deslocamento pelo modo de vibrar.
Eletrostricção	Propriedade de materiais se deformarem com a ação de m campo elétrico.
Estatórotor	Parte que não se movimenta em relação ao motor
Magnetostricção	Propriedade de materiais se deformarem com a ação de um campo magnético.
Motor ultra-sônico	Motor que utiliza vibrações mecânicas com frequência ultra-sônica para gerarem forças de acionamento.
Onda propagante	Onda que se propaga em um meio contínuo.
Modos degenerados	Modos de vibrar com a mesma frequência natural
Modo de vibrar	Forma geométrica formada pela vibração de uma frequência natural.
Movimento	Deslocamento relativo de um corpo em relação a outro.
Piezoelétricidade	Fenômeno físico capaz de transformar energias mecânicas em elétricas e vice-versa.
Polarização	Sentido do fluxo elétrico.
Ponto nodal	Ponto que não sofre deslocamento pelo modo de vibrar.
PZT	Nome corrente dado às cerâmicas piezoelétricas compostas de solução sólida de zirconato de chumbo (PbZrO_3) e titanato de chumbo (PbTiO_3).
Rotor	Parte que se movimenta em relação ao motor.
Transdutor Eletro-mecânico	Componente capaz de converte energia mecânica em elétrica ou vice-versa.
Ultra-som	Frequência mecânica acima da frequência audível.



